С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс





ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ ФОТОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Сканирование и оформление:
Кривенков Д.О.
ЛФВЭ, ОИЯИ, Дубна 2008.
e-mail: krivenkov@lhe.jinr.ru



ИЗДАТЕЛЬСТВО ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Москва 1962

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие русского перевода……..... 5
Предисловие к русскому изданию……... 9
Предисловие……..... 11

Г Л А В А 1

ИСТОРИЯ ФОТОГРАФИЧЕСКОГО МЕТОДА

§ 1. Элементы фотографического процесса……... 13
а) Скрытое изображение (13). б) Проявление (15). в) Роль желатины (16).
§ 2. Ранний этап истории разработки фотографической эмульсии…….. 17
§ 3. Фотографическое действие α-частиц……..... 21
§ 4. Следы отдельных α-частиц…….. 22
§ 5. Попытки расширить область применения метода……..... 23
§ 6. Следы протонов……..... 24
§ 7. Первые попытки приготовления специальных эмульсий ……..... 26
§ 8. Следы частиц космического излучения…….. 27
§ 9. Повышение точности метода……..... 28
§ 10. Разработка «ядерных» эмульсий……. 31
§ 11. Открытие новых частиц…… 32
§ 12. Дальнейшие технические усовершенствования……. 33
а) Изготовление электронно-чувствительных эмульсий (33). б) Обработка толстых эмульсионных слоев (34). в) Сотрудничество в работе с эмульсионными стопками (35).

Г Л А В А 2

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

§ 1. Физические свойства ядерных фотографических эмульсий…….. 37
а) Содержание воды в эмульсии (38). б) Химический состав эмульсии (39).
§ 2. Механизм образования следов……. 41
а) Роль δ-электронов в образовании скрытого изображения (43). б) Изменение чувствительности в зависимости от температуры (46).
§ 3. Обработка ядерных эмульсий……... 46
§ 4. Просмотр пластинок…….. 49
§ 5. Микрофотографирование следов……. 50
а) Усиление следов (52).
§ 6. «Загрузка» эмульсий…….. 52
а) Разбавление эмульсии желатиной (52).
б) Пропитывание тяжелой водой (53).
в) Введение солей различных элементов (53).
г) Радиоактивные вещества в эмульсиях (53).
д) Введение в эмульсию проволочек (54).
§ 7. «Слоеные» эмульсии («сэндвичи»)…… 54
а) Слои желатины (54). б) Солн (54).
в) Металлические пластины (55).
§ 8. Безподложечные эмульсии…….. 55
§ 9. Следы в «мокрых» эмульсиях……. 56
§ 10. Регрессия скрытого изображения…… 57
§ 11. Уход за пластинками…… 58
§ 12. Дисторсия…….. 58
а) Ретикуляция; пузырение (60).
§ 13. Опыты по разработке эмульсий новых типов…… 61

Г Л А В А 3

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Часть I. Длины и направления следов; зависимость пробег – энергия…….. 62
§ 1. Определение длины следа……. 62
§ 2. Зависимость пробег – энергия; степенное приближение……... 64
§ 3. Определение точной зависимости пробег – энергия. 66
а) Стандартизация тормозной способности (67).
б) Точное соотношение между пробегом и энергией (68). в) Истинный пробег и спроектированный пробег (69).

§ 4. Страгглинг…….. 69
§ 5. Соотношение пробег – энергия для α-частиц…… 71
§ 6. Соотношение пробег энергия для тяжелых ядер… 72
§ 7. Следствия, вытекающие из зависимости пробег – энергия……. 74
а) Относительные вероятности остановки частиц в бромистом серебре и в желатине (74). б) Зависимость скорости и потерь энергии от остаточного пробега (74). в) Время пролета заряженных частиц (75).
§ 8. Измерение «глубины» в эмульсии……... 77
§ 9. Определение углов между следами……. 78
Часть II. Измерение плотности следов…….. 80
§ 10. Потери энергии вдоль следа…… 80
§ 11. Определение удельной ионизации путем счета зерен; нормировка…….. 81
а) Изотропия свойств ядерной эмульсии как регистрирующего прибора (83). б) Зависимость дискриминирующей способности эмульсии от размеров зерен (83). в) счет конгломератов (83).
§ 12. Определение удельной ионизации путем измерения разрывов…….. 84
§ 13. Измерения «ширины» следов……... 87
§ 14. Фотометрирование следов…… 89
а) Счет зерен и разрывов (89). б) Измерение оптической плотности следов (денситометрия) (90).

Г Л А В А 4

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ *(продолжение)*

Часть III. Измерение рассеяния……. 91
§ 1. Общие положения; определение $p\beta$……. 91
а) Угловой и координатный методы (91). б) Операция «обрезания»; постоянная рассеяния (92). в) Рассеяние по глубине (92). г) Практические примеры измерений рассеяния (92).
§ 2. Ограничения метода рассеяния…… 94
а) Статистические флуктуации (94) б). Ошибки отсчета; «шум зерен» (94). в) «Шум столика» (95). г) Поправки на «шумы», связанные с отсчетом и несовершенством столика (95).
§ 3. Поправки, связанные с дисторсией…….. 96
а) Вычисление разностей более высоких порядков (96). б) Метод сравнения (96). в) Метод алгебраического среднего (97). г) Местная дисторсия; ложное рассеяние (97).
§ 4. Метод «постоянной стрелы прогиба»…….. 98
§ 5. Измерение рассеяния в эмульсионных стопках….. 99
а) Метод, основанный на определении координат у поверхности стекла(99). б) Метод «поверхностного угла» (100). в) Сравнение точностей, делаемых двумя рассмотренными методами (100).
§ 6. Относительное рассеяние……. 101
а) Электронно-позитронные пары (101). б) Почти параллельные следы тяжел частиц (101).
Часть IV. Другие разновидности метода…….. 103
§ 7. Фотографическая пластинка как детектор заряженных частиц……... 103
§ 8. Методы определения среднего времени жизни заряженных частиц……... 106
§ 9. Измерения на следах α-частиц, испускаемых радиоактивными загрязнениями…… 107
а) Диффузия торона в эмульсии (107). б) Измерения на следах α-частиц, испускаемых радиоактивными загрязнениями (108). в) Измерение полупериодов распада долгоживущих α-излучателей (108).
§ 10. Средний пробег для взаимодействий заряженных частиц……. 109
§ 11. Магнитное отклонение частиц…… 110
а) Магнитное отклонение частиц в эмульсии (110). б) Магнитное отклонение частиц в воздухе или в вакууме (111). в) Метод нормального падения (111).

Г Л А В А 5

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

§ 1. Идентификация путем изучения упругих соударений…….. 112
§ 2. Наблюдение тормозного излучения……. 113
§ 3. Ядерное взаимодействие на лету…….. 113
§ 4. Наблюдение характерных типов распада или взаимодействия с ядрами…….. 113
а) μ-мезоны (113). б) Отрицательные π- и μ-мезоны (114). в) Положительные π-мезоны (114). г) K-частицы (114). д) Заряженные гипероны (115).
§ 5. Медленные вторичные электроны, наблюдающиеся в конце пробега……... 115
§ 6. Внезапное прекращение следов в эмульсии…….. 115
§ 7. Измерения масс……. 115
а) Определение плотности зерен и пробега; метод (g^*, R) (115). б) Измерение рассеяния и пробега; метод ($\acute{a}$, R) (118). в) Измерение плотности зерен и рассеяния; метод ($\acute{a}$, g) (119). г) Измерение побега и магнитного отклонения; метод (p, R) (120).
§ 8. Наблюдение δ-электронов…… 122
§ 9. Следы тяжелых ядер в конце пробега……. 123

ГЛАВА 6

ЭЛЕКТРОНЫ И γ-КВАНТЫ

§ 1. Электромагнитные взаимодействия……..... 125
а) Радиационные столкновения (125). б) Образование пар (126). в) Образование «тройников» (128). г) Двойное образование пар (129). д) Ионизация (129).
§ 2. Идентификация электронных следов…….. 130
§ 3. Определение энергии электронно-позитронных пар 131
а) Непосредственные измерения (131). б) Измерение расхождения следов пары (131). в) Измерение относительного рассеяния (132). г) Плотность зерен на следе неразрешенной пары (132). д) Измерения на электронных каскадах (133).
§ 4. Развитие «мягкого» каскада……. 134
а) Наблюдение каскадов в эмульсии (135).
§ 5. Поперечное развитие каскада…….. 136
§ 6. Гамма-кванты, образовавшиеся при распаде π^0-мезонов…….. 137
§ 7. Расхождение γ-квантов, возникающих при распаде π^0-мезонов…… 138
§ 8. Наблюдения фоторасщепления ядер……... 139
§ 9. Образование пар μ-мезонов…… 142
§ 10. Фоторождение π-мезонов……. 143

ГЛАВА 7

МЮ-МЕЗОНЫ

§ 1. Открытие μ-мезона и его свойства…….. 146
§ 2. Распад μ-мезона……. 148
§ 3. Процессы, сопровождающие захват μ-мезонов атомами…….. 150
а) Теории атомного захвата мезонов (150). б) Наблюдение электронов Оже (151). в) Радиационные переходы (153).
§ 4. Время жизни μ-мезонов…… 154
§ 5. Масса μ-мезона…….. 157
а) Метод побега и импульса (157). б) Спектроскопия μ-мезоатомов (158). в) Граница электронного спектра μ^+-мезонов (159).
§ 6. Ядерные взаимодействия μ-мезонов……... 159
§ 7. Происхождение μ-мезонов……... 161

ГЛАВА 8

ПИ-МЕЗОНЫ

§ 1. Открытие π-мезона…… 162
§ 2. Распад π-мезона по схеме $\pi \to \mu + \nu^0$…….. 163
а) Распад на лету и радиационный распад (164). б) Природа нейтральной частицы, испускаемой при распаде заряженного π-мезона (165). в) β-распад π^+-мезона (165).
§ 3. Ядерный захват отрицательных π-мезонов…… 166
§ 4. Образование π-мезонов при ядерных столкновениях…….. 167
а) Распад π-мезона на лету (167).
§ 5. Нейтральный π-мезон…….. 167
а) Испускание нейтральных π-мезонов при ядерных расщеплениях; обычная схема распада (167). б) альтернативная схема распада π^0-мезона: $\pi^0 \to \gamma + (\beta^+ + \beta^-)$ (168).
§ 6. Масса заряженных π-мезонов…….. 169
а) Измерения импульса и пробега (169). б) Использование реакции $\pi^- + p \to n + \gamma$ (170). в) Использование реакции $p + p \to \pi^+ + d$ (171). г) Излучение при атомном захвате π^--мезонов; захват в водороде (172). д) Расщепления ядер легких элементов (172).
§ 7. Масса нейтрального π-мезона…….. 173
§ 8. Время жизни заряженных π-мезонов…….. 174
§ 9. Время жизни π^0-мезонов…….. 175
а) Метод Карлсона, Хупера и Кинга (176). б) Исследование распадов типа $\pi^0 \to \gamma + e^+ + e^-$ (177). в) Исследование распадов типа $K^+_{\pi 2} \to \pi^+ + \pi^0$ (178). г) Определение продолжительности жизни отдельных π^0-мезонов очень большой энергии (179). д) Оценки верхнего предела времени жизни (180).
§ 10. Спин и четность π-мезонов…….. 181
§ 11. Несохранение четности в слабых взаимодействиях…… 182
а) Эксперименты со счетчиками (182). б) Эксперименты с фотоэмульсиями (183).

ГЛАВА 9

ТЯЖЕЛЫЕ, ИЛИ *K*-МЕЗОНЫ

§ 1. Историческое введение…… 186

§ 2. Схема τ-распада; $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm} + \pi^{+} + \pi^{-}$ ……. 189

а) Идентификация (189). б) Первые измерения масс (190). в) Природа вторичных частиц (191). г) Заряд *K*-мезонов, распадающихся в эмульсии по схеме τ-распада (192).

§ 3. Точные измерения масс τ-мезонов……. 192

§ 4. Энергетические распределения вторичных π-мезонов…… 194

§ 5. Схема распада τ'; $\tau'^{+} \to \pi^{+} + \pi^{0} + \pi^{0}$…….. 195

§ 6. Непосредственное образование τ-мезонов при ядерных взаимодействиях…… 196

а) Радиационный распад τ-мезона: $\tau \to 3\pi + \gamma$ (196).

ГЛАВА 10

K-МЕЗОНЫ *(продолжение)*

§ 1. Открытие других схем распада заряженных *K*-мезонов…….. 197

а) Схема распада *x*, или $K_{\mu 3}$; $K_{\mu 3} \to \mu + \pi^{0} + \nu^{0}$ (197). б) Схема распада χ, или $K_{\pi 2}$; $K^{+}{}_{\pi 2} \to \pi^{+} + \pi^{0}$ (199). в) Схема распада η, или $K_{\mu 2}$; $K_{\mu 2} \to \mu + \nu^{0}$ (202). г) β-распад тяжелых мезонов; схема ε, или $K_{\beta 3}$; $K^{+}{}_{\beta 3} \to \beta^{+} + 2$ нейтральные частицы (203). д) Испускание γ-излучения при распаде *K*-мезонов (205).

§ 2. Массы заряженных *K*-мезонов…… 206

а) Ранние измерения (206). б) Точное определение массы положительных *K*-мезонов (206). в) Масса отрицательных *K*-мезонов (208).

§ 3. Относительные вероятности распадов по различным схемам…… 209

§ 4. Образование тяжелых мезонов; преобладание положительно заряженных частиц……. 211

а) Образование мезонов при ядерных расщеплениях (211). б) Преобладание положительных мезонов (211).

§ 5. Среднее время жизни заряженных *K*-мезонов…... 212

§ 6. Ядерный захват медленных *K*-мезонов…….. 215

а) Первые наблюдения (215). б) Пучки *K*-мезонов от ускорителей (215). в) Взаимодействие *K*-мезонов с протонами (216). г) Захват K^{-}-мезонов более тяжелыми ядрами (216). Гиперфрагменты, образующиеся при ядерном захвате K^{-}-мезонов (218).

§ 7. Нейтральные *K*-мезоны…… 218

а) Схема распада $\theta^{0}{}_{1}$; $\theta^{0}{}_{1} \to \pi^{+} + \pi^{-}$ (219). б) Константа распада для схемы $\theta^{0}{}_{1}$ (219). в) Схема распада $K^{0} \to \pi^{0} + \pi^{0}$ (220). г) Другие схемы распада K^{0}-мезонов; $\theta^{0}{}_{2}$ (220).

§ 8. Несохранение четности при распаде заряженных *K*-мезоны…… 221

ГЛАВА 11

ГИПЕРОНЫ И ГИПЕРЯДРА

§ 1. Нейтральный гиперон Λ^{0} ……. 223

а) Схема распада $\Lambda^{0} \to p + \pi^{-}$ (223). б) Совместное образование Λ^{0} частиц и *K*-мезонов (224). в) Распад на две нейтральные частицы: $\Lambda^{0} \to n + \pi^{0}$ (225). г) Время жизни, масса и спин Λ^{0}-частиц (225).

§ 2. Сигма-гипероны…… 226

§ 3. Массы Σ^{+}- и Σ^{-}- гиперонов…….. 227

а) Анализ схем распада (228). б) Использование реакций $K^{-} + p \to \Sigma^{\mp} + \pi^{\pm}$ (228). в) *K*-мезоатом водорода (229).

§ 4. Ядерные взаимодействия заряженных гиперонов…. 230

а) Первые наблюдения (230). б) Характеристики расщеплений, вызываемых ядерным захватом Σ^{-}-частиц (230). в) Исследование Σ^{-}-частиц, образуемых в реакции $K^{-} + p \to \Sigma^{-} + \pi^{+}$ (231). г) Наблюдение электронов Оже и следов ядер отдачи (231). д) Абсолютное число электронов Оже (231). е) Распределение «Σ^{-}-звезд» по числу лучей и теория «испарения» (232).

§ 5. Время жизни $\Sigma^{\pm}$-частиц…… 233

а) Другие типы распада заряженных нейтральных гиперонов (233).

§ 6. Σ^{0}-частица…….. 233

§ 7. Ξ^{-}-частица…….. 234

§ 8. Связь между *K*-частицами и гиперонами……... 234

а) Совместное образование гиперонов и тяжелых мезонов (235). б) Образование отрицательных *K*-частиц и парное образование $K^{\pm}$-частиц (236). в) Образование Ξ^{-}-частиц совместно с двумя K^{0}-мезонами (236). г) захват K^{-}-частиц и испускание вторичных гиперонов (236).

§ 9. Новые правила отбора…….. 237

§ 10. Открытие гиперядер……. 239
а) Λ^0-частицы в составе атомных ядер (239)
§ 11. Подробные исследования гиперядер…….. 242
а) Коллинеарные случаи (242). б) Компланарные случаи (242). а) Случаи с испусканием нейтронов (243). г) Мезонный и безмезонный распады гиперфрагментов (243). д) Расщепления некоторых типов гиперядер (244). Гиперфрагменты, содержащие Σ-гипероны (245)

Г Л А В А 12

АНТИПРОТОНЫ

§ 1. Первые указания на существование антипротона…. 246
§ 2. Искусственное получение отрицательных протонов 247
а) Наблюдение ядерными эмульсиями (249).
§ 3. Масса антипротонов……. 250
а) Измерение импульса и пробега; метод (p, R) (250). б) Плотность зерен и остаточный пробег; метод (g, R) (251). в) Плотность зерен и многократное рассеяние; метод (g, α) (251). г) Остаточный пробег антипротонов у точки их взаимодействия (251).
§ 4. Процесс аннигиляции……... 252
а) Общие характеристики (252). б) Выделение энергии с заряженными частицами (252). в) Образование K-мезонов (254). г) Корреляция между n_g и N_h в аннигиляционных «звездах» (255). д) Баланс энергии при аннигиляции (255). е) Среднее число π-мезонов, образующихся при аннигиляции (256).
§ 5. Антигипероны……... 257
§ 6. Вероятность случайного совпадения независимых событий……... 258

Г Л А В А 13

РАСЩЕПЛЕНИЯ, ВЫЗВАННЫЕ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 100 *Мев* ДО 30 *Бев*

§ 1. Введение……. 261
§ 2. Классификация «звезд»; обозначения……. 262
а) Следы сильно ионизирующих частиц (262). б) Следы ливневых частиц (262). в) Следы первичных частиц (262). г) Идентификация следов первичных частиц (262).
§ 3. Природа первичных частиц……. 263
а) Заряженные и нейтральные первичные частицы (263). б) Протоны в составе первичных частиц (265).
§ 4. Вторичные частицы…….. 266
а) Обоснование подразделения частиц на три группы (266). б) Природа ливневых частиц, их энергетический спектр, угловое распределение и генерация (267). в) Изменение множественности в зависимости от энергии первичной частицы (270). г) Природа частиц, образующих «серые» следы (271). д) Природа и угловое распределение частиц, образующих черные следы (274). е) Связь между серыми и черными следами (275). ж) Медленные π-мезоны (277).
§ 5. Ядерное «испарение»…… 278
а) Введение (278). б) Теория процесса «испарения»; энергетический спектр (279). в) Сравнение предсказанных энергетических спектров с экспериментом (281). г) Относительные вероятности вылета различных частиц (282). д) Подробные характеристики процесса «испарения» (284). е) Энергия, приходящаяся на «черные» и «серые» следы (285).
§ 6. Наблюдение ядерных осколков……... 286
а) Частицы с Z =1 и Z = 2 (286). б) Энергия ядер отдачи (286). в) Испускания ядер Li^8 и B^8; молоткообразные следы (287). г) α-частицы, образующиеся при распаде Be^8 (288). д) Относительная вероятность вылета различных осколков (290).

Г Л А В А 14

ВЗАИМОДЕЙСТИЯ БЫСТРЫХ МЕЗОНОВ И АНТИНУКЛОНОВ С ЯДРАМИ

§ 1. Введение……. 292
а) Пробег для взаимодействия (292).
б) Дифракционное рассеяние (293).
в) Угловые распределения при дифракционном рассеянии (295).
§ 2. Взаимодействие быстрых μ-мезонов……... 295
а) Ослабление жесткой компоненты под землей (295). б) Природа расщеплений; образование π-мезонов (296).
§ 3. Взаимодействие быстрых π-мезонов……... 297
а) Опыты с космическими лучами (297). б) Исследования с помощью искусственно полученных π-мезонов (298). в) Взаимодействия π-мезонов со свободными протонами и

периферическими нуклонами ядер (298). г) Эксперименты при более высоких энергиях (301). д) Взаимодействия с периферическими нейтронами ядер (303). е) Столкновения быстрых π-мезонов со сложными ядрами (304).

§ 4. Ядерные взаимодействия быстрых положительных *K*-мезонов…….. 305
а) Упругое и неупругое рассеяние; перезарядка (305). б) Неупругие столкновения со сложными ядрами (306). в) Угловые распределения (307). г) Типы распадов рассеянных частиц (307).

§ 5. Ядерные взаимодействия быстрых отрицательных *K*-мезонов…….. 307
а) Пробег для взаимодействия (307). б) Распределение по N_h (308). в) Относительные частоты различных типов распада K^- частиц (309).

§ 6. Ядерные взаимодействия быстрых отрицательных *K*-мезонов…… 310

§ 7. Опыты с пучками протонов большой энергии….. 312
а) Протоны низкой энергии (312). б) Столкновения протонов с протонами при энергии 950 *Мэв* (314). в) Множественное рождение мезонов при энергии протонов 3 *Бэв* (315). г) Опыты с протонами, ускоренными до 9 *Бэв* (315).

§ 8. Ядерные взаимодействия антипротонов и антинейтронов на лету…….. 316
а) Пробег для взаимодействия и другие характеристики (316). б) Перезарядка; антинейтрон (318).

Г Л А В А 15

ЯДЕРНЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ СВЫШЕ 50 *Бэв*

§ 1. Введение……. 320
а) Ограничения при работе на ускорителях (320). б) О возможности возникновения новых процессов при очень высоких энергиях (320). в) Расщепления высокой энергии, образуемые частицами космического излучения (320). г) Преимущества экспериментов с эмульсиями, экспонированными на больших высотах (321).

§ 2. Некоторые методические особенности……... 322
а) Просмотр (322). б) Коллимация вторичных частиц (322). в) Дискриминация при отборе случаев (323).

§ 3. Энергия частиц, образующих «струи»…… 324
а) Угловое распределение вторичных частиц (324). б) Кинематика столкновения; скорость системы центра инерции (325). в) Определение γ_c из наблюдения вторичных частиц (325). г) Природа первичных частиц (327).

§ 4. Идентификация вторичных частиц……. 327
а) Измерения, касающиеся фотонов и заряженных ливневых частиц в «струях» (327). б) Взаимодействия заряженных и нейтральных вторичных частиц (329). в) Идентификация частиц внешнего конуса (329).

§ 5. Энергетические и угловые распределения вторичных частиц…….. 331
а) Измерение рассеяния (331). б) Характеристики вторичных расщеплений (331). в) Энергия «мягкой» компоненты (331). г) Поперечный импульс вторичных частиц (332). д) Поперечные импульсы π^0-мезонов и γ-квантов (334). е) Преобразования угловых распределений из лабораторной системы в систему центра инерции (336).

§ 6. Неупругость взаимодействий…….. 338
а) Методы определения *K* (340).

§ 7. Анализ отдельных случаев……... 343
а) Взаимодействие протона с энергией ~ 40000 *Бэв* (343). б) Взаимодействие α-частицы с энергией ~ 10^6 *Бев* (345). в) Электромагнитные каскады (347).

§ 8. Теории нуклон-нуклонных столкновений при очень высоких энергиях……... 348
а) Модель Ферми (348). б) Модель Ландау (349). в) Модель Гейзенберга (349). г) Модель Баба (350). д) Модель двух центров.

Г Л А В А 16

ТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА В КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

§ 1. Введение……. 353
а) Первичное космическое излучение (353). б) Теория происхождения космического излучения (354).

§ 2. Идентификация следов быстрых α-частиц……. 355

§ 3. Измерения ионизации путем счета зерен и δ-электронов…….. 356
а) Счет зерен в высокочувствительной эмульсии; малые значения *Z* (356). б) Измерения числа δ-электронов N_δ (357). в) Эксперименты с эмульсиями различной чувствительности (358). г) Счет зерен в малочувствительных эмульсиях (359).

§ 4. Фотометрические измерения для определения ионизации……... 360
а) «Профиль» почернения, вызываемого следами тяжелых ядер (360). б) Следы более медленных частиц (361). в) Эмпирическое выражение для почернения, обусловленного следом (362). г)

Определение заряда Z фотометрическим способом (363).
§ 5. Определение скорости тяжелых ядер……. 364
§ 6. Расщепления быстрых тяжелых ядер…….. 365
а) Пробег для взаимодействия (365). б) Характеристики расщеплений, образуемых тяжелыми ядрами (366). в) Угловые распределения вторичных частиц (367). г) Расщепления, обусловленные электромагнитными взаимодействиями (370). д) Столкновения с различными ядрами-мишенями (371). е) Типы расщепления тяжелых ядер на осколки (373). ж) Расщепления, образуемые α-частицами (375). з) Образование мезонов тяжелыми ядрами (377).
§ 7. Энергетический спектр частиц первичного излучения……... 378

П р и л о ж е н и я …….. 391
I. Таблица элементарных частиц……. 393
II. Открытие элементарных частиц…….. 394
III. Времена жизни и схемы распада нестабильных элементарных частиц…… 395
IV. Законы сохранения, управляющие превращениями и взаимодействиями элементарных частиц…… 396

Л и т е р а т у р а ……. 401

а) Влияние магнитного поля Земли (378). б) Первичные протоны низкой энергии (меньше 15 *Бэв*) (378). в) Первичные α-частицы низкой энергии (меньше 500 *Бэв*) (379). г) Энергетический спектр частиц с зарядами $Z \geqslant 3$ (382). д) Частицы очень высоких энергий (383). е) Первичные частицы широких атмосферных ливней (383).
§ 8. Зарядовый спектр первичного космического излучения……... 383
а) Потоки ядер Li, Be и B на высотах, достигаемых с помощью баллонов (386). б) Состав первичного излучения вне атмосферы (387). в) Происхождение Li, Be и B в космическом излучении (388).

V. Деформации сдвига и упругие искажения в эмульсии…… 396
VI. Периоды полураспада долгоживущих α-излучателей…… 397
VII. Просмотр невооруженным глазом…….. 399

АТЛАС МИКРОФОТОГРАФИЙ

Список фотографий…….. 423

THE STUDY OF ELEMENTARY PARTICLES BY THE PHOTOGRAPHIC METHOD

AN ACCOUNT OF THE PRINCIPAL TECHNIQUES AND DISCOVERIES ILLUSTRATED BY AN ATLAS OF PHOTOMICROGRAPHS

by

C. F. Powell

P. H. Fowler and D. H. Perkins

H. H. WILLS PHYSICAL LABORATORY
UNIVERSITY OF BRISTOL

PERGAMON PRESS
LONDON – NEW YORK – PARIS – LOS ANGELES
1959

С. ПАУЭЛЛ, П. ФАУЛЕР, Д. ПЕРКИНС

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ ФОТОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

ОБЗОР
ОСНОВНЫХ МЕТОДОВ ЭКСПЕРИМЕНТА
И ОТКРЫТИЙ, ИЛЛЮСТРИРОВАННЫЙ АТЛАСОМ
МИКРОФОТОГРАФИЙ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО
А. А. ВАРФОЛОМЕЕВА, Е. И. ДОБРОХОТОВА
И Ю. Л. СОКОЛОВА

ПОД РЕДАКЦИЕЙ
Г. Б. ЖДАНОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва 1962

АННОТАЦИЯ

Настоящая монография посвящена систематическому и всестороннему изложению одного из основных экспериментальных методов ядерной физики — метода толстослойных фотоэмульсий. Монография написана известным английским ученым лауреатом Нобелевской премии по физике профессором С. Пауэллом и его сотрудниками Д. Перкинсом и П. Фаулером, которые уже много лет успешно работают в этой области. Подробно рассматриваются методика измерений, основные применения этого метода в физике элементарных частиц, обсуждаются конкретные результаты, в частности такие важные достижения, как открытия ряда элементарных частиц (заряженных π- и K-мезонов и др.). Большое число фотографий публикуется впервые.

Написанная крупными специалистами, содержащая богатый иллюстративный и справочный материал, книга будет полезна для широкого круга научных работников, интересующихся фотографическим методом и его применениями в исследованиях атомного ядра, элементарных частиц, космических лучей, радиоактивных излучений, изотопов и т. д.

Редакция литературы по физике

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Все основные достижения современной физики элементарных частиц материи в той или иной мере связаны с разработкой двух основных экспериментальных методов — камеры Вильсона и толстослойных ядерных фотоэмульсий. Каждый из них имеет свои специфические преимущества и недостатки, и, дополняя друг друга, они развиваются в течение примерно полувека во все ускоряющемся темпе.

Значительную роль в развитии фотометода на его первых этапах сыграли и советские ученые, особенно Л. В. Мысовский (1927 г.) и А. П. Жданов (1933—1935 гг.), которые одними из первых смогли наблюдать следы относительно медленных частиц — α-частиц и протонов, воспользовавшись сравнительно толстыми эмульсионными слоями (50μ). Дальнейшие этапы использования и развития фотометода во многом связаны с именами английских физиков, при активном содействии которых были созданы широко известные фотоэмульсии фирмы Ильфорд. Признанным главой английской школы является лауреат Нобелевской премии профессор Бристольского университета С. Пауэлл, с именем которого связано открытие в 1947 г. π-мезона, одной из важнейших элементарных частиц материи.

Помимо своих научных заслуг, проф. Пауэлл широко известен как видный общественный деятель. Он является президентом Международной федерации научных работников, активным борцом за мир, за разоружение и запрещение ядерного оружия.

Многие из работ Бристольской группы, особенно работ, посвященных изучению процессов ядерного взаимодействия частиц высокой энергии, были выполнены при участии учеников Пауэлла — Д. Перкинса и П. Фаулера, соавторов данной монографии.

В дальнейшем (после 1955 г.) серьезные успехи в развитии фотометода и, в частности, в получении фотоэмульсий высокой чувствительности были достигнуты также в Советском Союзе в результате работ К. С. Богомолова, Н. А. Перфилова и других; в настоящее время советские фотоэмульсии наряду с ильфордовскими могут по праву считаться лучшими в мире.

Следует отметить, что в последние годы весьма серьезным „конкурентом" фотоэмульсий явился метод жидкостных пузырьковых камер, свободный от многих основных недостатков фотометода (неоднородность состава, трудности измерения импульсов и знаков заряда и др.). Несмотря на это, фотометод сохраняет большое значение и в ядерной физике, и в физике элементарных частиц, и особенно в изучении космических лучей, где применение пузырьковых камер практически исключено ввиду трудностей управления их работой.

Широкое применение фотометода в экспериментальной физике и непрерывная работа над его дальнейшим усовершенствованием приводят к настоятельной потребности в соответствующих обзорах и монографиях. До последнего времени эта потребность могла быть удовлетворена лишь в очень ограниченной степени. Отдельные сборники переводных статей по различным вопросам фотометода, далеко не исчерпывающие монографии на иностранном языке (см., в частности, книгу Демерса[1]), а также сравнительно небольшие разделы в книгах по экспериментальной физике[2] — вот все,

---

[1] Demers P., Ionographie, Montreal, 1958.

[2] См., например, Росси Б., Частицы больших энергий, М.—Л., 1955. Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре, т. I, ИЛ, 1955; Физика космических лучей, под ред. Дж. Вильсона, т. I, ИЛ, 1954, т. II, ИЛ, 1956.

чем может располагать в настоящее время советский читатель.

Издание в переводе на русский язык фундаментальной монографии Пауэлла, Фаулера и Перкинса в значительной степени заполняет этот пробел. Написанная крупными специалистами, хорошим языком, обильно снабженная иллюстративным и справочным материалом, книга дает систематическое и всестороннее изложение не только самого фотометода, но и его основных применений в физике элементарных частиц. Не ограничиваясь бесстрастным изложением фактов, авторы в большинстве случаев прибегают к подробному обсуждению результатов, придирчивому анализу приводимых фотографий, поэтому книга имеет большое значение и для воспитания молодых научных кадров.

По своему содержанию книга может быть разбита на две основные части: гл. 1—5 — изложение самого фотометода, гл. 6—16 — его применения.

В гл. 1 представлен в основном исторический материал. После небольшого введения, содержащего общие представления о природе фотографического процесса, дается изложение основных этапов разработки ядерных фотоэмульсий и их применений примерно вплоть до 1955 г.

Гл. 2 содержит, во-первых, описание основных характеристик современных фотоэмульсий (в частности, анализ факторов, определяющих собой плотность следов частиц) и основных этапов работы с ними (проявление, просмотр, хранение) и, во-вторых, в ней излагаются основные разновидности метода: способы включения необходимых экспериментатору веществ в состав эмульсий или эмульсионных стопок, особенности бесподложечных эмульсий, гиперсенсибилизация.

Гл. 3 и 4 посвящены основным количественным операциям по обработке следов частиц — определениям пробегов и направлений частиц, их ионизующей способности, а следовательно, скорости и величины заряда, измерениям импульсов по рассеянию и магнитному отклонению, разным случаям применения фотоэмульсий в качестве детекторов заряженных частиц.

Один из важнейших вопросов метода — проблема идентификации частиц и их превращений (включая все методы измерения масс) — подробно разобран в гл. 5.

Рассмотрению электромагнитных процессов, изучаемых с помощью фотоэмульсий, посвящена гл. 6. Помимо общего описания различных явлений и методов их анализа, подробно излагается методика измерения энергий электронно-позитронных пар и электромагнитных каскадов в целом.

В гл. 7 изложена история и результаты изучения основных процессов с участием медленных μ-мезонов: распад, ядерный захват и ядерные взаимодействия, свойства мезоатомов, прямое образование в ядерных расщеплениях. Специально рассмотрен вопрос об измерениях массы μ-мезона.

Примерно тот же круг вопросов, связанный с заряженными π-мезонами, охвачен в гл. 8, где рассматриваются также различные свойства π^0-мезона, связанные с его распадом. Отдельно излагаются экспериментальные данные о четности π-мезона и ее несохранении в слабых взаимодействиях.

Гл. 9 и 10 посвящены заряженным и нейтральным K-мезонам: идентификации различных схем распада, точным определениям масс, анализу процессов генерации и ядерного захвата, несохранению четности.

Все основные вопросы, связанные с гиперонами и гиперядрами, в том числе схемы и характеристики распада, определения масс, процессы ядерного взаимодействия (при малых энергиях), генерация совместно с K-мезонами, систематика „странных" частиц и некоторые другие, изложены в гл. 11.

Гл. 12 содержит описание опытов по изучению свойств антипротонов и отчасти антигиперонов. Наиболее подробно здесь рассматривается определение массы и анализ процесса аннигиляции антипротона (с помощью фотоэмульсий).

В гл. 13—15 представлены результаты и методы исследования ядерных взаимодействий частиц различной природы при высоких (до 50 *Бэв*) и сверхвысоких энергиях. В области высоких энергий обсуждаются, в частности, основы классификации событий и методы идентификации частиц (первичных и вторичных), анализ процесса „испарения" ядер, изучение тяжелых осколков, упругое и неупругое рассеяние и другие вопросы.

Естественно, что в области энергий до 10 *Бэв* рассматриваются данные, полученные в опытах как с космическим излучением, так и на ускорителях. При сверхвысоких энергиях падающих протонов и других частиц (гл. 15) авторов интересуют в основном вопросы, связанные с методикой просмотра фотоэмульсий, определением энергии первичных частиц и коэффициента неупругости взаимодействия, идентификацией вторичных частиц, изучением их углового и энергетического распределений.

Наконец, гл. 16 посвящена изучению тяжелых ядер первичного космического излучения,

в частности методам определения заряда и скорости ядер, данным о составе и энергетическом спектре первичного излучения (в связи с вопросом о его происхождении), а также изучению взаимодействий ядер первичного излучения с ядрами фотоэмульсии.

В приложениях рассматриваются полезные методические вопросы, связанные с некоторыми искажениями фотоэмульсий и просмотром их невооруженным глазом, а также справочный материал по результатам изучения распада долгоживущих α-активных элементов.

В целом изложение носит достаточно стройный, систематичный и объективный характер. Отдельные, неизбежные для большой монографии недостатки носят в общем несущественный характер. Тем не менее при переводе книги на русский язык переводчики и редактор по мере своих возможностей попытались в ряде случаев компенсировать эти недостатки с помощью подстрочных примечаний и списков дополнительной литературы (по главам).

При этом гл. 1—5, содержащие непосредственное описание фотометода, были снабжены подробным списком работ советских авторов, а последующие главы, посвященные применениям, — только примечаниями по тексту. Естественно, что при современном быстром темпе развития науки уже после окончания работы над английским изданием стали известны новые факты, заметно дополняющие представленный в книге материал. Вклад советских ученых в развитие фотометода и его применения, по-видимому, трудно было полностью оценить авторам из-за недостаточного знакомства с литературой, выходящей на русском языке. Наконец, отдельные мелкие неточности, носящие скорее характер недосмотра и опечаток, также были исправлены в процессе перевода книги.

Профессор Пауэлл принял деятельное участие в подготовке русского издания; он написал предисловие к русскому изданию и прислал список обнаруженных в английском издании опечаток. При любезном содействии английского издательства Пергамон Пресс авторы предоставили в наше распоряжение оригиналы уникальных фотографий. Пользуемся случаем выразить авторам, и особенно проф. С. Пауэллу нашу искреннюю благодарность.

Перевод был выполнен: Ю. Л. Соколовым — гл. 1—6 и приложения I—IV, А. А. Варфоломеевым — гл. 7—11, 15, 16 и приложения V—VII, Е. И. Доброхотовым — гл. 12—14.

Можно рассчитывать, что русское издание книги будет полезным для широкого круга научных работников, интересующихся фотометодом и его применениями в ядерной физике. Этому способствует значительное число собранных в ней таблиц, графиков, формул, а также сводки литературы и другой справочный материал, который может понадобиться в повседневной практической работе. Наряду с этим систематическое изложение предмета, сделанное в легко доступной форме, позволит расширить свой кругозор студентам и начинающим научным работникам, а также представителям смежных областей науки и техники.

Г. Жданов

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Прямое фотографирование следов заряженных частиц в фотоэмульсиях, несмотря на развитие других методов регистрации, по-прежнему остается одним из очень важных методов в современной ядерной физике и имеет обширную область применения. В частности, только с его помощью можно исследовать взаимодействия с участием частиц очень большой энергии, которые встречаются лишь в космическом излучении, а также подробно исследовать частицы с очень коротким временем жизни, например, „гиперфрагменты". Мы надеемся поэтому, что настоящая монография будет полезна нашим советским коллегам. Возможно также, что она в какой-то мере поможет новому поколению советских физиков почувствовать ту атмосферу энтузиазма, в которой велись исследования в период 1945—1955 гг., когда разработка улучшенных эмульсий как бы открыла новое окно в природу, через которое мы впервые увидели следы, странные и неожиданные, еще неизвестных физикам элементарных частиц.

Английское издание этой книги было почти полностью подготовлено к печати, когда наши советские коллеги добились существенных успехов в этой области и, в частности, разработали и изготовили новые типы эмульсий с превосходными регистрирующими свойствами. Сделать соответствующие ссылки на эти работы в английском издании оказалось невозможным, но выход в свет русского издания позволил нам подготовить несколько полученных на новых эмульсиях НИКФИ микрофотографий взаимодействий, вызванных протонами с энергией 10 *Бэв* от синхрофазотрона в Дубне. Мы весьма обязаны проф. Добротину и его сотрудникам, которые предоставили в наше распоряжение эти материалы.

Нам приятно также воспользоваться случаем и поблагодарить Издательство иностранной литературы СССР за ту благожелательность, с которой оно предложило нам принять участие в подготовке русского издания.

С. Пауэлл

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящей книге мы попытались дать представление о методах, применяемых при изучении свойств элементарных частиц и основанных на определении параметров их следов в фотографических эмульсиях. Излагаются также наиболее существенные открытия, сделанные с помощью этого метода. В книге содержится также описание следов частиц, входящих в состав первичного космического излучения, и вызываемых ими расщеплений.

Работа над книгой была начата около десяти лет тому назад, когда появление электронночувствительных эмульсий позволило обнаружить огромное количество новых явлений в мире частиц, входящих в состав атомных ядер. Первоначальным намерением авторов было создание атласа микрофотографий следов, наблюдаемых в эмульсиях, подобного атласу фотографий следов в камерах Вильсона, составленному Боте, Майер-Лейбницем и Гентнером, и аналогичному атласу фотографий следов частиц космического излучения, составленному Рочестером и Вильсоном.

После того как были собраны первые снимки, к ним был добавлен соответствующий пояснительный текст, дополненный позднее кратким описанием свойств открытых тогда мезонов и гиперонов. Следствием этого более обширного плана явилось значительное увеличение объема книги; в дальнейшем развитие затронутых в ней вопросов происходило настолько стремительно, что оказалось затруднительным поддерживать на современном уровне материал, рассматриваемый во всех главах. Однако по истечении последних двух лет кажется вероятным, что все или по крайней мере большинство частиц, играющих существенную роль в строении вещества с точки зрения представлений, определяемых современными экспериментальными возможностями, или уже открыты, или же их существование предсказано. Позднее был сделан ряд важных обобщений, позволивших систематизировать существующие сведения. Эти успехи позволяют надеяться, что основная масса фактов, установленных к настоящему времени, представляет значительный и устойчивый вклад в физику элементарных частиц, который не подвергнется существенным изменениям в ближайшее десятилетие, хотя он может расшириться и получить более глубокое истолкование. Вследствие этого выпуск обзора, посвященного развитию фотографического метода, является, по-видимому, вполне своевременным.

Предлагаемая книга не охватывает всех явлений, которые были изучены при помощи ядерных эмульсий, позволяющих регистрировать следы отдельных частиц. В частности, не рассмотрена обширная область радиографии, нашедшей применение в медицине и геологии; умышленно опущено также большое число ранних работ по ядерной физике, которые были рассмотрены в книге Пауэлла и Оккиалини „Ядерная физика в фотографиях" (1947 г.).

В процессе подготовки настоящей книги мы получали помощь со стороны многих наших коллег и друзей, которые снабжали нас необходимыми микрофотографиями и дали ряд ценных советов по различным методическим вопросам. В частности, мы весьма обязаны проф. О'Келли и проф. Франчинетти, которые прочли значительную часть корректур и высказали свои замечания, д-ру Бархопу и проф. Оккиалини за их рекомендации по части экспериментальных методов, д-ру Митчелу, сообщившему нам обширные сведения о природе фотографических процессов, д-ру Пинкау за

данные о развитии „мягких" каскадов и д-ру Уоддингтону за ряд советов при рассмотрении вопросов, связанных с первичным космическим излучением. Многие из ранних микрофотографий были сделаны Гаттикером при помощи Дайер; качество этих снимков во многом обязано его мастерству и тем нововведениям, которые он сделал в этой области. Большое количество более поздних снимков, полученных из Бристоля, было сделано Харбором, и мы также выражаем нашу глубокую признательность за его терпение и искусство. Мы хотели бы также выразить благодарность нашему старому другу проф. Тиндалу, который в течение многих лет следил за нашей работой с глубоким интересом и вниманием.

Подобно всем другим экспериментаторам, применяющим фотографический метод для обнаружения заряженных частиц, мы весьма обязаны химикам, снабдившим нас высококачественными эмульсиями, являющимися основой нашей экспериментальной техники. В частности, мы хотели бы выразить признательность сотрудникам фирмы Ильфорд—Уолеру и его коллегам за их искусство и инициативу, а также за ту готовность, с которой они отзывались на наши требования в отношении специальных эмульсий. Их работы являются неотъемлемой частью общих усилий, которые в течение последних четырнадцати лет привели к бурному развитию физики элементарных частиц.

Мы хотели бы также выразить нашу благодарность издателям книги за их внимание и помощь. Быстрое развитие вопросов, затронутых в книге, вынуждало нас в некоторых случаях переделывать заново тот или иной раздел, когда текст был уже отпечатан, что значительно увеличивало издержки на издание. Поэтому для нас было особенно ценно то понимание, с которым встречались все предложения, касавшиеся необходимых изменений.

Наконец, мы с удовольствием выражаем благодарность Бристольскому университету за многолетнюю поддержку нашей работы, а также Отделу научных и технических исследований, оказавшему нам финансовую помощь при проведении исследований космического излучения и взаимодействий при высоких энергиях, без которой мы достигли бы немногого.

Глава 1

ИСТОРИЯ ФОТОГРАФИЧЕСКОГО МЕТОДА

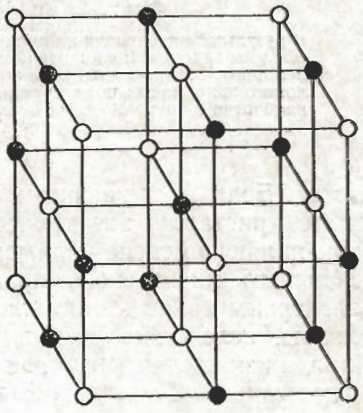
Метод регистрации следов заряженных частиц в фотографических пластинках опирается на достижения современной технологии в изготовлении высококачественных эмульсий и микроскопов, которые являются плодами столетнего исследовательского и промышленного опыта. Краткое изложение истории развития метода целесообразно начать с описания наиболее существенных свойств фотографической эмульсии и способов ее приготовления, а затем перейти к рассмотрению ее применений для регистрации следов.

§ 1. Элементы фотографического процесса

Фотографическая эмульсия состоит из большого числа мелких кристаллов галоидного серебра (главным образом бромистого, но с небольшой примесью йодистого), распределенных в желатине; линейные размеры кристаллов колеблются в пределах от $\sim 0{,}1$ до $\sim 1\mu$. Если эмульсия подвергается действию света или если через нее пролетает ионизирующая частица, то в некоторых из „зерен" происходят определенные изменения, приводящие к тому, что после пропитывания эмульсии раствором специального восстановителя (называемого „проявителем") эти зерна превращаются в частицы металлического серебра, которые кажутся черными, поскольку они состоят из мелкодисперсных кристаллических агрегатов.

Изменения зерен, вызываемые действием света или какой-либо другой радиации, являются обычно невидимыми, и все явление описывается как образование некоторого „скрытого изображения". Природа происходящих при этом физических процессов еще не установлена окончательно, однако большинство существующих точек зрения тесно связано с теми основными представлениями, которые были впервые введены Герни и Моттом [1] (1938 г.). Многие из приведенных ниже конкретных деталей рассмотрения были высказаны Митчелом и его сотрудниками [2—9].

а) Скрытое изображение. Атомы в идеальном кристалле галоидного серебра расположены так, что образуют две взаимопроникающие гранецентрированные кубические решетки с одинаковыми параметрами: одна из ионов серебра, а другая из ионов галоида (фиг. 1).



Фиг. 1. Структура решетки кристалла бромистого серебра.

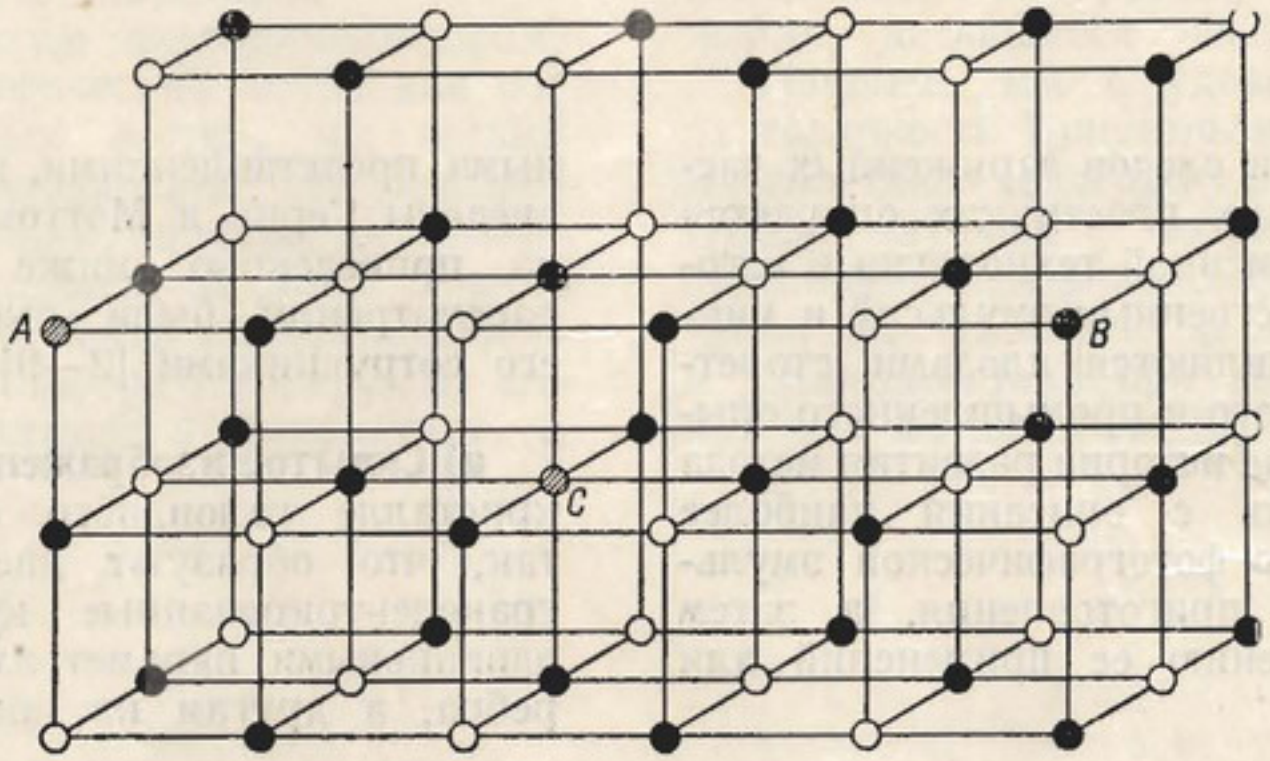
Однако в действительности решетка обычно не бывает идеальной, поскольку она содержит нарушения, играющие существенную роль в процессе роста кристалла из раствора, как это было показано в работах Франка [10], Форти [11], Эванса и Митчела [7]. Кроме того, любое „сенсибилизированное" зерно также не является идеальным кристаллом, поскольку на его по-

верхности имеется определенное число атомов серебра и молекул сернистого серебра. Они появляются благодаря действию процесса „созревания", а также других методов повышения чувствительности, в результате которых, помимо иных изменений в кристалле, в определенной степени происходят процессы химического восстановления серебра. Нерегулярности кристаллической решетки, так же как и сенсибилизирующий слой из атомов серебра и молекул сернистого серебра, оказывают существенное влияние на фотографические свойства современных эмульсий.

При попадании света на кристалл бромистого серебра в последнем возникает фотопроводимость. Если в указанных условиях приложить к кристаллу электрическое поле, то пойдет ток, являющийся, по-видимому, результатом следующего физического процесса. Все внешние электроны ионов кристаллической решетки связаны, вследствие чего в отсутствие света и при низких температурах кристалл является изолятором. Согласно обычным представлениям, в результате поглощения светового кванта происходит отрыв электрона от иона брома, который превращается таким образом в атом. Вырывание электрона приводит к тому, что в решетке образуется область с положительным зарядом (фиг. 2), которую принято называть „положительной дыркой". В результате описанного процесса в возможных энергетических состояниях, связанных с решеткой, образованной ионами брома, появляется незанятый уровень.

Электрон, который вследствие поглощения кванта переходит в состояние с более высокой энергией, не является, однако, свободным, как это имеет место в металле. Можно считать, что подобный электрон оказывается связанным с решеткой ионов серебра, нейтрализуя один из ее ионов. Таким образом, эффект, вызываемый поглощением светового кванта, сводится к превращению двух ионов (Ag^+ и Br^-) соответственно в атомы серебра и брома.

Под влиянием электрического поля как „положительная дырка", так и „возбужденные" электроны начинают мигрировать по кристаллу, в результате чего возникает фотоэлектрический ток. При этом электроны перескакивают от одного атома к соседнему, поскольку они способны проникать через разделяющий атомы потенциальный барьер. Движение „положительных дырок" происходит в результате аналогичного процесса, при котором электрон отрицательного иона брома перескакивает в находящуюся по соседству „положительную дырку". Рассматриваемый ион брома превращается в свою очередь в „положительную дырку", которая таким образом может последовательно переходить от одного иона к другому. В электрическом поле электроны и „положительные дырки" движутся по кристаллу в противоположные стороны, тогда как в отсутствие поля они быстро диффундируют во всевозможных направлениях. Подобная диффузия имеет существенное значение, поскольку она приводит к тому, что энергия, поглощенная в определенной части кристалла, может вызвать те



Фиг. 2. Диффузия „положительной дырки" через кристалл.

В результате превращения иона брома (Br^-) в атом в точке *C* решетки образуется область с положительным зарядом (положительная дырка), поскольку шесть ближайших соседей атома брома имеют положительные заряды. Однако на облучаемой стороне решетки в точке *A* имеется только три положительно заряженных соседа, вследствие чего полная энергия системы будет меньше, когда атом находится в точке *A*, по сравнению с положением его в точке *C*. Вследствие этого „положительная дырка" может испытать „захват" в точке *A*.

или иные эффекты в другой его области, и, в частности, явления, имевшие место внутри кристалла, могут проявиться на его поверхности. Первичный акт ионизации, помимо поглощения света, может быть также вызван прохождением через кристалл быстрой заряженной частицы.

Следующая стадия образования скрытого изображения состоит, по-видимому, в том, что „положительные дырки", диффундирующие через кристалл, захватываются нерегулярностями решетки, находящимися на его поверхности. Последнее становится понятным из рассмотрения энергии системы. Электрон, связанный с атомом брома, находящимся в точке *A* решетки (см. фиг. 2) в той ее части, которая подвергалась действию света, окружен меньшим числом положительных ионов, чем такой же электрон, находящийся внутри кристалла. Вследствие этого электрон покинет поверхность, облученную светом, так что в рассматриваемой точке вместо иона брома появится атом. Описанный процесс можно также рассматривать как захват „положительной дырки" ионами брома, находящимися на „выступе" решетки, поскольку электрический потенциал в этом месте будет меньше, чем в какой-либо точке внутри кристалла.

Следует заметить, что среднее время жизни электрона, протекающее до момента его захвата, оказывается, по-видимому, более длительным, чем среднее время жизни „положительной дырки", вследствие чего захват „дырок" можно рассматривать как некоторый первичный процесс. Однако независимо от того, имеет ли место захват „дырки" ионом брома с последующим образованием атома брома или одним из атомов серебра, принадлежащих чувствительному слою, на поверхности кристалла всегда возникает положительный заряд в виде иона серебра. Так, например, атомы, находящиеся на линии *AB* (см. фиг. 2), будут обладать избыточным положительным зарядом.

В свете этих соображений представляется вероятным, что немедленно после прохождения через зерно быстрой заряженной частицы на поверхности кристалла образуется избыточный положительный заряд в виде ионов серебра и соответствующий ему отрицательный заряд в виде электронов, сосредоточенных в зоне проводимости. Эти два заряда будут рекомбинировать, однако путь, которым осуществляется такая рекомбинация, имеет существенное значение, поскольку он связан с механизмом образования „скрытого изображения" или „центров проявления".

Митчел [3—5] высказал предположение, что непосредственное присоединение электрона к иону серебра должно быть запрещено на основании принципа Франка—Кондона. Радиус иона серебра составляет около 1,1 Å, а радиус атома — около 1,4 Å. Если бы электрон был захвачен ионом, то ядро последнего должно было бы сместиться из плоскости соседних атомов на расстояние $\sim$ 0,3 Å. Вследствие этого захват оказывается весьма маловероятным. Однако положительный ион серебра, находящийся на поверхности кристалла, может мигрировать, и при его приближении к атому серебра, находящемуся в чувствительном слое, между ними возникает притяжение, обусловленное силами Ван-дер-Ваальса. В результате такого процесса положительный заряд первичного иона распределяется между двумя, а возможно, и тремя атомами серебра, а расстояние между поверхностными атомами и атомами, образующими рассматриваемый малый комплекс, оказывается таким, что последний может захватить электрон.

Независимо от того, правильны или нет детали предложенного выше механизма, сущность рассматриваемого процесса состоит в том, что поглощение энергии кристаллом бромистого серебра приводит к концентрации некоторого числа атомов серебра, принадлежащих чувствительному слою и вначале распределенных по поверхности, в агрегат, который может действовать как центр проявления, т. е. к образованию скрытого изображения. Эванс, Хеджс и Митчел [9], проводя опыты с большими кристаллами, показали, что такое скрытое изображение действительно бывает обычно локализовано вблизи отчетливо выраженных неоднородностей кристалла (см. фото 2).

Представляется вероятным, что в одном агрегате, который оказывается эффективным как элемент скрытого изображения, содержится не более трех или четырех атомов серебра. Действительно, в случае достаточно чувствительной эмульсии для того, чтобы сделать зерно способным к проявлению, оказывается достаточным поглощение всего нескольких квантов, несмотря на то, что каждый квант может дать не более одного электрона и соответствующей ему „положительной дырки". Если бы очувствленное зерно содержало агрегаты, состоящие, например, из двадцати атомов, то прибавление еще двух или трех из них едва ли сыграло бы решающую роль в образовании эффективного скрытого изображения.

б) Проявление. Наиболее существенной чертой фотографического процесса с применением галоидосеребряных эмульсий является то, что при обработке подобных эмульсий специальным восстанавливающим раствором („прояви-

телем") те зерна, на которых имелись подходящие „центры проявления", превращаются в частицы металлического серебра. Физико-химические процессы, связанные с таким превращением, оказываются весьма сложными и являются предметом многочисленных исследований. По-видимому, существует значительное число конкурирующих механизмов, каждый из которых может быть существенно модифицирован путем незначительного изменения состава проявляющих растворов (см., например, работу Кейза и Митчела [8]). Серебро может отлагаться на границе раздела между кристаллом бромида и „областью чувствительности" или на границе между этой областью и раствором. В последнем случае серебро выделяется за счет ионов Ag^+, находящихся в растворе, причем подобный процесс (называемый „физическим" проявлением) подвержен сильному влиянию растворителей бромистого серебра, какими являются, например, галоидные соединения щелочных металлов, тиосульфат натрия и т. п.

Структура и форма зерен выделяющегося серебра также сильно зависят от конкретных условий проявления. Эти зерна могут состоять из скоплений мельчайших микрокристаллов или из таких же кристаллов, но связанных между собой в тонкие плоские нити. Однако на существующей стадии развития фотометода подобные детали — хотя они и представляют значительный интерес — не имеют какого-либо практического значения при регистрации следов, поскольку размеры серебряных зерен оказываются порядка длины волны видимого света, вследствие чего характер их строения незначительно влияет на наблюдаемое в микроскоп изображение.

Следует заметить, что галоидные соли серебра играют исключительно важную роль в фотографии именно вследствие их способности подвергаться проявлению, поскольку никакое другое соединение не обладает такими свойствами в сравнимой степени. Многие вещества могут подвергаться изменениям под действием света или иной радиации, причем возникшие изменения могут оказаться относительно устойчивыми, однако ни одно из этих веществ не обладает чувствительностью, приближающейся к чувствительности бромистого серебра, и лишь немногие из них обладают способностью к проявлению.

После проявления галоидосеребряная эмульсия помещается во вторую, так называемую „фиксирующую" ванну, в которой происходит растворение неизмененных зерен галоида, после чего в желатине остаются лишь черные частицы металлического серебра. Совокупность весьма большого числа подобных частиц и образует видимое черное изображение, т. е. обычный фотографический негатив. В заключение пластинка промывается и высушивается.

в) Роль желатины. Основная функция желатины, входящей в состав эмульсии, состоит в том, что она образует некоторую трехмерную основу, в которой распределяются мельчайшие кристаллы галоидного серебра и которая препятствует их смещению во время проявления и фиксирования. Желатина представляет собой сложное органическое вещество, способное поглощать значительные количества воды (причем объем желатины может увеличиваться в 10 раз). Вода и различные соли могут диффундировать через набухшую желатину, проникая через промежутки между цепочками атомов разреженной молекулярной структуры; вместе с тем кристаллы бромистого серебра, так же как и серебряные зерна, замещающие их после проявления, остаются в фиксированных положениях. Указанные свойства желатины являются весьма существенными при регистрации следов в эмульсии. Структура последних указывает на то, что все перемещения зерен эмульсии относительно желатины являются чрезвычайно малыми: так, например, зерна на следе, принадлежащем частице высокой энергии, оказываются расположенными на одной прямой с точностью до долей микрона. Молекулы желатины адсорбируются ионами, находящимися на поверхности кристалла галоида, вследствие чего зерна удерживаются в фиксированном положении, подобно мухам, попавшим в паутину. Существование так называемого „ложного рассеяния" (см. стр. 97—98) указывает на то, что в некоторых случаях происходят небольшие относительные перемещения зерен.

Помимо указанной выше основной функции, желатина повышает чувствительность зерен галоидного серебра. Так, например, представляется вероятным, что в процессе „созревания", являющемся одной из стадий приготовления эмульсии и состоящем в том, что последняя выдерживается в течение определенного времени при температуре порядка 60° С, сказывается восстанавливающее действие желатины на зерна галоида, на поверхности которых образуются атомы серебра. Если этот процесс будет чрезмерно продолжительным, то возникнет „химическая вуаль", т. е. отдельные зерна окажутся способными к проявлению даже без действия света или иных излучений на эмульсию. По-видимому, количество серебра, находящегося на поверхности кристаллов, возрастает при этом до такого уровня, что появляются агрегаты из атомов серебра, достаточно большие для того, чтобы служить цен

трами проявления. Описание свойств желатины и методов ее приготовления имеется, например, в работе Демерса [12].

§ 2. Ранний этап истории разработки фотографической эмульсии

Наиболее раннее сообщение (1727 г.) о действии света на соли серебра принадлежит, по всей вероятности, немецкому химику Шульце [13], который производил опыты с пастообразной массой, приготовленной путем обработки мела азотной кислотой. Случайно в азотной кислоте, применявшейся для одного из таких опытов, оказалось растворенное серебро, и Шульце обнаружил, что та часть пасты, которая облучалась солнечным светом, быстро потемнела, в то время как другая часть, находившаяся в тени, осталась без видимых изменений. Шульце был поражен, обнаружив, что в его опыте „свет породил темноту".

Подобное же действие света на хлористое серебро было установлено приблизительно через тридцать лет Беккари в Болонье. Беккари заметил, что препарат этой соли, находившийся в стеклянном сосуде, становился фиолетовым с той стороны, которая подвергалась действию солнечных лучей, в то время как соль на другой стороне сосуда оставалась неизмененной. Потемнение на свету галоидных солей серебра было известно Бойлю [14] (1663 г.), а также первым металлургам, однако этот эффект был первоначально приписан влиянию воздуха.

Причина изменения цвета галоидов была выяснена шведским химиком Шееле [15], который доказал в 1777 г., что это явление обусловлено разложением соли и выделением металлического серебра. Шееле показал, что если облучать подобную соль под водой, то одновременно с серебром выделяется соляная кислота; кроме того, он показал, что фиолетовая часть видимого спектра является более эффективной, чем красная. Шееле также установил, что металлическое серебро не растворяется в аммиаке, в то время как хлористое растворяется в нем, открыв таким образом „фиксирующее" вещество.

В течение 1790—1792 гг. Томас Веджвуд разработал метод воспроизведения профилей и рисунков, сделанных на стекле, для чего он использовал специальную бумагу, очувствленную путем обработки в растворе азотнокислого серебра. Первоначальной целью этих опытов, которые были описаны Дэви [16] и впоследствии продолжены им, было воспроизведение изображений, видимых в *камере-обскуре*; однако освещенность последних оказалась недостаточной. Веджвуд также обнаружил, что белая выделанная кожа имела большую чувствительность, чем обработанная аналогичным образом бумага — наблюдение, которое, как мы увидим, оказалось чрезвычайно важным пятьдесят лет спустя при изыскании методов проявления скрытого изображения на солях серебра. Однако копии рисунков, полученные Веджвудом, обладали тем существенным недостатком, что они не были фиксированы, вследствие чего их необходимо было хранить в темноте и рассматривать лишь при свете свечи. Многочисленные попытки фиксировать изображения, например, путем длительной промывки, покрытия бумаги лаком и т. д., не дали положительных результатов.

Первое опубликованное сообщение (1827 г.) об успешной попытке фиксации устойчивого изображения методом, сходным с тем, который применяется в современной фотографии, принадлежит Нисефору Ньепсу [17]. Он приготовил раствор асфальта в лавандовом масле и полил тонким слоем поверхность серебряной пластинки. На тех участках пластинки, которые подвергались затем действию света, смола становилась нерастворимой; при погружении пластинки в растворитель, составленный из одной части лавандового масла и шести частей бензина, неэкспонированные участки смолистого слоя растворялись, в то время как экспонированные удерживались на пластинке. Указанным путем получался так называемый „негатив" того оптического изображения, которое тем или иным путем проектировалось на пластинку. Открытие Ньепса послужило основой метода, играющего важную роль в репродукционной печати.

Примерно через десять лет Дагерр [18] разработал свой знаменитый процесс, заключавшийся в основных чертах в следующем. Серебряная пластинка подвергалась обработке парами йода, в результате чего на ее поверхности получалась тонкая пленка светочувствительного йодистого серебра. После экспозиции на свету на пластинке не появлялось никаких видимых изменений, однако в присутствии ртутных паров на ней возникало изображение. Таким образом, происходило „проявление скрытого изображения". Первое время полученные фотографии „фиксировались" путем растворения неизмененного йодистого серебра в растворе хлористого натрия; позднее на основании открытия Гершеля [19, 20] хлористый натрий был заменен тиосульфатом натрия. Араго [21] предполагал, что скрытое изображение, полученное по методу Дагерра, состоит из частиц серебра, освобожденных из йодистого серебра под действием света. Это объяснение весьма близко к нашим совре-

59383

Объединенный институт ядерных исследований

менным воззрениям на природу скрытого изображения.

Одновременно с Дагерром Фокс-Тальбот [22] разработал процесс, в принципе сходный с тем, которым пользовались Томас Веджвуд и Дэви, но который позволял получать более чувствительные материалы. Фокс-Тальбот приготовлял светочувствительную бумагу, попеременно погружая ее в растворы хлористого натрия и азотнокислого серебра, вследствие чего на бумаге при избытке азотнокислого серебра отлагалось хлористое серебро. После экспозиции и проявления бумага пропитывалась белым воском для превращения изображения в прозрачный „негатив", с которого мог быть приготовлен „позитивный" отпечаток. Однако на полученных таким образом фотографиях недоставало мелких деталей, поскольку при печати свет должен был проходить через волокнистую бумагу. Чтобы преодолеть это затруднение, Гершель приготовлял чувствительные пленки на стекле, покрывая его тонким слоем хлористого серебра. Однако из-за отсутствия связывающего вещества подобный слой получался чрезвычайно непрочным и легко стирался при прикосновении. Следует заметить, что ввиду большого научного значения, которое позднее приобрело применение фотографии в астрономии, небезынтересен тот факт, что начальный период ее развития был связан с именем одного из Гершелей. Однако приблизительно до 1885 г. не было оценено по достоинству важное свойство фотографической пластинки, которая (если даже отвлечься от преимущества объективной регистрации изображения) при достаточной чувствительности позволяет фотографировать при помощи телескопа светила, невидимые невооруженным глазом; последнее объясняется тем, что фотографическая пластинка обладает „интегрирующими" свойствами, которые отсутствуют у глаза. Сто лет спустя были оценены подобные же преимущества фотографической пластинки перед камерой Вильсона при регистрации следов заряженных частиц.

Для получения первых фотографий по методу Тальбота были необходимы длительные экспозиции. Возможность проявления галоидных солей серебра (и связанное с этим значительное сокращение времени экспозиции) стала очевидной в результате опытов Рида. Рид, подобно Дэви, пытался получить изображения объектов, наблюдаемых в микроскоп, на листе очувствленной азотнокислым серебром бумаги, используя солнце в качестве источника света. Он знал об открытии Веджвуда, обнаружившего, что белая обработанная кожа является более чувствительной, чем бумага, и попытался приготовить заменитель кожи путем „дубления" бумаги в галловой кислоте. Он обнаружил повышение чувствительности, однако не заметил, что такое действие галловой кислоты может иметь место не только во время экспозиции, но и после нее. Позднее Тальбот значительно улучшил этот метод, „проявляя" изображение после экспозиции.

Следующий решающий шаг был сделан в 1847 г. Ньепсом де Сен-Виктором [23], который получил первые эмульсии галоидных солей серебра. Последние приготовлялись путем полива пластинки тонким слоем раствора, содержавшего йодистый калий, альбумин и крахмал. Этот слой после частичной просушки очувствлялся путем погружения в раствор азотнокислого серебра, в результате чего в нем выпадали мельчайшие кристаллы йодистого серебра. После экспозиции в камере пластинка проявлялась галловой кислотой и фиксировалась в растворе бромистого калия. Следуя Гершелю, Ньепс де Сен-Виктор приготовлял эмульсионные слои на стекле, а не на бумаге или серебряных пластинках. Описанные эмульсии отличались очень малой стабильностью и обычно проявлялись немедленно после экспозиции. Кроме того, альбумин и крахмал, которые служили средой, удерживавшей зерна галоидного серебра в фиксированных положениях, обладали тем недостатком, что они были растворимы в воде. При растворении альбумина и крахмала зерна получали возможность мигрировать, что сопровождалось расплыванием фотографического изображения. Вследствие этого были предприняты поиски новой связывающей среды, которые привели к разработке Ле Греем [24] (1850 г.) и Скотт-Арчером [25] (1851 г.) так называемого „коллоидного процесса".

Коллодий представляет собой нитроцеллюлозу, получаемую путем обработки хлопкового волокна азотной кислотой, причем конечный продукт содержит по весу менее 10% азота. В „мокром" коллоидном процессе приготовление пластинок производится следующим образом: коллодий растворяется в эфирно-спиртовом растворе йодистого кадмия и выливается на стеклянную пластинку. Эфир быстро испаряется, оставляя на стекле клейкий слой, состоящий из сетки молекул коллодия, через которую могут проникать растворы солей. Затем на определенной стадии испарения спирта пластинка пропитывается водным раствором азотнокислого серебра, вследствие чего во всем объеме коллодия выпадает йодистое серебро. Для описанной операции существенно, чтобы не произошло чрезмерного высыхания пластинки, поскольку при этом происходит необратимое

сокращение коллодия, что препятствует проникновению в него проявителя и других растворов. Поэтому было необходимо экспонировать пластинку в мокром состоянии и немедленно проявлять пирогалловой кислотой.

Практическое применение коллоидных пластинок было связано с большими неудобствами. Так, например, чтобы получить снимок ландшафта, очувствление пластинки в растворе азотнокислого серебра следовало производить непосредственно перед съемкой в специальной светонепроницаемой палатке. Вследствие этого был сделан ряд попыток приготовления „сухих" пластинок, которые могли бы сохраняться без потери чувствительности. В 1850 г. Пуатевен [26] предложил использовать в качестве связующей среды желатину вместо коллодия; Годен [27] также предложил приготовлять в желатине суспензию из частиц бромистого серебра. Однако указанным путем не удавалось получить эмульсии удовлетворительного качества вплоть до появления (1871 г.) работы Меддокса [28], за которой вскоре последовал ряд важных открытий. Оказалось, что желатина по сравнению с коллодием обладает тем существенным преимуществом, что после сушки она способна поглощать воду и набухать, вследствие чего обрабатывающие растворы могут снова проникать в толщу слоя.

Меддокс приготовлял бромосеребряные эмульсии методом, сходным с тем, который применяется иногда в современном производстве, вливая по каплям раствор азотнокислого серебра и бромистого калия в подогретую смесь воды и желатины. Меддокс следовал, однако, общему направлению всех предшествующих исследований и приготовлял свои эмульсии с избытком азотнокислого серебра, вследствие чего они обладали достаточной чувствительностью, но были нестабильны. Для устранения этого дефекта Джонстон [29] (1873—1874 гг.) изготовил эмульсию с избытком галоида; это позволило ему получить стабильные эмульсии, однако лишь за счет уменьшения их чувствительности. Следующий шаг был сделан Кингом [30], который проводил осаждение галоида серебра при избытке бромистого калия. В указанных условиях удалось увеличить чувствительность эмульсии посредством процесса, известного под именем „оствальдовского созревания". У всех предыдущих эмульсий зерна галоидного серебра имели чрезвычайно малые (субмикроскопические) размеры. Однако осаждение, проведенное при наличии избытка галоида, сопровождалось растворением более мелких и, напротив, дальнейшим ростом более крупных зерен. Вследствие этого средний размер зерен увеличивался, причем рост более крупных зерен происходил за счет растворения более мелких. Термодинамическое истолкование природы этого процесса было дано Оствальдом через несколько лет после его открытия. Описанная процедура давала возможность увеличить чувствительность, однако ее эффективность ограничивалась присутствием в эмульсии избытка галоида. Поэтому в качестве следующей стадии процесса производства эмульсии Кинг предложил измельчать желатину (после ее застуденения) и промывать ее холодной водой для удаления растворимых солей; промывка должна была проводиться до тех пор, пока в эмульсии не оставался лишь незначительный избыток галоида. После этого желатину снова расплавляли и выливали в виде тонкого слоя на стекло. В результате получалась сухая фотопластинка, обладавшая одновременно достаточной чувствительностью и стабильностью. В то же время (1873 г.) независимо от работ Кинга и др. Фогель [31] сделал важное открытие, состоявшее в том, что оптическую чувствительность пластинок можно было увеличить, вводя в эмульсию определенные красители.

Дальнейшее повышение чувствительности было осуществлено путем введения отдельного процесса созревания, предложенного в 1878—1879 гг. Беннетом [32], который установил, что нагревание промытой эмульсии повышает ее чувствительность, не вызывая в то же время изменений размера зерен. Этот эффект объясняется, по-видимому, присутствием определенных восстанавливающих веществ и соединений серы в желатине, которые взаимодействуют с поверхностным слоем кристаллов галоидного серебра, вызывая появление на них „центров чувствительности", состоящих из металлического или сернистого серебра и играющих роль зародышевых центров при образовании скрытого изображения. При слишком продолжительном созревании на пластинках после проявления появляется чрезмерная химическая вуаль. Последнее заставляет предположить, что центры чувствительности вырастают до таких размеров, что сами по себе оказываются способными действовать как центры проявления. Важный дополнительный процесс был разработан в 1879 г. Монкховеном [33], который добавил в раствор аммиак после осаждения галоида серебра.

В дальнейшем представляется целесообразным упомянуть лишь о некоторых из наиболее существенных достижений, сделанных в последующие годы. Важное усовершенствование, осуществленное в основном после 1920 г., состояло в стандартизации исходных продуктов и технологических процессов в связи с введением научных методов в фотографической промыш-

ленности. Еще на ранней стадии разработки эмульсий, предназначенных для специальных целей, стало ясно, что характер распределения размеров зерен микрокристаллов играет существенную роль в определении свойств данной эмульсии и что это распределение может контролироваться путем изменения условий осаждения серебра.

Существуют два основных метода приготовления эмульсий. В первом из них раствор смеси нескольких галоидов щелочных металлов (главным образом бромидов) наливается в сосуд вместе с небольшой долей желатины, необходимой для приготовления эмульсии. Затем весь раствор азотнокислого серебра может быть сразу влит в упомянутую смесь, вследствие чего образование и рост кристаллов будут происходить последовательно, одно за другим. При указанном методе предел роста кристаллов и, следовательно, диапазон, в котором колеблются их размеры, определяется величиной избытка галоида по отношению к первоначальному количеству азотнокислого серебра. Если этот избыток мал, то в результате получается эмульсия с исключительно однородными зернами, которая пригодна для фотомеханических работ, где требуется высокая степень контрастности. Такая эмульсия приближается к идеальной, обладающей зернами равной чувствительности, которые одновременно становятся способными к проявлению при определенной экспозиции; при некоторой пороговой экспозиции такая пластинка должна почернеть после проявления и, наоборот, остаться без изменений при меньших экспозициях.

Однако в большинстве обычных фотографических работ имеет существенное значение более или менее правильная передача „полутонов" оригинала, вследствие чего должен быть обеспечен широкий диапазон фотографической чувствительности отдельных зерен. Последнее обеспечивается тем, что рост кристаллов происходит в присутствии растворителя бромистого серебра, которым, например, может служить избыток бромистого калия или следы аммиака; таким образом, большой интервал размеров кристаллов достигается в результате оствальдовского созревания.

Чрезвычайно существенно отметить то обстоятельство, что в эмульсиях, приготовленных при незначительном избытке галоида щелочного металла, зерна имеют, как правило, кубическую форму. С другой стороны, при наличии значительного избытка галоида получаются обычно плоские зерна, состоящие из треугольных или шестиугольных пластинок. Подобные эмульсии склонны обнаруживать анизотропные свойства, поскольку если даже зерна и были беспорядочно ориентированы в мокрой эмульсии, то при высыхании последней они стремятся расположиться параллельно поверхности стекла или какой-либо другой подложки, на которой находится эмульсия. Вследствие причин, рассмотренных ниже (см. стр. 83), любая анизотропия подобного рода ухудшает эмульсии, предназначенные для регистрации следов заряженных частиц.

При изготовлении эмульсии по второму способу смесь галоидов щелочных металлов и желатины поступает в сосуд из одного тонкого патрубка, а из другого в это время приливается раствор азотнокислого серебра. Подобный метод, называемый обычно „капельным", обеспечивает получение кристаллов в весьма однородных условиях, причем в отсутствие избытка галоида щелочного металла имеет место минимальный рост зерен. Описанный метод, применяющийся в производстве эмульсий с 1936 г., был использован Демерсом для приготовления эмульсий, предназначенных для регистрации следов.

В обоих рассмотренных способах на одной из окончательных стадий процесса к эмульсии для ее застуденения добавляется требуемое количество желатины. После этого эмульсия охлаждается, измельчается и затем промывается для удаления растворимых солей. Затем измельченная эмульсия снова расплавляется и выдерживается для повышения чувствительности при определенной температуре, зависящей от конкретных свойств применяемой желатины.

До 1925 г. существовало большое число гипотез относительно характера физико-химических процессов, протекающих во время окончательного созревания. Люппо-Крамер [34] (1921 г.) и другие полагали, что увеличение чувствительности происходит вследствие образования на поверхности кристаллов чрезвычайно мелко диспергированных частиц серебра; такие частицы, которые слишком малы для того, чтобы служить центрами проявления, могут тем не менее действовать как центры, притягивающие атомы серебра при образовании скрытого изображения после экспозиции. В 1925 г. Шеппард установил важную роль серы в процессе сенсибилизации эмульсии. Ему удалось выделить повышающие чувствительность соединения серы из тех сортов желатины, которые оказывались пригодными для производства „быстрых" эмульсий; впоследствии он приготовлял подобные же эмульсии путем добавления синтетических сернистых сенсибилизаторов в эмульсии, приготовленные на „инертной" желатине. Указанное открытие Шеппарда имело фундаментальное значение.

Дальнейшие успехи в развитии фотографических эмульсий были связаны с работами Козловского [35], проводившимися в 1936 г. в лаборатории фирмы Агфа в Вольфене. Козловский показал, что чувствительность эмульсий многих типов можно увеличить примерно вдвое, вводя в них на стадии созревания сложные соли одновалентного золота, как, например, тиоцианат или тиосульфат комплексной соли натрия и золота. Действие этих солей, по крайней мере частично, связано, по-видимому, с тем, что на поверхности микрокристаллов осаждаются атомы золота, замещающие серебро. Эти атомы, подобно молекулам сернистого серебра, появляющимся при сенсибилизации эмульсии сернистыми соединениями, образуют более эффективные центры, к которым при образовании скрытого изображения могут присоединяться поверхностные атомы серебра.

Технологические успехи, достигнутые благодаря упомянутым открытиям, имели решающее значение для ряда специальных проблем, связанных с разработкой эмульсий, пригодных для регистрации следов заряженных частиц.

§ 3. Фотографическое действие α-частиц

Вскоре после открытия действия света на галоидные соли серебра появились сообщения о том, что под влиянием некоторых веществ, помещенных вблизи подобных солей, в последних образуется скрытое изображение. Так, например, Мозер [36] в 1842 г. нашел, что упомянутый эффект могут вызывать мел, мрамор, хлопковое волокно и перья; Ньепс де Сен-Виктор [37] в 1867 г. обнаружил, что под влиянием солей урана на фотографической пластинке появляется вуаль даже в тех случаях, когда между ними было помещено несколько листов бумаги. Ньепс приписал этот эффект люминесценции солей урана. Как заметил Ягода [38], если бы описанное явление было исследовано более тщательно, то открытие радиоактивности могло бы произойти на тридцать лет раньше.

В 1896 г. после открытия рентгеновских лучей вопрос о фотографическом действии солей урана был повторно рассмотрен Беккерелем [39]. Было хорошо известно, что при прохождении тока через разрядную трубку при низком давлении заключенного в ней газа испускание рентгеновских лучей сопровождается флуоресценцией стеклянных стенок трубки. Однако в то время природа вновь открытого излучения и его происхождение не были достаточно поняты, и представлялось возможным, что оно тесно связано с наблюдавшейся флуоресценцией. Но в таком случае следовало заключить, что и флуоресцирующие урановые соли также могут испускать рентгеновские лучи и вследствие этого вызывать почернение фотографической пластинки. Беккерель наблюдал подобный эффект, пропуская излучение урана через несколько слоев черной бумаги; однако при этом он обнаружил, что урановые соли вызывают почернение независимо от того, флуоресцируют они или нет. Таким образом он и пришел к открытию радиоактивности урана.

Еще до того, как появилось сообщение о возможности регистрации следов заряженных частиц в газе с помощью камеры Вильсона, Мюгге [40] обнаружил, что если рассыпать мелкие кристаллы циркония по поверхности фотографической пластинки, на последней после проявления появляются маленькие черные пятна. Исследование этих пятен под микроскопом показало, что по крайней мере некоторые из них состоят из рядов черных зерен. Мюгге правильно приписывал почернение пластинок влиянию радиоактивных веществ, содержавшихся в цирконии, однако он не догадался, что наблюдавшиеся им цепочки зерен представляют собой следы отдельных α-частиц.

Несколько позднее Киношита [41] показал, что α-частицы вызывают почернение фотографической эмульсии. Киношита облучал пластинки типа „Ordinary" и „Instantaneous" фирмы Рэттен α-частицами, попадавшими на них почти перпендикулярно поверхности эмульсионного слоя, и установил, что значительная доля тех зерен галоидного серебра, сквозь которые прошла хотя бы одна α-частица, становилась способной к проявлению. Следует заметить, что в описанном опыте сказалось отчетливое влияние других экспериментальных методов: пластинка заняла место сцинтиллирующего экрана, причем каждая черная точка соответствовала отдельной вспышке сцинтиллятора. Преимуществом фотографической пластинки было то, что в этом случае исключались субъективные ошибки наблюдателя и, кроме того, могли быть однозначно определены точки попадания каждой α-частицы на поверхность эмульсии. Однако опыты с прохождением α-частиц в плоскости пластинки, которые позволили легко отождествлять отдельные следы, были выполнены только после появления работы Вильсона [42] (1911 г.).

Производя свои опыты, Киношита отделял эмульсионные слои от целлулоидных подложек и затем складывал их стопкой; при этом α-частицы, входящие в наружный эмульсионный слой перпендикулярно его поверхности, могли пройти через несколько тонких слоев, прежде чем останавливались. По мере того как α-частицы, обладавшие вначале одинаковыми энер-

гиями, проникали через различные слои эмульсии, их средняя скорость соответствующим образом изменялась, но почернение, вызываемое ими в каждом слое, оставалось одинаковым. Для обработки эмульсий Киношита наклеивал их после облучения на стеклянные пластинки, которые предварительно покрывались тонким слоем желатины для облегчения процесса наклейки. Хотя Киношита и не понял в свое время того, что можно прослеживать отдельные следы из одного слоя в другой, применение им бесподложечных эмульсионных слоев делает его пионером метода, который через сорок лет сыграл решающую роль в развитии фотографических эмульсий. Киношита был знаком также с трудностями получения однородного проявления по глубине эмульсионного слоя и пользовался тонкими эмульсиями, поскольку, по его словам, оказалось „невозможным, даже в течение нескольких часов, равномерно проявить толстый слой".

§ 4. Следы отдельных α-частиц

Следы, принадлежащие отдельным α-частицам, впервые были отождествлены Рейнганумом [43], который опубликовал в 1911 г. зарисовки цепочек зерен, получившихся в результате прохождения частиц сквозь эмульсию. Наблюдения Рейнганума были подтверждены и продолжены Милем [44], определившим число зерен на следах различной длины. Миль установил линейную зависимость между средним числом зерен и длиной следов. Это совпадало с данными Киношиты, показавшего, что каждое зерно, через которое прошла α-частица, становится способным к проявлению независимо от скорости этой частицы. Миль справедливо отметил, что искривление многих следов, наблюдавшихся Рейнганумом, обусловлено явлениями, происходящими в эмульсии при ее обработке; таким образом, Миль впервые обратил внимание на явление „дисторсии".

Позднее Майер [45] обнаружил в эмульсии „гало", состоявшее из проявленных зерен и расположенных вокруг центров, в которых находились небольшие частицы радиоактивных загрязнений. Майер, подобно Киношите, регистрировал α-частицы, направляя их в эмульсию перпендикулярно ее поверхности и подсчитывая затем число черных точек на проявленной пластинке. В своих опытах Майер облучал фотопластинку тонким пучком α-частиц, на пути которого помещал алюминиевую фольгу. Изучая распределение точек, в которых α-частицы попадали в эмульсию, он пытался сделать заключения о рассеянии их алюминием.

Первые микрофотографии отдельных следов были получены Уолмсли и Маковером [46] в 1914 г. (см. фото 3 и 4). Последние наблюдали видимое почернение пластинок типа „Process" фирмы Ильфорд, на которых помещалась металлическая пластинка, предварительно обработанная в течение нескольких секунд небольшим количеством радона. Почернение фотографической эмульсии вызывалось α-частицами, испускаемыми осажденными на пластинке атомами RaA и продуктами их распада. При исследовании эмульсионного слоя под микроскопом можно было заметить, что видимое почернение обусловлено наличием множества отдельных, беспорядочно расположенных следов. Вблизи границ области потемнения, т. е. там, где α-частицы входили в эмульсию под малым углом к ее поверхности, можно было различить и сфотографировать отдельные цепочки зерен (см. фото 3). Уолмсли и Маковер обнаружили в отдельных случаях также следы с кажущимися изломами (см. фото 4). Они рассмотрели возможность того, что подобный случай представляет совокупность двух независимых следов, и указали допустимую величину глубины резкости объектива микроскопа, при которой можно было решить, имеют ли эти следы общую точку. Уолмсли и Маковер приписали многие из найденных ими изломанных следов, типа изображенных на фото 4, рассеянию α-частиц на большие углы; однако в настоящее время такое заключение представляется неверным (см. ниже).

На более поздних микрофотографиях, полученных Киношитой и Икеути [47], Сахни [48] и Икеути [49] в 1915 г., также можно заметить следы отдельных α-частиц, выходящих во все стороны из крупинки радиоактивного вещества, находящейся на поверхности эмульсии (см. фото 5).

Сахни, подобно Милю, также полагал, что следы α-частиц, наблюдавшиеся Рейнганумом, были часто искривлены „вследствие индивидуальных особенностей сжатия каждой эмульсии при сушке". Сахни предпринял экспериментальное исследование различных типов имевшихся в продаже эмульсий с целью получения их характеристик, имеющих значение при регистрации следов. Наиболее удовлетворительными из исследованных оказались некоторые сорта пластинок, выпущенных фирмами Рэттен, Вайнрайт („диапозитивные") и Ильфорд („Process" и „Imperial Sovereign"). Сахни обратил также внимание на осложнения, вызываемые химической вуалью, которая затрудняет распознавание следов и точное измерение их длин. Он облучал пластинки также β-частицами, однако не смог различить отдельные следы,

указав при этом, что если бы их удалось зарегистрировать, то они, несомненно, оказались бы непрямолинейными.

Икеути удалось продемонстрировать, как упомянутые выше гало образовывались при действии RaA и RaC. Он подвергал железный шарик действию эманации радия и затем приводил его в соприкосновение с пластинкой, которая проявлялась приблизительно через 30 *мин*. В полученном таким образом гало можно было различить следы с двумя разными длинами, которые относились между собой как 1:0,685, что равнялось отношению пробегов в воздухе α-частиц, испускаемых RaA и RaC. Икеути обнаружил, что в некоторых гало α-частицы, принадлежащие RaA, присутствуют в значительно большем количестве; в других гало наблюдалось приблизительно одинаковое число частиц с обоими пробегами. Икеути объяснил этот результат тем, что, с одной стороны, имело место осаждение RaA на частицах пыли, находившихся на железном шарике во время его выдерживания в эманации, что и приводило к появлению гало, состоявших из следов α-частиц RaA. В то же время на железном шарике появлялся некоторый „активный осадок" во время его контакта с ртутью, удерживавшей эманацию в стеклянном сосуде, в результате чего возникали гало, в которых α-частицы RaC встречались примерно в таком же количестве, как и α-частицы RaA.

§ 5. Попытки расширить область применения метода

Киношита и Икеути [47] (1915 г.) также изучали фотографическое действие β-частиц, причем их работа была выполнена одновременно с упомянутым исследованием Сахни. В то время как Киношита показал, что каждое зерно эмульсии, через которое прошла α-частица, становится способным к проявлению, из последних опытов следовало, что эффективность фотографического действия β-лучей должна быть меньше в 6—8 раз. На этом основании было сделано совершенно правильное заключение, что в существовавших тогда эмульсиях, по всей вероятности, невозможно обнаружить следы β-частиц „вследствие больших расстояний между зернами, образующими след, а также вследствие рассеяния этих частиц".

Киношита и Икеути помещали также источник α-частиц вместе с эмульсией в магнитное поле напряженностью около 10 000 *эрстед*, но не обнаружили никакого искривления следов. Им стало ясно, что это объяснялось большим импульсом α-частиц. Действительно, ожидаемый радиус кривизны следа должен был составлять около 40 *см*, а такая кривизна, конечно, не могла быть замечена на следах длиной $\sim 50\mu$. Киношита и Икеути нашли, что среди следов α-частиц, испускаемых находящейся на пластинке крупинкой радиоактивного вещества, присутствует весьма незначительная доля таких, которые обнаруживают признаки рассеяния на большой угол, тогда как при испускании частиц протяженным источником (например, пластинкой, подвергнутой действию радона) такие случаи встречаются в большом количестве. Было также замечено, что видимый угол рассеяния $\sim 90°$ встречается столь же часто, как и меньшие отклонения. Как полагали при этом Киношита и Икеути, „необходимы дальнейшие исследования для того, чтобы установить, не обусловлены ли наблюдаемые случаи видимого рассеяния прохождением через одну точку двух частиц, движущихся в различных направлениях".

В большинстве случаев кажущегося рассеяния на значительные углы, впервые замеченного Уолмсли и Маковером, наблюдались, по всей вероятности, или следы пар α-частиц, или же появление следов в результате последовательного распада радиоактивных ядер, т. е. вследствие процесса, сходного с тем, который приводит к появлению так называемых „ториевых звезд" в эмульсиях, содержащих слабые радиоактивные загрязнения. Наконец, описанные случаи могли быть образованы парами следов, возникающих вследствие отдачи, испытываемой группой из нескольких радиоактивных атомов при испускании α-частицы из ядра одного из них (см. Мюльштейн [50], Мысовский и Чижов [51]). Рассеяние на большие углы, конечно, имеет место, и соответствующие случаи наблюдались достаточно часто, однако оно происходит значительно реже по сравнению с теми эффектами, которые обусловлены перечисленными выше процессами. Из описанных здесь экспериментов следует, что уже на самом раннем этапе развития метода возникли трудности, связанные с определением направления движения частиц.

В более поздней работе Сахни [52] сделал попытку измерить рассеяние α-частиц на газах. Коллимированный пучок α-частиц, испускаемых RaC′, осажденным на конце иглы, направлялся на находившуюся в вакууме фотографическую пластинку перпендикулярно ее поверхности. После проявления пластинки измерялось распределение зерен, соответствовавших точкам входа в эмульсию отдельных α-частиц. Путем повторения этого опыта при заполнении прибора воздухом при различных давлениях было установлено, что вследствие рассеяния, вызываемого атомами газа, наблю-

дается разброс следов, образующих центральное пятно. Хотя описанный опыт и не дал определенных результатов, он тем не менее представлял собой, по всей вероятности, первую попытку использования „газовой мишени" в сочетании с фотографическим методом регистрации, т. е. методики, получившей впоследствии широкое применение (см. стр. 103).

§ 6. Следы протонов

После работ, выполненных в период 1910—1915 гг., существенные успехи в развитии метода были достигнуты лишь через 10 лет, когда в 1925 г. Блау [53, 54] удалось получить следы „естественных протонов", т. е. частиц, испускаемых в результате упругого столкновения α-частиц с ядрами водорода. Позднее Блау [55—58] наблюдала подобные же следы, принадлежавшие протонам из (α, p)-реакций, возникавших при бомбардировке легких элементов α-частицами, и, наконец, протоны, появлявшиеся в результате столкновений с быстрыми нейтронами (см. Блау и Вамбахер [59—61]).

Первый протонный след, наблюдавшийся Блау, был зарегистрирован в пластинках типа „Imperial Process". В первых экспериментах были обнаружены следы длиной 70 μ, плотности зерен в которых приближались к плотностям зерен в следах α-частиц. Однако позднее чувствительность пластинок значительно уменьшилась, что, по всей вероятности, было связано с изменением технологии производства. В течение последующих пятнадцати лет опыты, связанные с фотографической регистрацией протонов, были затруднены тем, что во всех имевшихся в продаже эмульсиях число зерен на единице длины следа протона было значительно меньше, чем в случае следов α-частиц, вследствие чего следы протонов оказывались недостаточно отчетливыми. Икеути показал, что отношение пробегов α-частиц, принадлежащих к двум однородным группам, в применявшихся им эмульсиях было тем же самым, что и в воздухе. Вследствие этого в пределах ошибок, определяемых средней длиной разрыва между зернами, пробег частицы мог служить мерой ее энергии. В случае протонов подобная точность была достигнута лишь много лет спустя.

Пытаясь увеличить чувствительность эмульсий типа „Imperial", Блау и Вамбахер обрабатывали их в растворе желтого пинакриптола, в результате чего было обнаружено заметное улучшение качества следов протонов. Теперь ясно, что в умелых руках обработка желтым пинакриптолом давала существенное увеличение чувствительности имевшихся эмульсий. Оно оказывалось достаточным для того, чтобы сделать фотографический метод в лабораторных условиях ценным инструментом для опытов по определению энергии быстрых протонов и нейтронов. Ввиду этого было бы интересно выяснить, почему данный метод не нашел в те годы большого числа сторонников. Не вызывала сомнений потенциальная ценность фотографического метода для ядерной физики, заключавшаяся в том, что он в принципе был сходен с методом камеры Вильсона и в то же время обладал по сравнению с ним преимуществами: большой простотой и постоянной чувствительностью. В то же время существовало широко распространенное мнение, что присущие ему низкая точность и ненадежность являются настолько серьезными, что практическое значение метода становится ничтожным.

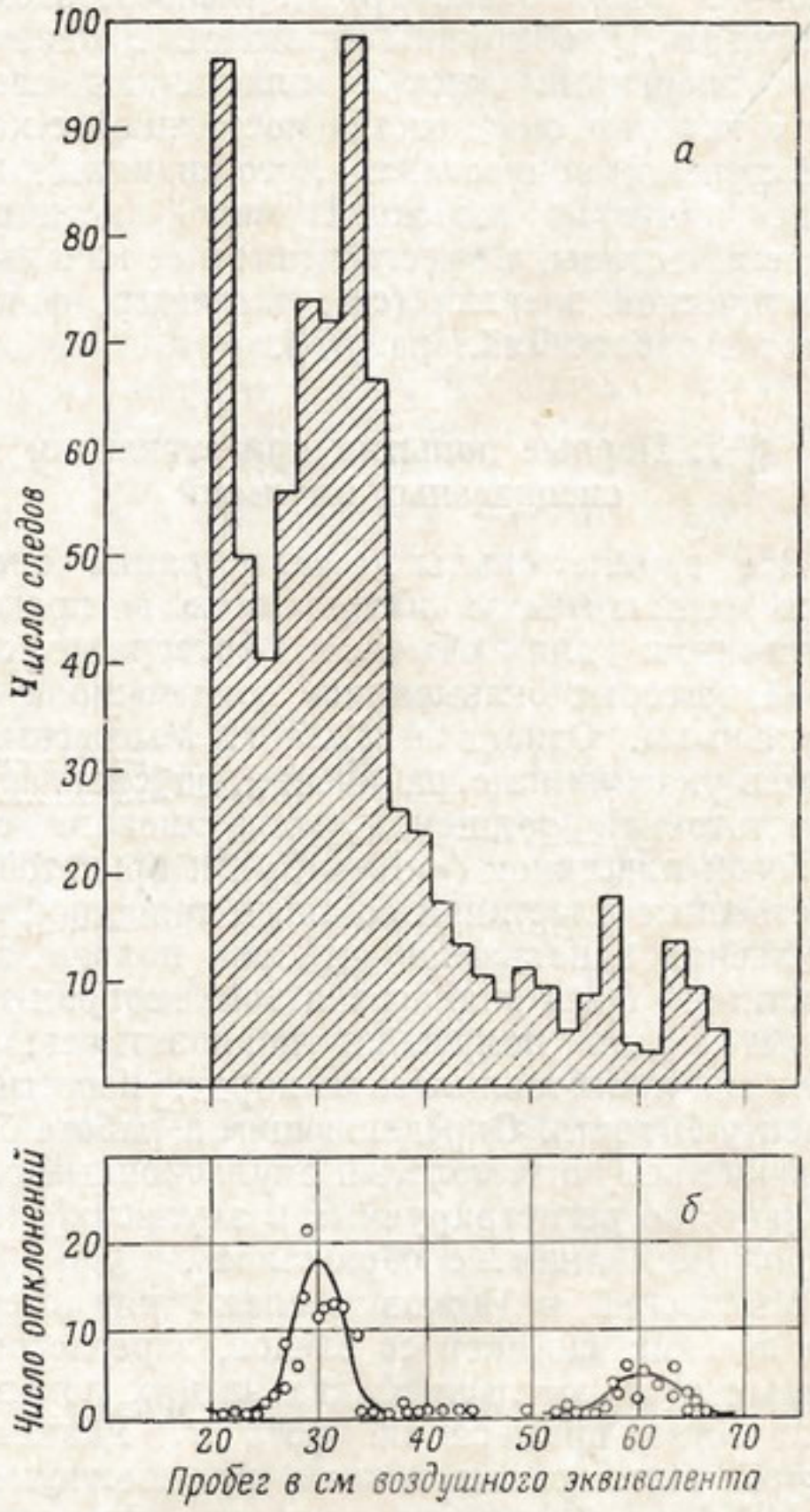
Существовали, по-видимому, две основные причины, которые препятствовали широкому применению фотографического метода в рассматриваемый период. Во-первых, эффективность желтого пинакриптола, который действует как десенсибилизатор на облученные видимым светом эмульсии, а также характеристики существовавших эмульсий не вызывали достаточного доверия. Так, например, Блау и Вамбахер [59] на основании своих первых экспериментов указали, что в обработанных красителем пластинках могли быть зарегистрированы протоны, появившиеся в результате (α, p)-реакций, но не протоны, вызываемые быстрыми нейтронами. Затем Жданов [62] (1935 г.) сообщил, что желтый пинакриптол десенсибилизировал пластинки, применявшиеся им для регистрации протонов. Наконец, Румбаух и Лохер [63, 64], экспериментируя с пластинками, обработанными красителем и подвергнутыми действию космических лучей, не нашли на них признаков каких-либо следов, кроме тех, которые принадлежали α-частицам, испускаемым радиоактивными загрязнениями. В указанном случае через объем эмульсии, который был тщательно исследован, должны были пройти, не будучи зарегистрированными, частицы, возникавшие при многочисленных расщеплениях ядер, а также сотни медленных протонов. С другой стороны, Уилкинс [65] (1940 г.) обнаружил, что средняя длина следов, принадлежащих однородной группе протонов, выпущенных из циклотрона и входивших в эмульсию под малым углом к ее поверхности, увеличивалась в несколько раз в том случае, если пластинка была предварительно обработана в слабом растворе красителя (см. фото 9).

Согласно Блау, причину указанных различий следует искать в разнообразии тех условий, в которых использовался краситель.

В своих первых экспериментах по применению желтого пинакриптола Блау и Вамбахер облучали протонами низких энергий пластинки, помещенные в вакуум, и получали хорошие следы. В то же время при облучении нейтронами пластинок, находившихся на воздухе и подвергнутых аналогичной обработке, не было зарегистрировано никаких следов протонов отдачи. Блау высказала предположение, что десенсибилизирующее действие желтого пинакриптола при его обычном использовании в фотографии и, наоборот, сенсибилизирующее действие в отношении протонных следов представляют не связанные между собой явления. Так, десенсибилизирующее действие пинакриптола проявляется только в присутствии воздуха или кислорода (см. Блау и Вамбахер [60, 61]) и подавляется в вакууме, вследствие чего в последнем случае могут обнаружиться сенсибилизирующие свойства красителя. В согласии с этой точкой зрения в 1934 г. на экспонированных в вакууме пластинках наблюдались длинные следы протонов отдачи, что указывало на присутствие в этом опыте нейтронов с более высокой энергией, чем это наблюдалось ранее.

Разнобой в приведенных данных может служить основанием для того, чтобы отметить здесь две характеристики эмульсии, имеющие чрезвычайно существенное значение: а) постоянство чувствительности эмульсии в течение длительного периода, прошедшего с момента ее изготовления, и б) стабильность скрытого изображения. Сравнительно легко приготовить высокочувствительные эмульсии, которые оказываются вполне удовлетворительными, если они экспонируются и проявляются вскоре после изготовления, но теряют чувствительность при хранении, причем возникающее на них после облучения скрытое изображение быстро ослабевает („регрессирует"). Обработка желтым пинакриптолом, по-видимому, и дает такое временное увеличение чувствительности, причем значительное непостоянство полученных в этом случае результатов может быть объяснено различными условиями хранения обработанных пластинок, различными периодами времени между обработкой и облучением и т. п.

Второе обстоятельство, препятствовавшее широкому применению фотографического метода, было связано с тем, что четкая демонстрация точности, с которой могли быть измерены пробеги протонов, оказывалась затруднительной. Мы уже упоминали об опытах Блау и Вамбахер с протонами, испускаемыми при расщеплении ядер легких элементов α-частицами. В этом случае были произведены измерения пробегов протонов, зарегистрированных в пластинках, и сделано сравнение полученных данных с результатами, найденными при помощи других методов. Однако радиоактивный источник, который имелся в распоряжении



Фиг. 3. Распределение длин пробегов протонов.

Гистограмма *а* показывает распределение длин пробегов протонов (в см воздушного эквивалента), получающихся при бомбардировке алюминия α-частицами от Ро-Ве-источника. Данные, полученные Чадвиком и Констеблем [66] со счетчиком при аналогичных условиях опыта, представлены кривой (*б*). Следы протонов с промежуточными пробегами, наблюдающиеся на гистограмме, обусловлены, по всей вероятности, тем, что некоторые протоны проникали сквозь тонкий эмульсионный слой в стекло пластинки, вследствие чего не были зарегистрированы их полные пробеги [60, 61].

Несмотря на то, что оба метода согласуются между собой, показывая наличие двух групп протонов со средними пробегами порядка 30 и 60 см воздушного эквивалента, результаты, полученные при помощи фотометода, кажутся менее точными и менее надежными, чем результаты, полученные с помощью счетчиков. В настоящее время известно, что два кажущихся максимума на гистограмме *а*, соответствующие пробегам в воздухе около 55 и 65 см, должны были появиться за счет статистических флуктуаций, поскольку подобная высокая степень разрешения не могла иметь места вследствие эффекта разброса.

Блау и Вамбахер, не позволял получить достаточно большую статистику в условиях „хорошей геометрии" (фиг. 3). Кроме того, по условиям опыта приходилось применять длительные экс-

позиции, вследствие чего на пластинках часто появлялся общий зерновой фон, обусловленный β- и γ-излучением источника. В указанных условиях было очень трудно ясно продемонстрировать, что группы протонов с одинаковыми энергиями дают в пластинках следы, длина которых оказывается постоянной с хорошей степенью точности, т. е. что видимая длина следа является надежной мерой истинного пробега частицы, а вместе с ним и ее начальной кинетической энергии (см., например, фиг. 3, а также работу Тейлора [67]).

§ 7. Первые попытки приготовления специальных эмульсий

Все ранние опыты по регистрации следов были выполнены с имевшимися в продаже эмульсиями для обычных фотографических целей, которые оказывались достаточно чувствительными. Однако в 1927 г. Мысовский и Чижов указали на ограничения, обусловленные недостаточной толщиной желатинового слоя обычных пластинок ($\sim$10—15μ), и приготовили собственные пластинки со слоем толщиной 50μ. Эмульсия, использованная для полива этих пластинок, была аналогична той, которая применяется для получения диапозитивов; эта эмульсия приготовлялась по хорошо известному рецепту Эггерта. Определяющим в работе было желание получить толстый эмульсионный слой, на качество регистрируемых в эмульсии следов особого внимания не обращалось.

Мысовский и Чижов сделали ряд стереоскопических снимков со следов, зарегистрированных в их эмульсиях; два из них показаны в качестве примера на фото 7. Указанные авторы подтвердили данные предшествующих исследователей относительно того, что случаи рассеяния на большие углы встречаются в эмульсии весьма редко и что отклонения на меньшие ($\sim$10°) углы не являются чем-то необычным. Они также обнаружили несколько разветвленных следов, которые в свете более поздних исследований могли быть приписаны (α, p)-столкновениям, хотя в то время подобные случаи не могли быть идентифицированы вполне достоверно. Следы α-частиц, показанные на фото 7, по своему качеству сходны со следами, которые наблюдались раньше в обычных пластинках. Вместе с тем количество фоновых зерен на пластинках Мысовского и Чижова очень невелико; это можно объяснить, по крайней мере частично, тем, что эти пластинки были облучены и проявлены вскоре после их приготовления.

В 1935 г. были предприняты попытки изготовления эмульсий с улучшенными характеристиками, специально предназначенных для регистрации следов (см. Жданов [62]; фирма Ильфорд [68]). Жданов исследовал основные особенности метода и условия, необходимые для его усовершенствования. Он показал, что число зерен на единице длины траектории G, сквозь которые прошла заряженная частица (не обязательно сделав их при этом способными к проявлению), определяется следующим соотношением:

$$G = \frac{1}{\Delta} = K\frac{M}{\bar{d}},$$

где Δ — среднее расстояние между центрами зерен, K — постоянная, $\bar{d}$ — средний диаметр зерна, а M — количество галоидного серебра в 1 $см^3$ эмульсии. Очевидно, что для повышения точности метода необходимо уменьшить Δ. С этой целью Жданов приготовил ряд эмульсий с заданной концентрацией галоида серебра, но с различными значениями среднего диаметра зерен, что достигалось путем изменения температуры раствора, из которого осаждался галоид. С помощью этих эмульсий было показано, что число проявленных зерен на следах α-частиц можно повысить, уменьшая их размер.

Улучшение эмульсии, которое может быть достигнуто описанным способом, ограничивалось тем, что чувствительность зависит от размера зерен. Подобно Блау и Вамбахер [59], Жданов не обнаружил следов в липмановских пластинках, обладающих чрезвычайно мелким зерном (см. фото 1). В приготовленных им самим образцах эмульсий с постепенно увеличивающимися размерами зерен следы α-частиц появлялись тогда, когда средний диаметр зерен достигал 0,2 — 0,4 μ, а следы протонов могли быть зарегистрированы только при зернах большего диаметра — порядка 0,8 μ. Жданов также установил, что средняя длина разрывов на следах протонов увеличивается по мере роста их пробега, приписав этот эффект изменению удельной ионизации в зависимости от скорости. Следует, однако, отметить, как весьма существенное, то обстоятельство, что зерно данного размера и типа должно поглотить определенное среднее количество энергии для того, чтобы сделаться способным к проявлению, а также, что вероятность подобного события зависит от удельной ионизации частицы. Все это, по-видимому, не было уяснено никем из исследователей того времени (см., например, Уилкинс и др. [65, 69]).

Другой подход к проблеме улучшения эмульсии состоит в увеличении концентрации содержащегося в ней галоидного серебра. В 1935 г. такой путь был практически неосуществим, однако он стал технически возможен спустя

десять лет и в значительной мере явился основой достигнутых при этом серьезных улучшений качества эмульсий (см. фото 12 и 13).

Помимо работ над новыми эмульсиями, Ждановым было также подчеркнуто принципиальное сходство фотографического метода и метода камеры Вильсона, важность применения более толстослойных эмульсий ($\sim$50 μ) и необходимость определения пространственной ориентации зарегистрированных в них следов. Кроме того, он обратил внимание на целесообразность применения бинокулярных микроскопов, облегчающих просмотр эмульсионного слоя.

Независимая попытка усовершенствования эмульсий была предпринята в 1935 г. сотрудниками фирмы Ильфорд Блохом и Смитом, которые приготовили два типа эмульсий, обозначенные через R1 и R2, причем им удалось также снизить число фоновых зерен. Размер зерен в эмульсии Ильфорд R1 был $\sim$0,2 μ; фон был почти полностью устранен, что, впрочем, было достигнуто ценой некоторого снижения чувствительности, вследствие чего в эмульсии этого типа не регистрировались следы протонов. Пластинки R2 с близкими по размеру зернами были чувствительнее, чем R1, но обладали более высоким фоном. Некоторые из лучших микрофотографий протонных следов, сделанные в период, предшествовавший появлению в 1945 г. эмульсий повышенной чувствительности, были получены Уилкинсом [65], применявшим пластинки Ильфорд R2, обработанные желтым пинакриптолом (см. фото 9). Очувствление эмульсии производилось путем купания в водном растворе желтого пинакриптола (1:200) в течение 2 *мин*, причем было установлено, что следы, наблюдавшиеся в таких пластинках, „соответствуют полному пробегу частиц''. Плотность зерен в следах, наблюдавшихся в эмульсии, не подвергавшейся описанной обработке, была значительно меньше. Снимок, изображенный на фото 9, был сделан при освещении по методу темного поля, причем на нем можно заметить изображение окулярной сетки, пересекающей поле зрения. Следы протонов, у которых плотность зерен была даже несколько больше, чем в рассмотренном случае, были получены Блау и Вамбахер [70], также применявшими желтый пинакриптол.

В 1935 г. Тейлор, работавший с новыми эмульсиями Ильфорд R1 и R2, опубликовал отчет [67] о весьма тщательном исследовании точности, которую может обеспечить фотографический метод. Он указал, что, помимо обычных флуктуаций, обусловленных так называемым „явлением страгглинга'' (см. стр. 69), недостатком фотографической эмульсии является ее неоднородность. Относительные количества бромистого серебра и желатины, сквозь которые проходит частица на заданном участке ее пробега, а следовательно, и соответствующие потери энергии, оказываются подверженными статистическим флуктуациям. Таким образом, помимо страгглинга, который имеет место в любой однородной среде, указанный эффект также приводит к дополнительным флуктуациям пробегов отдельных частиц при одинаковой начальной энергии. В результате своих опытов Тейлор пришел к следующему выводу: „Из измерений пробегов отдельных протонов в эмульсии невозможно получить сколько-нибудь точные значения их энергии''. Наблюдавшиеся им колебания пробегов для моноэнергетической группы частиц были порядка 20%, а соответствующая неточность в определении энергии составляла $\sim$10%. Тейлор пришел к заключению, что метод непригоден для исследований, связанных с определением энергий нейтронов. Несколько позднее подобное же мнение было высказано Ливингстоном и Бете [71].

Помимо эмульсий R1 и R2, Блох и Смит приготовили также улучшенные пластинки Ильфорд типа „Half-tone'' (полутоновые), предназначенные для обычных фотографических работ, причем оказалось, что они дают значительно лучшие следы протонов без какой-либо обработки желтым пинакриптолом. Эти пластинки выпускались на стеклянной подложке с эмульсионным слоем толщиной 100 μ и в виде безподложечных слоев толщиной 300 μ. С помощью этой эмульсии Блау и Вамбахер [70] нашли первые длинные следы протонов на пластинках, экспонированных в космических лучах.

§ 8. Следы частиц космического излучения

Первая попытка применения фотографического метода для регистрации следов, вызываемых космическим излучением, была, по-видимому, сделана во время подъема стратостата „Эксплорер II'' в 1935 г.[1]. Этот стратостат, запуск которого был организован совместно Американским национальным географическим обществом и вооруженными силами США, достиг высоты в 22 300 *м*, причем находился более двух часов на высоте свыше 21 300 *м*.

На стратостате вместе с прочим оборудованием находились фотографические пластинки Румбауха и Лохера [64], а также Уилкинса и Сен-Геленса [72]. Выше было упомянуто, что Румбаух и Лохер не обнаружили в своих пластинках никаких других следов, кроме

[1] Наряду с этим надо иметь в виду также опыты А. П. Жданова, который в 1938 г. обнаружил [129*] резкве возрастание числа следов при облучении фотоэмульсий на самолете. — *Прим. ред.*

тех, которые принадлежали α-частицам от радиоактивных загрязнений. В то же время Уилкинс нашел некоторое количество длинных следов, причем некоторые из них были, по-видимому, связаны с ядерными расщеплениями. Позднее он описал [73, 74] случай, который был приписан расщеплению ядра: в эмульсии было обнаружено три расположенных рядом следа, принадлежавших, по всей вероятности, протонам или α-частицам, испущенным, по-видимому, из общей точки, находившейся в стекле пластинки. Уилкинс высказал предположение, что один из этих следов, длиной около 1 *мм* и состоявший примерно из 400 зерен, принадлежит частице с энергией 400 *Мэв*. Основания для такой оценки не вполне ясны. Предполагалось, вероятно, что поскольку в эмульсиях того времени энергия, терявшаяся в одном зерне на следе α-частицы, составляла около 1 *Мэв*, то это должно было быть справедливо для всех частиц независимо от их удельной ионизации.

Следует заметить, что высота, достигнутая стратостатом, продолжительность его полета, а также объем эмульсии, использованной в упомянутом выше опыте, заставляли предположить, что некоторое количество тяжелых ядер первичного излучения должно было пройти через пластинки; однако если это и имело место, то следы подобных частиц остались незамеченными при просмотре пластинок.

Длинные следы протонов с эквивалентным пробегом в воздухе порядка 90 *см* наблюдались также Такеуки [75], который экспонировал пластинки в течение двух недель на горе Хуци, на высоте 3700 *м*. В подобных же экспериментах Блау и Вамбахер [70] с „новыми полутоновыми" эмульсиями, которые облучались на горе Хафелекар в течение 5 месяцев, были обнаружены первые случаи расщеплений ядер в эмульсии, вызванных космическими частицами высоких энергий. Впоследствии аналогичные расщепления нашли Е. М. Шоппер и Е. Шоппер [76], которые пользовались специальными пластинками Агфа К с регистрационными свойствами, весьма близкими к свойствам „новых полутоновых" пластинок фирмы Ильфорд. Снимки, опубликованные авторами, принадлежали к числу лучших микрофотографий „звезд", полученных до введения в практику так называемых „ядерных" эмульсий (см., например, фото 10).

Гайтлер и др. [77, 78] экспонировали на Юнгфрау-Йох в течение нескольких месяцев „полутоновые" пластинки Ильфорд, покрытые слоями свинца различной толщины. Они произвели измерения поглощения в свинце вызывавшей „звезды" радиации путем сравнения частоты появления расщеплений под различными толщинами свинца и пришли к заключению, что большинство „звезд" вызывается нуклонами. В одном из расщеплений они обнаружили след испущенной частицы, плотность зерен в котором была значительно больше, чем для следа α-частицы. Ширина этого следа и плотность зерен в нем уменьшались по мере приближения к концу пробега. Авторы правильно приписали этот след наличию тяжелого ядерного осколка, но ошибочно предположили, что сужение следа к концу пробега объясняется перезарядкой частицы по мере ее замедления (см. стр. 124). Обзор работ, появившихся в рассмотренный период, был сделан в 1941 г. Шапиро [79].

§ 9. Повышение точности метода

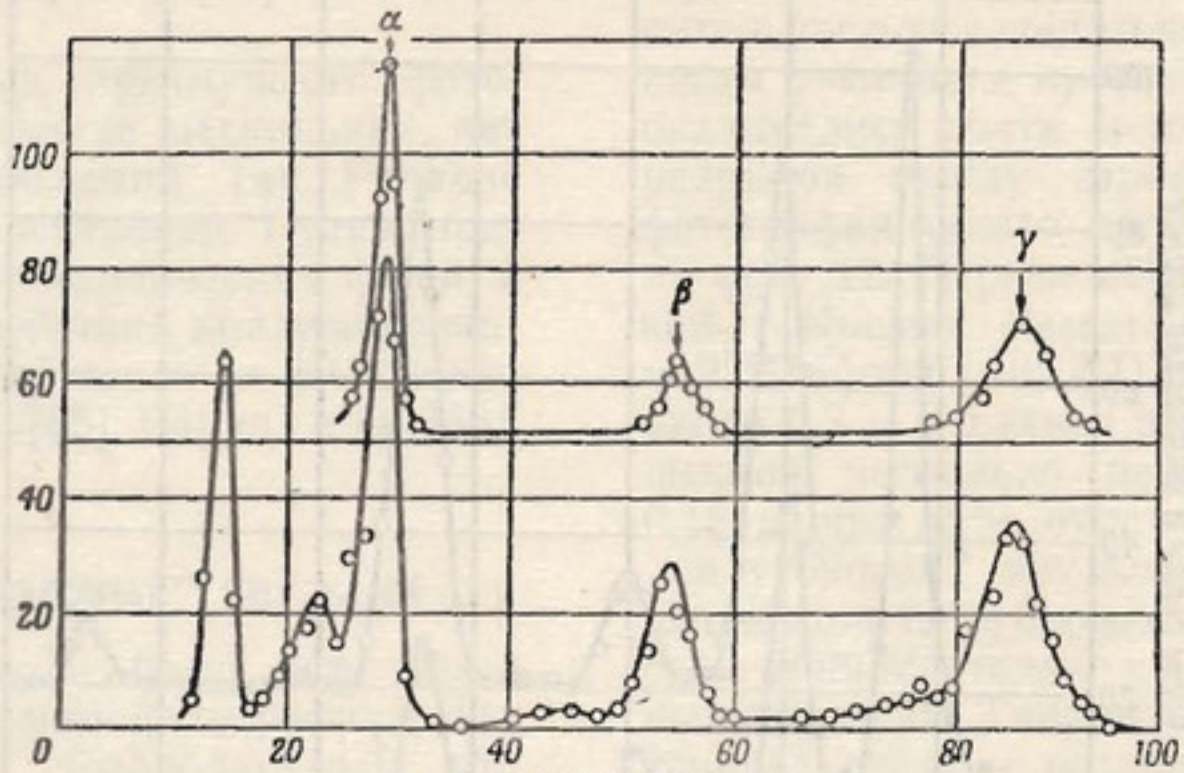
Выше было упомянуто, что в первых экспериментах Блау и Вамбахер по определению пробегов протонов отдачи в реакциях, вызываемых нейтронами, или протонов от (α, p)-реакций возникали затруднения, связанные с применением радиоактивных источников. Даже в тех случаях, когда опыты выполнялись в условиях плохой геометрии, были необходимы длительные экспозиции, вследствие чего появлялись осложнения, связанные с увеличением числа зерен фона, создаваемого в пластинке β- и γ-излучением. Кроме того, нейтроны и протоны часто присутствовали не в виде энергетически однородных групп, а имели сплошное распределение по энергиям, что сильно затрудняло подробное сравнение получаемых результатов с найденными при помощи других методов.

Однако, несмотря на первые трудности, с помощью фотометода были все же достигнуты определенные успехи. Так, например, Блау и Вамбахер обнаружили протоны отдачи (вызываемые нейтронами из Po-Be-источника), энергии которых оказались выше энергий, когда-либо наблюдавшихся ранее. Этот результат был впоследствии подтвержден другими методами. В то же время указанные авторы получили данные, как теперь известно, ошибочные, согласно которым при облучении C и Be α-частицами наблюдается испускание протонов.

Существенное изменение положения наступило вследствие двух усовершенствований. Во-первых, появление „новых полутоновых" эмульсий фирмы Ильфорд привело к значительному улучшению качества протонных следов и, во-вторых, развитие ускорителей позволило осуществить опыты с моноэнергетическими пучками нейтронов и протонов, получавшимися при искусственном расщеплении легких элементов (см., например, Пауэлл и Фертель [80]). В отличие от экспериментов, в которых применялись радиоактивные источники, опыты на ускорителях могли проводиться с тонкими

мишенями в условиях хорошей геометрии, что позволило подробнее изучить возможности фотометода. Примеры результатов, полученных в указанный период, изображены на фиг. 4—6.

протонов отдачи, вылетающих в направлении вперед под малыми углами по отношению к первоначальному направлению движения нейтронов. Подобные же наблюдения были выполне-

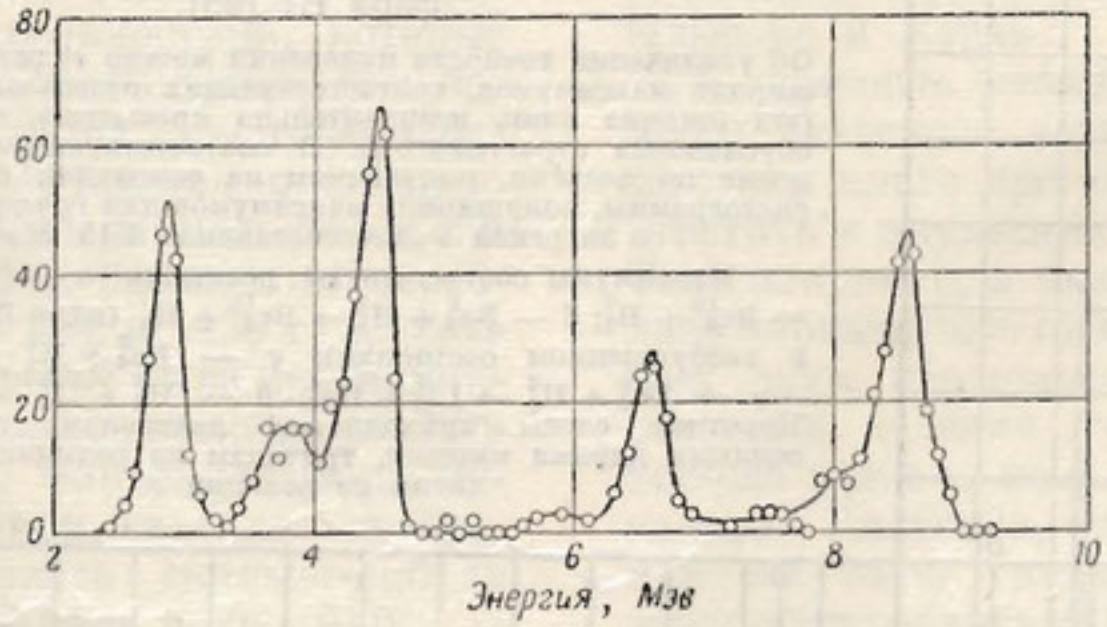


Фиг. 4. Распределение пробегов протонов, испускаемых тонкой борной мишенью при бомбардировке однородным пучком быстрых дейтронов с энергией ~700 *кэв*.

Внизу — распределение пробегов, построенное по следам в „новых полутоновых" пластинках фирмы Ильфорд [84]; *вверху* — то же распределение, полученное в опытах со счетчиками [85]. В обоих случаях регистрировались протоны, вылетающие под прямым углом к направлению пучка дейтронов. Из полученных результатов следует, во-первых, что пробеги в „полутоновой" эмульсии пропорциональны в пределах ошибок опыта пробегам в воздухе, и, во-вторых, что разрешающая способность, достигаемая при помощи фотографических методов, оказывается того же порядка, что и для счетчиков.

На фиг. 4 показано распределение длин следов протонов, получающихся при бомбардировке бора дейтронами с энергией ~700 *кэв*, а также

ны Боннером и Брубекером [81, 82] при помощи камеры Вильсона. Были получены по существу аналогичные результаты, однако фотометод, по-



Фиг. 5. Распределение по энергиям протонов, испускаемых бором при бомбардировке пучком дейтронов с энергией 700 *кэв*.

Распределение рассчитано на основании нижней кривой фиг. 4 в предположении, что пробег в эмульсии пропорционален пробегу в стандартной атмосфере и что тормозная способность эмульсии равна А470 [84].

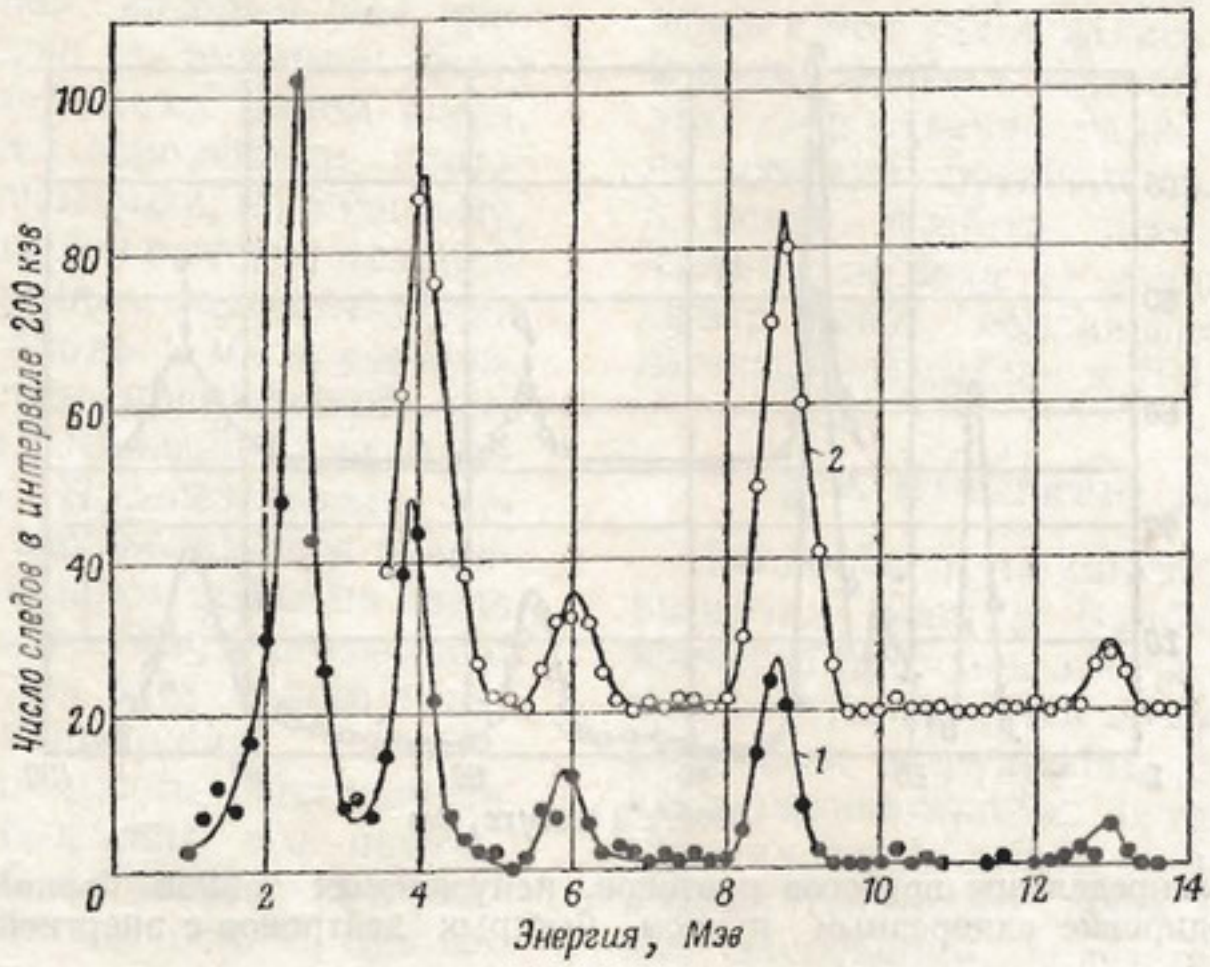
данные измерений пробегов аналогичных частиц, полученные при помощи счетчиков.

На фиг. 6 приведено распределение по энергиям нейтронов, испускаемых при бомбардировке бора дейтронами, полученное из измерений пробегов (а следовательно, и энергий)

видимому, обеспечивал в данном случае более высокую точность.

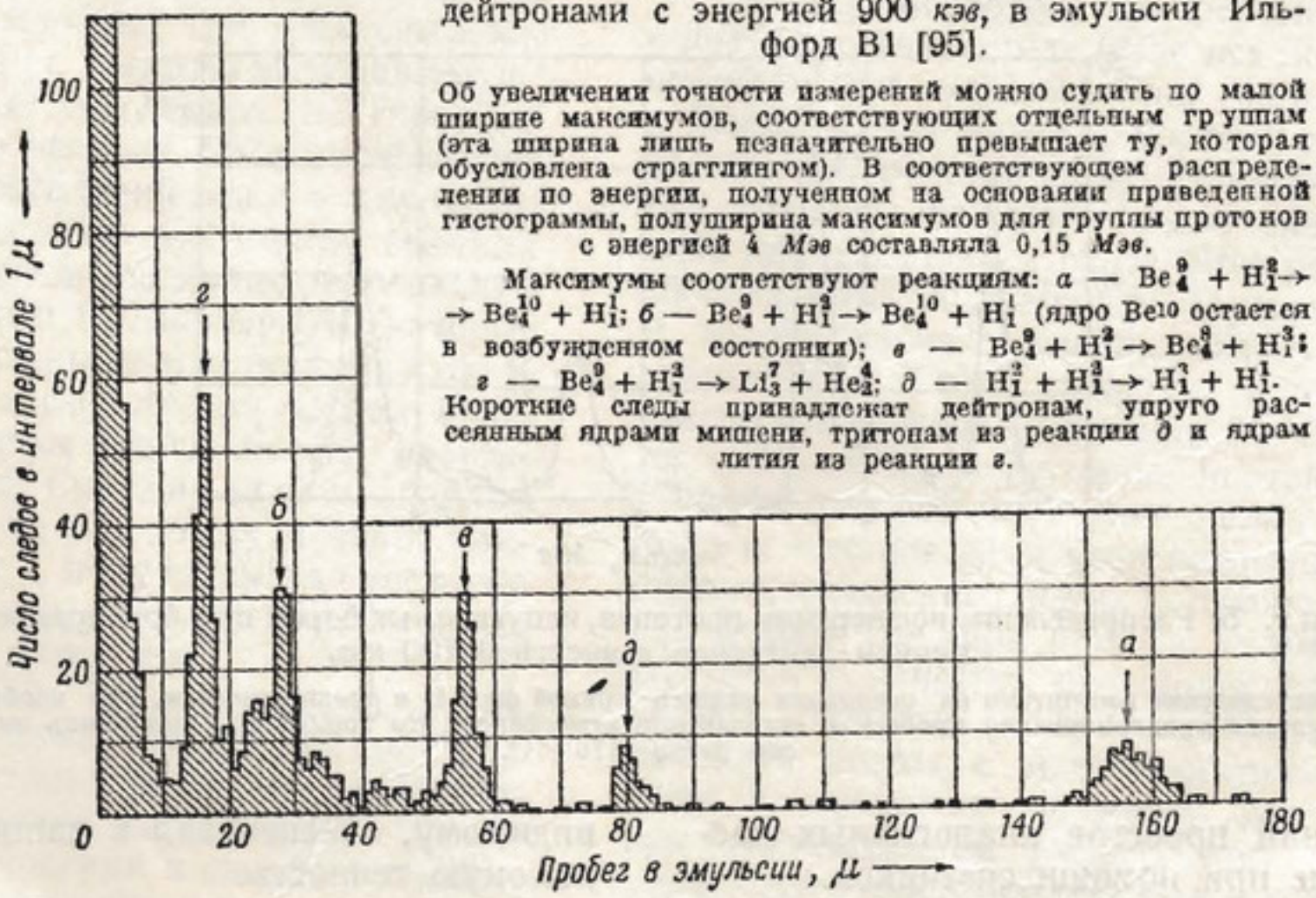
Результаты, приведенные на фиг. 4 и 6, показывают, что в новых условиях точность измерений с помощью фотографических эмульсий стала сравнимой с точностью других ме-

тодов. Наряду с этим обнаружились также весьма существенные специфические преимущества фотографического метода регистрации.



Фиг. 6. Распределение по энергиям нейтронов, испускаемых тонкой борной мишенью при бомбардировке дейтронами с энергией 700 *кэв* [86].

Распределение определялось по следам протонов отдачи, наблюдавшихся в „полутоновой" эмульсии фирмы Ильфорд. Если протон после соударения испускается с энергией E под углом φ по отношению к направлению движения нейтрона, то энергия последнего может быть определена по формуле $E_0 = E \sec^2 \varphi$. Кривая *1* построена для следов, лежащих в интервале $0° < \varphi < 10°$; кривая *2* — для $10° < \varphi < 20°$.



Фиг. 7. Распределение по пробегам протонов, возникающих при бомбардировке бериллиевой мишени дейтронами с энергией 900 *кэв*, в эмульсии Ильфорд B1 [95].

Об увеличении точности измерений можно судить по малой ширине максимумов, соответствующих отдельным группам (эта ширина лишь незначительно превышает ту, которая обусловлена страгглингом). В соответствующем распределении по энергии, полученном на основании приведенной гистограммы, полуширина максимумов для группы протонов с энергией 4 *Мэв* составляла 0,15 *Мэв*.

Максимумы соответствуют реакциям: *а* — $Be_4^9 + H_1^2 \rightarrow Be_4^{10} + H_1^1$; *б* — $Be_4^9 + H_1^2 \rightarrow Be_4^{10} + H_1^1$ (ядро Be^{10} остается в возбужденном состоянии); *в* — $Be_4^9 + H_1^2 \rightarrow Be_4^8 + H_1^3$; *г* — $Be_4^9 + H_1^2 \rightarrow Li_3^7 + He_2^4$; *д* — $H_1^2 + H_1^3 \rightarrow H_1^3 + H_1^1$. Короткие следы принадлежат дейтронам, упруго рассеянным ядрами мишени, тритонам из реакции *д* и ядрам лития из реакции *г*.

Так, например, для получения с помощью камеры Вильсона энергетического спектра нейтронов, испускаемых в результате определенной реакции, необходимо затратить несколько месяцев, причем эксперимент занимает значительную часть времени работы ускорителя, эксплуатация которого связана с большими расходами. Вместе с тем аналогичные данные могут быть получены при помощи фотографических плас-

тинок, облучаемых в течение нескольких часов или даже меньше. Кроме того, просмотр пластинок, отнимающий всего несколько дней, может быть выполнен в любое свободное время (см. Пауэлл и Фертель [80] и Пауэлл [83]).

Вследствие указанных преимуществ фотографический метод в течение нескольких лет получил целый ряд применений. Так, Ричардс [87] определял спектры нейтронов. Путем применения „мишеней" из металлических фольг и газов изучались взаимодействия коллимированных пучков быстрых протонов и дейтронов с веществом (см. Уилкинс [65], Пауэлл и др. [88], Чадвик и др. [89]).

§ 10. Разработка „ядерных" эмульсий

К 1945 г. определилась более или менее скромная область применения фотографического метода, причем обычно предполагалось, что с его помощью могут быть получены лишь ограниченные результаты и что этот метод имеет второстепенное значение по сравнению с методами счетчиков и камеры Вильсона (см., например, Смит [90]). Подобный взгляд определялся, конечно, начальной стадией развития метода. В течение тридцати лет его возможности были достаточно хорошо выяснены, но, несмотря на усилия многих экспериментаторов, он не привел к важным открытиям. Фотографические эмульсии применялись для демонстрации явлений, обнаруженных другими методами, причем казалось, что они не обладают какими-либо специфическими особенностями, которые могли бы сделать их чем-то большим, чем полезный вспомогательный метод. Быстрое изменение точки зрения на фотометод произошло после того, как в 1945 г. появились эмульсии с повышенным содержанием бромистого серебра. Следует заметить, что еще в 1939 г. Блохом (фирма Ильфорд) и Пауэллом была предпринята попытка улучшения регистрационных свойств „полутоновых" эмульсий фирмы Ильфорд путем удвоения концентрации галоида серебра, что, однако, не увенчалось сколько-нибудь заметным успехом (см. Пауэлл и др. [91]).

Как было упомянуто выше, Жданов высказал предположение о возможности получения следов с большей плотностью зерен в том случае, если удастся увеличить концентрацию бромистого серебра в эмульсии без уменьшения чувствительности отдельных зерен; однако получение подобной эмульсии являлось в то время невозможным. В 1945 г. появились новые „концентрированные" эмульсии, полученные различными методами, которые были независимо разработаны Демерсом [92, 93] и сотрудниками фирмы Ильфорд Доддом и Уолером (см. Пауэлл и др. [91]).

Демерс приготовил в своей лаборатории эмульсии со средним диаметром непроявленных зерен ~0,08 μ. Эти эмульсии обладали чувствительностью, достаточной для того, чтобы следы α-частиц и протонов в конце их пробегов оказывались почти сплошными, т. е. не имели разрывов между зернами; типичная микрофотография такого протонного следа показана на фото 12. Первые образцы „ядерных" эмульсий („Nuclear Research"), выпущенных фирмой Ильфорд (тип A1), имели зерна диаметром около 0,3 μ, а размер зерен эмульсии C2, выпущенной несколько позднее, составлял около 0,15 μ, что мало отличалось от размера зерен „полутоновой" эмульсии. Вместе с тем отношение количеств бромистого серебра и желатины было приблизительно в 8 раз больше, чем у обычных эмульсий. Типичная микрофотография протонного следа в подобной эмульсии показана на фото 13б.

Эмульсия Демерса [94] приготовлялась путем одновременной подачи точно регулируемых струй растворов азотнокислого серебра и бромистого калия в непрерывно перемешиваемый водно-спиртовый раствор желатины. В описываемой технологии отсутствовал процесс „второго созревания", причем сенсибилизация сразу же осуществлялась при помощи триэтаноламина, вследствие чего окончательный размер зерен устанавливался во время осаждения галоида серебра. В печати не имеется никаких сведений о методах приготовления эмульсий фирмами Ильфорд и Кодак.

С помощью мелкозернистых пластинок Демерса оказалось возможным уточнить детали того или иного процесса, которые нельзя было заметить в эмульсиях с более крупным зерном. Так, например, в указанных эмульсиях отчетливо наблюдалось сужение следов, принадлежащих двум разлетающимся в разные стороны осколкам деления урана. Это явление было хорошо знакомо по фотографиям, сделанным на камерах Вильсона, но полностью отсутствовало или же было трудно различимо на следах, зарегистрированных в других эмульсиях (см. фото 18).

Значительное улучшение качества следов, наблюдаемых в новых эмульсиях, вызвало повышение интереса к методу. Поскольку эмульсии фирмы Ильфорд имелись в продаже в большом количестве и оказались достаточно стабильными и однородными по своим свойствам, то они стали чаще применяться, в частности, при различных экспериментах в ядерной физике, сходных с выполненными ранее при помощи эмульсий старого типа, но отличавшихся

от них большей точностью в связи с увеличением плотности зерен на следах (см. Пауэлл и др. [91], Латтес и др. [95]). Подобные эксперименты показали, что вследствие повышенного содержания галоида серебра в эмульсии предположение о постоянной тормозной способности (т. е. о том, что пробег частицы в эмульсии пропорционален пробегу в стандартной атмосфере) не является больше справедливым, поэтому были поставлены опыты по определению зависимости пробег—энергия для концентрированных эмульсий.

Одновременно с применением в экспериментах по ядерной физике новые пластинки экспонировались также в космических лучах (см. Оккиалини и Пауэлл [96], Перкинс [97]). В последних опытах сразу же выяснилась возможность обнаружения целого ряда неизвестных раньше явлений. В течение нескольких последующих месяцев многим стало ясно, что метод обладает некоторыми существенными преимуществами, которые играют исключительно важную роль при исследовании нестабильных частиц со средними временами жизни порядка $10^{-8} — 10^{-10}$ *сек*. История развития методов изучения космических лучей составляет значительную часть содержания этой книги, вследствие чего целесообразно изложить в двух последующих параграфах наиболее существенные моменты, которыми был обусловлен дальнейший прогресс метода. Вместе с тем невозможно рассмотреть, например, многочисленные применения метода в экспериментах с искусственно ускоренными частицами, получаемыми при помощи больших ускорителей, а также в медицине, геологии и других отраслях науки; для ознакомления с последними см. книги Ягоды [38] и Демерса [12].

§ 11. Открытие новых частиц

В 1941 г. Бозе и Чоудхури [98] указали, что в эмульсии в принципе возможно отличить следы протонов от следов мезонов. Предложенный ими метод был основан на том, что при заданном значении остаточного пробега существует определенная разница в импульсах частиц с различными массами. Вследствие этого рассеяние частиц также должно быть различным: чем меньше масса частицы, тем больше ее след отклоняется от прямой линии по мере приближения к концу пробега. Бозе и Чоудхури облучали в горах „полутоновые" пластинки и изучали рассеяние наблюдавшихся в них следов. При этом они пришли к заключению, что многие из заряженных частиц, остановившихся в их пластинках, были легче протонов и обладали средней массой $\sim 200\ m_e$.

Как теперь известно, отношение между числом мезонов и протонов, остановившихся в пластинках, экспонированных на высотах гор, значительно меньше того, которое предполагалось на основании опытов Бозе и Чоудхури. Помимо этого, наибольшая длина следа мезона, который мог быть зарегистрирован в „полутоновой" пластинке, составляла около 100 μ, поскольку удельная ионизация мезонов в начале пробегов большей длины была настолько низкой, что эти отрезки следов нельзя было различить из-за недостаточной плотности зерен. Вследствие этого представляется неправдоподобным, чтобы многие из следов, приписанных Бозе и Чоудхури частицам малой массы, принадлежали мезонам. Однако физическое обоснование их метода было вполне правильным, и работа Бозе и Чоудхури представляла первую попытку определения импульса заряженных частиц путем наблюдения рассеяния следов в эмульсии. Каких-либо вторичных эффектов на концах пробегов частиц, которые были идентифицированы как мезоны, авторы не обнаружили.

В начале 1947 г., вскоре после того как „ядерные" эмульсии фирмы Ильфорд были экспонированы на больших высотах, были обнаружены расщепления, которые, по-видимому, происходили на концах пробегов частиц с массой порядка 200—300 m_e (см. Перкинс [97], Оккиалини и Пауэлл [99], см. также фото 63, 64). Оценка соответствующих масс была сделана путем определения изменений плотности зерен и рассеяния вдоль следов по мере приближения частиц к концу пробега. Были также найдены частицы с близкими по величине массами, у которых на концах пробегов не наблюдалось никаких вторичных явлений. В то время предполагалось, что мезоны, вызывающие расщепления, являются отрицательными частицами проникающей компоненты космического излучения, которые сейчас обозначаются как μ^--мезоны. Однако эта точка зрения изменилась после того, как через несколько месяцев был открыт π-мезон с его характерным превращением в μ-мезон (см. Латтес и др. [95], см. также фото 65, 66). Поэтому было сделано подтвердившееся впоследствии предположение, что если не все, то по крайней мере бóльшая часть наблюдаемых расщеплений связана с захватом π^--мезонов ядрами.

Открытие π-мезона, выяснение механизма его распада и наблюдение рождения мезонов этого типа в ядерных взаимодействиях при высоких энергиях явились убедительной демонстрацией одной из наиболее сильных сторон фотографического метода. При работе с камерами Вильсона через них должны проходить или ис-

пытывать распад „на лету" многие π-мезоны, не будучи при этом идентифицированными. С другой стороны, для π-мезонов, движущихся с такими же начальными скоростями, время, проходящее до их остановки в эмульсии, приблизительно в 2000 раз меньше, чем в газе при нормальном давлении. Поскольку мезоны в твердом веществе распадаются обычно в состоянии покоя, то при этом непосредственно обнаруживаются характерные черты их превращения, например, такие, как постоянство пробегов вторичных μ-мезонов. Указанное преимущество фотометода играет решающую роль при изучении заряженных частиц с временами жизни в интервале от 10^{-7} до 10^{-10} *сек*, поскольку оно гарантирует с высокой степенью вероятности, что импульс первичной частицы в момент ее остановки будет равен нулю. Вследствие этого должен выполняться также баланс импульсов вторичных частиц, образовавшихся при распаде. Можно, конечно, воспользоваться законами сохранения массы и энергии и в том случае, когда распад происходит „на лету". Однако для этого необходимо точно определить скорость первичной частицы, а также и вторичных частиц, что приводит к соответствующему увеличению суммарной ошибки измерения.

Открытие π-мезона привело к всеобщему признанию ценности фотографического метода и к его широкому использованию в ядерной физике и физике космических лучей. Среди большого количества последовавших за этим работ, представляющих значительный интерес, следует упомянуть обнаружение в 1948 г. тяжелых ядер в составе первичного космического излучения (см. Фрайер и др. [100]).

§ 12. Дальнейшие технические усовершенствования

Несмотря на значительные достижения, связанные с разработкой концентрированных эмульсий, фотографический метод все еще обладал рядом существенных недостатков. Так, например, эмульсия не позволяла зарегистрировать след частицы, если удельная ионизация последней была меньше четырехкратного значения некоторой минимальной величины $I_{\text{мин.}}$, характерной для частицы с элементарным зарядом $|e|$ и скоростью, близкой к скорости света. Вследствие этого большинство быстрых частиц, возникающих при расщеплениях, вызываемых космическим излучением, не оставляло видимых следов в эмульсии. Поэтому можно было почти с уверенностью предположить, что многие важные явления, представлявшие большой интерес, ускользали от наблюдения. Таким образом, разработка эмульсий, обладавших повышенной чувствительностью, превратилась в проблему фундаментального значения.

а) Изготовление электронно-чувствительных эмульсий. Благодаря малой массе электрона его скорость изменяется чрезвычайно быстро по мере приближения к концу пробега. Вследствие этого длина пути, на котором удельная ионизация электрона относительно велика, составляет всего несколько микрон; кроме того, электроны испытывают значительное рассеяние. Поэтому идентифицировать следы электронов в эмульсиях старого типа было невозможно. Однако при достигнутом в 1945 г. увеличении чувствительности удалось идентифицировать следы электронов непосредственно вблизи самого конца их пробега. Так, например, в первых эмульсиях Демерса можно было различить следы отдельных δ-частиц, связанных с быстрыми протонами (см. фото 12); кроме того, было обнаружено, что почернение первых „ядерных" эмульсий фирмы Ильфорд, облученных γ-квантами, обусловлено наличием весьма коротких, искривленных вследствие рассеяния следов, а не беспорядочно распределенными зернами (см. Оккиалини и Пауэлл [99]).

Учитывая большую важность получения эмульсий с повышенной чувствительностью, Министерство снабжения Великобритании заключило контракты с фирмами Ильфорд и Кодак, в которых гарантировалась поддержка работ по развитию фотометода вплоть до их окончания. Министерством был учрежден „Фотографический комитет" под председательством проф. Ротблата, который должен был давать указания изготовителям эмульсий о наиболее существенных нуждах ее потребителей. Вместе с тем методы приготовления фотографических эмульсий являлись строго сохраняемыми фирменными секретами, вследствие чего комитет не мог принимать участия в решении сложных технических проблем, связанных с улучшением качества эмульсий; последнее возлагалось на фотохимиков промышленных организаций или на отдельных исследователей.

В 1948 г. значительное увеличение чувствительности эмульсий было достигнуто химиками фирмы Кодак (см. Берриман [101], Герц [102]). Они показали, что в эмульсии типа NT2a, обладавшей зернами несколько большего размера по сравнению с применявшимися раньше, можно было зарегистрировать значительно более длинные следы электронов, чем в эмульсиях прежних типов (см. фото 14). Вслед за этим появилась улучшенная эмульсия, разработанная Берриманом [101a], которая позволила получить отчетливые следы электронов с минимальной ионизацией.

Берриман [101] исследовал также характеристики эмульсии Кодак NT2a, которая регистрировала следы электронов с энергией ~50 *кэв*, и сравнил ее свойства со свойствами эмульсий, чувствительных к свету. Согласно его выводам, средние чувствительности зерен обеих эмульсий, определяемые количеством энергии, необходимой для того, чтобы сделать их способными к проявлению, оказались примерно одинаковыми, а увеличение чувствительности всего в несколько раз сделало бы ядерную эмульсию пригодной для регистрации следов частиц с элементарным зарядом $|e|$ и минимальной ионизацией. Иными словами, в такой эмульсии оказалось бы возможно регистрировать все без исключения заряженные частицы независимо от их скорости. Подобная эмульсия (Кодак NT4) была вскоре получена путем увеличения размера и чувствительности зерен; это достижение оказало решающее влияние на развитие фотографического метода.

Очень скоро после получения эмульсии Кодак NT4 несколько подобных пластинок было экспонировано в горах, и сразу же стало ясно, что с их помощью можно продемонстрировать целый ряд новых явлений. Исследование нескольких первых небольших пластинок привело к открытию полной цепочки распада $\pi \to \mu \to \beta$, а также к обнаружению (см. Браун и др. [103]) большого числа ядерных расщеплений, при которых испускались „ливни" из быстрых частиц (в настоящее время известно, что большинство из них является π-мезонами). Кроме того, по счастливой случайности и, вероятно, в связи с тем, что первые облучения новых пластинок производились под слоем свинца толщиной 10 *см* для уменьшения влияния мягкой компоненты, в первой же из просмотренных пластинок оказался след τ-мезона (см. фото 81). Хотя упомянутые эмульсии имели толщину лишь порядка 100 μ, тем не менее полученные следы были достаточно длинными для того, чтобы можно было произвести определение массы первичной частицы и детально исследовать ее распад. Эти наблюдения значительно повысили интерес к методу и вызвали большой спрос на новые эмульсии.

Наряду с этим отдельные экспериментаторы, хотя и лишенные преимуществ, связанных с промышленным оборудованием, также добились успехов в регистрации в эмульсиях следов релятивистских частиц. Впервые это удалось сделать Иенни [104], эмульсии которого обладали, однако, недостаточной стабильностью. Демерс [94] показал, что мелкозернистые эмульсии, приготовленные „капельным" методом (см. стр. 20), могут быть сделаны пригодными для регистрации следов частиц с минимальной ионизацией при условии достаточного уменьшения числа фоновых зерен. Последнее было осуществлено путем тщательного выбора условий проявления, для которого в качестве основного проявляющего вещества был использован хлор-гидрохинон вместо обычно применяемого гидрохинона.

Вследствие малого размера зерен их максимальное число на следе, зарегистрированном в эмульсии Демерса, было порядка 900 на 100 μ; однако на следе частицы с минимальной ионизацией оно составляло всего около 15. Соответственно этому имели место значительные изменения возможной плотности зерен на следе в зависимости от удельной ионизации первичной частицы, вследствие чего подобные эмульсии отличались большой „дискриминационной способностью" по сравнению с более крупнозернистыми. Указанные свойства позволяли в принципе повысить точность определения скоростей частиц с известным зарядом по плотности зерен в их следах; последнее в свою очередь могло повысить точность определения масс, что имеет чрезвычайно большое значение при исследовании нестабильных частиц (см. стр. 115). С другой стороны, следы частиц с минимальной ионизацией были настолько тонкими, что различались лишь с известным трудом и при использовании для этой цели объективов с высокой апертурой. Войводич [106] и Демерс [94] заметили по этому поводу, что в принципе невозможно придать одной эмульсии оба упомянутых свойства: высокую дискриминационную способность за счет мелкого зерна и сравнительно хорошую различимость следов, получаемую в крупнозернистых эмульсиях.

б) Обработка толстых эмульсионных слоев. Вторая важная техническая проблема, возникшая в период 1947/48 г., была связана с тем, что увеличение толщины эмульсионных слоев, которые успешно применялись для физических исследований, ограничивалось трудностью равномерного проявления слоя по всей его глубине (эту трудность осознал еще Киношита). Проблема приготовления очень толстых слоев эмульсии была решена Винсентом (в частности, для эмульсий Ильфорд), однако их успешная обработка оказалась связанной со значительными трудностями. В частности, помимо сложности получения равномерного проявления, фиксирование подобных слоев оказывалось чрезвычайно продолжительным вследствие необходимости удалять из эмульсии значительные количества серебра; уменьшение дисторсии также было связано с рядом специфических осложнений. В силу этого эмульсии толще 100 μ применялись сравнительно редко. Вследствие

ограниченной толщины эмульсионных слоев значительная доля частиц уходила из них раньше, чем они достигали конца пробега, а это сильно затрудняло детальный анализ расщеплений и идентификацию частиц.

Задачу обработки толстых эмульсионных слоев решили Дилуорс, Оккиалини и Пейн [107], которые разработали метод, известный под названием „температурного проявления". В принципе в этом методе используется то обстоятельство, что скорость проявления изменяется с температурой гораздо быстрее, чем скорость, с которой обрабатывающие растворы диффундируют в эмульсию. Вследствие этого оказывается возможным пропитать эмульсию проявителем при низкой температуре и обеспечить таким образом почти равномерное распределение проявителя по глубине, прежде чем произойдет сколько-нибудь заметное проявление. Если затем повысить температуру эмульсии, то процесс проявления будет происходить приблизительно одинаково по всей ее глубине. Это усовершенствование методики позволило ввести в употребление эмульсионные слои толщиной порядка 600 μ, что по тормозной способности соответствует приблизительно 1 *м* воздуха при нормальных условиях. Однако в исключительных случаях применялись и более толстые слои; например, Оккиалини применял эмульсию, толщина которой была более 1000 μ. Ягода успешно обрабатывал эмульсии толщиной 2 *мм*, которые были отлиты в специальных кюветах.

Однако, несмотря на перечисленные достижения в обработке толстых слоев, ограниченная толщина эмульсии все еще вызывала серьезные затруднения в постановке экспериментов. Проблема была решена путем использования приема, предложенного в свое время Киношитой. Эмульсионные слои после их изготовления отделялись от стеклянной подложки и складывались стопкой (см. О'Делл и др. [108], Пауэлл [109] и Лал и др. [110]). После экспозиции слои разделялись и укреплялись на стекле для дальнейшей обработки. Следует заметить, что при умелом проведении подобной операции дисторсия готовых эмульсионных слоев не превышает той, которая обнаруживается на слоях, не отделявшихся от стекла. При помощи специальных методов слои в стопке могут быть точно фиксированы друг относительно друга, вследствие чего след, наблюдаемый в микроскоп в одном из слоев стопки, может быть легко обнаружен в соседнем слое.

Вместо того чтобы проявлять эмульсии после наклеивания на стекло, некоторые авторы предпочитают обрабатывать их без всякой подложки (см. Демерс [94], Лал и др. [110]). Путем тщательного контроля состава применяемых растворов в указанном случае можно добиться того, что дисторсия и изменение горизонтальных размеров отдельных слоев будут незначительными. После проявления и фиксирования эмульсии обрабатываются в „кондиционирующем" растворе, наклеиваются на стекло и просушиваются.

При работе со стопками бесподложечных эмульсионных слоев величина эффективного чувствительного объема ограничивается только стоимостью эмульсии и трудоемкостью обработки. Так, например, в 1952 г. при экспонировании эмульсий на больших высотах применялись обычно стопки, состоявшие из слоев толщиной $\sim$600 μ, причем общие размеры составляли $15 \times 10 \times 2{,}5$ *см*^{3}. В отношении тормозных свойств такая стопка эквивалентна камере Вильсона с размерами порядка $300 \times 200 \times 50$ *м*^{3} (т. е. объемом около $3 \cdot 10^6$ *м*^{3}), заполненной воздухом при давлении 1 *атм*. В 1954 г. без особых затруднений создавались значительно более крупные стопки (объемом $\sim$15 *л*).

Казалось бы, что с разработкой стопок „электронно-чувствительных" эмульсий разрешены все основные технические проблемы метода (если отвлечься от задач, связанных с составом эмульсии). Краткий перечень последних достижений в этой области приведен на стр. 61.

Необходимо заметить, что в опытах с эмульсионными стопками играет весьма важную роль стабильность как чувствительности, так и скрытого изображения. Последнее особенно относится к экспериментам по исследованию космического излучения, когда стопки экспонируются на большой высоте при помощи баллонов. В этом случае период между изготовлением эмульсии и первой возможностью полета баллона может оказаться весьма значительным, а возвращение эмульсий также может быть связано с большой задержкой. Кроме того, при работе с большим числом слоев последние не могут быть обработаны одновременно, если только не будет применено какое-нибудь специальное оборудование. Часть указанных особенностей обычно имеет место и в опытах на ускорителях, хотя в этом случае времена экспозиции бывают короткими и отсутствует риск, связанный с возвращением эмульсий.

в) Сотрудничество в работе с эмульсионными стопками. Применение больших эмульсионных стопок для исследования космического излучения сопровождалось возрастающей тенденцией к сотрудничеству со стороны отдельных групп физиков, работающих в различных лабораториях. Это объяснялось, с одной стороны, тем, что расходы, связанные с приобретением больших стопок, а также организацией их об-

лучения на больших высотах при помощи баллонов, часто оказываются за пределами финансовых возможностей отдельных лабораторий. Кроме того, поскольку объектом изучения оказывались все более редкие явления, то просмотр полной стопки и выполнение подробных измерений также потребовали значительных затрат. Вследствие этого несколько экспедиций 1952—1955 гг., в которых проводилось облучение эмульсионных стопок на большой высоте, получили поддержку со стороны многих лабораторий Европы. Так, например, в 1953 г. было запущено двадцать баллонов в Кальяри (Сардиния), причем эта экспедиция была поддержана двадцатью европейскими лабораториями (см. Дэвис и Франчинетти [111]). Позднее, в 1954 г., стопка объемом 15 *л* была успешно экспонирована в Северной Италии на высоте свыше 24 000 *м*, причем этот полет был организован в порядке объединенной работы по выяснению свойств K-мезонов, создаваемых космическим излучением (см. Дэвис и др. [112])[1].

Подобные же соображения привели к совместной работе со стопками, облученными в пучках больших ускорителей (см., например, Баркас и др. [113])[2]. Подобное сотрудничество позволяет выгодно использовать непрерывную чувствительность фотографической эмульсии, вследствие чего время работы ускорителя, необходимое для облучения большой стопки, оказывается намного короче того времени, которое необходимо для выполнения аналогичных экспериментов другими методами. Указанные обстоятельства позволили направить усилия многих лиц на решение серьезных проблем при относительно малых затратах и в высшей степени экономном использовании времени работы ускорителей. Кроме того, что не менее важно, упомянутое сотрудничество, основанное на применении фотографического метода, позволяет большому числу физиков, работающих в разбросанных по всему миру лабораториях с ограниченными средствами, заниматься наиболее актуальными проблемами физики элементарных частиц.

[1] В иностранной научной литературе на работы этой группы часто ссылаются как на работы группы „G-Stack Collaboration". — *Прим. ред.*

[2] В иностранной научной литературе на работы этой группы часто ссылаются как на работы группы „Anti-proton Collaboration". — *Прим. ред.*

Глава 2

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

§ 1. Физические свойства ядерных фотографических эмульсий

Эмульсии, применяемые в настоящее время для регистрации следов заряженных частиц, отличаются от обычных фотоэмульсий двумя особенностями:

а) отношение количества галоидного серебра к желатине в ядерной эмульсии приблизительно в 8 раз больше, чем в обычной;

б) толщина слоя ядерной эмульсии превышает, как правило, в 10—100 раз толщину обыкновенной эмульсии. Кроме того, в современных условиях ядерные эмульсии часто применяются в виде отдельных слоев, лишенных стеклянной подложки.

Основными компонентами ядерной эмульсии являются: а) галоидное серебро — главным образом бромистое, обладающее плотностью 6,47 $г/см^3$; б) желатина и пластификатор (например, глицерин) и в) вода.

Галоидное серебро находится в эмульсии в виде микрокристаллов (или „зерен") кубической или почти сферической формы в зависимости от метода приготовления. Размеры кристаллов для разных типов эмульсий различны: в эмульсии Ильфорд С2 средний линейный размер зерна составляет 0,15 μ, в эмульсии Ильфорд G5 — 0,3 μ, а в эмульсиях, приготовленных Демерсом, — 0,08 μ. Электронная микрофотография характерных зерен эмульсии Ильфорд G5 показана на фото 15.

Желатина и пластификатор содержат следующие элементы: углерод, азот, кислород, водород и серу. Желатина представляет собой сложное вещество, вследствие чего неизбежно существует незначительная разница в химическом составе желатины, поставляемой различными изготовителями. Фирма Ильфорд использует желатину, средняя плотность которой составляет 1,312 $г/см^3$ в том случае, когда она находится в равновесном состоянии в воздухе, просушенном концентрированной серной кислотой.

Глицерин вводится в эмульсию в качестве пластифицирующего вещества. Он уменьшает хрупкость эмульсии и способствует появлению пластических деформаций при возникновении напряжений в слое. Последнее имеет особенно большое значение в тех случаях, когда пластинки должны экспонироваться в вакууме, поскольку в подобных условиях эмульсия без пластификатора часто отрывается от стекла. Сцепление между эмульсией и стеклом настолько велико, что последнее часто разрушается под действием натяжений, появляющихся при высыхании эмульсии, причем из пластинок вырываются чешуйки стекла, прочно прилипшие к эмульсии.

В последующем изложении мы будем использовать термин „желатина" для обозначения смеси желатины и пластификатора. Желатина может поглощать воду, эффективная плотность которой в эмульсии оказывается равной 1,19 $г/см^3$ (см. ниже). Систему, состоящую из желатины, пластификатора и воды, удобно рассматривать как некоторую „гель-фазу"[1].

Различными предприятиями, а также отдельными лицами изготовляется большое количество всевозможных типов эмульсий; однако до настоящего времени применялись главным образом эмульсии фирмы Ильфорд, которые выпускаются как стандартные (типы A1, C2, G5 и т. д.). В прежних обозначениях буквы A, B и C относились к среднему размеру зерен в соответствующей эмульсии; размер этот уменьшался

[1] Иногда вместо термина „гель-фаза" используется термин „гель". — *Прим. ред.*

при переходе от первой буквы к последующим; цифра, стоящая после буквы, определяла степень сенсибилизации для данной эмульсии. Так, например, эмульсия A1 была более крупнозернистой и менее чувствительной, чем C2. Позднее эта система обозначений была нарушена. Электронно-чувствительная эмульсия, которая получила наименование Ильфорд G5, представляет совершенно другой тип и не принадлежит к упомянутому ряду; размер зерен этой эмульсии сравним с размером зерен эмульсий типа A.

Из указанных выше эмульсий чаще всего применяются эмульсии G5 и C2. Средний диаметр зерен эмульсий типа G составляет $\sim 0{,}3\ \mu$. Числовые индексы этого типа (0, 1, 2 и т. д.) соответствуют возрастанию степени созревания эмульсии после осаждения зерен галоида, которые, как было указано, имеют один и тот же средний размер для данной серии. Так, например, эмульсия G0 принадлежит к тому же типу, что и G5, но обладает наименьшей возможной чувствительностью в пределах данного типа и позволяет регистрировать следы частиц с удельной ионизацией порядка $30I_{\text{мин.}}$, причем ее чувствительность не является стабильной. Эмульсия „G-special" обладает несколько меньшей чувствительностью, чем G5, и допускает регистрацию частиц с удельной ионизацией $\sim 4I_{\text{мин.}}$. В 1957—1958 гг. фирмой Ильфорд была разработана новая эмульсия (типа K5), сходная с эмульсией типа G, но со средним размером зерен $\sim 0{,}15\ \mu$.

Эмульсия типа C2 часто применяется для регистрации протонов и α-частиц при наличии γ-фона, как, например, в опытах по рассеянию. Средний размер зерен эмульсий C, E и D составляет около $0{,}16\ \mu$. В эмульсии C2 регистрируются следы при удельной ионизации, равной $6I_{\text{мин.}}$, в эмульсии E1 — примерно при $20I_{\text{мин.}}$, а эмульсия D1 регистрирует только сильно ионизующие осколки деления. Эмульсии C2 и K5, имеющие, в частности, более мелкие зерна, обладают и повышенной дискриминирующей способностью по сравнению с эмульсиями типа G (см. стр. 83).

Все эмульсии могут быть „разбавлены" желатиной, что бывает необходимо для повышения содержания в них легких элементов (см. табл. 3). Так, например, в эмульсии типа G5, обозначенной как „× 2 гель", отношение объема геля к объему галоидного серебра равно 2 при нормальной относительной влажности (58%) вместо ~ 1 для обычной эмульсии этого типа; аналогичным путем приготовлены эмульсии „× 4 гель" и „× 8 гель".

а) Содержание воды в эмульсии. Точное определение состава эмульсии существенно влияет на точность измерений, которая может быть достигнута при помощи фотометода и которая требуется при точном определении энергии однородной группы частиц по их средним пробегам. По этой причине было бы весьма желательно точно знать состав эмульсии в реальных условиях ее облучения.

Одно из затруднений, встречающихся при определении химического состава эмульсий, состоит в том, что желатина может быстро обмениваться водой с находящейся с ней в контакте газообразной или жидкой средой. Так, например, если поместить на поверхность эмульсии каплю иммерсионного масла и оставить ее на несколько минут, а затем стереть, то можно заметить набухание участка поверхности желатины, находившегося в контакте с маслом. Описанный эффект объясняется поглощением незначительного количества воды, содержащегося в масле; возникающая вследствие этого слабая деформация поверхности быстро исчезает, как только пластинка снова приходит в равновесие с окружающей ее атмосферой.

Подобным же образом эмульсия может поглощать воду из других веществ, как, например, из четыреххлористого углерода, в котором вода может содержаться в очень малом количестве. Все это затрудняет определение плотности при помощи обычного метода, основанного на взвешивании образца сначала в воздухе, а затем в жидкости с известной плотностью.

Изящное решение указанной проблемы было найдено Уолером; он определял плотность эмульсии, взвешивая ее в воздухе, а затем в метилсалицилате, плотность которого равна 1,19 $г/см^3$. Выше было указано, что эффективная плотность воды, поглощенной желатиной, при относительной влажности в интервале от 0 до 84% составляет 1,19 $г/см^3$. Отсюда следует, что при погружении желатины в жидкость поглощение ею даже значительных количеств воды не приведет к изменению кажущегося веса эмульсии в жидкости. Вследствие этого измерения дадут правильное значение плотности эмульсии для той величины атмосферной влажности, при которой производилось взвешивание образца в воздухе.

Табл. 1 (дана по Уолеру) характеризует поведение 1 $см^3$ обычной эмульсии G5, который сначала находился в атмосфере при 58% относительной влажности и при нормальной комнатной температуре (20° C), а затем выдерживался до наступления равновесного состояния в атмосфере с различной влажностью; в столбце 2 приведена потеря (или увеличение) веса, а в столбце 3 — связанное с этим изменение объема.

Изменения соответствуют эффективной плотности воды в желатине, равной 1,19 *г/см*³, для интервала значений относительной влажности от 0 до 84%. На фиг. 8 показано изменение плотности „среднего" образца эмульсии G5 в зависимости от относительной влажности атмосферы, с которой этот образец находится в равновесии.

Таблица 1

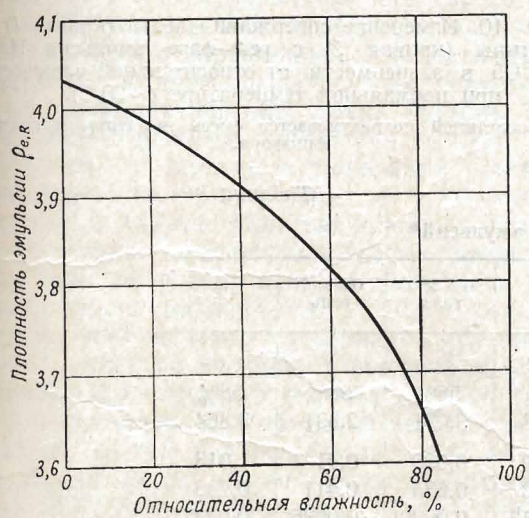
Относительная влажность, %	Изменение веса, *мг*	Изменение объема, 10^{-3} *см*³	Объем „гель-фазы", *см*³	Объем галоида, *см*³	Плотность $\varrho_{e,R}$, *г/см*³
0 (H_2SO_4)	−85	−72	0,439	0,489	4,033
15	−71	−60	0,451	0,489	3,997
32	−47	−40	0,471	0,489	3,939
58	0	0	0,511	0,489	3,828
72	+43	+36	0,547	0,489	3,736
84	+108	+91	0,602	0,489	3,608

б) Химический состав эмульсии. Химический состав эмульсии может быть определен для любого значения относительной влажности, если соответствующая плотность эмульсии была измерена описанным выше методом.

Как показал Уолер [1, 2], изменения состава эмульсии не влияют на „равновесное" содержание воды, находящейся в ней при различных значениях влажности (если рассматривать только гель, а не эмульсию в целом). Можно считать, что эмульсия состоит из двух независимых фаз: галоидного серебра и геля. При известной относительной влажности можно определить как плотность гель-фазы, так и содержание в ней воды (фиг. 9 и 10).

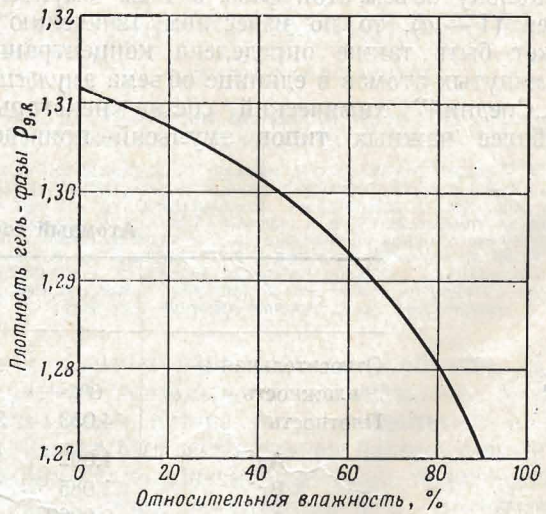
Если $\varrho_{e,R}$ представляет собой плотность эмульсии при данном значении влажности, то объемная концентрация a галоида в эмульсии определяется из соотношения

$$\varrho_{e,R} = 6{,}474a + (1 - a)\,\varrho_{g,R}, \qquad (2.1)$$



Фиг. 8. Изменение средней плотности $\varrho_{e,R}$ эмульсии Ильфорд G5 в зависимости от относительной влажности при нормальной температуре (~20°C).

По Уолеру.



Фиг. 9. Изменение средней плотности гель-фазы эмульсии Ильфорд G5 в зависимости от относительной влажности при нормальной температуре (~20°C).

По Уолеру.

где $\varrho_{g,R}$ — плотность гель-фазы, сравнительно слабо зависящая от относительной влажности (фиг. 9). По известному значению a с помощью табл. 2 можно определить количество атомов серебра, брома и йода в единице объема эмульсии.

Атомный состав гель-фазы зависит от влажности. Он может быть определен при помощи

Таблица 2

Атомный состав эмульсии*

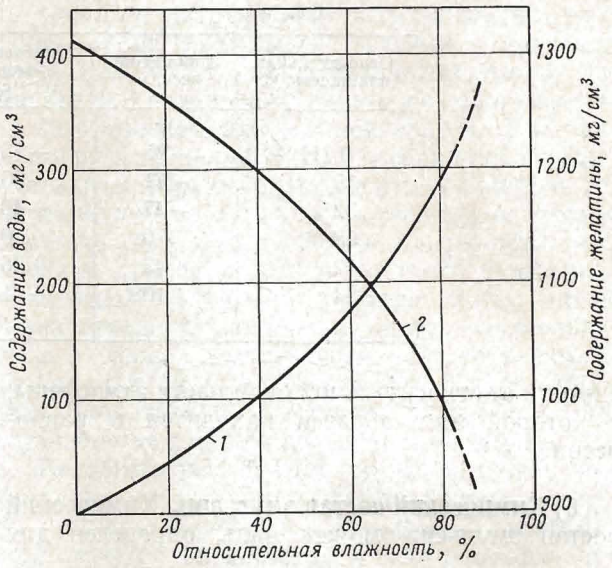
Элемент	На 1 $см^3$ галоида	На 1 г галоида	На 1 г желатины (при 0% относительной влажности)	На 1 г воды
Ag	2,071	0,320		
Br	2,060	0,318		
J	0,0116	0,0018		
H			4,57	6,70
C			2,42	
N			0,55	
O			1,137	3,35
S			0,023	

* Чтобы получить число атомов, числа в таблице следует умножить на 10^{22}.

кривых фиг. 10, дающих количества воды и желатины в единице объема гель-фазы для различных значений относительной влажности. Атомные составы воды и желатины приведены в табл. 2; это позволяет определить число атомов каждого вида в единице объема гель-фазы. Поскольку объем этой фазы в 1 $см^3$ эмульсии равен $(1 - a)$, то по известному значению a может быть также определена концентрация упомянутых атомов в единице объема *эмульсии*.

„Средний" химический состав некоторых наиболее важных типов эмульсий приведен в табл. 3. Стандартные отклонения от средних значений, которые могут наблюдаться для данной партии эмульсии, составляют около 1%. Большинство подобных флуктуаций обусловлено некоторым непостоянством величины a, т. е. объемной концентрации галоида серебра.

Если установлен химический состав какой-либо эмульсии, то ее тормозная способность может быть вычислена при помощи методов, предложенных Кюэром [3] и Уэббом [4]. Эти методы могут применяться для оценки влияния незначительных изменений состава эмульсии на зависимость пробег—энергия, а также для ее приблизительного расчета в случае разбавлен-



Фиг. 10. Изменение содержания воды (кривая *1*) и желатины (кривая *2*) в гель-фазе эмульсии Ильфорд G5 в зависимости от относительной влажности при нормальной температуре (~20°C).

Под желатиной подразумевается смесь желатины и пластификатора.

Таблица 3

Атомный состав ядерных эмульсий*

	G5 обычная			G5 × 2 гель	G5 × 4 гель	C2
Относительная влажность	0%	58%	84%	58%	58%	58%
Плотность	4,033	3,828	3,608	3,021	2,331	3,864
Ag	1,092	1,013	0,929	0,690	0,414	1,013
Br	1,085	1,007	0,923	0,685	0,411	0,996
J	0,0062	0,0057	0,0052	0,0039	0,0026	0,0247
H	2,83	3,20	3,57	4,18	5,02	3,20
C	1,498	1,390	1,274	1,818	2,18	1,39
N	0,343	0,318	0,291	0,416	0,499	0,32
O	0,705	0,938	1,190	1,227	1,472	0,94
S	0,0146	0,0135	0,0124	0,0177	0,0212	0,014

* Чтобы получить число атомов в 1 $см^3$, числа в таблице следует умножить на 10^{22}.

ных желатиной эмульсий, для которых точные значения не были определены эмпирическим путем.

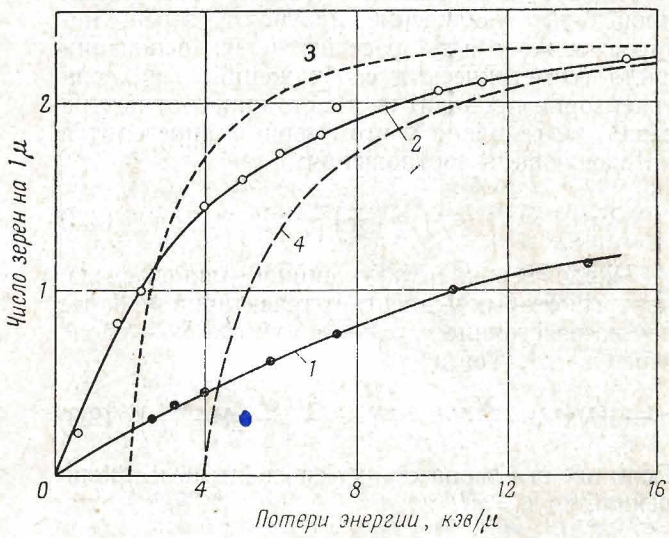
Согласно Оливеру [5], при изменении относительной влажности окружающей атмосферы для установления равновесия может потребоваться несколько дней (особенно в случае толстых слоев). До тех пор пока не будет вновь достигнуто состояние равновесия, эмульсия не будет однородной. Пластинки при работе иногда облучаются в вакууме, где происходит крайне сильное обезвоживание эмульсии. В подобных условиях точное определение атомного состава, а следовательно, и тормозной способности может оказаться весьма затруднительным, если выдерживание в вакууме не будет достаточно длительным.

Рассмотрение гель-фазы эмульсии, а также влияния на нее относительной влажности было сделано ранее Мизом [6], Уилкинсом [7] и Хогом [8].

§ 2. Механизм образования следов

В процессе образования следов заряженных частиц в эмульсии решающую роль играет возникновение δ-электронов, при наличии которых в данном зерне может выделиться количество энергии, намного превышающее то максимальное значение, которое оказалось бы возможным, если бы энергетические потери частицы были равномерно распределены вдоль ее пути. Так, например, в минимуме ионизации удельная ионизация частицы с зарядом $|e|$ составляет около 700 *кэв/мм*. При равномерных потерях максимальное количество энергии, которое может быть поглощено в зерне диаметром 0,3 μ, должно быть порядка 300 *эв* (при прохождении частицы по диаметру зерна). С другой стороны, пробег δ-электрона с энергией <5000 *эв* оказывается настолько коротким, а его траектория настолько искривленной вследствие рассеяния, что при возникновении такого электрона внутри зерна он может остановиться, не выходя за пределы последнего. Таким образом, в отдельных зернах выделится значительно большее количество энергии, которая может быть затрачена на образование скрытого изображения. Вследствие описанного эффекта оказывается возможным, что почти во всех эмульсиях некоторые зерна станут способными к проявлению после прохождения через них одной частицы, удельная ионизация которой близка к минимальной; однако для образования следа, достаточно хорошо различимого под микроскопом, число таких зерен на единице длины траектории должно быть довольно велико по сравнению с общим „фоном".

Демерс [9, 10], Кюэр [11], Берриман [12], Фаулер и Перкинс [13] и другие установили, что кривые, характеризующие изменения плотности зерен на следе в данной эмульсии в зависимости от потери энергии частицы, позволяют сделать заключения о механизме образования следа. На фиг. 11 изображены подобные кривые для эмульсий Ильфорд C2 и Кодак NT4, показывающие значительное увеличение чувствительности, достигнутое в более поздних эмульсиях. Следует заметить, что в области малых значений плотность зерен оказалась пропорциональной потере энергии частицей и этот результат был подтвержден последующими экспериментами. Изложенная ниже попытка истолкования этих результатов [12] может быть также использована для выяснения важной роли δ-электронов.



Ф и г. 11. Изменение плотности зерен g на следе заряженной частицы в зависимости от потерь энергии I.

Эмульсия Ильфорд C2 (кривая *1*) и эмульсия Кодак NT4 (кривая *2*). Приведенные данные свидетельствуют о значительном увеличении чувствительности, достигнутом в эмульсии Кодак (см. Браун и др. [14]). Кривые *3* и *4* показывают ожидаемое соотношение между g и I, которое можно получить на основании упрощенных представлений о процессе образования следа, т. е. предполагая, что зерна эмульсии обладают постоянными размерами и чувствительностью и что потери энергии проходящей через них частицы одинаковы во всех зернах.

Рассмотрим сначала некоторую идеальную эмульсию, содержащую сферические зерна определенного диаметра d и обладающую постоянной чувствительностью. Предположим далее, что при прохождении заряженной частицы через кристалл галоидного серебра имеет место равномерная потеря энергии по длине следа, которая составляет I *эв/мм*. В этом случае можно допустить, что зерно станет способным к проявлению, если освобожденная в нем энергия будет превосходить некоторое значение,

равное Q *эв*. Из подобных, весьма искусственных предположений следует, что по мере увеличения удельной ионизации частицы ее след появится в эмульсии, когда Id станет равным Q. Тогда при прохождении частицы вдоль диаметра зерна в последнем выделится достаточное количество энергии, чтобы сделать его способным к проявлению. При возрастании I частица может потерять энергию, большую Q, и при нецентральных прохождениях сквозь зерна. Поэтому при повышении удельной ионизации происходит увеличение плотности зерен, которое может быть рассчитано на основании чисто геометрических соображений. Так, если траектория проходит на расстоянии x от центра зерна, то ее длина в этом зерне l определится из следующего соотношения:

$$\left(\frac{l}{2}\right)^2 = \left(\frac{d}{2}\right)^2 - x^2. \qquad (2.2)$$

Число зерен n на единице длины следа, центры которых удалены от траектории не более чем на расстояние x, равно $\pi N x^2$, где N — число зерен в $см^3$. Тогда

$$n = \pi N x^2 = \frac{\pi N}{4}(d^2 - l^2) = \frac{\pi N d^2}{4}\left(1 - \frac{l^2}{d^2}\right). \qquad (2.3)$$

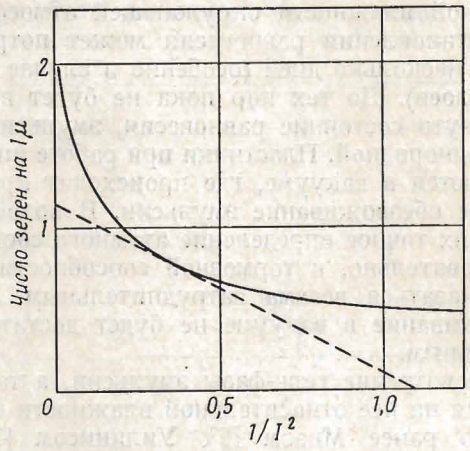
Если все эти зерна станут способными к проявлению, то $Q = Il$ и

$$n = \frac{\pi N d^2}{4}\left(1 - \frac{Q^2}{I^2 d^2}\right), \qquad (2.4)$$

где $Id > Q$. Из этого соотношения следует, что для рассматриваемой идеализированной эмульсии изменение плотности зерен в зависимости от потерь энергии должно иметь характер, показанный на фиг. 11 штриховыми линиями. Это сильно отличается от результатов, полученных на опыте.

Указанное несоответствие может быть представлено иначе с помощью кривых, изображающих g как функцию $1/I^2$. Из предположения о равномерной потере энергии следует, что между этими двумя величинами должна существовать линейная связь (штриховая линия на фиг. 12), которая не совпадает с наблюдающейся на опыте зависимостью g от $1/I^2$ (сплошная кривая). Очевидно, что упрощенное предположение об определенных размерах и постоянной чувствительности зерен, а также о равномерных потерях энергии на ионизацию непригодно для объяснения свойств реальных эмульсий.

На фиг. 14 показано распределение зерен по размерам для типичной эмульсии NT4. Анализ, подобный описанному выше, может быть проведен также в предположении, что чувствительность Q остается постоянной для различных зерен, но последние имеют неодинаковые размеры. В этом случае оказывается, что кривые, дающие распределение n в зависимости от $1/I^2$,

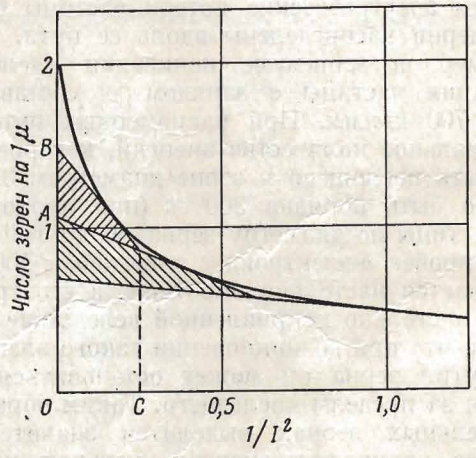


Фиг. 12. Наблюдаемое изменение плотности зерен g на следе в зависимости от значения $1/I^2$.

I — потеря энергии частицы на 1μ в галоидном серебре. Штриховая линия показывает теоретическое соотношение, полученное в предположении, что все зерна имеют сферическую форму и обладают одинаковыми размерами и чувствительностью.

Точка пересечения этой линии с осью ординат дает величину $\pi N d^2/4$, являющуюся мерой количества зерен N, сквозь которые проходит частица на единице длины ее пути.

Точка пересечения с осью абсцисс дает величину $(d/Q)^2$, где d — диаметр зерна, а Q — минимальное количество энергии, которое должно выделиться в зерне, чтобы сделать его способным к проявлению.

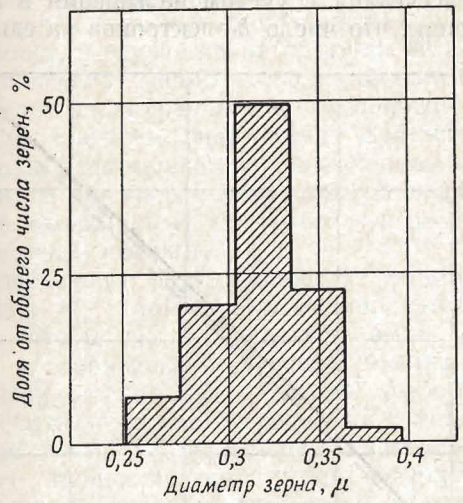


Фиг. 13. Приближенное выражение экспериментально наблюдаемой [12] зависимости между g и $1/I^2$, полученное в предположении, что эмульсия состоит из нескольких групп зерен, каждая из которых обладает постоянным значением d/Q.

Заштрихованный участок представляет вклад, соответствующий группе зерен, для которых величина $\pi N d^2/4$ дается отрезком AB, а $(d/Q)^2$ — отрезком OC.

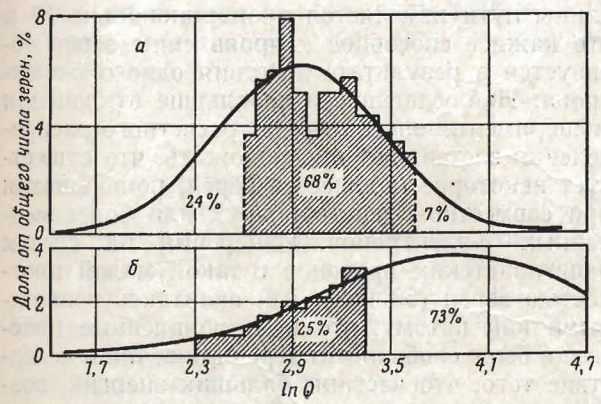
весьма мало отличаются от тех, которые были получены для постоянного значения d. Если, однако, предположить еще, что величина Q неодинакова для различных зерен, то можно

объяснить ход экспериментальных кривых. Действительно, экспериментальные кривые могут быть разложены на ряд составляющих (подобных изображенным на фиг. 12 штриховой линией), построенных для различных значений Q (фиг. 13).



Фиг. 14. Гистограмма, показывающая распределение зерен по диаметрам (d) для типичной эмульсии Кодак NT4 [12].

Результаты такого анализа, выполненного для эмульсий NT4 и C2 (см. фиг. 11), показаны на фиг. 15.



Фиг. 15. Теоретическое распределение значений Q для эмульсий Кодак NT4 (гистограмма $а$) и Ильфорд C2 (гистограмма $б$).

Значения Q даны в *эв*.

Q представляет энергию (в *эв*), необходимую для того, чтобы зерно стало способным к проявлению. Распределения построены по наблюдаемому изменению плотности зерен на следе в зависимости от $1/I^2$, где I — удельная ионизация (см. фиг. 13). Проведенный анализ сделан в предположении, что ионизация вдоль следа повсюду строго равномерна, т. е. без учета влияния δ-электронов. Вследствие этого приведенные кривые дают сильно искаженную картину изменения чувствительности отдельных зерен, поскольку основным процессом, приводящим к образованию способных к проявлению зерен, является возникновение δ-электронов с энергиями от $\sim$150 до 5000 *эв*. При этих энергиях δ-электроны останавливаются внутри того зерна, в котором они образовались.

Соответствующее среднее значение Q для эмульсии NT4 составляет около 800 *эв* на зерно, что отвечает переходу $\sim$150 электронов в полосу проводимости. В одном из сорока зерен этой эмульсии эффективное скрытое изображение может, по-видимому, образоваться при выделении $\sim$80 *эв*, что соответствует приблизительно 14 электронам. Эти величины находятся в удовлетворительном согласии с количеством *квантов*, которые должны быть поглощены, чтобы образовалось скрытое изображение как в обычном, так и в наиболее чувствительном зерне „средней" эмульсии рассматриваемого типа. Вместе с тем разброс значений Q, обнаруживающийся при измерениях, оказывается значительно выше по сравнению с разбросом, получающимся в опытах со светом.

Указанные аномалии получают простое объяснение, если учесть образование δ-электронов. Кажущийся разброс значений чувствительности не соответствует тому, который имеет место в действительности, и объясняется образованием δ-электронов, вследствие чего упрощающее предположение о равномерной потере энергии оказывается несправедливым.

а) Роль δ-электронов в образовании скрытого изображения. Выше было указано, что δ-электроны с энергией меньше $\sim$5 *кэв* оказываются особенно эффективными при образовании скрытого изображения вдоль траектории частицы, поскольку такие электроны часто останавливаются внутри зерен, в которых они возникли. Следует заметить, что энергетическая граница ($\varepsilon_{макс.}$) должна быть, по-видимому, сравнительно резкой, что объясняется рассеянием электронов малых энергий. При энергиях меньше или порядка 5 *кэв* траектория такого электрона оказывается сильно искривленной, вследствие чего он проходит среднее расстояние $\bar{y}$ между точкой его возникновения и точкой остановки по линии, весьма напоминающей траекторию хаотического движения; если обозначить полную длину этого пути через R, то $\bar{y} \sim R^n$, где n несколько больше 0,5.

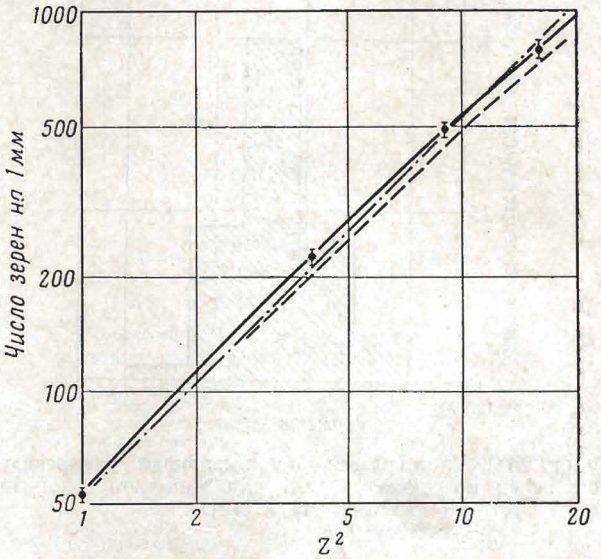
При возрастании энергии электрона не только происходит увеличение пробега R, но все

больше проявляется стремление электрона сохранить первоначальное направление движения, вследствие чего n приближается к 1. При энергиях, превышающих несколько тысяч электронвольт, резко возрастает вероятность того, что электрон покинет зерно, в котором он возник. Общая картина явления выглядит так, что в области, лежащей ниже некоторой определенной энергии, траектории δ-электронов вследствие рассеяния как бы „связываются в узлы" и оказываются в результате расположенными вблизи пути первичной частицы; вместе с тем при превышении указанной энергии происходит быстрое возрастание величины эффективного пробега, и электроны начинают уходить из зерен, сквозь которые прошла первичная частица. Попадая в соседние зерна, эти электроны могут сделать их способными к проявлению, вследствие чего на основном следе возникают короткие ответвления, т. е. видимые следы δ-электронов. Такая картина обычно бывает заметна на микрофотографиях, сделанных при больших увеличениях (см., например, фото 20).

Приведенные выше соображения указывают на то, что плотность зерен необходимо сопоставлять не с полной потерей энергии первичной частицей, а с ионизацией в области, непосредственно прилегающей к следу. С этой целью при определении величины „локальной" ионизации необходимо учитывать δ-электроны с энергией меньше 5 *кэв*, которые обычно останавливаются в зернах.

Убедительное подтверждение точки зрения, согласно которой большинство зерен на следе становится способным к проявлению под влиянием единичных актов образования δ-электронов, дает следующее обстоятельство. Оказывается, что плотность зерен на следах частиц с одинаковыми скоростями, но различными зарядами Z строго пропорциональна Z^2, т. е. прямо пропорциональна ионизации, но не ионизации в более высокой степени. Этот эффект может быть продемонстрирован путем соответствующих измерений на недопроявленных пластинках, в которых зарегистрированы следы протонов, α-частиц и ядер лития; типичные результаты таких измерений показаны на фиг. 16.

Измеренные плотности зерен отложены в зависимости от Z^2 в двойном логарифмическом масштабе. Если бы плотность зерен была строго пропорциональна удельной ионизации, то экспериментальные точки находились бы на прямой, обозначенной на графике штрихпунктирной линией. Незначительные отклонения от этой прямой обусловлены прежде всего наличием небольшого количества зерен, появившихся в результате совместного действия двух δ-электронов. Кроме того, при более высоких удельных ионизациях появляется эффект насыщения: максимально возможное количество проявленных зерен на следе в эмульсии G5 составляет около 2500 на 1 *мм*, вследствие чего при $Z = 3$ и $Z = 4$ насыщение становится ощутимым. Зависимость, изображенная штриховой линией, была рассчитана с учетом насыщения в предположении, что число δ-электронов на единице



Фиг. 16. Плотность зерен на следах релятивистских протонов, α-частиц и ядер лития и бериллия в недопроявленной эмульсии Ильфорд G5.

длины пути изменяется пропорционально Z^2 и что каждое способное к проявлению зерно образуется в результате действия одного δ-электрона. Наблюдающиеся небольшие отклонения экспериментальных точек от расчетного распределения заставляют предположить, что существует некоторое количество зерен, появившихся при совместном действии двух или более медленных δ-электронов. Измерения на следах релятивистских протонов с такой малой плотностью зерен (53 на 1 *мм*) оказались возможными как потому, что недопроявленные пластинки были свободны от зерен фона, так и вследствие того, что частицы больших энергий, возникавшие при распаде более тяжелых ядер, наблюдались в виде узких пучков.

Как видно из фиг. 16, зависимость между плотностью зерен и ионизацией очень мало отличается от линейной. Если бы заметная доля зерен стала способной к проявлению в результате совместного действия двух δ-электронов, то соотношение между g и I приняло бы для них форму $g \sim I^2$, т. е. g должно было бы быть пропорционально Z^4. Отсутствие заметного количества подобных зерен подтверждается наличием линейной зависимости между g и Z^2.

Этот вывод позволяет получить простое объяснение одной из хорошо известных особенностей ядерных эмульсий, отличающих их от эмульсий, применяемых в обычной фотографии. В эмульсиях для обычной фотографии контрастность изображения, соответствующая различным экспозициям, может существенно изменяться в зависимости от степени проявления. Наоборот, в случае ядерных эмульсий при значительном изменении степени проявления получаются лишь сравнительно небольшие различия во внешнем виде следа. Действительно, поскольку почернение пропорционально ионизации, то при малых значениях удельной ионизации коэффициент контрастности эмульсии γ будет равен единице.

Рассмотрим далее вопрос о минимальной энергии E', которой должен обладать δ-электрон, чтобы он мог сделать зерно способным к проявлению. Точная оценка числа и распределения по энергиям δ-электронов, создаваемых быстрой частицей на единице длины ее пути, затруднительна, поскольку все теории процессов ионизации содержат ряд допущений, которые оказываются, по-видимому, сомнительными для рассматриваемой области значений энергии δ-электронов (см. Росси [15]).

Приблизительная оценка интересующей нас величины может быть получена следующим путем. Потенциал ионизации, усредненный по всем электронам кристалла бромистого серебра, оказывается порядка 400 *эв*. Обычно предполагается, что энергетическое распределение более быстрых δ-электронов определяется выражением вида

$$N(E)\,dE = KE^{-2}\,dE,$$

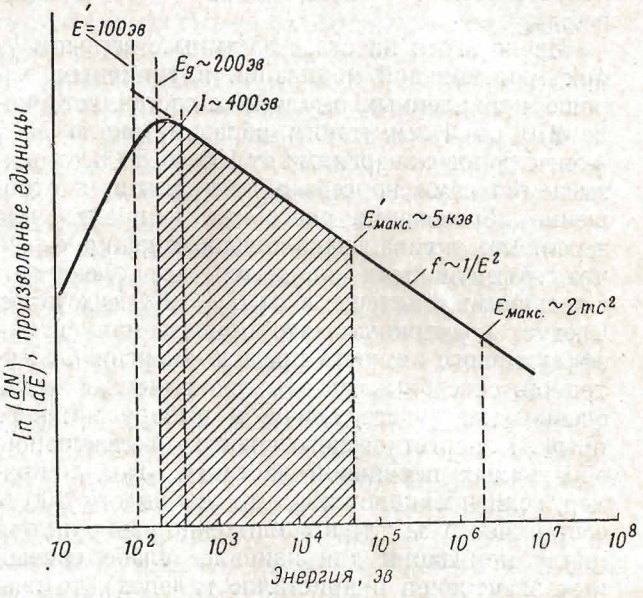
и этот спектр простирается до некоторого значения $E_{\text{макс.}}$, определяемого из законов сохранения энергии и импульса при соударении. При более низких энергиях интенсивность спектра должна убывать, как это показано на фиг. 17 сплошной линией. Предположим в качестве удобного приближения, что спектр вида $1/E^2$ имеет место вплоть до некоторой минимальной энергии E' (порядка 100 *эв*) и что интенсивность его равна нулю при более низких энергиях.

При наличии подобного спектра средняя энергия δ-электронов внутри заданных пределов E_1 и E_2 определяется следующим соотношением:

$$\frac{\int_{E_1}^{E_2} EKE^{-2}\,dE}{\int_{E_1}^{E_2} KE^{-2}\,dE} = \frac{\ln \dfrac{E_2}{E_1}}{\dfrac{1}{E_1} - \dfrac{1}{E_2}}. \qquad (2.5)$$

При $E_2 \gg E_1$ это выражение переходит в $E_1 \ln (E_2/E_1)$.

Для некоторого заданного спектра можно определить число δ-электронов с энергией от $E'_{\text{макс.}}$ до E', возникающих на единице длины пути



Ф и г. 17. Приближенное энергетическое распределение δ-электронов.

Для любой первичной частицы соответствующий „спектр" простирается до некоторой максимальной энергии, определяемой из законов сохранения. Эффективная локальная ионизация обусловлена δ-электронами, остающимися в пределах зерна, в котором они возникли. Некоторые из более быстрых δ-электронов (с энергиями не более 5 *кэв*) будут уходить из первоначальных зерен. Однако этот эффект будет частично компенсирован влиянием δ-электронов, возникших в желатине и затем остановившихся в данном зерне, сделав его способным к проявлению. Заштрихованная площадь соответствует эффективной локальной ионизации.

частицы с данной удельной ионизацией, и сравнить найденную величину с экспериментальными определениями плотности зерен в типичных эмульсиях.

Потери энергии для частицы с массой m, зарядом $|e|$ и кинетической энергией $\sim 2mc^2$ составляют около 650 *кэв/мм*, из которых приблизительно 500 *кэв* выделяется в галоидном серебре. Максимальная энергия, которая может быть передана электрону подобной частицей в том случае, если $m \gg m_e$, равна ~ 3 *Мэв*. Предположим, что $E' = 100$ *эв*, а $E'_{\text{макс.}} = 5000$ *эв*; в этом случае доля полной энергии, потерянной в галоиде, которая оказывается эффективной в отношении образования скрытого изображения, будет равна

$$\frac{\ln (5000/100)}{\ln (10^6/100)} \approx 0{,}42,$$

что соответствует 210 *кэв/мм*. Тогда на основании формулы (2.5) средняя энергия δ-электро-

нов в интервале от 100 до 5000 *эв* будет равна 100 ln 50, т. е. приблизительно 370 *эв*. Отсюда следует, что среднее число таких δ-электронов на 1 *мм* должно быть равно 560. Следует заметить, что полученная величина оказывается нечувствительной к выбранным значениям $E'_{\text{макс.}}$ и $E_{\text{макс.}}$.

Число зерен на следе частицы с зарядом $|e|$ при минимальной ионизации в типичных, хорошо проявленных эмульсиях составляет около 270 на 1 *мм;* таким образом, около 50% δ-электронов с энергиями от 100 до 5000 *эв* оказываются сами по себе эффективными в отношении образования способных к проявлению зерен. Это эквивалентно предположению о том, что эффективными являются все электроны с энергиями в интервале от $E_g = 200$ *эв* до 5 *кэв*. Следует подчеркнуть, что приведенная оценка эффективного нижнего предела энергии δ-электронов, способных давать проявляемые зерна, очень мало чувствительна к выбору нижнего предела энергетического спектра δ-электронов, образуемых первичной частицей. Так, например, если предположить, что E' вместо 100 *эв* составляет 5 *эв* (это приближенно равно потенциалу ионизации для наиболее слабо связанных электронов в кристалле галоида), то значение E_g уменьшается с 200 лишь до 150 *эв*. Вследствие этого можно с известной уверенностью считать, что большинство зерен, образующих след, появляется под действием δ-электронов с энергиями от 200 до 5000 *эв*.

Необходимо заметить, что в релятивистской области энергетические потери частицы с зарядом $|e|$ после прохождения через минимум начинают логарифмически возрастать с увеличением энергии. Последнее объясняется главным образом увеличением максимальной энергии ($E_{\text{макс.}}$), которая может быть передана электрону. Полная потеря энергии, обусловленная рождением δ-электронов с энергиями, заключенными в интервале между E_1 и E_2, пропорциональна $\ln(E_2/E_1)$. Вследствие этого в случае частиц очень высокой энергии большая часть потерь будет обусловлена появлением быстрых δ-электронов, число которых относительно невелико.

Увеличение потерь энергии в крайней релятивистской области не вызывает повышения плотности зерен на следах. При увеличении скорости частицы, обладающей зарядом $|e|$, эта плотность достигает минимального значения при $E/mc^2 \sim 2$. После этого она снова возрастает приблизительно на 10% и затем выходит на плато при $E/mc^2 \sim 10$; в дальнейшем плотность остается постоянной и не зависит от энергии вплоть до значений E/mc^2 по меньшей мере порядка 10^6. Этот эффект обусловлен тем, что немногочисленные быстрые δ-электроны вносят малый вклад в число зерен на следе первичной частицы (см. фиг. 35, стр. 82).

Второй процесс, который приводит к увеличению потерь энергии в релятивистской области, связан с возрастанием максимально допустимого параметра соударения и с соответствующим повышением числа медленных δ-электронов. Влиянием последних и объясняется, по всей вероятности, небольшое увеличение потерь (приблизительно на 10%), наблюдаемое в начале рассматриваемой области; однако при более высоких энергиях ($E/mc^2 > 10$) эффект ограничивается экранированием, связанным с поляризацией среды (см. Фаулер и Перкинс [13]).

б) Изменение чувствительности в зависимости от температуры. Ванек [17] облучал эмульсии G5, находившиеся при температуре от 4 до 340°K, пучками быстрых протонов с энергией 96 *Мэв;* удельная ионизация была в этом случае порядка $4I_{\text{мин.}}$. Облученные пластинки проявлялись в стандартных условиях, после чего производились измерения плотности зерен на следах.

Описанные опыты показали, что эмульсия сохраняла значительную чувствительность вплоть до самых низких температур, применявшихся в опыте. Согласно полученным данным, чувствительность, которая измерялась как отношение плотности зерен на следах, зарегистрированных при какой-либо температуре, к соответствующему значению для эмульсии, находившейся при 20°C, оказалась наибольшей при —40°C и затем понизилась при —180°C примерно до 75% нормальной чувствительности; при дальнейшем уменьшении температуры снова наблюдалось возрастание чувствительности.

§ 3. Обработка ядерных эмульсий [1)]

В опытах, связанных с проблемами ядерной физики и космического излучения, обычно применяются пластинки с эмульсионным слоем толщиной до 600 или до 1000 μ. Обработка подобных слоев вследствие их большой толщины и высокой концентрации галоидного серебра представляет весьма сложную задачу. Количество серебра, которое должно быть удалено из эмульсии при фиксировании, в некоторых случаях в сотни раз превышает то, которое извлекается при обычных фотографических работах с той же площади пластинок. Удаление столь больших количеств серебра приводит к тому, что толщина отфиксированной эмульсии оказывается примерно вдвое меньше, чем до обработки.

Наиболее существенные требования, предъявляемые к обработке эмульсии, заключаются, во-

[1)] Обсуждение режима обработки эмульсий см. в работах Оккиалини [22] и Вильсона и Ванзелова [29].

первых, в получении однородного проявления по глубине слоя и, во-вторых, в отсутствии заметной дисторсии. Выполнение этих требований оказывается необходимым для успешного применения различных методов определения массы и энергии заряженных частиц, основанных на измерении плотности зерен и многократного рассеяния на их следах (см. стр. 119).

Значительная толщина эмульсионных слоев не позволяет получить хорошие результаты при использовании обычных методов проявления. Так, например, Киношита указывал на то, что при пропитывании пластинки в течение определенного времени проявляющим раствором при нормальной температуре наблюдается значительная разница в проявлении по глубине слоя, обусловленная малой скоростью проникновения химикалиев сквозь желатину. Наблюдается нормальное проявление верхней части эмульсии и недопроявление ее нижних слоев, находящихся вблизи стекла.

Как было упомянуто в гл. 1, указанные трудности преодолели Дилуорс, Оккиалини и Пейн [19], предложившие так называемый „температурный" метод проявления. В этом случае пластинка пропитывается проявителем при низкой температуре, которая выбирается таким образом, чтобы химикалии могли достаточно легко проникать в эмульсию, но в то же время проявление протекало весьма медленно. После достижения приблизительно одинаковой концентрации проявителя по глубине слоя пластинка извлекается из ванны и избыток раствора удаляется с ее поверхности. В дальнейшем пластинка помещается на определенное время (стеклом вниз) на „горячую" плиту, нагретую до температуры, при которой процесс проявления протекает относительно быстро. При этом количество галоида, который должен быть восстановлен до металлического серебра, настолько невелико, что в пропитанной эмульсии оказывается достаточный объем проявителя и это позволяет обойтись без его пополнения на „горячей" стадии.

После проявления пластинки погружаются в так называемую „стоп-ванну", которая представляет собой 0,5-процентный водный раствор уксусной кислоты (при 5°С); в стоп-ванне происходит остановка процесса проявления. В случае применения сильно щелочных проявителей стоп-ванна может также служить для повышения кислотности эмульсии перед погружением последней в фиксирующий раствор, что помогает избежать окрашивания обработанного слоя.

Фиксирование ядерных эмульсий с толщинами порядка 600 μ связано с удалением больших количеств бромистого серебра и может продолжаться в течение нескольких дней. Фиксирующую ванну выгодно поддерживать при низкой температуре (менее 10°С), что хотя и снижает скорость фиксирования вследствие ограничения степени набухания желатины, но вместе с тем уменьшает дисторсию готового слоя. Обработка больших партий пластинок осуществляется таким образом, чтобы медленный поток фиксажа поступал с одного конца большого бака, в котором пластинки содержатся в горизонтальном положении. После того как будет растворена бóльшая часть непрозрачного бромистого серебра и пластинки станут прозрачными, фиксирование следует продолжать еще в течение 12 *час*. Затем подача фиксажа прекращается и заменяется медленным током воды приблизительно такой же температуры, что приводит к постепенному разбавлению фиксажа в ванне. Во время этой стадии может возникнуть неравномерная концентрация фиксажа в ванне, вследствие чего представляется целесообразным осторожное перемешивание раствора. По прошествии 24 *час*, когда концентрация фиксажа в ванне понизится приблизительно до 5% своего первоначального значения, скорость поступления воды увеличивается, и промывка пластинок продолжается до тех пор, пока в них не останется никаких следов гипосульфита.

После промывки пластинки пропитываются раствором глицерина и высушиваются. Механические свойства обработанной эмульсии зависят от концентрации раствора глицерина, которая берется равной 2—5%. Если не применять пропитку глицерином, то сухая эмульсия обнаруживает тенденцию к отставанию от стекла. В некоторых случаях сцепление между пленкой желатины и стеклом бывает настолько сильным, что из поверхности последнего вырываются куски, имеющие вид чешуек. Однако если применяется раствор глицерина с концентрацией более 5%, то обработанная эмульсия становится чрезвычайно мягкой, поскольку в этом случае она содержит значительное количество воды, поглощаемой вследствие гигроскопичности глицерина.

Окончательная сушка обработанных пластинок может быть осуществлена в слабом потоке воздуха, причем их устанавливают в горизонтальном положении. Для получения более равномерной сушки (особенно в тех случаях, когда площадь эмульсии невелика) могут быть с успехом использованы так называемые „защитные кольца", представляющие собой политые желатиной пластинки в виде полосок шириной $\sim 2{,}5$ *см*. Другим возможным приемом является „спиртовая сушка". Спирт вводится в последнюю водно-глицериновую ванну, и концентрация его увеличивается до тех пор, пока в ванне не окажется около 90% спирта, 4% глицерина

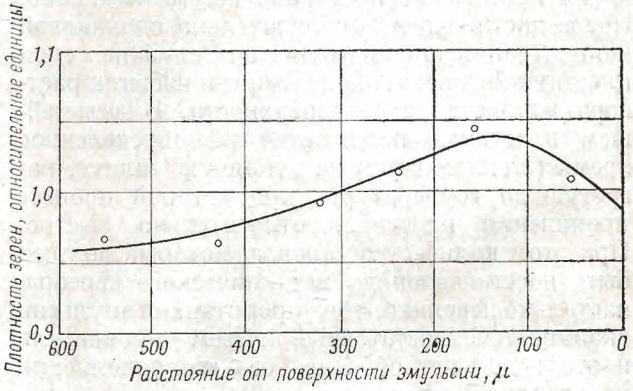
и 6% воды. Этиловый спирт способствует увеличению „жесткости" желатины, поглощая из нее воду, вследствие чего в указанном случае сушка протекает весьма быстро.

Выше уже была подчеркнута важность получения минимальной степени дисторсии. Дисторсия, обусловленная зависящим от глубины сдвигом эмульсии, появляется при ее сокращении во время сушки. Последнее было установлено путем сравнения следов тяжелых ядер большой энергии, входящих в состав первичного космического излучения и наблюдавшихся в эмульсии до и после ее сушки (Фаулер, неопубликованные данные). Появление дисторсии указанного типа, а также ее величина, по-видимому, весьма критично зависят от количества воды, поглощенной эмульсией во время ее нахождения в растворах и поэтому оказываются очень чувствительными к деталям режима обработки. В частности, подобная дисторсия зависит от наивысшей температуры, при которой находилась размоченная эмульсия, даже и в „горячей" стадии проявления, которая проводится вне раствора. Поэтому для борьбы с дисторсией может быть рекомендовано проведение „горячей" стадии при самых низких допустимых температурах (которые, разумеется, должны соответствовать и другим требованиям режима проявления) и, кроме того, поддержание тщательного контроля температуры на всех стадиях обработки.

Некоторые исследователи предпочитают обрабатывать эмульсионные слои без стеклянной подложки (см., например, Лал и др. [20], Демерс [21]). Подобный метод обладает тем преимуществом, что растворы могут проникать в эмульсию с обеих сторон, вследствие чего концентрация проявителя по толщине эмульсионного слоя оказывается более равномерной. В рассматриваемом случае значительно уменьшается также время, необходимое для фиксирования эмульсии данной толщины. Находясь в обрабатывающем растворе, лишенный подложки слой эмульсии увеличивается в размерах не только по толщине, но и в боковых направлениях. При этом, однако, он может быть возвращен приблизительно к первоначальным размерам путем обезвоживания в спирте. Для указанной цели Демерс [21] использовал так называемый „кондиционирующий раствор", состоящий из спирта, воды и глицерина. Эмульсионные слои обрабатываются в кондиционирующей ванне в течение 10 *мин*, затем тщательно укладываются на лист стекла и прикатываются к нему под небольшим давлением для удаления избытка жидкости. После медленной просушки под мелкой матерчатой сеткой верхняя поверхность эмульсии может быть очищена от осевшего на ней серебра путем легкого протирания спиртом. Обработанная таким образом пластинка помещается в закрытый сосуд с 100-процентной влажностью, вследствие чего эмульсия набухает и может быть отделена от стекла. Если при этом ее снова погрузить в кондиционирующий раствор, то она может быть повторно закреплена на стекле, что позволяет очистить также и другую поверхность слоя. Считается, что подобную процедуру можно повторять без появления дисторсии, вследствие чего она приобретает особую ценность при работе с эмульсионными слоями, которые отделились от стекла и должны быть снова наклеены на него.

Возражения против использования описанного метода при обычной обработке эмульсионных стопок состоят в том, что отдельные слои не возвращаются достаточно точно к своим первоначальным размерам, причем их сокращение не является равномерным. Эти обстоятельства приводят к затруднениям в прослеживании данного трека при переходе из одного слоя в соседний, поскольку в указанном случае не существует какой-либо общей координатной системы, если только на поверхность каждого слоя не была нанесена стандартная фотографическая сетка (см. стр. 55 и 56).

Изменение степени проявления по глубине слоя может быть определено путем измерения



Фиг. 18. Изменение плотности зерен на следах быстрых электронов в зависимости от их глубины в эмульсии.

По оси ординат отложено отношение к среднему. Перкинс, неопубликованные данные.

плотности зерен на следах быстрых электронов (см. стр. 81). Типичные результаты такого рода, полученные для хорошо проявленной пластинки, показаны на фиг. 18. Из приведенной кривой следует, что индивидуальные отклонения плотности зерен от среднего, соответствующие различным глубинам, не превышают 5%. Уменьшение плотности зерен вблизи поверхности пластинки, заметное на фиг. 18,

обусловлено так называемым „выеданием" в результате длительного химического воздействия фиксирующего раствора на серебро проявленных зерен и, что более существенно, окислением проявителя в поверхностном слое эмульсии во время „горячей" стадии, если, как обычно, эмульсия подвергается затем действию воздуха. Считается, что первый из описанных эффектов может быть уменьшен в том случае, когда при использовании гипосульфита натрия как фиксирующего агента концентрация серебра в растворе поддерживается не ниже определенного минимального значения, которое соответствует примерно 2 *г* бромистого серебра на 1 *л* (см. Оккиалини [22]). В начальный период фиксирования подобная концентрация обычно устанавливается автоматически, однако на более поздних стадиях может оказаться желательным не слишком быстрое поступление в ванну свежего фиксирующего раствора.

Если пластинки используются в дальнейшем для фотометрического определения плотности зерен, то в этом случае становится необходимым обеспечить их прозрачность. Непрозрачность возникает обычно вследствие окрашивания обработанной эмульсии в коричневый цвет или же из-за неполного фиксирования, когда в слое остается молочный туман. Удаление окрашивания, причины появления которого не вполне ясны, оказывается весьма затруднительным. Коллоидное серебро может быть удалено при помощи простого „осветляющего" раствора гипосульфита натрия, причем пластинка может быть предварительно пропитана слабым раствором соляной кислоты (1 : 2000). В одних лабораториях предпочитают высушивать партию пластинок и производить их предварительный осмотр, прежде чем будет решено, какой дальнейшей обработке они должны быть подвергнуты; напротив, в других — второе фиксирование производится после небольшой промывки и перед высушиванием пластинок. При применении для осветления упомянутого выше слабого раствора соляной кислоты следует соблюдать известную осторожность, поскольку такой раствор может вызвать заметное „выедание" серебра на следах, особенно в тех случаях, когда они находятся вблизи поверхности эмульсии. Согласно Джемсу и др. [23] применение проявителя, содержащего *d*-арабоаскорбиновую кислоту, уменьшает дихроическую вуаль.

§ 4. Просмотр пластинок

Характерной чертой фотографического метода на современной стадии его развития является то, что средний размер зерен в эмульсиях, допускающих регистрацию следов частиц с зарядом e при минимальной ионизации, составляет от 0,1 до 0,4 μ. Это приблизительно соответствует наименьшему размеру зерна, которое может быть разрешено при помощи наиболее высококачественной оптической системы. Эмульсии равной чувствительности, но с более мелким зерном позволили бы зарегистрировать большее количество деталей на следах частиц, чем те, которые применяются в настоящее время. Так, например, следы протонов и осколков деления, зарегистрированные в очень мелкозернистых эмульсиях, приготовленных Демерсом, выглядели более „изящными", чем подобные же следы, наблюдавшиеся в эмульсиях Ильфорд типа А. Однако и в случае получения весьма мелкозернистых эмульсий высокой чувствительности область их применения окажется, по-видимому, ограниченной, если только не будут преодолены препятствия, связанные с разрешающей способностью обычных микроскопов.

При современном использовании метода возникает необходимость в просмотре значительных объемов эмульсии, вследствие чего наблюдатель часто должен проводить за микроскопом по много часов в день. Такая работа оказывается достаточно трудной и вследствие этого с точки зрения ее облегчения становятся существенными даже незначительные улучшения качества видимого изображения. Поэтому весьма желательно использовать бинокулярные микроскопы (см. Жданов [30]), настройка оптических систем которых должна поддерживаться в хорошем состоянии для того, чтобы во всех случаях было обеспечено максимально возможное разрешение и контрастность изображения. Следует заметить, что при использовании для просмотра пластинок обычных микроскопов условия их работы заметно отличаются от тех, для которых они предназначены. В частности, механизмы движения столика и тонкой наводки подвергаются в рассматриваемом случае значительно более сильному износу, чем при обычной работе. Вследствие этого приобретают большое значение периодическая регулировка и ремонт микроскопов.

Оптическое оснащение микроскопа, применяемое при исследовании пластинок, может изменяться в широких пределах в зависимости от характера изучаемого объекта. Сильно ионизующие частицы, такие, как, например, тяжелые первичные ядра, присутствующие в космическом излучении, дают следы, которые в некоторых случаях могут быть замечены невооруженным глазом; подобные следы легко обнаруживаются при помощи лупы с десятикратным увеличением.

Для общего просмотра пластинок Ильфорд G5 или Кодак NT4, экспонированных в космических лучах на больших высотах, пригодны слабые объективы ($\times$ 20) в сочетании с окулярами $\times$ 6. Для более детального изучения отдельных случаев обычно оказывается достаточным объектив $\times$ 45 с масляной иммерсией. Если же данный случай необходимо подвергнуть особо тщательному изучению, то могут быть с успехом использованы системы с однородной масляной иммерсией, состоящие из высокоапертурного объектива (предпочтительно апохромата) и апланатического конденсора.

Эмульсия, начальная толщина которой составляла 600 μ, сокращается после обработки таким образом, что ее толщина оказывается несколько менее 300 μ. Если не применяются покровные стекла, то подобная эмульсия может быть просмотрена по всей глубине с помощью обычных объективов. Однако при бо́льших толщинах могут возникнуть затруднения, обусловленные слишком коротким рабочим отрезком объектива, не позволяющим сфокусировать нижние слои эмульсии. Для устранения этого недостатка некоторые фирмы выпустили иммерсионные объективы с большими рабочими отрезками.

Вследствие рассеяния света в эмульсии контрастность изображения следа, находящегося в глубине слоя, оказывается значительно меньше, чем следа, расположенного у поверхности. Как было показано Оккиалини, объективы с большим рабочим отрезком позволяют изучать следы, расположенные в нижней части эмульсии, при наблюдении их сквозь стекло пластинки. Таким образом, иногда возможно заметить характерные особенности исследуемого случая (например, ядерного расщепления), которые маскировались другими следами при использовании обычных методов наблюдения. Большое значение для уменьшения потери контраста, обусловленной рассеянием света, имеет характер освещения объекта (см. фото 28).

Некоторые авторы рекомендовали применять при исследовании пластинок под микроскопом освещение по методу темного поля; однако преимущества такой системы освещения оказываются, по-видимому, несущественными, вследствие чего этот метод не получил широкого распространения (см. Уилкинс [31], Ягода [32]).

Ввиду того что просмотр больших объемов эмульсии требует затраты значительного количества труда, были сделаны попытки автоматизации этой работы. Одно из подобных решений, предложенное Пейном, состояло в том, что движение столика и вращение винта тонкой наводки осуществлялось от механических приводов, причем медленно перемещавшееся изображение поля зрения проецировалось на экран, где оно могло рассматриваться одним или несколькими наблюдателями. При этом поле зрения движется в горизонтальном направлении с малой скоростью, а фокальная плоскость объектива автоматически перемещается вверх и вниз по всей глубине эмульсионного слоя. Подобный метод обладает многими положительными чертами и позволяет обеспечить прекрасные демонстрации в тех случаях, когда он применяется для просмотра пластинок, облученных в параллельных пучках частиц, выходящих из ускорителя. И тем не менее его преимущества все же не настолько очевидны, чтобы он получил широкое распространение взамен непосредственных методов просмотра, обычно применяемых в экспериментах с космическими лучами.

Существуют также многочисленные попытки создания полностью механизированного просмотрового микроскопа, автоматически записывающего положение всех представляющих интерес случаев, наблюдаемых в пластинке (см. Блау и др. [33]). Для указанных целей дает известные преимущества освещение пластинки по методу темного поля. Большое затруднение, возникающее при конструировании описываемого микроскопа, состоит в том, что он должен обеспечивать достаточно надежную дискриминацию между чрезвычайно разнообразными „полезными" событиями и случайными нарушениями прозрачности. В настоящее время в опытах с космическими лучами, где используются эмульсионные стопки, просмотр пластинок с целью обнаружения расщеплений и других представляющих интерес явлений становится, по-видимому, менее трудоемкой частью исследования. При этом на измерение и интерпретацию полученных данных затрачивается значительно бо́льшая доля общих усилий, чем в опытах с обычными пластинками. При подобных обстоятельствах необходимость механизации просмотра, по-видимому, несколько уменьшается[1]; вместе с тем такие методы могут найти применение при просмотре пластинок с целью обнаружения редких явлений, вызываемых коллимированными пучками ускоренных частиц, например протонов и π-мезонов больших энергий.

§ 5. Микрофотографирование следов

Одной из наиболее существенных особенностей фотографического метода является непрерывный характер регистрации следов заря-

[1] В самое последнее время в Советском Союзе была разработана аппаратура для полностью автоматизированных процессов измерения следов (см. стр. 85). — *Прим. ред.*

женных частиц, которые в случае необходимости могут быть повторно исследованы под микроскопом. Интерпретация явлений, наблюдаемых в эмульсионном слое, основывается на непосредственных наблюдениях и измерениях, выполняемых на следах; микрофотографии служат только для целей иллюстрации, а также для того, чтобы дать представление о качестве информации тем, кто не имеет непосредственного доступа к пластинкам. В этом отношении фотографический метод коренным образом отличается от метода камер Вильсона или пузырьковых камер, где фотографии представляют собой тот первичный материал, на котором строятся все дальнейшие заключения.

Существует также и другая особенность микрофотографий следов, наблюдаемых в эмульсии, которая придает им некоторую искусственность. Чтобы получить адекватное изображение какого-либо „случая", часто бывает необходимо сделать большое число отдельных микрофотографий и затем смонтировать их вместе, в виде мозаики, подобно тому как это принято в аэрофотосъемке. Такой прием иногда необходим вследствие того, что следы оказываются слишком длинными и не укладываются в одном поле зрения; однако чаще необходимость в мозаике возникает ввиду ограниченной глубины резкости высокоапертурного объектива, которая составляет обычно $\sim 0{,}5\ \mu$. Фотографируемые следы бывают, как правило, наклонены по отношению к фокальной плоскости объектива, поэтому только отдельные их участки, имеющие незначительную длину, оказываются резко видимыми при заданном положении барабана микрометрического винта. В этом случае необходимо сделать фотографии последовательных участков следа и составить из них соответствующую мозаику.

Увеличение глубины резкости может быть достигнуто путем применения объективов с меньшей числовой апертурой, что, однако, связано с уменьшением разрешающей способности и, следовательно, с потерей деталей изображения (см. фото 16).

Действительно, в рассматриваемом случае целью микрофотографирования является получение двумерного изображения объекта, обладающего некоторой пространственной протяженностью, причем это изображение должно быть получено с высокой степенью разрешения. Таким образом, окончательная картина должна давать представление о том, что было бы видно в поле зрения через объектив с низкой числовой апертурой (и, следовательно, большой глубиной резкости), но при этом с такими деталями, которые можно обнаружить лишь при помощи наиболее высококачественных объективов. Следует отметить, что ограниченная глубина фокуса, которая приводит к затруднениям при микрофотографировании, позволяет в то же время измерить с высокой точностью положения зерен в эмульсии по глубине, а это имеет большое значение при определении пространственной ориентации следов.

Для получения микрофотографий некоторые исследователи предпочитали пользоваться обычными методами, применяя малоформатную пленку, поскольку обычно бывает необходимо иметь большое количество снимков. Однако метод, описанный ниже, обладает рядом существенных преимуществ.

В осветителе микроскопа устанавливается лампа накаливания, достаточно мощная для того, чтобы можно было получить видимое изображение при проекции на вертикальный экран с помощью призмы, установленной на окуляре. Это изображение фотографируется на пленке, помещенной на экране. Для указанной цели больше всего подходят пленки для фотомеханических работ, обладающие высокой контрастностью (например, „Kodaline").

При фотографировании следов, у которых могут быть сфокусированы лишь отрезки малой длины, полоска пленки укрепляется на держателе, снабженном двумя скользящими шторками. Шторки раздвигаются таким образом, чтобы можно было экспонировать участок пленки желаемой длины. На практике такой держатель укрепляется на экране с помощью магнитов в том месте, где находится фотографируемый след, после чего один из участков этого следа фокусируется на белой поверхности шторок. В световой пучок вводится зеленый фильтр, и шторки раздвигаются таким образом, чтобы оказалась открытой только та часть пленки, с которой совпадает хорошо сфокусированный участок изображения следа; затем производится съемка. После съемки промежуток между шторками закрывается (одна из шторок придвигается к другой), на экран фиксируется соседний участок следа и повторяется описанная выше операция съемки.

После проявления полученной пленки снимки отдельных участков следа оказываются резкими и правильно расположенными относительно друг друга. Тонкие темные линии на отпечатке с такой пленки (см. фото 20), получающиеся вследствие того, что между закрытыми шторками остается незначительный зазор, могут быть удалены посредством ретуши на негативе. При съемке сложных объектов необходимо произвести фотографирование большого числа подобных следов и затем составить из них мозаику. Для указанной цели весьма целесообразно использовать горячий пресс, причем

сама склейка осуществляется при помощи пропитанной шеллаком папиросной бумаги.

Для получения одинаковых экспозиций при съемке оптическая система микроскопа должна быть снабжена точно работающим затвором с различными выдержками, причем напряжение источника питания лампы должно поддерживаться строго постоянным. При работе с объектами, находящимися на разных пластинках, для определения общей освещенности изображения удобно пользоваться фотометром.

Усиление следов. В обычной фотографии иногда применяется так называемое „усиление" негативов, для того чтобы увеличить оптическую плотность изображения при недодержках. Процесс усиления заключается в том, что зерна серебра замещаются ураном, медью или другими солями. Подобные же методы могут быть использованы при работе с ядерными эмульсиями (см. Пауэлл и др. [34]). Но при наличии современных чувствительных эмульсий область применения указанных способов усиления следов отдельных частиц является ограниченной. След, подвергшийся усилению, оказывается чрезмерно толстым, причем детали изображения могут быть утрачены вследствие сильного увеличения размеров отдельных зерен.

Однако Розенблюм [35] показал, что усиление может принести известные выгоды при работе с магнитными спектрографами с большим разрешением, когда однородные группы α-частиц появляются в виде узких „линий", часто весьма низкой интенсивности. Метод усиления, видоизмененный Розенблюмом, состоит в следующем.

Сначала металлическое серебро первичных следов замещается ураном. Если затем наложить на эту пластинку вторую, то на ней возникнут изображения первичных следов, образованные α-частицами урана, вылетающими из первой пластинки. Число подобных следов, соответствующих заданной „линии", при надлежащей экспозиции может значительно превосходить число следов в первой пластинке. В принципе этот процесс можно повторять несколько раз, но время экспозиции оказывается очень большим. Снижение разрешения, обусловленное увеличением ширины линии, оказывается незначительным вследствие ограниченного пробега α-частиц ($\sim 50\ \mu$). Если для указанной цели вместо естественной смеси изотопов использовать изотоп U^{235}, обладающий значительно большей константой распада, то необходимое время экспозиции может быть существенно уменьшено. Подобные же результаты могут быть достигнуты путем добавления к урановому усилителю незначительного количества Pu^{239}.

Розенблюм высказал предположение, что описанный метод может быть с успехом использован при введении в усилитель какого-либо искусственно радиоактивного β-излучателя. Однако в этом случае вследствие того, что β-частицы обладают значительно более длинными пробегами, произойдет некоторая потеря разрешающей способности. Рассмотрение подобных вопросов, сходных с теми, которые возникают при авторадиографии, имеется в книге Ягоды [30].

§ 6. „Загрузка" эмульсий

Одно из ограничений фотографического метода заключается в том, что эмульсия обладает сложным химическим составом, который не может быть изменен сколько-нибудь заметным образом при помощи простых средств. Хотя серебро, бром и легкие элементы (C, N, O и H) неизбежно присутствуют в эмульсии, в последнюю можно вводить и некоторые другие вещества с целью проведения экспериментов по изучению ядерных процессов на определенных элементах. Ниже дается описание наиболее существенных методов, применявшихся до сих пор для указанной цели.

а) Разбавление эмульсии желатиной. Изменение соотношения между количеством легких и тяжелых элементов, присутствующих в эмульсии, может быть достигнуто путем увеличения содержания желатины по отношению к галоидному серебру. В этом случае плотность зерен на следе частицы с определенной удельной ионизацией будет уменьшена вследствие понижения концентрации галоидного серебра; однако следы частиц с минимальной ионизацией могут быть различимы, по крайней мере для разведений, соответствующих четырехкратному увеличению первоначального содержания желатины (см. Додд и Уолер [36]).

Разбавленные эмульсии применялись для выяснения различий в характере наблюдаемых в эмульсии ядерных расщеплений на легких и тяжелых элементах под действием отрицательных π-мезонов (Менон и Рочат, неопубликованная работа), а также с целью увеличения числа актов взаимодействия с водородом.

Соответственно изменению состава эмульсии изменяется и ее тормозная способность (см. стр. 64). Однако во всех случаях, за исключением тех экспериментов, где необходима наивысшая точность, новое соотношение пробег—энергия может быть рассчитано с достаточной точностью по известному атомному составу эмульсии (см. Лис, Моррисон и Россер [37]).

б) Пропитывание тяжелой водой. Поглощение воды сухой эмульсией, находящейся во влажной атмосфере, открывает возможность введения в нее значительного количества тяжелой воды (D_2O). Значение этого метода состоит в том, что он позволяет осуществить опыты по γ-спектроскопии и фоторасщеплению дейтрона (см. Пауэлл [38], Вафлер и Юнис [39], Хог [8], Голдхабер [40], Гибсон и др. [41, 42]).

Процесс расщепления дейтрона γ-квантом может быть представлен следующим уравнением: $H_1^2 + (h\nu) \rightarrow H_1^1 + n_0^1$. Поскольку в рассматриваемом случае появляются только две тяжелые частицы с приблизительно равными массами, то энергия γ-кванта при заданном направлении его движения может быть определена по измеренной энергии протона.

В случае применения эмульсий высокой чувствительности следы протонов могут быть зарегистрированы даже и в том случае, если эмульсия пропитана водой во время экспозиции. Указанный прием значительно повышает содержание тяжелой воды в эмульсии и, следовательно, количество протонов, вызываемых прохождением через эмульсию заданного числа γ-квантов. Последнее обстоятельство вследствие малой величины сечения фоторасщепления является существенным преимуществом описываемого метода. При этом γ-кванты дают значительный электронный фон (вследствие эффекта Комптона и рождения пар), на котором необходимо обнаруживать следы протонов. Интенсивность указанного фона ставит предел для допустимого потока γ-квантов через эмульсию. Если принять это значение потока и отказаться от высокой концентрации тяжелого водорода, то для обнаружения одного расщепления было бы необходимо исследовать весьма значительный объем эмульсии. Описанный метод может применяться вплоть до энергий γ-квантов порядка 10 *Мэв*. При более высоких значениях возникают осложнения, связанные с фоторасщеплением всех других элементов, что затрудняет интерпретацию наблюдаемых явлений.

в) Введение солей различных элементов. Многие соли могут быть введены в эмульсию без заметного влияния на ее регистрационные свойства; различные фирмы выпускают пластинки, содержащие бор, литий, висмут и золото.

Пластинки, „загруженные" бором и литием, были использованы Тейлором и Голдхабером [43, 44] для обнаружения и измерения интенсивности пучков медленных нейтронов, которые приводили к появлению в эмульсии характерных следов в результате следующих реакций:

$$B_5^{10} + n_0^1 \rightarrow Li_3^7 + He_2^4; \quad Li_3^6 + n_0^1 \rightarrow He_2^4 + H_1^3.$$

Если сечения реакций велики, то они дадут бо́льшую часть следов, обладающих соответствующими пробегами. Однако следы, относящиеся к реакции на B^{10}, могут быть смешаны со следами протонов, появляющихся при расщеплении азота желатины: $N_7^{14} + n_0^1 \rightarrow C_6^{14} + H_1^1$. Пробеги таких протонов почти в точности равны сумме пробегов двух следов, принадлежащих двум возникающим при реакции на B^{10} частицам, которые разлетаются в противоположных направлениях. В эмульсии C2, обладающей высокой дискриминирующей способностью, следы обоих указанных типов можно легко различить по плотности зерен; однако это оказывается значительно более трудным в случае „загруженных" электронно-чувствительных эмульсий с зернами обычного размера, как, например, G5.

Пластинки, насыщенные тяжелыми элементами, не нашли широкого применения. В этом случае эксперименты затруднены тем, что количества посторонних элементов, которые удается ввести в эмульсию, оказываются крайне незначительными по сравнению с количеством обычно входящих в состав эмульсии элементов. Вследствие этого число расщеплений, соответствующих введенным элементам, оказывается слишком малым.

г) Радиоактивные вещества в эмульсиях. В первые образцы эмульсий часто вводились соли тория и урана, что достигалось путем „купания" пластинок в соответствующих растворах; при этом изучение следов α-частиц, испускаемых Th и U, служило простым методом определения чувствительности эмульсии и степени ее проявления. Наиболее пригодные для введения соли Th и U, а также их оптимальные концентрации указаны, в частности, в работе Брода [45]. В качестве примера на фото 17 изображены следы α-частиц тория, полученные в эмульсии Ильфорд типа A.

В пластинках, загруженных торием, часто обнаруживается, что из одной и той же точки выходит несколько α-частиц. Каждая из подобных „звезд" обусловлена последовательным радиоактивным распадом первичного ядра тория. Аналогичные „звезды" могут появляться также при распаде актиния и радия. Эти „звезды" часто встречаются и в обычных пластинках благодаря случайному присутствию в них ничтожно малых количеств радиоактивных загрязнений. В первых исследованиях описанные „звезды" иногда ошибочно принимались за расщепления, вызываемые космическими лучами. Однако их можно отличить от последних, измеряя пробеги частиц, образующих данную „звезду", поскольку лишь весьма

незначительная часть взаимодействий приводит к испусканию трех или четырех частиц со столь короткими пробегами. В типичном случае в 1 $см^3$ эмульсии появляется около 20 подобных „звезд" в сутки, причем половина из них принадлежит ториевому и половина ураново-радиевому рядам. Эти числа соответствуют содержанию приблизительно одного атома тория или урана на 10^8 атомов эмульсии.

д) Введение в эмульсию проволочек. Поскольку содержание элементов, вводимых в эмульсию в виде солей, является ограниченным, то рядом исследователей (Мёльманс, Оккиалини и Винсент [46], Даныш и Екутиели [47]) был предложен другой метод, заключавшийся в том, что в эмульсию помещались тонкие проволочки. При изготовлении пластинки эти проволочки (диаметром порядка 25—60 μ) располагались в виде сетки на высоте около 0,2 *мм* над поверхностью стекла. После этого пластинку поливали жидкой эмульсией, покрывавшей сетку[1]).

Поскольку при сушке происходит сильная усадка обработанного слоя, то появляется опасность возникновения весьма значительной дисторсии в непосредственной близости от проволочек. Даныш и Екутиели показали, что это затруднение может быть преодолено путем пропитки эмульсии (после проявления и фиксирования, но перед сушкой) спиртовым раствором каучука. Путем подбора надлежащей концентрации раствора количество каучука в желатиновом слое может быть доведено до такой величины, что толщина обработанной эмульсии будет равна ее начальной толщине; это позволит избежать появления сильной дисторсии.

Эмульсии, содержащие проволочки, до сих пор не получили широкого распространения; однако они могут, по-видимому, оказаться полезными в опытах с пучками ускоренных частиц, которые можно направлять на поверхность эмульсии. Этот метод обладает тем преимуществом, что все взаимодействия, происходящие в проволочке, безусловно, связаны с тем элементом (или элементами), из которого она состоит. Поэтому в отличие от эмульсий, „загруженных" солями, удается избежать неопределенности в интерпретации полученных данных. Кроме того, следы, появляющиеся в результате расщепления ядер, находящихся в проволочке, можно легко и быстро отличить от тех, которые расположены в толще эмульсии. Вследствие этого отсутствует необходимость в просмотре под микроскопом всего объема эмульсии, поскольку достаточно исследовать только те участки, которые прилегают к проволочкам. Микрофотография расщепления, которое произошло в медной проволочке, была опубликована Морришем [48].

[1]) Несколько иной метод введения проволочек применялся Ж. С. Такибаевым [115*]. — *Прим. ред.*

§ 7. „Слоеные" эмульсии („сэндвичи")

а) Слои желатины. Основанные на разбавлении эмульсии желатиной или водой методы, позволяющие отличать свойства расщеплений легких и тяжелых элементов, страдают тем недостатком, что элемент, которому соответствует то или иное индивидуальное расщепление, бывает обычно неизвестен. Вследствие этого необходимые выводы могут быть сделаны только на основании статистического исследования различных эффектов, наблюдающихся в одинаково экспонированных разведенных и нормальных эмульсиях.

Указанное затруднение может быть преодолено путем помещения тонких слоев желатины между слоями нормальной эмульсии (см. Перкинс [50], Хардинг [51]). Никакое взаимодействие, происшедшее в нечувствительном желатиновом слое, не будет зарегистрировано. Таким образом, отсутствие следов в непосредственной близости от точки, в которой произошло расщепление, означает взаимодействие с ядром какого-либо из легких элементов. Описанный метод был использован Меноном, Мьюрхедом и Рочатом [52] при выделении расщеплений легких элементов (C, N и O), возникающих вследствие захвата отрицательных π-мезонов (см. фото 73 и 74). Для экспериментов применялись „сэндвичи", состоявшие из слоев „загруженной" бором эмульсии Ильфорд C2 (толщиной 30 μ), проложенных слоями желатины толщиной 5 μ.

Помимо сказанного, могут быть также приготовлены „сэндвичи", состоящие из слоев эмульсий с различной чувствительностью. Такой прием может дать значительное увеличение дискриминирующей способности метода, т. е. возможности определять удельную ионизацию частицы в широком интервале значений. „Сэндвичи" такого типа успешно применялись при изучении следов тяжелых ядер (см. гл. 16).

б) Соли. Для осуществления определенных экспериментов некоторые исследователи помещали между слоями эмульсии тонкие прослойки, состоявшие из различных солей. Так, например, для обнаружения осколков деления урана Демерс [53] использовал тонкие слои ураната аммония (см. фото 18). Аналогичным путем Ходжсон и Перкинс [54] при изучении расщеплений тяжелых элементов, вызы-

ваемых космическими лучами, помещали в эмульсию фосфат свинца. Для обнаружения α-частиц, возникающих при радиоактивном распаде самария, Пиччиотто [55] вводил между слоями эмульсии каплю раствора $Sm_2(SO_4)_3$.

в) Металлические пластины. В опытах, осуществляемых при помощи камеры Вильсона, важным методическим усовершенствованием явилась установка параллельных металлических пластин внутри камеры. Если подобные пластины состоят из тяжелых элементов, то они позволяют обнаруживать фотоны и электроны мягкой компоненты, поскольку каскадное размножение последних внутри пластин приводит к появлению ливней, состоящих из почти параллельных следов электронов. В случае применения фотографического метода может быть использована сходная в принципе система, состоящая из тонких листов свинца или латуни, проложенных между фотопластинками или отдельными слоями эмульсий.

В том случае, когда в большой стопке пластинок возникает фотон с большой энергией, он вызывает появление „мягкого ливня"; однако вследствие относительно малых атомных номеров элементов, входящих в состав эмульсии, полное развитие ливня наступает лишь после того, как он пройдет расстояние от 10 до 20 *см*. С другой стороны, в элементах с более высокими атомными номерами ливни развиваются на гораздо меньших длинах. В этом случае многочисленные параллельные следы электронов группируются в области значительно более узкого центрального „ствола", вследствие чего они могут быть легко обнаружены (см. Каплон и Ритсон [56]; см. также фото 149—169).

Описанный метод обладает тем недостатком, что взаимодействия, происходящие внутри металлических пластин, не могут наблюдаться непосредственно.

§ 8. Бесподложечные эмульсии

По мере накопления опыта толщина эмульсионных слоев, которые могли быть успешно обработаны, возросла с 50—100 μ, обычно применявшихся в 1946 г., до 600—1000 μ. Ягода [57] обрабатывал слои толщиной 2000 μ, отлитые в специальных кюветах.

Эмульсионный слой, толщина которого равна 500 μ, в отношении тормозной способности эквивалентен камере Вильсона глубиной 1 *м*, заполненной воздухом при нормальных условиях. Однако и при такой толщине значительная часть заряженных частиц, возникших в эмульсии, будет уходить через одну из ее поверхностей, прежде чем произойдет их остановка. Был сделан целый ряд попыток устранить указанный серьезный недостаток фотографического метода. Однако при этом сплошные эмульсии толще 1 *мм* применялись лишь в очень редких случаях. Последнее объясняется тем, что трудности обработки быстро увеличиваются по мере возрастания толщины эмульсионных слоев и, кроме того, значительно усложняется просмотр подобных пластинок под микроскопом, так как вследствие увеличения рассеяния света понижается оптическая контрастность изображения.

Для увеличения эффективной толщины эмульсии многие исследователи применяли пластинки, сложенные попарно эмульсионными слоями внутрь. След, выходящий из поверхности эмульсии одной из пластинок, можно было проследить в другой пластинке. Таким образом, удавалось удвоить эффективную толщину эмульсии. Помимо этого, было показано, что следы тяжелых ядер большой энергии, а также группы параллельных следов в ливнях высокой энергии могут быть прослежены через ряд пластинок, сложенных в виде компактной стопки (см. Брадт и Питерс [58], Брадт и др. [59], Лал и др. [60], Малви [61]). Однако описанный метод лишь в редких случаях может быть использован для регистрации отдельных следов с малой плотностью зерен.

В 1952—1953 гг. оказался возможным новый подход к решению этой проблемы, который вскоре получил всеобщее признание (см. Демерс [62], Стилер и др. [63], Пауэлл [64], Лал и др. [20]). Согласно новому методу, после поливки и сушки партии эмульсий их отделяли от стеклянной подложки и затем складывали в стопку, так что получалась почти сплошная фотографически чувствительная масса (впервые на эту возможность, по-видимому, указал Киношита в 1910 г. [65]). После экспозиции эмульсионные слои можно погрузить приблизительно на 30 *сек* в 1-процентный раствор глицерина с добавкой 1% желатины при температуре 20°С и затем наклеить на специально подготовленные стекла. После этого слой можно высушить и обработать как обычные пластинки.

Для облегчения взаимной ориентировки соседних эмульсионных слоев стопку можно облучить пучком рентгеновских лучей, коллимированным при помощи узкой щели, образованной, например, двумя параллельными цилиндрами из вольфрама диаметром несколько миллиметров (см. Пауэлл [64]). Ограниченный таким образом узкий пучок рентгеновских лучей последовательно направляется на несколько участков, расположенных по краям стопки, причем щель все время должна быть расположена перпендикулярно поверхности эмульсион-

ных слоев. В результате такой операции на слоях после их проявления образуется набор стреловидных отметок, расположенных на всех четырех сторонах стопки. Эти отметки позволяют поочередно устанавливать на контрольной плите отдельные пластинки в нужном положении. После того как это достигнуто, каждая пластинка может быть обрезана до стандартного размера и формы сообразно с расположением меток от рентгеновских лучей. Для того чтобы рентгеновские лучи проникали в эмульсионную стопку на достаточную глубину, к рентгеновской трубке необходимо приложить напряжение порядка 80 *кв*.

Описанный прием позволяет последовательно устанавливать пластинки на столике микроскопа, снабженном специальными упорами, таким образом, что соответствующие точки различных слоев будут находиться в одном и том же поле зрения в том случае, когда применяются достаточно слабые объективы. После этого взаимное положение различных пластинок можно фиксировать по их краям, вследствие чего отсчет с помощью меток становится в дальнейшем ненужным. При помощи данной методики следы отдельных частиц могут быть быстро прослежены в соседних слоях стопки.

Другой метод определения взаимного расположения слоев состоит в прослеживании на соседних пластинках сильно наклоненных следов тяжелых частиц. Полученные таким образом данные позволяют ориентировать каждую пластинку в принятой системе координат (см. Лал и др. [20]). Третий способ состоит в нанесении фотографическим путем на поверхность каждого слоя тонкой координатной сетки. При экспозиции слои фиксируются в нужных положениях при помощи пробитых в них отверстий.

После накопления достаточного опыта работы с эмульсионными стопками они получили широкое распространение, что внесло существенный вклад в экспериментальные исследования разнообразных процессов при наиболее высоких энергиях и особенно при изучении свойств тяжелых мезонов. В 1953 г. обычно применялись стопки с размерами около $15 \times 15 \times 3$ *см*^{3}, реже $\sim 30 \times 20 \times 10$ *см*^{3}. Вес стопки наибольшего размера составлял при этом 24 *кг*, из которых на долю бромистого серебра приходилось около 20 *кг*. Примеры взаимодействий, наблюдавшиеся в первых эмульсионных стопках, показаны на фото 19 и 20. Из рассмотрения этих снимков следует, что описанный метод позволяет изучать в деталях большое количество разнообразных явлений. Решающее значение, которое имело данное усовершенствование фотометода, будет проиллюстрировано в последующих главах.

§ 9. Следы в „мокрых" эмульсиях

Современные ядерные эмульсии обладают чувствительностью, достаточной для регистрации следов сильно ионизующих тяжелых частиц даже в том случае, когда они насыщены водой (см. Пауэлл и др. [34]). Иногда частицы пролетают через эмульсию во время сушки последней при ее приготовлении или в тот момент, когда она погружена в раствор проявителя (см. Оккиалини [66], а также Бонетти и др. [67]). Следы подобных частиц называют иногда „до-" или „послеэкспозиционными". Параметры следов, наблюдаемые в обработанных пластинках, зависят от содержания воды в эмульсии в момент прохождения частицы, причем как плотность зерен g^*, так и угол многократного рассеяния $\bar{\alpha}$ могут оказаться резко аномальными. Вследствие этого оценки масс, сделанные при помощи обычных методов в предположении, что эмульсия в момент регистрации частицы была сухой, могут оказаться грубо ошибочными. Возможность возникновения описанного эффекта следует учитывать в тех случаях, когда на основании наблюдения редких явлений делаются какие-либо далеко идущие выводы.

Сомнение в том, что данный случай был зарегистрирован в мокрой эмульсии, может быть иногда устранено, если удастся установить нормальный характер связанных с ним следов. Так, например, если след изучаемой частицы начинается от „звезды", возникшей в эмульсии, то в некоторых случаях можно показать, что другие одновременно вылетевшие из „звезды" частицы больших энергий дают следы с плотностью зерен, соответствующей „плато" ионизационной кривой, или что их массы, определенные по плотности зерен и рассеянию, соответствуют известным частицам.

Следует отметить, что следы, зарегистрированные в мокрых эмульсиях, обладают обычно малыми углами наклона к поверхности обработанной эмульсии. Последнее объясняется усадкой эмульсии в процессе обработки при переходе к сухому и отфиксированному состоянию. Имеются, конечно, и сильно наклоненные следы в мокрой эмульсии, но они встречаются реже. В рассматриваемом случае коэффициент усадки оказывается исключительно большим (около 8), поскольку он соответствует переходу разбухшей в 4 раза эмульсии в нормальное состояние после необходимой обработки.

Вторая особенность следов, зарегистрированных в мокрой эмульсии, состоит в том, что измеренная на них плотность зерен часто оказывается близкой к $2g_{\text{мин.}}$. Эта величина соответствует плотности зерен на следе в мокрой

эмульсии, принадлежащем такой частице, как медленный протон, след которого, зарегистрированный в сухой эмульсии, выглядел бы сплошным. Подобные частицы встречаются чаще, чем можно было бы ожидать, так как, хотя полное время, в течение которого эмульсия бывает насыщена водой, составляет всего около 10 *час*, она сильно разбухает вследствие поглощения воды. Это, во-первых, увеличивает регистрирующий объем, и, кроме того, ядра новых атомов, оказавшихся в эмульсии, также могут служить мишенями для быстрых частиц космического излучения.

Эмульсионные стопки обладают тем преимуществом, что они позволяют исключить сомнительные случаи до- или послеэкспозиционного происхождения. Действительно, если данный след может быть прослежен в двух соседних слоях стопки, то это означает, что соответствующая частица должна была пройти через собранную стопку, состоявшую из слоев сухой эмульсии.

На основании сказанного представляется вероятным, что случай, изображенный на фото 69, был зарегистрирован в мокрой эмульсии.

§ 10. Регрессия скрытого изображения

В предыдущей главе было подчеркнуто большое значение, которое имела в развитии фотографии разработка эмульсий, обладавших высокой стабильностью как чувствительности, так и полученного скрытого изображения. Как установили первые исследователи, высокая чувствительность достигалась в тех случаях, когда эмульсия приготовлялась с избытком азотнокислого серебра, что, однако, сопровождалось уменьшением стабильности (сказанное относится и к современным эмульсиям). Природа этого явления все еще не выяснена окончательно, однако весьма вероятно, что азотнокислое серебро способствует образованию на поверхности кристаллов галоида чувствительного слоя, состоящего из атомов серебра. Условия формирования этого слоя оказываются такими, что впоследствии он легко может подвергнуться окислению. При образовании указанного слоя эмульсия приобретает чувствительность, но теряет ее при хранении за счет превращения серебряного слоя в окись серебра.

Вторым свойством эмульсии, тесно связанным с ее стабильностью, является так называемая „регрессия" скрытого изображения (см. Блау [68]). В случае идеальной эмульсии полученное изображение не должно зависеть от промежутка времени, прошедшего между экспозицией и проявлением; однако на практике скрытое изображение оказывается тем менее эффективным, чем позже выполнено проявление. Описанный эффект имел существенное значение в ранних экспериментах, в которых использовалась эмульсия Ильфорд С2, облучавшаяся космическими лучами в горах. Экспозиция таких пластинок продолжалась обычно в течение нескольких месяцев, и благодаря регрессии скрытого изображения и невозможности установить момент возникновения следа нельзя было считать, что следы с одинаковой плотностью зерен принадлежат частицам с одинаковой удельной ионизацией. Подобная неопределенность затрудняет измерение масс частиц при помощи методов, рассматриваемых в гл. 3 и 4.

Трудности, связанные с регрессией скрытого изображения, были значительно уменьшены путем использования ряда разработанных усовершенствований. Так, например, при коротких экспозициях, которые обычно имеют место при работе на ускорителях или в опытах по исследованию космического излучения при помощи баллонов, большинство следов появляется в эмульсии практически одновременно, вследствие чего они подвергаются регрессии в одинаковой степени. Поэтому сомнительные случаи будут связаны только с теми следами, которые были вызваны космическими лучами на уровне моря за время хранения, прошедшее между изготовлением эмульсии и ее проявлением. Несмотря на то, что всегда необходимо учитывать возможность помех, вызываемых подобными следами, последние в современной практике оказываются обычно немногочисленными, причем, как правило, их можно отличить от других следов. При работе с эмульсионными стопками целесообразно „тасовать" — менять местами составляющие ее слои, что следует производить непосредственно перед облучением и непосредственно после него. После проявления стопки только те следы, которые образовались во время экспозиции, будут прослеживаться в соседних слоях.

Значение регрессии уменьшает также и то обстоятельство, что последняя становится, по-видимому, менее существенной при увеличении содержания галоидного серебра по отношению к желатине (см. Кюэр и Моран [69]); кроме того, в эмульсиях Ильфорд G5 и Кодак NT4 регрессия проявляется слабее, чем в первых образцах „концентрированных" эмульсий (Ильфорд С2 и Кодак NT2), обладавших меньшей чувствительностью. Исследование факторов, способствующих возникновению регрессии или, наоборот, подавляющих ее, имеет большое значение, поскольку оно позволяет установить наиболее благоприятные условия хранения

эмульсий. По-видимому, регрессия заметно возрастает при повышении влажности и температуры. Так, например, Ла-Пальм и Демерс [70] (см. также Дейч и Пиччиотто [71]) установили, что при обычных условиях хранения все мелкозернистые эмульсии обнаруживают заметную регрессию в тех случаях, когда промежуток между экспозицией и проявлением составляет несколько дней. В то же время при выдерживании пластинок в течение нескольких месяцев при температуре —85°С регрессия оказалась пренебрежимо малой. Увеличение скорости регрессии при высоких температурах было замечено многими авторами (см., например, Эммерман [72], Блейр и Хилан [73], Бартон [74]).

Некоторые исследователи использовали явление регрессии для удаления скрытого изображения следов на старых пластинках. Для указанной цели Перфилов [75] обрабатывал эмульсии, приготовленные Ждановым, в слабых растворах хромовой кислоты. При этом он пришел к заключению, что подобная операция не уменьшает чувствительности эмульсии. Ягода [32], проводивший опыты с более современными типами эмульсий, разрушал скрытое изображение путем обработки эмульсии парами перекиси водорода, что также не влияло заметным образом на ее чувствительность. Альбуи и Фараджи [76—79] уничтожали скрытое изображение, выдерживая эмульсии при высокой температуре во влажной атмосфере[1]. Описанные приемы „снятия фона" не получили широкого распространения в опытах с космическими лучами, но они обладают известной ценностью при изучении радиоактивности.

§ 11. Уход за пластинками

Развитие метода эмульсионных стопок привело к тому, что значение вопросов правильного ухода и обращения с пластинками существенно возросло. Это объясняется в первую очередь частым перекладыванием пластинок микроскопистами при прослеживании следов сквозь стопку и связанным с этим увеличением опасности разбить пластинку. Кроме того, последствия, вызванные повреждением отдельной пластинки, оказываются в рассматриваемом случае значительно более серьезными. При работе со стопкой обычных пластинок редко предпринимаются попытки прослеживания следов из одной пластинки в другую, вследствие чего разрушение одной из пластинок приводит к потере лишь незначительной части информации, которая может быть получена при исследовании стопки. Наоборот, если стопка составлена из бесподложечных слоев, потеря пластинки создает пробел в изучении следов, который может принести значительный вред целому ряду исследований. В некоторых случаях удается „перескочить" через подобный разрыв, вызванный потерей пластинки, однако это сильно усложняет прослеживание какого-нибудь определенного следа и может привести к неуверенности в правильном продолжении. Ценность эмульсионной стопки возрастает по мере того, как из нее постепенно извлекаются все новые и новые данные, вследствие чего разрушение одной пластинки может оказаться в высшей степени серьезной и досадной потерей.

Чтобы избежать повреждения пластинок стопки, практикуется хранение их в специальных держателях, которые уменьшают опасность случайных поломок. Когда пластинки не используются для работы, подобный держатель помещается в закрытое хранилище с постоянной влажностью, что предотвращает возможность отставания эмульсии от стекла.

Серьезные повреждения пластинки иногда могут быть устранены без заметного изменения размеров эмульсионного слоя, т. е. без значительного усложнения процесса изучения следов, проходящих через стопку. Соответствующие методы восстановления пластинок описаны Демерсом (см. стр. 48).

Следует заметить, что в лабораториях, где влажность воздуха низка ($< 50\%$), обработанные эмульсии, несмотря на присутствие в них пластификатора, могут отделиться от стекла уже в течение нескольких дней. Это затруднение можно преодолеть путем увеличения влажности (до $\sim 65\%$) в тех помещениях, где хранятся пластинки и производится их исследование под микроскопом.

§ 12. Дисторсия

Обработка эмульсии в идеальном случае должна была бы привести к равномерному уменьшению ее толщины (т. е. к сжатию в направлении оси z), в то время как координаты x и y любой точки эмульсии оставались бы неизмененными. Однако на практике имеют место искажения (дисторсия) эмульсии, которые ограничивают точность измерений параметров следов. Вследствие этого одним из основных требований, предъявляемых к процессу обработки, является сведение дисторсии к минимуму. Искажения слоя удобно подразделить на две разновидности, которые могут быть названы „общей" и „местной" дисторсией.

[1] Подобный же метод был применен в работе Беловицкого и Сухова [128*]. — *Прим. ред.*

Искажения в центральной области большой пластинки оказываются разными для различных участков; однако в хорошо обработанных эмульсиях они не изменяются заметным образом на расстояниях порядка 1 *см*. Поскольку длины отдельных следов в каком-либо слое редко превышают указанную величину, то общий характер дисторсии того слоя эмульсии, через который проходит след, обычно может считаться приблизительно одинаковым. Средние характеристики дисторсии на таком участке могут быть отнесены к некоторой общей дисторсии в отличие от небольших, но быстро меняющихся от точки к точке местных искажений, которые также встречаются в эмульсии.

Существенной чертой фотографического метода в его современном виде является то, что вследствие сцепления эмульсии со стеклом увеличение ее размеров в плоскости xy оказывается весьма малым. Последнее означает, что после обработки взаимная ориентация слоев стопки (она достигается при помощи нанесения меток рентгеновскими лучами или каким-либо другим путем) может быть осуществлена с высокой степенью точности, вследствие чего данный след без каких-либо затруднений может быть прослежен при переходе из одного слоя в другой. Так, например, если ориентация слоев осуществляется путем точного обрезания краев пластинок, то суммарные ошибки составляют в среднем около $100\,\mu$ для типичной стопки, собранной из слоев толщиной $600\,\mu$. Указанная величина включает не только ошибки, обусловленные дисторсией в плоскости xy, но также и ошибки, возникающие из-за неровностей на поверхности излома стекла вдоль штриха, сделанного алмазом. То обстоятельство, что средняя ошибка может быть уменьшена до столь малого значения даже для слоев размером $40\ см \times 25\ см \times 600\ \mu$, показывает, насколько малы любые смещения в плоскости xy.

Простейшей формой общей дисторсии является равномерный сдвиг, который может рассматриваться как первичная дисторсия. Этот тип искажений обнаруживается с трудом, поскольку он не приводит к искривлению прямолинейных следов и вследствие этого лишь в незначительной степени влияет на измерения рассеяния. С другой стороны, дисторсия описанного вида будет сопровождаться изменением длины наклонных следов на величину, которая зависит от размеров сдвига и его направления по отношению к следу. Дисторсию рассматриваемого типа можно характеризовать посредством „вектора сдвига", который определяется следующим образом. Рассмотрим след частицы, прошедшей сквозь эмульсию перпендикулярно ее поверхности. После обработки под влиянием первичной дисторсии след окажется наклоненным по отношению к вертикали. Рассмотрим далее элемент следа, соответствующий определенному изменению глубины δz (например, $\sim 100\,\mu$ в пересчете на непроявленную эмульсию). Проекция этого элемента на поверхность эмульсии и будет служить мерой первичного сдвига на рассматриваемой глубине по величине и по направлению.

Более серьезным источником ошибок является неравномерная деформация эмульсии, в результате чего вектор сдвига может изменяться в зависимости от глубины как по величине, так и по направлению. Под влиянием подобной дисторсии прямой след частицы с большой энергией становится искривленным. Отклонения от прямолинейности могут быть легко замечены и измерены под микроскопом на следах с большим наклоном. В случае наиболее простой и распространенной разновидности этой „вторичной" дисторсии прямой след оказывается изогнутым приблизительно по дуге окружности. Искажения такого рода называются обычно С-образной дисторсией. Величина последней может быть охарактеризована длиной стрелы прогиба данного участка следа. Другая, часто встречающаяся форма дисторсии характеризуется тем, что вектор сдвига по мере углубления в эмульсию меняет свое направление на обратное, в результате чего прямолинейный след оказывается изогнутым наподобие буквы S.

Изящный метод измерения величины дисторсии, возникшей в результате первичного или вторичного (дифференциального) сдвига, был предложен Апостолакисом и Маджором [80]. Для указанной цели применяются стеклянные пластинки, покрытые с обеих сторон слоями эмульсии. Направление траектории быстрой частицы, прошедшей через оба эмульсионных слоя, определяется координатами точек входа и выхода на поверхностях стеклянной пластинки. Можно допустить, что положение этих точек не изменяется в процессе обработки вследствие отсутствия скольжения желатины по стеклу. Затем производится сравнение формы следа с прямолинейной траекторией частицы, что позволяет определить величину вектора дисторсии на любой заданной глубине. На основании проделанных ими измерений Апостолакис и Маджор показали, что в тех случаях, когда дисторсия не является чрезмерной, касательная к следу, проведенная на границе раздела между эмульсией и воздухом, дает достаточно правильное представление о действительном направлении проекции траектории на плоскость эмульсии. Указанное обстоятельство было использовано в так называемом „методе

поверхностного угла" для измерения рассеяния частиц (см. стр. 100). Местные искажения, приводящие к появлению „ложного рассеяния", рассмотрены на стр. 97.

В случае третьей формы дисторсии, иногда обозначаемой как „разрывная" дисторсия, установлено, что на следах, расположенных на определенном участке пластинки (часто вблизи стекла), обнаруживаются значительные беспорядочные изменения их направления или даже боковые смещения, приводящие к разрыву следа. Подобные явления связаны, по-видимому, с быстрыми изменениями концентрации растворов во время фиксирования и промывки.

Дисторсия всех видов чаще возникает вблизи краев эмульсии, поскольку сушка последней, проводящаяся после обработки, неизбежно оказывается неравномерной у периферии слоя. При сушке пластинок вокруг них часто помещают „охранные кольца", представляющие собой политые влажной желатиной стеклянные пластинки, которые уменьшают скорость испарения воды на краях пластинок и обеспечивают таким образом более равномерное высыхание поверхности.

Задача устранения дисторсии еще не решена, и не все причины, вызывающие ее появление, понятны. Однако обычно считают, что при обработке эмульсии следует избегать ее чрезмерного набухания. Последнее достигается применением слабых растворов и поддержанием возможно более низкой температуры во время обработки; если бы удалось устранить „горячую" стадию проявления и вести весь процесс при одинаковой, достаточно низкой температуре, то это, вероятно, позволило бы значительно уменьшить дисторсию.

Ретикуляция; пузырение. Помимо описанных выше явлений, в начальной стадии развития метода эмульсионных стопок иногда встречалась весьма значительная дисторсия, связанная с возникновением одной из разновидностей ретикуляции желатины. В этом случае на пластинке образовывались мелкие пузырьки, появлявшиеся в местах отставания от стекла небольших участков эмульсии, которая приобретала при этом свойства полупроницаемой мембраны. После фиксирования, когда начиналось разбавление фиксажного раствора, происходило расширение пузырьков вследствие скопления в них воды.

Подобную ретикуляцию можно значительно уменьшить или даже полностью исключить путем тщательной очистки от пыли стеклянных пластинок, на которые наклеиваются эмульсионные слои. Последнее в свою очередь может быть достигнуто или соответствующей промывкой в деминерализованной воде, содержащей небольшое количество „смягчающего" вещества, или предварительным смачиванием эмульсии в геле, представляющем 1-процентный водный раствор желатины в воде (при температуре порядка 20°С), поскольку желатина, по всей вероятности, улучшает сцепление эмульсии со стеклом. Полученные таким образом пластинки просушиваются перед обработкой не менее трех дней в атмосфере, которая не должна быть настолько сухой, чтобы в эмульсии могли возникнуть чрезмерные напряжения. При сильном обезвоживании слоя наблюдается заметный изгиб стеклянной подложки и даже ее поломка; однако уже перед наступлением этой стадии могут возникнуть пластические деформации эмульсии.

Минимальное время сушки (около трех суток) имеет, по-видимому, важное значение для получения надлежащего сцепления эмульсии со стеклом, что предотвращает появление пузырьков. Если тем не менее произошло образование небольшого числа пузырьков, то их дальнейший рост может быть приостановлен путем удаления из них жидкости при помощи шприца. Образующийся при этом прокол может снова затянуться, но, во всяком случае, площадь, на которой он вызывает искажение эмульсии, будет невелика.

Весьма существенным результатом развития метода эмульсионных стопок (и на это едва ли можно было рассчитывать заранее) является следующий. Оказалось, что эмульсионный слой может быть отделен от стекла, на которое он был полит, высушен, обрезан, уложен как составная часть в стопку, извлечен из нее, пропитан в растворе желатины, наклеен на стекло и затем последовательно подвергнут всем изменениям, связанным с режимом обработки, включая сюда удаление из слоя больших количеств галоидного серебра. Все это можно сделать без возникновения более сильной дисторсии, чем та, которая встречается на обычных пластинках. И действительно, представлявшаяся в прошлом невозможность получения успешных результатов препятствовала значительно более раннему развитию метода бесподложечных эмульсий. В то же время потенциальные преимущества данного метода были в принципе поняты задолго до его практического осуществления.

Одной из причин успешного проведения операции наклейки эмульсий на стекло является то, что во время предварительной пропитки в желатиновом растворе только тонкий участок вблизи каждой из поверхностей эмульсии размягчается под действием проникающей в него воды. Вследствие этого остается сравнительно

толстая центральная часть, сохраняющая форму эмульсионного листа до тех пор, пока последний не будет наклеен на стекло. Если же вследствие какой-либо случайной причины время пропитки будет продлено, например, с 30 до 90 *сек* (что может произойти из-за поломки стеклянной пластинки и связанной с этим необходимостью ее замены), то центральная часть слоя также может размягчиться. Последующее прохождение эмульсии через ролики при наклейке может привести к значительному увеличению ее поверхности, поскольку в подобных условиях не исключено увеличение длины на 5%.

§ 13. Опыты по разработке эмульсий новых типов

Выше (см. стр. 35) было указано, что с появлением электронно-чувствительных эмульсий все основные проблемы метода казались в принципе разрешенными, если не считать ограничений, обусловленных сложным составом эмульсии. Тем не менее оставались и другие возможности существенных усовершенствований метода.

Наиболее общим требованием, которому должна удовлетворять эмульсия, является наличие у нее постоянной во времени и относительно высокой чувствительности (порядка 50 зерен на 100 μ) на следах частиц с минимальной ионизацией, причем скрытое изображение должно быть достаточно стабильным. Далее, должна быть обеспечена возможность получения такой эмульсии в больших количествах при различной толщине слоев, как „бесподложечных", так и политых на какую-либо основу. Зерна эмульсий, рассчитанных на обычное применение, не должны быть ни столь малыми, чтобы следы частиц с минимальной ионизацией стали трудно различными, ни столь крупными, чтобы не смогли быть разрешены важные детали.

Помимо эмульсий, удовлетворяющих указанным общим требованиям, может оказаться выгодным изготовление специальных эмульсий, предназначенных для определенных экспериментов. Так, например, эмульсии с высокой чувствительностью и малым зерном, подобные приготовленным Демерсом, обладают, как уже упоминалось, высокой дискриминирующей способностью. Эмульсия с очень высокой чувствительностью, дающая почти непрерывные следы, также могла бы оказаться весьма ценной для некоторых исследований. Существенным вкладом для достижения этих целей явились различные новые эмульсии, разработанные в последние годы в ряде лабораторий (см., например, Богомолов [81] и Перфилов и др. [82]). Общий обзор рассматриваемого вопроса имеется в работе Демерса [83], а также в трудах I (Страсбург, 1957 г.) и II (Монреал, 1958 г.) Международных коллоквиумов по корпускулярной фотографии.

Глава 3

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

ЧАСТЬ I

ДЛИНЫ И НАПРАВЛЕНИЕ СЛЕДОВ; ЗАВИСИМОСТЬ ПРОБЕГ—ЭНЕРГИЯ

§ 1. Определение длины следа

Заряженная частица, движущаяся в фотографической эмульсии, испытывает торможение вследствие взаимодействия с атомами, расположенными на ее пути. После того как энергия частицы станет меньше нескольких тысяч электронвольт, ее ионизирующее действие прекращается, в связи с чем обрывается видимый в эмульсии след. Длина следа частицы R, представляющая расстояние, измеренное вдоль траектории от точки возникновения следа до последнего проявленного зерна, позволяет определить с достаточно высокой точностью истинный пробег частицы (Пауэлл и Фертел [1], Латтес и др. [2]).

Для определения длин следов под микроскопом обычно используется прямоугольный столик, позволяющий перемещать пластинку в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Известные удобства представляет также столик, позволяющий независимым образом поворачивать пластинку вокруг вертикальной оси. При измерении многократного рассеяния частиц (см. стр. 91) существенно, чтобы движение столика происходило лишь с незначительными отклонениями от строго прямолинейного направления. Требования в этом отношении являются значительно более жесткими, чем требования, которые имеют место при измерении длины следов, и заставляют обращать особое внимание на конструкцию направляющих столика. Многие модели современных микроскопов оказываются вполне удовлетворительными в указанном отношении, и тем не менее необходимо подвергать соответствующим испытаниям каждый новый прибор. Последнее может быть сделано или путем измерения рассеяния на длинных прямых следах, принадлежащих частицам с очень большими энергиями, которые используются в качестве тест-объектов, или же при помощи интерферометра. Простая система такого рода была описана Готтштейном [3]. Перемещения столика обычно измеряются при помощи отсчета на барабане микрометрического винта или же с большей точностью посредством специальных индикаторов. Последние позволяют измерять длины с вероятной ошибкой порядка 2 μ, что оказывается достаточным при работе с относительно длинными следами (более 1 *мм*).

Определение истинной длины прямого следа в эмульсии производится путем измерения длины проекции следа на поверхность эмульсии и угла наклона следа к этой поверхности, который обычно называется „углом погружения". Если измеряемая длина следа меньше диаметра поля зрения, то она может быть определена при помощи соответствующей окулярной шкалы. В общем случае две точки в эмульсии, расстояние между которыми необходимо определить, не находятся одновременно в фокусе. Расстояние между их проекциями на фокальную плоскость объектива может быть измерено путем установки окулярной шкалы параллельно линии, соединяющей проекции обеих точек, при таком положении столика, когда поочередно фокусируемые изображения рассматриваемых точек совмещаются с окулярной шкалой.

Если след выходит за пределы поля зрения, его длина может быть измерена путем ряда последовательных перемещений окулярной шкалы на всю ее длину вдоль направления следа.

При наложениях шкалы на след, осуществляемых при перемещении столика, удобно пользоваться опорными метками, совпадающими с концом шкалы, в качестве которых могут служить зерна или какие-либо другие характерные особенности, видимые в поле зрения.

Важно отметить, что увеличение бинокулярного микроскопа зависит от эффективной длины тубуса. Последняя изменяется в зависимости от расстояния между окулярами, а также от положения микрометрического винта. Вследствие этого увеличение микроскопа, вообще говоря, будет разным при работе различных наблюдателей. При этом в качестве эталона длины удобно применять гравированный объект-микрометр, по которому может быть прокалибрована окулярная шкала. Цена деления этой шкалы может быть также определена путем нескольких повторных смещений столика на длину окулярной шкалы. Величина соответствующего перемещения столика измеряется в делениях имеющейся на нем градуированной шкалы. Следует заметить, что деления на некоторых объект-микрометрах нанесены иногда недостаточно точно; вследствие этого номинальные значения длины, отсчитанные по объект-микрометру, можно считать правильными лишь при наличии надлежащего поверочного свидетельства.

Угол между проекцией следа и произвольной линией, лежащей в плоскости эмульсии, может быть определен несколькими методами. Так, например, если окулярная шкала помещена в гониометрический окуляр, то направление проекции следа, после того как достигнуто ее совпадение со шкалой, определяется непосредственным отсчетом по шкале гониометра. Кроме того, некоторые микроскопы снабжены поворотными столиками, позволяющими производить аналогичные измерения. Методы измерения координат зерен в вертикальном направлении (так называемой „глубины") целесообразно рассмотреть в одном из следующих параграфов. Следует отметить, что заключения о направлении движения частицы в данной точке должны по необходимости основываться на определении средней линии движения на конечном участке ее траектории. Поэтому два полученных таким образом значения не являются идентичными вследствие рассеяния частицы при ее движении в эмульсии. Вероятная ошибка в определении истинного направления движения зависит не только от конечного размера зерен и длины участка следа, для которого было определено направление движения, но также и от импульса частицы и связанного с ним значения $\bar{\alpha}$, представляющего вероятное изменение направления на единице длины траектории (см. стр. 91).

При определении пробега частицы достаточно, вообще говоря, измерить длины хорд, соединяющих ряд последовательных точек следа. Чтобы получить хорошее приближение к истинной длине следа, расстояние между указанными точками выбирается в зависимости от величины отклонений, обусловленных рассеянием.

Наиболее существенной причиной различия между истинной длиной траектории и измеренным пробегом частицы является ошибка в определении начальной точки траектории. Если, например, положение начальной точки устанавливается по вылету частицы из определенного центра, в котором произошло наблюдаемое в эмульсии расщепление, то ошибка в измерении истинного пробега будет весьма малой. Однако если частица проникает в эмульсию снаружи, то первое зерно следа не будет, вообще говоря, совпадать с точкой входа. Вероятная ошибка, обусловленная этим эффектом, может быть определена по плотности зерен на следе, измеренной вблизи точки входа. В случае быстрых частиц подобные ошибки оказываются обычно значительно меньше тех, которые обусловлены „страгглингом" (см. стр. 69), но они имеют значение в исследованиях, проводящихся с частицами малых энергий, особенно если применяются эмульсии с относительно низкой чувствительностью (см. Уилкинс [4]).

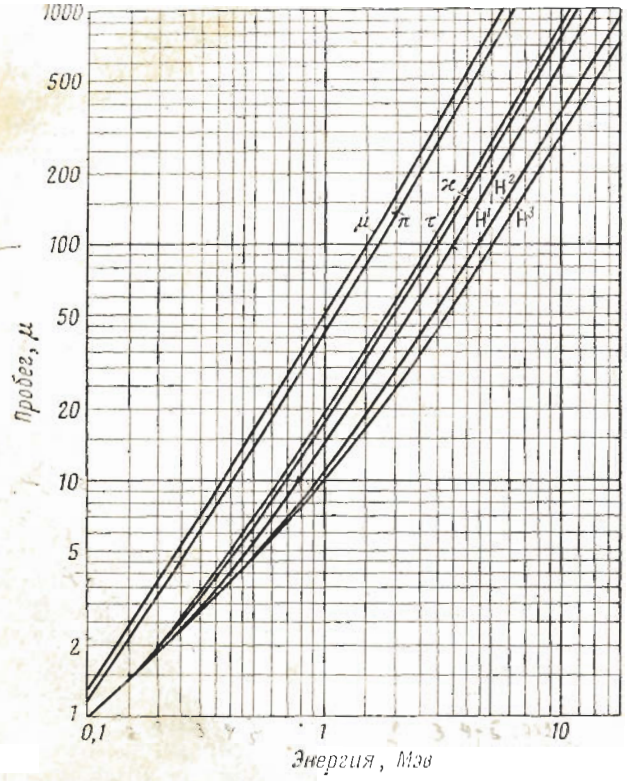
В опытах с искусственно ускоренными частицами или продуктами вызываемых ими расщеплений частицы обычно направляются в эмульсию под малыми углами к ее поверхности. В подобных случаях осадок серебра, имеющийся на поверхности пластинки, может скрыть первые зерна следа. Удаление серебра путем легкого протирания поверхности пластинки спиртом улучшает видимость следов, но вместе с тем вносит ошибку в определение их длин. Вследствие этого для избежания образования поверхностного осадка серебра необходимо обращать особое внимание на режим процесса обработки, а также на возможность засветки фотоэмульсии. Аналогичные источники ошибок могут возникнуть вследствие „выедания" поверхностных зерен, которое иногда наблюдается при чрезмерно продолжительном фиксировании, особенно при слишком низкой концентрации ионов серебра в фиксажной ванне (менее ~ 2 *г/л*). „Выедание" может привести к уменьшению размеров поверхностных зерен или к их полному исчезновению (см. Оккиалини [5]).

Если требуется высокая точность измерений, в среднее значение пробега для группы частиц с одинаковыми энергиями, полученное описанным выше методом, можно ввести небольшую

поправку, учитывающую влияние наклона следов к поверхности эмульсии. При вычислении этой поправки необходимо иметь в виду усадку эмульсии в результате обработки. Величина усадки (представляющая отношение начальной и конечной толщин эмульсии) составляет около 2,6, однако ее точное значение зависит от содержания воды в эмульсии как во время экспозиции, так и при измерениях.

§ 2. Зависимость пробег—энергия; степенное приближение

Соотношение между энергией монохроматических частиц и их средним пробегом в стандартной эмульсии С2 было установлено в опытах с ускоренными протонами и дейтронами, а также с частицами, возникающими в результате ядерных реакций (см. Латтес и др. [2], Баркас и др. [6], Ротблат [7], Катала и Гибсон [8]; общее обсуждение см. также в работе Виньерона [9]). Рассматриваемое соотношение в области энергий до 10 *Мэв* показано графически на фиг. 19. Для более высоких энергий (от 10 до 300 *Мэв*) зависимость пробег—энергия может быть представлена выражением следующего вида: $E = kR^n$ (фиг. 20). При надлежащих значениях констант k и n разность между действительными значениями энергии и значениями, которые могут быть получены на основании измерений длин пробегов, не превышает нескольких процентов.



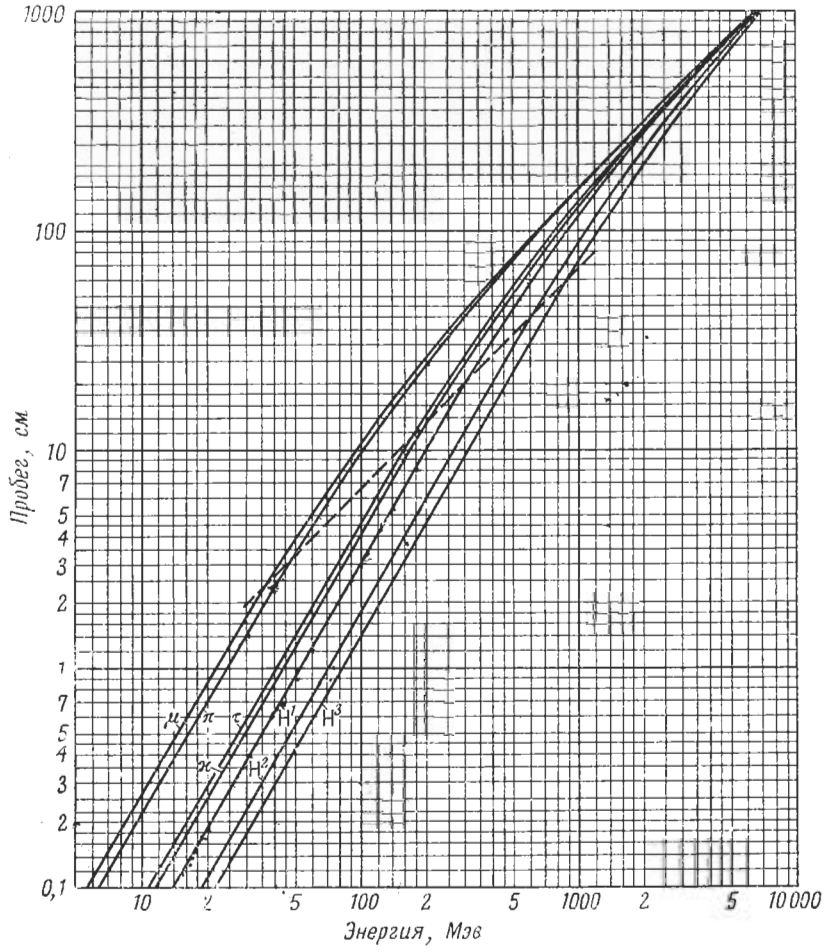
Фиг. 19. Зависимость пробег—энергия для частиц с различными массами при пробегах меньше 1 *мм* в эмульсии Ильфорд С2 с плотностью 3,92 *г/см³*.

При малых пробегах наблюдается различие между значениями, относящимися к эмульсиям с одним и тем же атомным составом, но разными размерами зерен и чувствительностью. При пробегах, превышающих 20μ, подобные эффекты весьма малы. Линии, отмеченные буквой χ на этой и на следующих фигурах, относятся к гипотетической частице с массой 1180 m_e. При других значениях плотности можно положить, не вводя существенных ошибок, что пробег обратно пропорционален плотности.

Изготовители эмульсий Ильфорд С2 и G5 и Кодак NT4 стремятся сохранить постоянство их атомного состава (см. табл. 3), вследствие чего различие в свойствах партий эмульсий разных номеров оказывается незначительным. Поэтому для всех перечисленных эмульсий теоретически должно быть справедливо одно и то же соотношение пробег—энергия. Однако содержание воды в эмульсии зависит от относительной влажности атмосферы, с которой она находится в равновесии, вследствие чего при точных измерениях необходимо тщательно определять условия экспозиции (см. Уэбб [10], Оливер [11]). Так, например, перед облучением ускоренными частицами в вакууме или в газе при низком давлении пластинки обычно выдерживаются в течение нескольких часов при пониженном давлении. При этом содержание воды уменьшается до незначительной, почти постоянной, величины. Однако при исследованиях космического излучения, проводимых в условиях умеренного климата при средних значениях влажности, выполнение точных измерений до недавнего времени не представлялось настолько существенным, чтобы оправдать дополнительные осложнения, связанные с контролем влажности. Соответствующие флуктуации тормозной способности эмульсии данного типа обычно не превышают 1—2%, однако в исключительных случаях они могут оказаться значительно больше.

Лис и др. [12] определили зависимость пробег—энергия для протонов и α-частиц, зарегистрированных в эмульсиях G5, разбавленных желатиной; однако с загруженными эмульсиями до настоящего времени выполнено лишь очень небольшое количество аналогичных работ. Было показано, что существует хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими кривыми, полученными на основании оценок тормозной способности эмульсий с известным составом (см. Уилкинс [4], Кюэр [13]). На фиг. 21 показано изменение „интегральной тормозной способности" эмульсии S_I для протонов и α-частиц в зависимости от их скорости. Величина S_I представляет отношение пробега частицы с заданной энергией в стандартной атмосфере

к ее пробегу в эмульсии. Теоретические кривые *1*, *2* и *3* рассчитаны для эмульсии С2 с различным содержанием воды: 0, 0,09 и 0,25 *г/см*^{3} соответственно. Следует отметить как благоприятное обстоятельство, что содержание воды в эмульсии испытывает лишь незначительные изменения, если относительная влажность атмосферы, с которой она находится в равновесии, колеблется в пределах от 20 до 60% (фиг. 21). Соотношения пробег—энергия, показанные на фиг. 19 и 20, справедливы с незначительными ошибками в указанных пределах изменения относительной влажности.



Фиг. 20. Зависимость пробег—энергия для частиц с различными массами при пробегах больше 1 *мм* в эмульсии с плотностью 3,92 *г/см*^{3}.

Участки кривых, расположенные ниже штриховой линии, были получены при помощи соотношения $E = kR^n$ и совпадают с экспериментальными данными для протонов с энергиями до ~336 *Мэв* [6, 28]. Кривые экстраполированы в область, находящуюся выше штриховой линии, путем оценки потерь энергии dE/dR для протонов и других частиц, движущихся с различными скоростями.

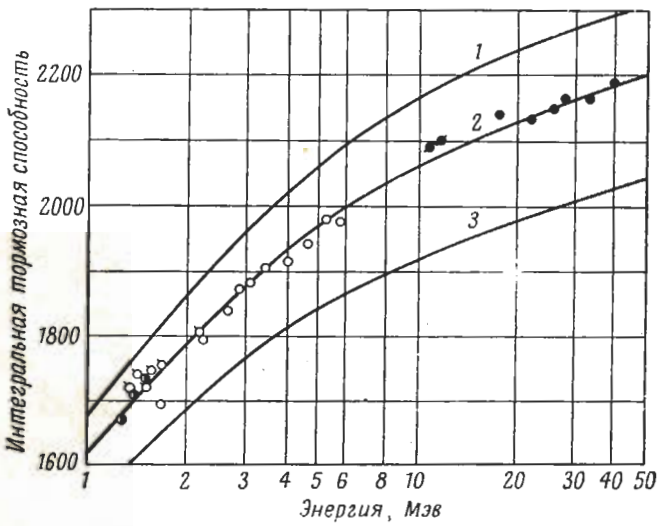
Из фиг. 21 следует, что зависимость пробег—энергия для эмульсий известного состава может быть заранее рассчитана с определенной степенью достоверности (см. Уилкинс [4]). Применение таких методов оказывается наиболее важным в случае эмульсий, загруженных бором (широко используемых как детекторы медленных нейтронов), и эмульсий, насыщенных тяжелой водой, которые находят применение в γ-спектроскопии (см. Пауэлл [14], Голдхабер [15], Вафлер и Юнис [16], Хог [17], Гибсон и др. [18, 19]).

В качестве хорошего приближения обычно принимается, что потери энергии dE/dR тяжелой частицей, движущейся в данной среде, зависят только от ее скорости и квадрата заряда Z. В этом случае зависимость пробег—энергия для частицы с массой m_x и зарядом e можно найти из аналогичной зависимости, установленной для протонов. Если $M = m_x/m_p$, где m_p — масса протона, то $E_M = kM^{1-n}R_M^n$. Постоян-

ные, входящие в эмпирическую зависимость, найденную для протонов, оказываются такими, что если E выражено в *Мэв*, а R — в μ, то $E_p = 0{,}251\, R^{0{,}581}$. Соответствующие выражения для μ-мезонов (207 m_e), π-мезонов (273 m_e), K-мезонов (966 m_e), Σ-частиц (2327 m_e), дейтронов и тритонов принимают следующий вид:

$$E_\mu = 0{,}101\, R_\mu^{0{,}581}, \quad E_\pi = 0{,}113\, R_\pi^{0{,}581},$$
$$E_K = 0{,}192\, R_\tau^{0{,}581}, \quad E_\Sigma = 0{,}277\, R_\Sigma^{0{,}581}, \quad (3.1)$$
$$E_D = 0{,}336\, R_D^{0{,}581}, \quad E_T = 0{,}398\, R_T^{0{,}581}.$$

Значения пробегов для частиц с различными массами и энергиями, рассчитанные при помощи написанных выше формул, приведены на фиг. 20. При более низких энергиях кривые, соответствующие различным частицам, были получены на основании непосредственно найденных значений средних пробегов монохроматических протонов известных энергий. Часть кривых, относящаяся к энергиям, более высоким, чем те, которые показаны на фиг. 20 штриховой линией, была вычислена на основании оценок потерь энергии частицами с зарядом e при более высоких скоростях и потому менее надежна. Указанные оценки могут быть сделаны путем измерения плотности зерен на следах частиц с известными массами и импульсами.



Фиг. 21. Интегральная тормозная способность S_I эмульсии Ильфорд С2 для протонов различных энергий.

Приведенные данные взяты из работ Грина и Гибсона, Панофского и Филмора, Браднера и др. и Ротблата, выполненных для протонов и α-частиц. Интегральные тормозные способности для протонов и α-частиц с равными скоростями предполагаются одинаковыми. Теоретические кривые *1*, *2* и *3* рассчитаны для различного содержания воды в эмульсии, равного соответственно 0; 0,09 и 0,25 *г/см³*; плотность абсолютно сухой эмульсии составляла 4,18 *г/см³*.

Измеренная длина следа содержит, вообще говоря, ошибки, обусловленные дисторсией, включая сюда и простой сдвиг (см. стр. 59). Однако подобные эффекты обычно бывают незначительными. Они зависят от угла погружения следа θ и от угла между вектором сдвига и проекцией следа на плоскость эмульсии η; величина ошибки пропорциональна $\sin 2\theta \sin \eta$. Отсюда следует, что влияние указанных факторов окажется наиболее сильным в случае следов с углами погружения, близкими к 45°, и наиболее слабым для горизонтальных и сильно наклоненных следов. На пластинке с умеренной дисторсией точка, находящаяся на верхней поверхности эмульсии толщиной 600 μ, может оказаться смещенной на 50 μ по отношению к нижней поверхности. В этом случае максимальная ошибка в определении длины следа с углом погружения 45° составит около ±4%. В более тонких эмульсиях описанные эффекты обычно проявляются слабее. Влияние дисторсии можно иногда учесть путем определения вектора сдвига из измерений на сильно наклоненных следах, как это описано на стр. 59. В опытах с ускоренными частицами, один из которых иллюстрируется фиг. 7, углы погружения следов составляют обычно около 10°; в этом случае ошибка в пробеге может быть порядка 1%. Следует заметить, что эта ошибка имеет обычно систематический, а не случайный характер.

§ 3. Определение точной зависимости пробег—энергия

Как мы видели, приведенные выше эмпирические соотношения позволяют определить энергию группы монохроматических частиц по среднему пробегу, измеренному в данной эмульсии, с ошибкой, не превышающей нескольких процентов. Дополнительными источниками ошибок, имевших место в ранних работах, служили незначительные колебания состава эмульсии, не поддававшиеся контролю. Необходимость повышения точности измерений стала очевидной в связи с попытками более точного определения масс K-мезонов. В частности, в 1954—1956 гг. решался важный вопрос о том, существует ли какое-нибудь различие масс K-мезонов с разными схемами распада (см. стр. 206—211). Это в принципе можно было сделать путем измерения полной выделившейся энергии для трех заряженных π-мезонов при распаде типа $\tau^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ и путем измерения энергии единственной заряженной частицы при распаде по схемам $K^+_{\mu 2} \to \mu^+ + \nu^0$ и $K^+_{\pi 2} \to \pi^+ + \pi^0$. В этом случае масса первичной частицы могла быть найдена на основании законов сохранения.

Однако для успешного применения описанного метода необходимо, чтобы зависимость пробег—энергия была установлена с более высокой точностью. На практике средний пробег монохроматической группы частиц может быть измерен с вероятной ошибкой, не превышающей 0,4%. Соответствующая неточность в величине энергии может быть в принципе доведена примерно до 0,2%. Однако подобная точность еще не достигнута, несмотря на значительные улучшения, полученные путем контроля тормозной способности описанными ниже методами, а также путем увеличения точности измерения среднего пробега моноэнергетических групп частиц с известными энергиями.

а) Стандартизация тормозной способности. Во второй главе обращалось особое внимание на то, что состав эмульсии и, следовательно, соответствующее соотношение пробег—энергия изменяются в зависимости от относительной влажности атмосферы, с которой эта эмульсия находится в равновесии. Кроме того, из экспериментальных данных следует, что даже при заданной влажности плотность стандартной эмульсии колеблется в пределах $\sim 0{,}5\%$ благодаря незначительным изменениям объемной концентрации галоида серебра. Поэтому, вообще говоря, одновременно с пробегом частицы должны быть указаны как влажность во время экспозиции, так и плотность эмульсии при некоторой стандартной влажности. Однако на практике вследствие того, что тормозная способность гельфазы лишь незначительно изменяется в зависимости от содержания воды, обычно достаточно знать только плотность эмульсии во время экспозиции. Другим методом определения указанной зависимости является измерение средних пробегов некоторых калибровочных частиц, выполненное с достаточно малыми статистическими ошибками.

Известно, что незначительные загрязнения эмульсии соединениями тория дают возможность удобного определения тормозной способности. Распад тория приводит к появлению в эмульсии „ториевых звезд" (см. фото 17), один из лучей которых часто принадлежит α-частице ThC′ с пробегом 8,6 *см* в стандартной атмосфере. Такие длиннопробежные α-частицы могут быть легко идентифицированы, и измерения, выполненные на достаточном количестве подобных следов, почти параллельных поверхности эмульсии, позволяют определить величину среднего пробега. Если также измерить проекции длин и углы погружения других более крутых следов подобного типа, то можно определить величину усадки эмульсии, связанной с проявлением. Вследствие этого принято производить оценку среднего пробега α-частиц ThC′ в каждой пластинке или партии эмульсий, применяемых для исследований, требующих точных измерений (см., например, Виньерон [9]).

Другой метод, применяющийся для эмульсий, экспонированных в космическом излучении на больших высотах, состоит в определении среднего пробега μ-мезонов, возникающих при распаде π^+-мезонов. Несмотря на то, что следы подобных μ-мезонов значительно длиннее следов α-частиц ThC′, они реже используются в качестве эталона пробега из-за повышенного страгглинга. Однако следы μ-мезонов обладают тем преимуществом, что большинство из них возникает на большой высоте одновременно с подавляющей частью других явлений, которые наблюдаются в эмульсии. Недостатком „метода ThC′′′ является то, что следы α-частиц возникают с равной вероятностью в любой момент в течение всего времени существования эмульсии, от ее полива до проявления. Вследствие этого пробеги α-частиц дают среднюю тормозную способность за все время существования эмульсии, причем это среднее значение нечувствительно по отношению к любым временным изменениям, которые могут иметь место в течение немногих часов полета баллона.

Указанные затруднения сказываются в значительно меньшей степени при лабораторных опытах с искусственно ускоренными частицами, когда можно осуществить точный контроль температуры и влажности эмульсии. Однако ввиду возможности небольших колебаний химического состава эмульсий различных партий было бы целесообразно в подобных экспериментах регистрировать в стопках также и случаи π—μ-распада в тех же условиях облучения.

Колебания в величине среднего пробега μ-мезонов, наблюдающиеся в различных экспериментах, настолько малы, что обычно бывает достаточно ввести простую поправку на изменение тормозной способности. Пусть отношение пробегов равно R/R_s, где R—величина измеренного пробега μ-мезона из π—μ-распада, а R_s — его значение в стандартной эмульсии. Тогда, вообще говоря, оказывается достаточным нормализовать наблюдаемое значение пробега путем умножения на коэффициент R_s/R. Описанный метод не учитывает того, что изменения в тормозной способности могут возникнуть благодаря разбавлению эмульсии водой, а также того, что необходимые поправки должны зависеть от начальной скорости частиц. Тем не менее связанные с этим ошибки оказываются незначительными.

б) Точное соотношение между пробегом и энергией. Потери энергии dE/dR тяжелой частицы (не электрона), движущейся со скоростью βc в однородной среде с атомным номером Z и массовым числом A, приближенно выражаются следующим образом (см. Росси [21]):

$$\frac{dE}{dR}=\left[4\pi\left(\frac{Z}{A}\right)Nr^2mc^2\right]\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{2mc^2\beta^2}{I(1-\beta^2)}-\beta^2\right], \quad (3.2)$$

где N — число Авогадро, m — масса покоя электрона, r — классический радиус электрона и I — средний потенциал ионизации для всех электронов среды. Если I и mc^2 выражены в *Мэв*, то (3.2) дает значение потерь энергии в *Мэв* на $г\cdot см^{-2}$. В написанной формуле не учитываются эффекты, связанные с плотностью, что оказывается существенным при больших энергиях.

Для выполнения вычислений формулу (3.2) можно привести к более удобному виду, введя величину $\varepsilon = T\ (T+2)$, где T — отношение кинетической энергии к энергии покоя для ионизующей частицы. После подстановки значений $4\pi Nr^2 = 0{,}600$ и $mc^2 = 0{,}51$ *Мэв* формула (3.2) принимает следующий вид:

$$\frac{dE}{dR}=0{,}3066\left(\frac{Z}{A}\right)\left[\left(1+\frac{1}{\varepsilon}\right)\left\{\ln\varepsilon+\ln\frac{2mc^2}{I}\right\}-1\right] Мэв\cdot г^{-1}\cdot см^2. \quad (3.3)$$

Если вещество состоит из различных атомов, то необходимо просуммировать отдельные значения потерь энергии, подставляя для каждого типа атомов соответствующие значения Z/A и I:

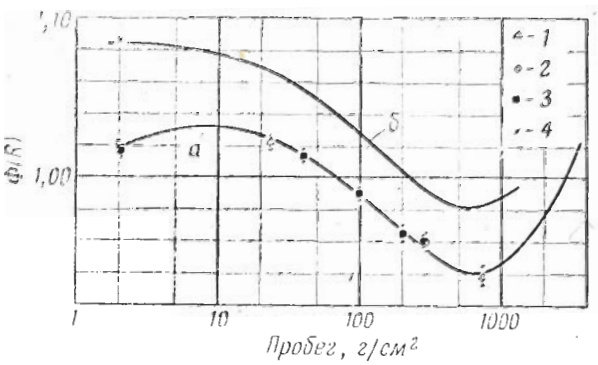
$$\frac{dE}{dR}=\sum_i\left(\frac{dE}{dR}\right)_i.$$

Теоретические оценки зависимости пробег — энергия, выполненные указанным способом, не являются достаточно надежными в тех случаях, когда требуется высокая точность. Они могут быть использованы лишь для целей интерполяции между точными экспериментальными значениями. Экстраполяция за пределы экспериментальных точек может привести к появлению сравнительно больших ошибок.

Простой линейный или логарифмический график, выражающий зависимость пробег—энергия, подобный изображенному на фиг. 20, оказывается неудобным, когда желательно определять энергии или пробеги с точностью до $\sim 0{,}1\%$. Чтобы устранить это затруднение, Фаулер и Шарф представили соотношение $E(R)$ для протонов в виде следующего равенства:

$$E=(1{,}1R+25\sqrt{R}-2)\Phi(R), \quad (3.4)$$

где E выражено в *Мэв*, R измеряется массой эмульсии (выраженной в $г/см^2$), сквозь которую прошла частица, а $\Phi(R)$ мало отличается от единицы во всем интервале энергий, представляющем практическое значение, т. е. между 5 и 5000 *Мэв*. Вид этого соотношения и входящие в него постоянные выражены таким образом, чтобы можно было быстро производить необходимые расчеты без составления математических таблиц.



Фиг. 22. Зависимость функции $\Phi(R)$ от пробега.

Кривая *а* относится к нормальной эмульсии G5 × 1 гель (ϱ = 3,828 $г/см^3$, I = 330 *эв*), кривая *б* — к эмульсии G5 × 2 гель (ϱ = 3,021 $г/см^3$, I = 250 *эв*).
1 — непосредственные измерения среднего пробега почти моноэнергетических протонов, прошедших через магнитный анализатор [29]; *2* — средний пробег вторичных частиц, образовавшихся в результате распада $K\pi_2$ и $K\mu_2$ (масса m_K была принята равной 966 m_e [27]); *3* — данные, полученные Баркасом и др. [22] с π-мезонами, прошедшими через магнитный анализатор, а также μ-мезонами из $\pi\to\mu$-распада; *4* — результаты, полученные группой „G-Stack Collaboration".

На фиг. 22 показан ряд экспериментальных значений $\Phi(R)$, найденных для тех случаев, когда была точно известна плотность эмульсии. В настоящее время отсутствуют измерения для значений $R_p < 2$ $г/см^2$ ($E_p < 32$ *Мэв*), выполненные при известной плотности эмульсии. В области, лежащей ниже указанного предела, возможная систематическая ошибка в значениях энергии, определенных по среднему пробегу, составляет около 1%.

Кривые, изображенные на фиг. 22, рассчитаны по теоретической формуле Росси [21] для потерь энергии. Если принять, что средний потенциал ионизации атомов не зависит от скорости, то наилучшее совпадение с экспериментальной кривой получается при $I_Z = 12Z$ *эв*, где Z — атомный номер данного атома. Соответствующий эффективный средний потенциал ионизации составляет 330 *эв* для обычной эмульсии G5 и 250 *эв* для эмульсии G5 × 2 гель. Кривая для обычной эмульсии G5 была построена по среднему пробегу μ-мезонов, наблюдавшихся в 200 случаях π—μ-распада; эта кривая хорошо согласуется с результатами

расчетов, выполненных Баркасом и др. [22]. Подобная же кривая для эмульсии G5 × 2 гель была построена по измерениям небольшого числа μ-мезонов из π—μ-распадов, обнаруженных в этой эмульсии.

В случае необходимости можно произвести точный учет незначительных колебаний величины отношения желатина/галоид, наблюдающихся в различных партиях эмульсии. Если плотность отклоняется от стандартного значения ϱ на величину $\Delta\varrho$, то соответствующее влияние на зависимость пробег—энергия будет эквивалентно почти постоянному изменению $\Phi(R)$ независимо от пробега, которое определяется как $\Delta\Phi = -0{,}15\ (\Delta\varrho/\varrho)$. Этот результат справедлив независимо от того, обусловлено ли изменение ϱ изменением отношения желатина/галоид или же изменением содержания воды.

в) Истинный пробег и спроектированный пробег. В тех опытах, когда эмульсия используется для регистрации интенсивных пучков частиц, получаемых при помощи ускорителей, иногда бывает трудно или вообще невозможно проследить траекторию отдельной частицы от точки ее входа в стопку до конца пробега. При подобных обстоятельствах определение истинных пробегов отдельных частиц оказывается обычно невозможным или же это удается сделать лишь с трудом. С другой стороны, конечные точки следов частиц могут быть легко найдены в эмульсии, что позволяет получить соответствующее распределение даже при большой плотности следов.

При обработке результатов подобных измерений полезно иметь формулу для определения разности между истинным средним пробегом R моноэнергетической группы частиц и компонентой этого пробега вдоль первоначального направления движения. Последняя величина называется обычно средним „спроектированным пробегом" R_p, который вследствие кулоновского рассеяния частицы оказывается короче истинного пробега. R_p представляет собой величину, обычно измеряемую в опытах с поглотителями.

Если использовать принятые выше обозначения, то, по определению, $R = \int ds$, а $R_p = \int ds \cdot \cos\theta$, где θ — угол между элементом следа ds и начальным направлением движения частицы. Воспользовавшись приближенной зависимостью пробег—энергия, которая может быть написана как $E\ (Мэв) = 13{,}8\ R^{0{,}58}\ M^{0{,}42}$, где R выражено в *мм*, а M — в единицах массы протона, можно показать, что $\langle R - R_p\rangle/R = 0{,}008\ M^{-0{,}84} R^{-0{,}16}$, когда $\langle R - R_p\rangle \ll R$. Здесь $\langle R - R_p\rangle$ представляет собой среднюю величину, относительно которой происходят флуктуации значений, полученных для отдельных частиц. Следует заметить, что этот эффект увеличивает разброс в пробегах моноэнергетических групп частиц.

Ниже будет показано, что в случае протонов подобный разброс составляет около 1% и слабо зависит от рассматриваемого пробега. Вместе с тем он оказывается обратно пропорциональным массе частицы и становится ощутимым для μ- и π-мезонов, для которых он равен приблизительно 6%. Написанное выше выражение справедливо до энергий порядка mc^2.

§ 4. Страгглинг

В то время как большинство электронов, выбиваемых из атомов проходящей быстрой частицей, обладает малыми энергиями, отдельные столкновения приводят к испусканию δ-электронов значительной энергии, которые могут вызывать вторичную ионизацию. Если начальная энергия δ-электрона превышает 15 *кэв*, то его пробег оказывается равным 2 или 3μ и в благоприятных случаях в эмульсии может образоваться отдельный след (см., например, фото 23 и 24). Возникновение δ-электронов приводит к соответствующей потере энергии первичной частицей. Частота возникновения δ-электронов с энергией более 5 *кэв* на следах частиц с зарядом e сравнительно невелика, вследствие чего они вносят существенный вклад в флуктуации пробегов одинаковых частиц, обладающих одной и той же начальной энергией. Это явление получило название страгглинга (см. Дарвин [23]).

Наличие страгглинга ограничивает точность, с которой может быть определена энергия частицы известной массы по ее наблюдаемому пробегу. Порядок величины этого эффекта в случае фотографической эмульсии иллюстрируется наблюдаемым распределением пробегов μ-мезонов, возникающих при распаде π-мезонов. При этом μ-мезоны испускаются со скоростями, которые лежат в достаточно узких пределах, а в экспериментальном распределении их пробегов (фиг. 23, *а*) обнаруживается разброс, характеризуемый полушириной максимума, около 8%. Соответствующее распределение по энергиям, полученное на основании соотношения пробег—энергия для μ-мезонов, изображено на фиг. 23, *б*.

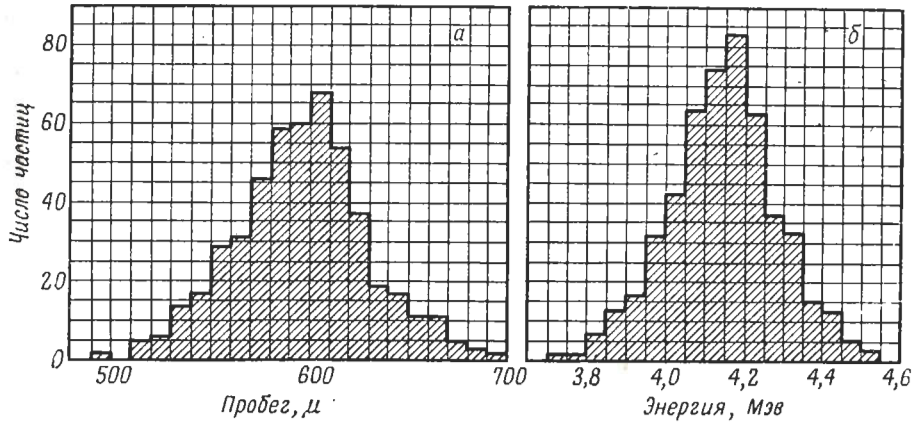
Теоретические оценки разброса пробегов частиц, движущихся в однородной среде, впервые были сделаны Н. Бором [24]. Полученное им выражение было распространено на случай релятивистских частиц Линдгардом и Шар-

фом [25]. Стандартное отклонение ΔR от среднего значения R для группы частиц с зарядом Ze, скоростью βc и кинетической энергией E выражается следующим образом:

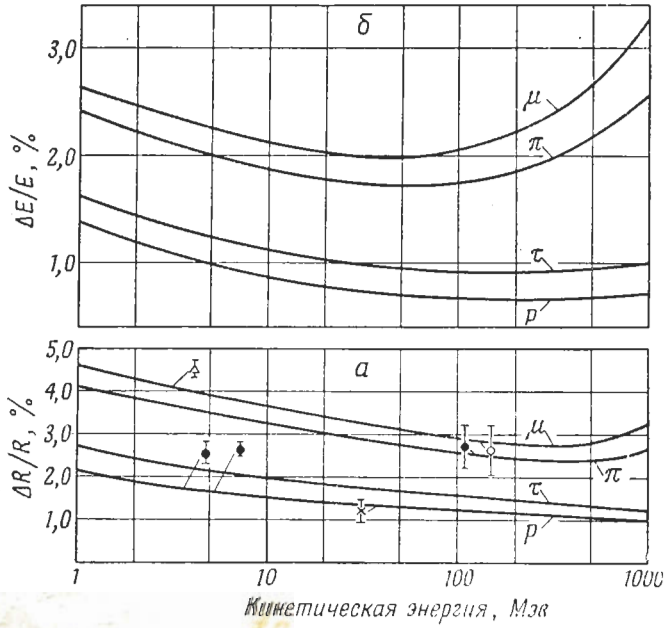
$$(\Delta R)^2 = 4\pi Z^2 e^4 N \int_0^E \frac{1-\frac{\beta^2}{2}}{\left(\frac{dE}{dR}\right)^3 (1-\beta^2)}\, dE, \quad (3.5)$$

где N — число электронов в единице объема среды. Разброс пробегов, выраженный в процентах ($100\,\Delta R/R$), был вычислен Баркасом, Смитом и Бирнбаумом [26] при помощи написанной выше формулы для протонов различных энергий, останавливающихся в эмульсии.

В случае тяжелых частиц с заданным зарядом флуктуации f величины потерь энергии δE в заданном интервале пробегов δR не зависят



Фиг. 23. *а* — распределение по пробегам 500 μ-мезонов, возникших в результате распада π-мезонов, остановившихся в эмульсии Ильфорд G5.
б — соответствующее энергетическое распределение, построенное на основании измерений пробегов отдельных следов с помощью зависимости пробег—энергия.
Менон, неопубликованная работа.

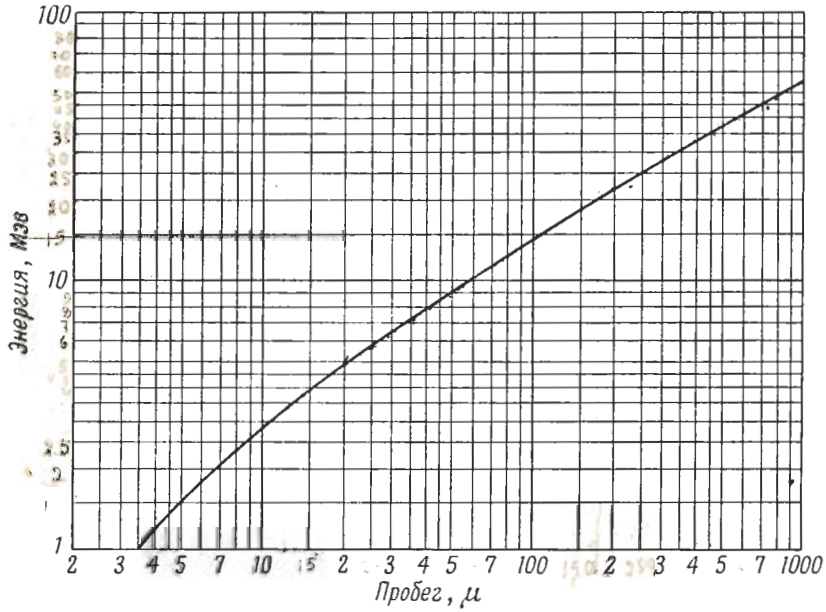


Фиг. 24. *а* — **разброс пробегов** ($100\,\Delta R/R$) для частиц с различными массами **в зависимости от** их начальной энергии.
б — **соответствующий** разброс энергий ($100\,\Delta E/E$).

Экспериментальные величины относятся к наблюдаемому страгглингу μ-мезонов из π — μ-распада, π- и μ-мезонов из распада тяжелых мезонов по схемам $K\pi 2$ и $K\mu 2$ и типичных групп протонов, получаемых на ускорителях (см. стр. 105).

от массы частицы. При данной скорости как потери энергии δE, так и ее флуктуации оказываются пропорциональными Z^2. Таким образом, отношение $f/\delta E$ зависит только от скорости частицы и не зависит от ее заряда и массы. Для частиц с определенным зарядом и скоростью пробег будет пропорционален их массе; отсюда следует, что в случае частиц, масса которых в M раз превышает массу протона, разброс пробегов при энергии ME будет равен разбросу пробегов для протона с энергией E, умноженному на $1/\sqrt{M}$.

носятся обычно к частицам малых энергий. В этом случае дополнительный вклад в величину флуктуаций длины следа вносится такими побочными причинами, как неоднородность эмульсии, ограниченный размер и плотность зерен, а также ошибки наблюдений (см. Баркас и др. [26]). Дисторсия также может внести известный вклад в флуктуации пробегов, однако влияние этого источника ошибок можно значительно уменьшить, если ограничиться измерениями на следах, имеющих малый наклон к плоскости эмульсии (см. стр. 66).



Ф и г. 25. Зависимость пробег—энергия для α-частиц [4].

При энергиях, превышающих 20 *Мэв*, может быть использована формула $E = 1{,}004R^{0{,}581}$.

На фиг. 24, *а* изображена ожидаемая зависимость от энергии страгглинга для μ-, π- и τ-мезонов и протонов. На фиг. 24, *б* видно влияние страгглинга на ошибку в определении энергии отдельной частицы по ее измеренному пробегу. Величина $\Delta E/E$ проходит через широкий минимум при $\beta \sim 0{,}7$, т. е. при $E/mc^2 \sim \sim 0{,}4$. Как мы увидим, обусловленные страгглингом вероятные ошибки при оценке энергии отдельных частиц по измеренным пробегам оказываются порядка нескольких процентов. Другие методы определения энергии частиц, например основанные на счете зерен и рассеянии, приводят к значительно большим ошибкам.

Экспериментальные значения страгглинга, полученные для частиц с одинаковой энергией, обычно оказываются в весьма хорошем согласии с теоретическими значениями (фиг. 24). Встречающиеся значительные расхождения от-

§ 5. Соотношение пробег—энергия для α-частиц

Зависимость энергетических потерь заряженной частицы от ее скорости может быть представлена как $dE/dR = Z^2 f(v)$, где Ze — заряд частицы. Из этого выражения, если записать E в виде $M\varphi(v)$, следует, что

$$M\frac{d}{dR}\varphi(v) = Z^2 f(v), \quad M\varphi'(v)\frac{dv}{dR} = Z^2 f(v),$$
$$\int \frac{\varphi'(v)}{f(v)}dv = \frac{Z^2}{M}\int dR \text{ или } F(v) = \frac{Z^2}{M}R, \qquad (3.6)$$

т. е. отношение пробега частицы с зарядом Ze и массой Mm_p к пробегу протона, обладающего той же скоростью, равно Z^2/M.

В случае α-частиц отношение Z^2/M близко к 1, откуда следует, что протоны и α-частицы с равными скоростями должны иметь почти

одинаковые пробеги. Однако в действительности между ними наблюдается некоторое различие, что объясняется влиянием перезарядки, которая начинает сказываться при приближении частицы к концу пробега (см. стр. 73). Указанное явление приводит к уменьшению эффективного заряда частицы, вследствие чего простое соотношение (3.6) перестает быть справедливым. Следует, однако, заметить, что в случае протонов и α-частиц явление перезарядки проявляется лишь в самом конце пробега и вследствие этого мало влияет на соотношение пробег—энергия. Согласно Уилкинсу [4], зависимость

§ 6. Соотношение пробег—энергия для тяжелых ядер

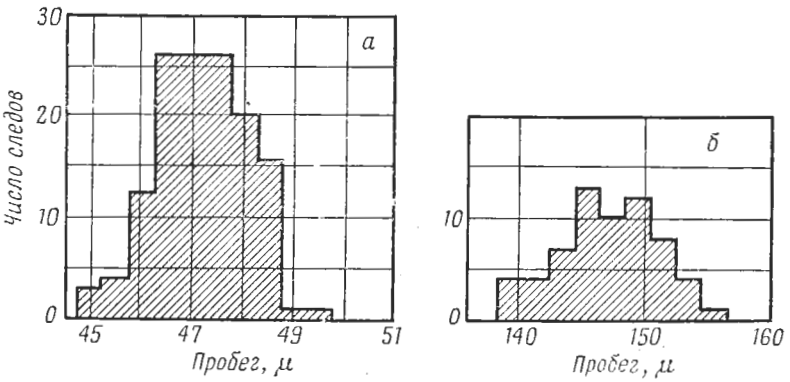
При отсутствии перезарядки зависимость пробег—энергия для тяжелого ядра с зарядом Z и массовым числом M дается следующими выражениями:

$$E = 0{,}251\, Z^2 M^{0{,}419} R^{0{,}581}$$

$$\text{или } R = 10{,}78\, M^{0{,}724} E^{1{,}724} Z^{-2},$$

где E выражена в *Мэв*, а R — в микронах.

На фиг. 27 штрихпунктирными линиями показаны зависимости $R(E)$, полученные для ряда



Фиг. 26. Распределение по пробегам моноэнергетических групп α-частиц с энергиями 8,95 *Мэв* (*а*) и 17,9 *Мэв* (*б*).

Наблюдаемый разброс частично обусловлен спектром скоростей частиц. Гибсон, неопубликованная работа.

пробег—энергия для α-частиц может быть получена из аналогичной зависимости для протонов при помощи соотношения

$$R_p(E) = 1{,}0069\, R_\alpha(3{,}973E) - c,$$

где $R_p(E)$ и $R_\alpha(E')$ — измеренные в микронах пробеги протона и α-частицы, обладающие соответственно энергиями E и E' *Мэв*, а c — постоянная, равная приблизительно 1,5 μ. Эффект перезарядки дает приблизительно постоянную добавку порядка 1,5 μ к пробегу α-частицы.

На фиг. 25 показано соотношение пробег—энергия для α-частиц в интервале от 1 до 50 *Мэв*. Для энергий, превышающих 20 *Мэв*, оно оказывается весьма близким к тому, которое дается формулой $E = kZ^2 M^{1-n} R^n$, с постоянными k и n, пригодными для протонов (см. стр. 66).

Для иллюстрации эффекта, вызываемого страгглингом, на фиг. 26 показано распределение пробегов для однородных групп α-частиц с энергиями 8,95 и 17,9 *Мэв*.

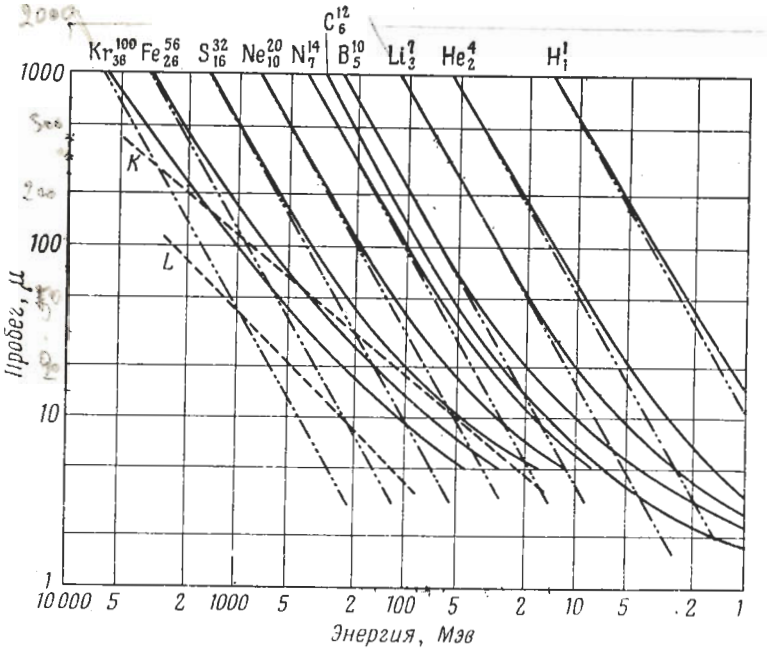
Поскольку скорости α-частиц и протонов, обладающих равными пробегами, оказываются весьма близкими, то и времена пролета этих частиц для заданных значений остаточного пробега также будут одинаковыми (см. стр. 75).

ядер на основании приведенных формул. При $Z < 28$ расчетные значения содержат, по-видимому, лишь незначительные ошибки для пробегов, превышающих 1 *мм*. Для более коротких пробегов полученные величины вследствие влияния перезарядки не дают правильного представления о зависимости между R и E. Ядра, к которым относится фиг. 27, были выбраны произвольно, однако Kr является обычным продуктом деления, а стабильные ядра Fe присутствуют в первичном космическом излучении (см. гл. 16).

Приближенные оценки энергии ядра, при которой начинается захват электронов, могут быть сделаны следующим образом. Обозначим через W_K энергию, необходимую для ионизации атома путем удаления одного электрона с K-оболочки. Подобная ионизация может быть произведена электроном с такой скоростью v, когда $\frac{1}{2} m_e v^2 = W_K$. Можно считать, что атом, пролетающий с большой скоростью через вещество, движется в электронном газе. Если при этом его скорость превышает v, то испытываемые им многочисленные столкновения с электронами вещества приведут к удалению всех его орбитальных электронов. При замедлении такого, полностью „ободранного" ядра оно

окажется способным захватывать электроны на K-оболочку, как только его скорость станет меньше v (см., например, Лоншан [30]).

чения штрихпунктирных линий, соответствующих теоретическому соотношению пробег—энергия для данного ядра, с штриховыми линиями



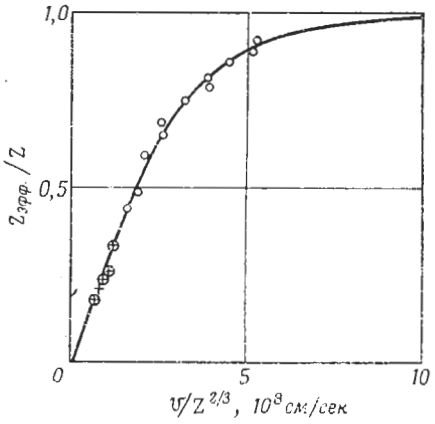
Фиг. 27. Зависимость пробег—энергия для различных ядер при пробегах менее 1 *мм*.

Штрихпунктирные кривые соответствуют формуле $E = 0{,}251\ Z^2 M^{0{,}419} R^{0{,}581}$, в которой не учтено явление перезарядки ядра. Точки пересечения этих кривых с штриховыми кривыми, обозначенными индексами K и L, дают для соответствующих ядер приближенные значения энергий, при которых начинается захват K- и L-электронов.

Электроны вещества, сквозь которое проходит ядро, сами находятся в движении, вследствие чего при заданной скорости последнего скорости этих электронов по отношению к ядру оказываются различными в разных столкновениях. Когда ядро достигнет скорости, при которой может происходить захват, то возникает ряд последовательных взаимодействий с электронами, сопровождающихся их попеременным захватом и испусканием. Вследствие этого эффективный заряд ядра флуктуирует относительно определенного среднего значения для данной скорости. Однако если скорость ядра становится значительно меньше v, то происходит захват K-электронов и вероятность их дальнейшей потери становится весьма незначительной.

Таким образом, энергия ядра, при которой начинается захват и повторный срыв K-электронов, определяется скоростью v. Аналогичный подход справедлив и в случае захвата на другие орбиты с бо́льшими квантовыми числами. Значения энергии, при которых различные ядра захватывают K- и L-электроны, определенные указанным выше способом, представлены на фиг. 27. Эти значения даются точками пересе-

K и L. Так, например, ядро Fe^{56} начинает захватывать K-электроны, когда его энергия оказывается порядка 1000 *Мэв*. Его остаточный пробег при



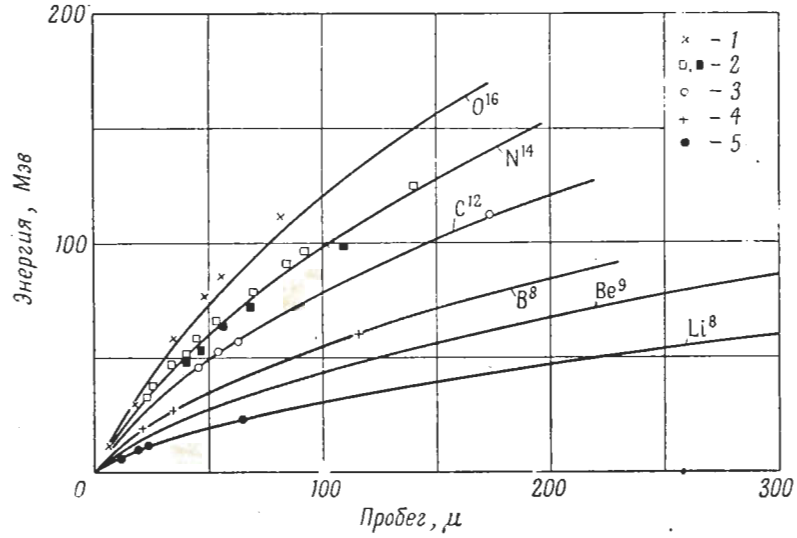
Фиг. 28. Зависимость отношения эффективного и истинного зарядов $Z_{эфф.}/Z$ от приведенной скорости $v/Z^{2/3}$ для ядер азота, кислорода и неона, движущихся в различных веществах, включая азот, алюминий и „формвар".

Данные взяты из работ Цукера, Корзимского, Стефенса и Хаббарда (по Папико [31]).

этой энергии составляет около 160 μ вместо ожидаемого значения 115 μ в отсутствие захвата электронов.

Непосредственные измерения эффективного заряда тяжелых ядер, движущихся в различных веществах, указывают на то, что приведенное выше приближение не является достаточно хорошим для точной оценки пробега частиц с относительно малыми скоростями. Результаты, полученные в ряде экспериментальных определений эффективного заряда, показаны на фиг. 28.

Относительные вероятности обоих указанных событий могут быть оценены в том случае, если для очень медленных частиц известны тормозные способности для атомов различных типов, входящих в состав эмульсии. Для стандартных эмульсий Ильфорд C2 или G5 около 55% отрицательных частиц останавливается в бромистом серебре и около 45% — в желатине. Следует заметить, что вследствие зависимости тормозной способности от скорости точное значение указанной пропорции определяется как средним размером зерна, так и массой частицы.



Ф и г. 29. Зависимость пробег—энергия для ядер с $3 \leqslant Z \leqslant 8$ для стандартной эмульсии (по Папино [31]).

1 — данные для O^{16} (Парфанович и др. [32]); *2* — данные для N^{14} (Шаминад и др. [33] — залитые и Парфанович и др. [32] — светлые квадраты); *3* — данные для C^{12} (Миллар и Камерон [34, 37]); *4* — данные для B^8 (Баркас [35]); *5* — данные для Li^8 (Баркас [35]).
Сплошные линии соответствуют зависимости пробег—энергия, рассчитанной Папино.

Рядом исследователей были выполнены на ускорителях прямые определения зависимости пробег—энергия для тяжелых ядер, идентифицированных при помощи магнитного анализа (фиг. 29).

§ 7. Следствия, вытекающие из зависимости пробег—энергия

а) Относительные вероятности остановки частиц в бромистом серебре и в желатине. Как было впервые указано Тейлором, неоднородная структура эмульсии вызывает увеличение разброса пробегов движущихся в ней заряженных частиц. Неоднородность эмульсии приводит и к тому, что при остановке отрицательной частицы она захватывается либо атомом легкого элемента, либо атомом серебра или брома в зависимости от того, где окончился ее пробег: в желатине или в зерне бромистого серебра. Средняя скорость частицы, проходящей через зерно, в котором она испытала остановку, зависит от обеих указанных величин.

Поскольку приведенные соображения позволяют определить относительные вероятности взаимодействия частиц с ядрами легких и тяжелых элементов, они имеют существенное значение при интерпретации экспериментальных данных, полученных в тех случаях, когда отрицательные частицы останавливаются в эмульсии (см. стр. 166).

б) Зависимость скорости и потерь энергии от остаточного пробега. Величина скорости заряженной частицы в различных точках ее траектории может быть получена из соотношения пробег—энергия, которое можно записать в следующем виде:

$$E = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) = kR^n.$$

На фиг. 30 показана зависимость средней скорости протонов (βc), определенной указанным путем, от энергии и остаточного пробега. Пробег частицы с массой, равной Mm_p, будет в M раз больше пробега протона с той же скоростью.

При малых значениях β (меньших 0,2) скорость может быть определена из классического выражения для кинетической энергии:

$$E = \frac{1}{2} m_x v^2 = k_x R_x^n,$$

откуда

$$v = \sqrt{\frac{2k_x}{m_x}} R_x^{n/2},$$

где m_x должно быть выражено в соответствующих единицах. Ошибка в величине скорости, определенной таким образом, не превышает ~3%. Для протонов написанное выражение принимает следующий вид:

$$v(см \cdot сек^{-1}) = 6{,}94 \cdot 10^8 R^{0{,}2905},$$

а для частицы с массой

$$m_x = Mm_p$$

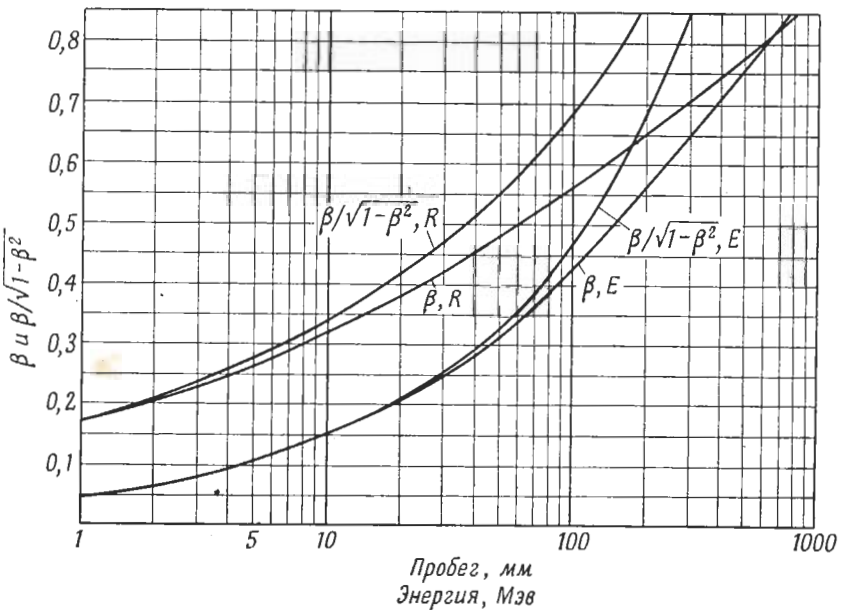
скорость

$$v_x(см \cdot сек^{-1}) = 6{,}94 \cdot 10^8 \left(\frac{R}{M}\right)^{0{,}2905}.$$

в) Время пролета заряженных частиц. Время, за которое частица с данным пробегом „останавливается" в фотографической эмульсии, т. е. время, протекающее до того момента, когда энергия этой частицы уменьшается до нескольких тысяч электронвольт, может быть рассчитано, если известен закон изменения скорости вдоль траектории движения частицы.

При малых скоростях можно считать, что $v_x = CM^{-n/2}R^{n/2}$, откуда

$$t = \int_0^R \frac{dR}{v} = \frac{M^{n/2}}{C\left(1-\frac{n}{2}\right)} R^{1-\frac{n}{2}},$$



Фиг. 30. Зависимость β и $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ от пробега и энергии для протонов.

Значения $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ полезны при определении времени пролета частиц. Для частиц с массой Mm_p и энергией ME значения β и $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ равны аналогичным значениям для протонов с энергией E.

это дает

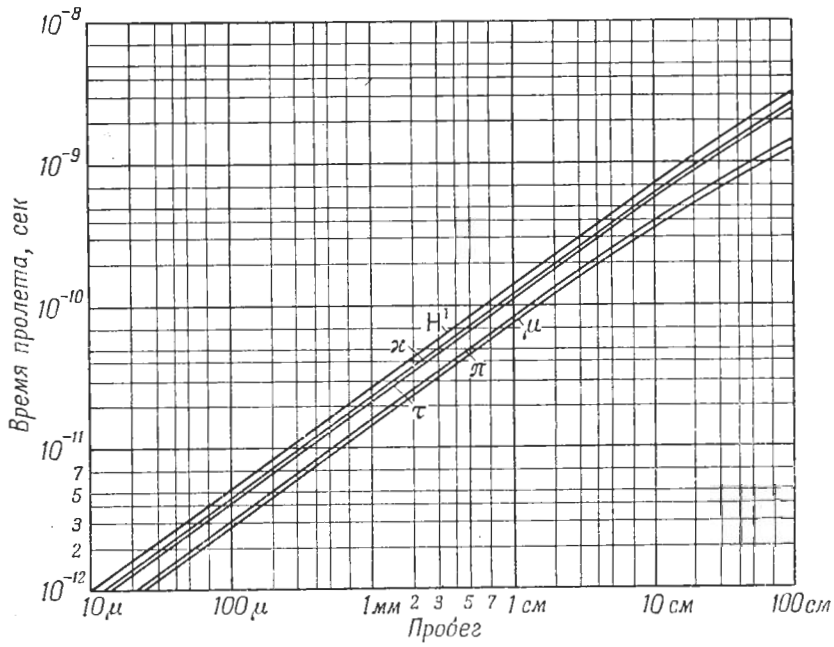
$$t = 2{,}03\ M^{0{,}29} R_\mu^{0{,}71} \cdot 10^{-13}\ сек. \qquad (3.7)$$

При более высоких скоростях необходимо учитывать релятивистское сокращение масштаба времени движущейся частицы, наблюдаемой из лабораторной системы координат. В этом случае собственное время определяется по формуле

$$t = \int_0^R \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta c}\, dR = \int_0^R \left\{\frac{2E}{M}\left(1 + \frac{E}{2Mc^2}\right)\right\}^{-1/2} dR.$$

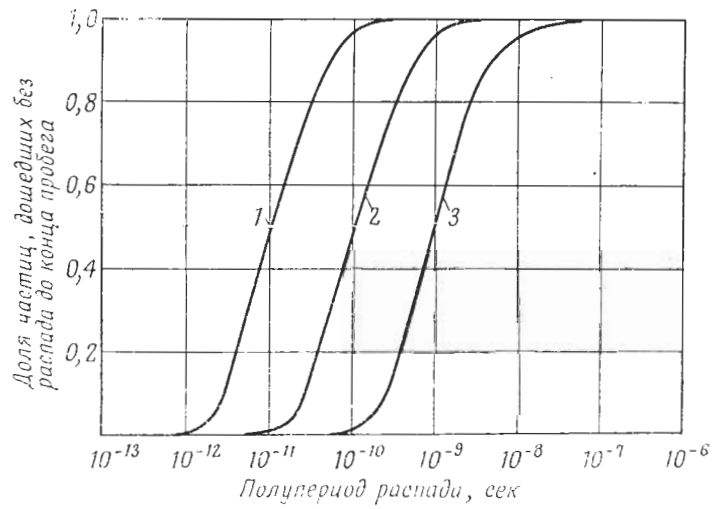
Вследствие этого истинный интервал времени, соответствующий прохождению частицей элемента пути dR, будет отличаться от ньютоновского приближения лишь на множитель $[1 + E/(2Mc^2)]^{-1/2}$. Поэтому приближенное выражение для времени (3.7) будет справедливо (с незначительными ошибками) для скоростей

вплоть до $\beta \sim 0{,}7$. Последнее видно из фиг. 31; значения t, относящиеся к большим пробегам, мало отклоняются от линейной зависимости, чение при практическом применении фотографического метода. Предварительно заметим, что время пролета (т. е. время, проходящее до оста-



Фиг. 31. Время пролета до конца пробега частиц с различными массами, движущихся в ядерной эмульсии.

При пробегах менее 1 см время пролета частиц с массой Mm_p дается формулой (3.7) с ошибкой, не превышающей нескольких процентов.



Фиг. 32. Доля нестабильных частиц с массой 1000 m_e, которые достигают, не распадаясь, конца своего пробега в ядерной эмульсии, рассчитанная для различных значений их начальной энергии и периода полураспада.

1 — для $R = 0{,}3$ *мм*, $E \sim 6$ *Мэв*; *2* — для $R = 8$ *мм*, $E = 38$ *Мэв*; *3* — для $R = 22$ *см*, $E = 250$ *Мэв*.

которая в принятых логарифмических координатах соответствует ньютоновскому приближению.

При рассмотрении фиг. 31 обнаруживается одно обстоятельство, имеющее решающее значение при практическом применении фотографического метода. Предварительно заметим, что время пролета (т. е. время, проходящее до остановки в эмульсии) частицы с массой $\sim 1000\, m_e$ и начальным пробегом ~ 25 *см* оказывается порядка 10^{-9} *сек*. Рассмотрим теперь группу нестабильных заряженных частиц указанной массы, которые возникли в различных точках эмуль-

сионной стопки обычных размеров; пусть кинетическая энергия этих частиц не превышает 200 *Мэв*. Если в рассматриваемом случае среднее время жизни частиц будет больше $5 \cdot 10^{-10}$ *сек*, то значительная доля подобных частиц достигнет конца пробега, прежде чем произойдет их распад. В то же время при движении частиц с той же начальной энергией в газе, находящемся при нормальном давлении, все они, за исключением пренебрежимо малого числа, испытают распад на лету.

На фиг. 32 показана доля частиц с массой 1000 m_e и остаточными пробегами 22 *см*, 8 *мм* и 300 μ, останавливающихся в фотографической эмульсии до распада при различных предположениях о среднем времени жизни. Видно, что доля нераспавшихся частиц с начальной энергией 250 *Мэв*, время жизни которых менее $3 \cdot 10^{-10}$ *сек*, оказывается весьма малой. При еще более низких значениях начальной энергии, например порядка 5 *Мэв*, до конца пробега дойдет уже около половины всех частиц, даже в том случае, если их время жизни будет составлять всего 10^{-11} *сек*. Однако из экспериментальных данных следует, что при расщеплении ядер лишь незначительная часть π- и K-мезонов испускается со столь малыми скоростями.

Указанная характерная особенность фотографического метода сыграла решающую роль при открытии π- и K-мезонов и гиперонов. В тех случаях, когда частица останавливается прежде, чем произойдет ее распад, геометрическая сумма импульсов образовавшихся вторичных частиц должна быть равна нулю, что значительно облегчает подробное выяснение характера процесса распада. Напротив, при распаде частицы на лету подобный анализ может быть выполнен только после перехода в систему центра инерции первичной частицы, что вызывает, как правило, появление ошибок, затрудняющих интерпретацию исследуемого процесса.

Согласно современным представлениям, времена жизни всех заряженных мезонов, существование которых надежно установлено или по крайней мере подтверждается достаточно убедительными данными, больше 10^{-8} *сек*. С другой стороны, среднее время жизни некоторых заряженных гиперонов составляет всего лишь около 10^{-10} *сек* (см. стр. 225).

§ 8. Измерение „глубины" в эмульсии

Средний угол погружения δ прямого следа может быть найден по истинной разнице глубин d_t двух его точек. Если соответствующая длина проекции участка следа между этими точками равна p, то $\operatorname{tg} \delta = d_t/p$. Вследствие ограниченной глубины фокуса высокоапертурных объективов кажущаяся глубина данной точки d_a, отсчитанная от поверхности эмульсии, может быть определена с точностью около 1 μ. Это значение оказывается того же порядка, что и размеры непроявленных зерен, поэтому увеличение точности измерений вряд ли принесет существенную пользу.

Для определения глубины зерна в эмульсии на барабане микрометрического винта микроскопа наносится шкала, градуированная в микронах. Однако этот метод дает надежные результаты лишь в том случае, если конструкция прибора обеспечивает линейное соотношение между углом поворота микрометрического винта и соответствующим изменением фокусировки. В противном случае для измерения глубины могут быть использованы соответствующие оптиметры (см. Чэмпион и Пауэлл [41]).

При измерении глубин необходимо учитывать кривизну поля зрения объективов, так как в противном случае могут возникнуть серьезные ошибки. Последнее объясняется тем, что участок объекта, резко видимый в поле зрения микроскопа, на самом деле не является плоским. Вследствие этого резкое изображение двух точек, видимых в различных частях поля зрения микроскопа, вовсе не означает, что они находятся на одинаковой глубине в эмульсии. Для преодоления этого затруднения точки, глубины которых необходимо измерить, должны устанавливаться на равных расстояниях от центра поля зрения микроскопа. Последнее связано с тем, что поверхность резкой наводки обладает, как правило, круговой симметрией относительно оси оптической системы, если, конечно, последняя надлежащим образом отъюстирована. Кажущаяся глубина, определенная описанным выше способом, будет отличаться от фактической вследствие преломления света в эмульсии. В случае применения „сухих" объективов кажущаяся глубина d_a будет меньше фактической глубины d_t, причем $d_t = \mu_e d_a$. Однако при использовании объективов с масляной иммерсией кажущаяся и фактическая глубины оказываются весьма близкими вследствие незначительной разницы в показателях преломления обычно применяемого иммерсионного масла ($\mu^0 = 1{,}52$) и желатины. В этом случае коэффициент μ_e^0 в выражении $d_t = \mu_e^0 d_a$ оказывается приблизительно равным единице.

При отсутствии дисторсии изменение объема эмульсии при обработке происходит только вследствие уменьшения ее толщины. В этом случае истинный угол погружения Δ траектории частицы в момент ее прохождения через эмульсию может быть определен следующим образом:

$$\operatorname{tg} \Delta = x \operatorname{tg} \delta = \frac{x d_t}{p} = \frac{x \mu_e d_a}{p},$$

где x — так называемый „коэффициент усадки", представляющий отношение начальной толщины эмульсионного слоя к ее толщине после обработки.

Выше было указано, что величина усадки может быть определена при помощи соответствующих измерений, выполненных на следах α-частиц ThC′ или μ-мезонов. Предположим, что средний пробег α-частицы, определенный по измерениям длин следов, лишь слегка наклоненных к плоскости эмульсии, равен R, а средняя длина проекции таких следов с углом погружения δ, измеренная в обработанной эмульсии, равна P. Тогда, если средняя разность глубин начала и конца следов α-частиц с углом погружения δ равна D, то коэффициент усадки x определяется следующим образом:

$$x = \frac{\sqrt{R^2 - P^2}}{d_t} = \frac{\sqrt{R^2 - P^2}}{\mu\, d_a} \quad \text{или} \quad x\mu = \frac{\sqrt{R^2 - P^2}}{d_a}. \tag{3.8}$$

Следует заметить, что имеет место существенное различие между определением тормозной способности и усадки, несмотря на близкое сходство выполняемых для этого измерений. Определение тормозной способности, для которого используются „плоские" следы, может быть выполнено один раз и не зависит от колебаний влажности. Последнее связано с тем, что изменение объема эмульсии при поглощении воды обусловлено изменением ее толщины, которое не сопровождается сколько-нибудь заметным увеличением размеров в боковых направлениях. Указанные причины приводят к тому, что длины плоских следов остаются неизмененными. Напротив, фактический наклон следа изменяется в зависимости от влажности, причем каждое из измерений величины $x\mu$ соответствует определенному значению влажности.

Указанное затруднение может быть преодолено путем измерения видимой толщины эмульсии в момент определения коэффициента усадки.

Опыт показывает, что обычно на практике удовлетворительные результаты дает следующий простой прием. Необходимо заметить, что толщина эмульсии, указанная фабрикой-изготовителем для стандартной влажности, является вполне надежной. Так, например, отклонения толщин от среднего значения, измеренные для партии из 300 слоев, оказались равными 0,5%. Поэтому обычно вполне достаточно принять номинальную толщину эмульсии и определить коэффициент усадки для данного измерения, выполняемого на определенном участке пластинки. Если же необходима бо́льшая точность, то каждый эмульсионный слой может быть взвешен перед сборкой стопки в герметичной упаковке, причем должна быть измерена также площадь его поверхности. Указанным путем определяется вес эмульсии на единицу поверхности. Затем по пробегам α-частиц или μ-мезонов из $\pi - \mu$-распада может быть установлена плотность эмульсии во время экспозиции, а следовательно, и ее толщина.

§ 9. Определение углов между следами

Измерение углов между следами, выходящими из общей точки, является задачей сферической тригонометрии, подобной тем, которые встречаются в навигации, вследствие чего для ее решения могут быть использованы аналогичные методы. Точное измерение пространственных углов оказывается особенно важным при решении следующих задач:

а) проверка компланарности направлений вылета трех вторичных π-мезонов, появляющихся при распаде покоящегося τ-мезона, и определение углов между ними в их общей плоскости (см. стр. 189);

б) определение углов между направлениями вылета протона и π-мезона, возникающих при распаде Λ^0-частицы (см. стр. 223);

в) определение углов между направлениями движения первичной и вторичных заряженных частиц при изучении расщеплений, вызываемых частицами больших энергий;

г) определение углов между направлениями движения первичной и вторичных заряженных частиц в случае распада гиперона на лету (см. стр. 226);

д) анализ распада гиперядер при остановке и на лету.

В случаях „б" и „г" измеренное значение энергии Q, освобождающейся в результате превращения, а следовательно, и масса первичной частицы обычно зависят от точности определения соответствующих пространственных углов.

Если определены исходные направления следов, то углы между ними могут быть установлены с точностью порядка 1° при помощи методов стереографической проекции. Для указанной цели используется карта[1]), подобная изображенной на фиг. 33. Направление следа может быть задано углом погружения Δ и углом наклона α между проекцией следа на поверхность эмульсии и выбранной осью. При этом удобно приписать положительные значения углам погружения, измеренным для следов тех частиц, которые двигались по направлению к по-

[1]) Подобная карта называется часто сеткой Вульфа. — *Прим. ред.*

верхности эмульсии, и отрицательные углам погружения, измеренным для частиц, которые двигались по направлению к стеклу. Кроме того, вводится различие между следами, проектируемыми на одну полусферу ($0 < \alpha < 180°$) и на другую полусферу ($180° < \alpha < 360°$). Первый случай изображен на фиг. 33 светлыми кружками, второй — залитыми кружками.

На фиг. 33 показаны соответствующие точки для следов a, b и c. На практике такие точки могут быть нанесены на прозрачный лист целлулоида, который может вращаться вокруг иглы, устанавливаемой в центре диаграммы. При вращении листа три упомянутые точки могут быть приведены в положения a', b' и c', причем две из них, изображающие следы, находящиеся на



Ф и г. 33. Определение пространственных углов методом стереографической проекции.

В качестве примера применения описанного метода в приведенной ниже таблице даны измеренные значения α и Δ для трех π-мезонов (a, b и c), появившихся в результате распада τ-мезона, изображенного на фото 19. След a принадлежит π^+-мезону с пробегом $\sim$3,1 *мм*, вылетевшему из точки распада τ-мезона и двигавшемуся по направлению к левому верхнему углу снимка; след b, проходящий вертикально сверху вниз, имеет пробег порядка 21 *мм*. Если принять направление следа a за нулевое, то получаются следующие значения углов (в *град*):

	a	b	c
α	0	130,5	272,1
Δ	+2,1	−28,5	+36,5

одной полусфере, оказываются на линии, соответствующей углу $\alpha = 124°$, в то время как для следа, принадлежащего другой полусфере, $\alpha = 124° + 180° = 304°$. Отсюда следует, что все три точки находятся приблизительно на большом круге. Таким образом, начальные направления движения π-мезонов оказываются компланарными в пределах $\sim$1°. Углы между тремя рассматриваемыми следами представляют разности между углами Δ и значениями, полученными указанным путем. В рассматриваемом случае $\angle aob = 126°$, $\angle aoc = 87°$. Можно показать, что эти значения согласуются с энергиями трех π-мезонов (см. описание фото 19).

Более точные результаты могут быть получены путем обычных стереометрических расчетов; однако в случае распада τ-мезона энергии вторичных π-мезонов и рассеяние их следов оказываются такими, что ошибки измерения составляют около 1°, вследствие чего более точные вычисления, по-видимому, не имеют большого смысла.

Определение угла между двумя следами при помощи описанной диаграммы производится путем вращения целлулоидного листа до тех пор, пока две точки не окажутся на большом круге, после чего отсчитывается разность между двумя значениями Δ.

ЧАСТЬ II

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ СЛЕДОВ

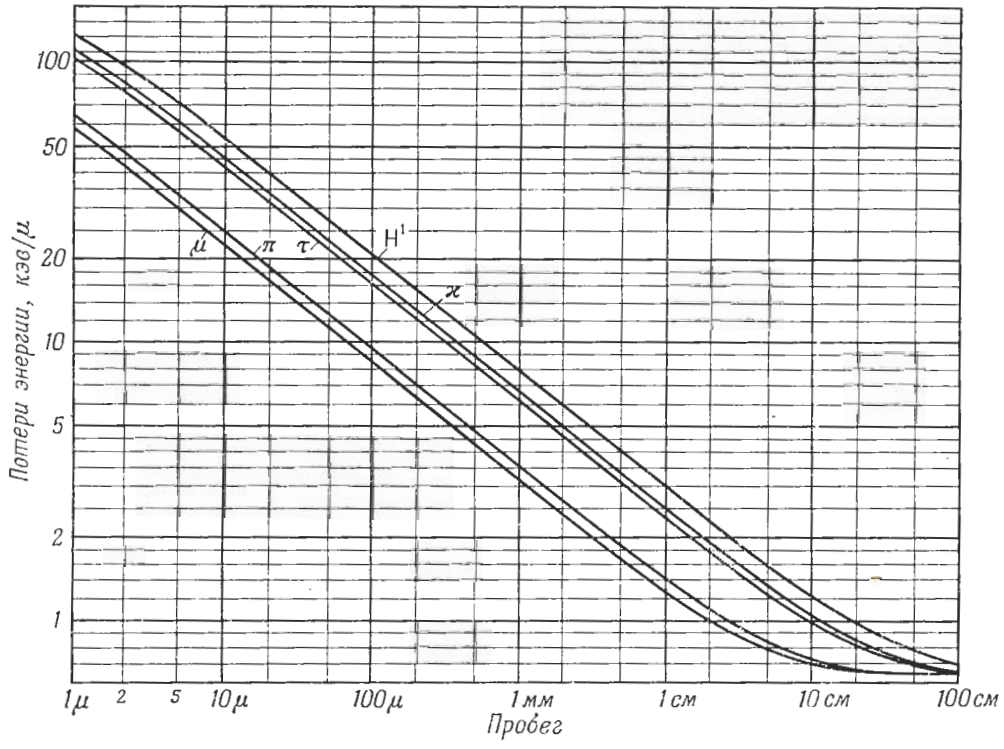
§ 10. Потери энергии вдоль следа

Приближенное соотношение пробег—энергия для протонов может быть написано в виде $E = kR^n$, откуда следует, что $dE/dR = knR^{n-1}$. Далее, поскольку зависимость R от v выражается формулой $R = k_2 v^{2/n}$, то $dE/dR = k_3 v^{2(n-1)/n}$, откуда при $n = 0{,}581$ получаем

$$\frac{dE}{dR} = k_3 v^{-1{,}44}.$$

На фиг. 34 приведена зависимость потери энергии от остаточного пробега для протонов и некоторых других частиц. Для случаев больших и малых пробегов, когда формула $E = kR^n$ перестает быть справедливой, соответствующие данные были получены на основании соотношений пробег—энергия, изображенных на фиг. 19 и 20. При этом предполагалось, что для частиц, скорость которых приближается к скорости света ($\beta \to 1$), удельные потери энергии достигают постоянного значения.

Соответственно изменению потерь энергии в зависимости от скорости наблюдается изменение *плотности зерен* вдоль следа, т. е. числа проявленных зерен g на единице длины следа. Для частицы с зарядом e плотность зерен постепенно увеличивается от некоторого минимального значения (когда кинетическая энергия приблизительно равна массе покоя) до тех пор, пока след вблизи конца пробега частицы не превращается в почти сплошную цепочку проявленных зерен. Если частица замедляется до сравнительно низкой скорости, например до $0{,}2c$ — $0{,}3c$, то „толщина" ее следа оказывается порядка размеров только одного или двух



Фиг. 34. Зависимость потерь энергии dE/dR от остаточного пробега для частиц с различными массами и зарядами, полученная на основании соотношений пробег—энергия, изображенных на фиг. 19 и 20.

проявленных зерен, не считая случайных следов δ-электронов (см. фото 23 и 24). Как было указано в гл. 2 (см. стр. 45), зерна следа, находящиеся в непосредственной близости от траектории частицы, обычно становятся способными к проявлению под действием коротко-пробежных δ-электронов, основная масса которых возникает в зернах галоидного серебра с энергиями от ~ 200 *эв* до ~ 5 *кэв*. Такой вид потерь энергии может быть назван „локальной ионизацией". Эта ионизация объясняет лишь некоторую часть (f) полной потери энергии, причем f зависит от скорости частицы. Это следует из того, что в то время как эффективные δ-электроны принадлежат к узкой области энергий, полная потеря обусловлена всем спектром электронов, простирающимся до максимальной энергии, возрастающей по мере увеличения скорости частицы. Соответственно этому уменьшается вдоль траектории и доля энергетических потерь, эффективная в отношении образования способных к проявлению зерен.

Из приведенных выше соображений следует, что плотность зерен на следе является мерой локальной ионизации; на фото 23 и 24 показаны типичные примеры изменения характера следов однократно заряженных частиц при различных значениях потерь энергии. Если изобразить в двойном логарифмическом масштабе плотность зерен g в зависимости от пробега частицы, подобно тому как это сделано на фиг. 28, то значение g, так же как и dE/dR, будет мало изменяться при больших R и кривая выйдет на плато. Аналогичная картина будет иметь место и при малых R вследствие того, что значительная доля зерен, сквозь которые прошла частица, становится способной к проявлению и след оказывается „сплошным" (см. фото 23, *а* и *б*). При средних значениях R имеет место точка перегиба, где скорость изменения g в зависимости от R оказывается наибольшей и где соотношение между ними может быть выражено в форме степенного приближения (см. фиг. 35).

В случае частиц с $Z > 1$ удельная ионизация изменяется пропорционально Z^2, но будут ли вследствие этого значительно изменяться характеристики следа, зависит от скорости частицы. Эффекты, связанные с локальной ионизацией и приводящие к образованию „ствола" следа, следует рассматривать независимо от эффектов, обусловленных δ-электронами больших энергий. Если β мало, вследствие чего не происходит образования δ-электронов с энергиями выше 10 *кэв*, то внешний вид следов многократно заряженных частиц мало отличается от вида сплошных следов, принадлежащих медленным однократно заряженным частицам. Однако в случае более быстрых частиц ($\beta > 0{,}25$) при возрастании Z наблюдается повышение плотности „ствола" следа до тех пор, пока не произойдет слияние зерен (см. фото 172); затем непрерывное увеличение числа быстрых δ-электронов (которое пропорционально Z^2) приводит к возникновению характерных „мохнатых" следов, принадлежащих наиболее тяжелым ядрам (см. фото 21). Следы тяжелых ядер с различным Z показаны также на фото 170, 171, 173, 174.

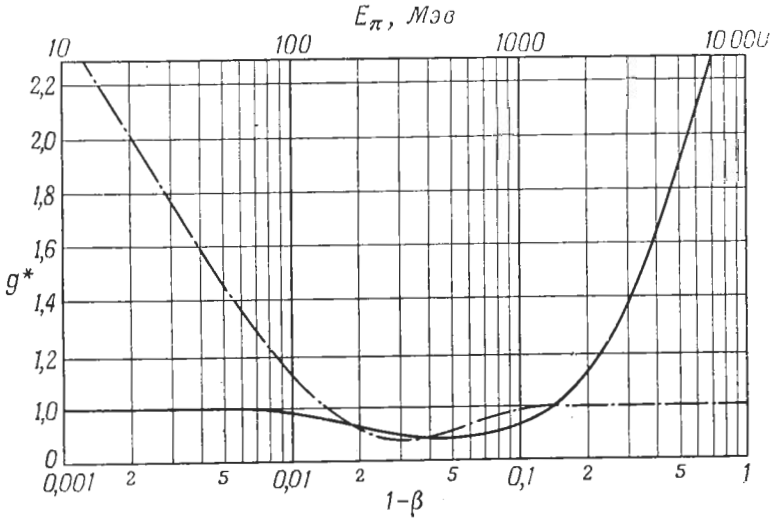
Определение удельной ионизации по тем или иным параметрам следа является методической задачей большой важности, в связи с чем было разработано несколько способов, пригодных для измерения этой величины в различных интервалах ее значений. В частности, для частиц с единичным зарядом определение числа проявленных зерен на единице длины следа дает величину удельной ионизации, что в свою очередь позволяет определить скорость частицы. Заряд тяжелых частиц, движущихся с релятивистскими скоростями, может быть установлен по числу δ-электронов на единице длины следа или по создаваемому им почернению. Наиболее существенные черты методов, применяемых для определения удельной ионизации, изложены в последующих параграфах.

§ 11. Определение удельной ионизации путем счета зерен; нормировка

Плотность зерен g на следе, соответствующая данному значению удельной ионизации, зависит от степени проявления эмульсии. Поэтому для получения точных данных необходимо определять величину g^*, представляющую отношение измеренной плотности зерен g к соответствующему значению g_p, полученному для следа электрона или какой-либо другой частицы с зарядом e, движущейся в той же эмульсии со скоростью, величина которой соответствовала бы крайней релятивистской области. Подобную „нормировку" лучше всего можно выполнить путем сравнения со следом, находящимся в том же участке эмульсии. В этом отношении весьма ценными оказываются следы пар быстрых электронов, образующихся при конверсии γ-квантов высоких энергий, которые сравнительно часто встречаются в пластинках, экспонированных в космических лучах, и которые могут быть легко идентифицированы (см. фото 50 и 51).

В эмульсиях толщиной 600 μ обычно наблюдается изменение степени проявления с глубиной. Это явление может быть обнаружено путем счета зерен на длинных следах очень быстрых

электронов или других частиц, которые проходят сквозь эмульсию от ее поверхности до стекла без существенного изменения скорости. В этом случае удельная ионизация вдоль отдельных следов оказывается достаточно постоянной. Для каждого следа может быть определена плотность зерен на отрезках, находящихся на различных глубинах, и если след имеет достаточную длину, то изменение плотности зерен в зависимости от глубины может быть установлено с высокой статистической точностью. После подобной „калибровки" эмульсии



Фиг. 35. Типичный пример изменения нормированной плотности зерен g^* в зависимости от $1-\beta$ для частиц с зарядом e (сплошная кривая). Соответствующая зависимость g^* от энергии E_π для π-мезонов ($273\,m_e$) изображена штрихпунктирной кривой.

могут быть найдены соответствующие поправки к экспериментальным значениям плотности зерен, полученным для следов отдельных частиц. Одной из наиболее важных практических задач является подбор режима обработки эмульсий, позволяющего свести к минимуму изменение степени проявления в зависимости от глубины и, следовательно, величину связанных с этим поправок.

Опыты показали, что по мере того, как скорость заряженной частицы приближается к скорости света c, плотность зерен (или конгломератов) сначала становится минимальной при $\beta = 0{,}95$ и затем снова возрастает, достигая почти постоянной величины при $\beta > 0{,}995$ (см. Войводич [42], Войводич и Пикап [43], Морриш [44], Даниэл и др. [45]). Пример подобного изменения g^*, установленного в результате соответствующих измерений на следах быстрых π-мезонов заданной энергии, показан на фиг. 35 (см. также фиг. 61).

Плотность зерен в минимуме g_0 обычно оказывается на 11% меньше[1]) плотности зерен g_p в области плато, имеющей почти постоянную величину, к которой приближается g по мере того, как энергия частицы возрастает до значения, в 8 раз большего энергии покоя (см. Шапиро и Стилер [46], Александер и Джонстон [47]).

Наличие „провала" или минимума на кривой, выражающей зависимость плотности зерен от энергии, позволяет в принципе производить определение скорости частицы с единичным зарядом вплоть до значений, намного превышающих те, которые можно измерить каким-либо другим способом. Однако подобные измерения связаны с известными трудностями, которые обусловлены очень медленным изменением плотности зерен в зависимости от скорости, вследствие чего возникает необходимость в получении большой статистики при счете зерен и в весьма тщательной калибровке пластинок.

Увеличение плотности зерен после прохождения минимума, наблюдающееся при дальнейшем росте энергии частицы, связано с продольным сжатием (и, следовательно, поперечным расширением) поля движущейся частицы. Последнее приводит к возбуждению и ионизации атомов на более далеких расстояниях от траектории частицы. В связи с подобными процессами потери энергии возрастают пропорционально $\ln E$. Это увеличение потерь лишь частично отражается в соответствующем увеличении плотности зерен, поскольку значительная доля

[1]) По некоторым данным (см., например, [46]) разность $g_p - g_0$ достигает 14%. — *Прим. ред.*

энергии рассеивается в точках, лежащих вне „ствола" следа. Однако некоторые добавочные потери энергии приводят к возникновению относительно медленных δ-электронов, которые, конечно, вносят вклад в наблюдаемое ограниченное увеличение плотности зерен (см. стр. 46).

Рассмотренный выше подъем кривой $g^*(\beta)$ зависит также от поляризации среды; так, например, в воздухе этот подъем значительно больше (около 50%), чем в эмульсии. В реальных условиях величина g_0/g_p, представляющая отношение плотностей зерен в минимуме и на плато, может быть, по-видимому, различной в разных образцах эмульсии одного и того же типа. Так, например, наблюдались колебания величины этого отношения в пределах от ~14% (см. Шапиро и Стилер [46]) до ~6% (неопубликованные данные); см. также Александер и Джонстон [47].

а) Изотропия свойств ядерных эмульсий как регистрирующего прибора. Выше было указано, что равноосная форма зерен имеет чрезвычайно большое значение для регистрационных свойств эмульсии. Так, например, зерна в виде плоских „таблеток" (см. фото 15, *г*) обнаруживают заметную тенденцию располагаться параллельно подложке при высыхании эмульсии, что наблюдается даже в тех случаях, когда они были хаотично ориентированы в эмульсии, насыщенной водой. Указанное обстоятельство является неизбежным следствием того, что в процессе сушки эмульсия сокращается в направлении, перпендикулярном подложке. Подобная эмульсия должна обладать заметной анизотропией регистрационных свойств, поскольку толщина ее плоских зерен намного меньше их ширины. При этом средняя длина следа частицы в отдельном зерне и, следовательно, соответствующие потери энергии будут значительно меньше при движении частицы перпендикулярно поверхности эмульсии, чем в случае движения параллельно ей. Вследствие этого частица с определенной удельной ионизацией может образовать след при движении сквозь эмульсию в одном направлении, в то время как при движении по другому направлению след не возникнет; вообще говоря, будет наблюдаться заметная анизотропия чувствительности. Однако формы зерен, наблюдающиеся в реальных условиях, заставляют предположить, что описанные эффекты должны быть совершенно незначительными. Несмотря на это, следует все же иметь в виду, что в прецизионных опытах счет зерен производится на длинных следах, приблизительно параллельных плоскости эмульсии, вследствие чего возможно появление незначительных систематических ошибок, обусловленных описанной анизотропией, которые до настоящего времени не были замечены. В случае наклонных следов, принадлежащих частицам с малой удельной ионизацией, плотность зерен может быть непосредственно определена по углу погружения и числу зерен на заданном участке проекции следа. Для более плотных следов необходимо использовать другие методы.

б) Зависимость дискриминирующей способности эмульсий от размеров зерен. Для эмульсии G5 возможные значения плотности зерен g лежат в пределах примерно от 20 до 120 зерен на 100 μ. Первое значение соответствует частицам с минимальной ионизацией, второе относится к следам, все зерна которых способны к проявлению; таким образом, отношение плотностей зерен равно 1 : 6.

Эмульсии с более мелкими зернами, как, например, эмульсии Демерса, Богомолова и Перфилова или эмульсии типа K и L фирмы Ильфорд, позволяют производить точные измерения ионизации в более широком интервале, чем в случае эмульсии Ильфорд G5. Согласно данным Демерса, в одной из его эмульсий, проявленных хлоргидрохиноном, плотность зерен на следе с минимальной ионизацией составляла около 15 зерен на 100 μ, в то время как на полностью проявленном следе плотность могла достигать примерно 900 зерен на 100 μ, т. е. отношение плотностей составляло 60 : 1 (см. фото 40).

Измерение значения g^* на следе заряженной частицы может при известном заряде служить мерой ее скорости для значений β от $\sim 0{,}4\,c$ до $\sim 0{,}88\,c$. Этот метод имеет очень большое значение, поскольку при его правильном применении он обеспечивает значительно бо́льшую точность, чем аналогичный метод счета капель, используемый при работе с камерами Вильсона. Значение g^* для данного следа, определяемое опытными наблюдателями, имеет обычно точность, зависящую только от статистических флуктуаций сосчитанного числа зерен или конгломератов. Сравнительно легко снизить ошибки до ~3%.

в) Счет конгломератов[1]**.** При счете зерен вдоль следа нередко возникают затруднения в определении их истинного числа вследствие того, что отдельные зерна образуются очень близко друг к другу. Трудность может быть преодолена путем принятия определенных условий, касающихся интерпретации подобных небольших групп зерен. Опыт, основанный на

[1] В литературе встречается иногда термин „сгустки", однако мы предпочитаем использовать всюду термин „конгломераты". — *Прим. ред.*

длительной практике и эпизодических проверках, показал, что подобные условия могут сохраняться неизменными не только для какого-либо отдельного наблюдателя, но также и для нескольких лиц, работающих в одной группе. Другой путь состоит в том, чтобы считать число отдельных зерен или групп зерен, не делая различия между ними и не пытаясь оценивать число зерен в сгустках. Этот прием обычно называется „счетом конгломератов". Он менее подвержен субъективным ошибкам, чем метод „счета зерен", но страдает тем недостатком, что может быть использован в более ограниченном интервале значений удельной ионизации. Так, например, в случае эмульсии G5 он может быть применен, если g^* меньше ~ 2, при g_p, составляющем около 22 зерен на 100 μ.

§ 12. Определение удельной ионизации путем измерения разрывов

Определение числа конгломератов на следе эквивалентно измерению числа „разрывов", вследствие чего счет конгломератов и счет разрывов являются эквивалентными понятиями. При подсчете числа разрывов (см. Ходжсон [49], Ренардье и др. [50]) встречается ряд затруднений, а именно:

1) решение вопроса о том, соприкасаются два зерна или нет, может зависеть от качества изображения, даваемого оптической системой, и от индивидуальных особенностей наблюдателя;

2) средний размер проявленных зерен может изменяться в зависимости от глубины значительно больше, чем плотность зерен на следе частицы с заданной удельной ионизацией. Очевидно, что подобное изменение среднего размера зерна может оказать значительное влияние на число разрывов для следа;

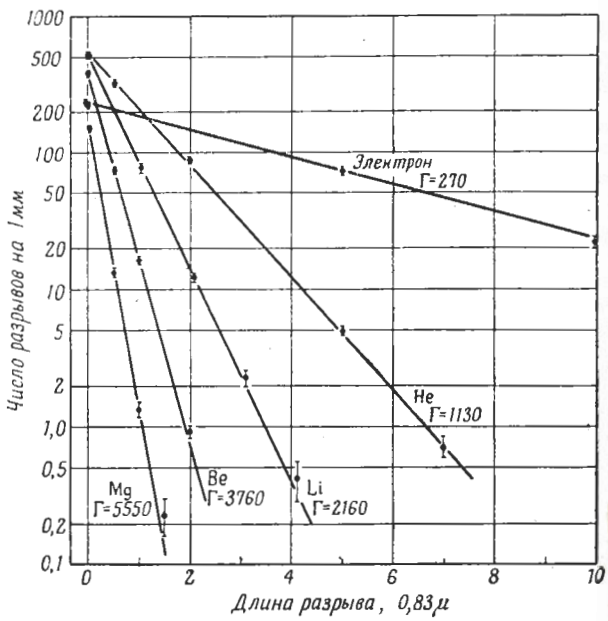
3) вследствие создаваемой зернами экранировки, которая возникает благодаря сокращению видимой длины следа, оказывается затруднительным ввести поправку на угол погружения следа;

4) число разрывов очень медленно изменяется в зависимости от удельной ионизации в некоторых важных интервалах ее значений.

Перечисленные трудности привели к серьезному ограничению области применения счета разрывов в его первоначальных вариантах.

Существенный успех в развитии этого метода был достигнут О'Келли [51, 52], который измерял распределение длин разрывов на следах частиц с самыми различными удельными ионизациями и показал, что оно подчиняется экспоненциальному закону: $N(l) = N_0 e^{-\Gamma l}$, где $N(l)$ представляет число разрывов с длиной больше l, а N_0 — их полное число (фиг. 36). Постоянная Γ, входящая в показатель экспоненты, является мерой средней длины разрыва $l_m = 1/\Gamma$. Из сказанного вытекают два важных обстоятельства.

Во-первых, для следов, соответствующих данной удельной ионизации, постоянная Γ весьма мало чувствительна к среднему размеру зерна. Поэтому определение значения Γ



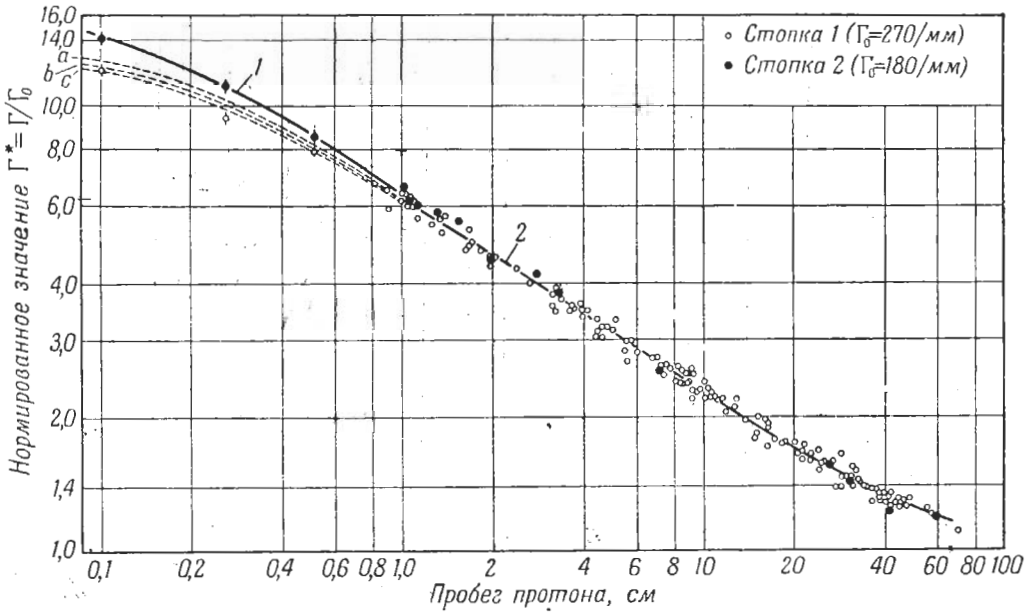
Фиг. 36. Зависимость числа разрывов с длиной, равной или большей l, от длины разрыва l для частиц с различной удельной ионизацией [53].

позволяет получить вполне удовлетворительную оценку соответствующей ионизации.

Во-вторых, в рассматриваемом случае легко ввести поправку на наклон следа. Истинная длина разрыва l_t связана с наблюдаемой длиной l_0 следующим соотношением: $l_t = l_0 \sec\theta$. Отсюда следует, что $\Gamma_t = \Gamma_0 \cos\theta$, где θ — угол погружения следа в непроявленной эмульсии. Написанное равенство справедливо вследствие того, что экранирование зерен на наклонных следах эквивалентно некоторому постоянному увеличению среднего размера зерна, что не влияет на значение показателя экспоненты. Последнее оказалось существенным в связи с тем, что описанный метод был разработан для повышения точности определения масс K-мезонов (см. стр. 115), которые в то время наблюдались довольно редко и следы которых часто оказывались сильно наклоненными к поверхности эмульсии.

При использовании метода О'Келли необходимо измерить длину каждого разрыва на за-

данном участке следа. Этот прием, который оказывается весьма трудоемким в случае длинных следов[1], все же является оправданным вследствие важности получения всей возможной информации при обработке следов K-мезонов. Фаулер и Перкинс [53] показали, что экспоненциальный закон распределения l оказывается справедливым в еще более широком интервале значений удельной ионизации — от величины, равной удельной ионизации быстрого электрона, до ее стократного значения. При этом более



Фиг. 37. Зависимость между нормированным значением $\Gamma^* = \Gamma/\Gamma_0$ и остаточным пробегом для протонов, зарегистрированных в двух стопках с различными Γ_0 [53].

Штриховые кривые соответствуют теоретическим значениям Γ/Γ_0, полученным при различных предположениях относительно распределения размеров непроявленных зерен. Экспериментальные данные не позволяют решить вопрос о справедливости того или иного предположения.

55% всех данных, относящихся к данному следу, может быть получено путем определения плотности конгломератов (что также дает полное количество разрывов) вместе с числом разрывов, длина которых в 2 или 3 раза превышает среднее значение. Таким образом, значительно уменьшается число разрывов, которое необходимо измерить: измеряются только разрывы с длиной, близкой к критической. В качестве примера на фиг. 37 приведены результаты, полученные Фаулером и Перкинсом (см. также Джонстон и О'Келли [54]).

Фаулер и Перкинс показали, что в широком интервале значений удельной ионизации отношение Γ/Γ_0, где Γ_0 соответствует величине Γ в области плато ионизационной кривой, является мерой удельной ионизации, а следовательно, и скорости однократно заряженной частицы, причем эта величина почти не зависит от степени проявления (фиг. 37). Таким образом, для значений Γ/Γ_0, изменяющихся в пределах от 1 до 6 (что соответствует протонам с остаточными пробегами от 70 до 1 *см*), кривая, показанная на фиг. 37, может рассматриваться как результат стандартного соотношения между Γ/Γ_0 и R, которое справедливо для всех условий проявления, обычно встречающихся в практике работы с эмульсией типа G5.

В более поздних работах исследовались распределения длин разрывов при измерениях на следах длиной в несколько сантиметров, принадлежавших тяжелым релятивистским ядрам первичного космического излучения. Указанным путем можно было проверить экспоненциальный характер распределения в значительно более широком интервале значений l, причем было установлено, что такой характер распределения справедлив даже для наиболее длинных разрывов, включая сюда и те, которые встречаются на 1 *см* лишь около 3 раз (см. фиг. 36). Кроме того, было установлено, что для эмульсии G5 величина Γ стремится к предельному значению, равному приблизительно 5000 на 1 *мм* для частиц с большой удельной ионизацией,

[1] Штраних и сотрудники [82*] недавно сконструировали прибор, позволяющий производить автоматически (со скоростью до 50 *μ/сек*) анализ распределения разрывов по длинам одновременно с измерением многократного рассеяния. — *Прим. ред.*

причем почти то же самое значение наблюдалось при значительной разнице в степени проявления (см. фиг. 39).

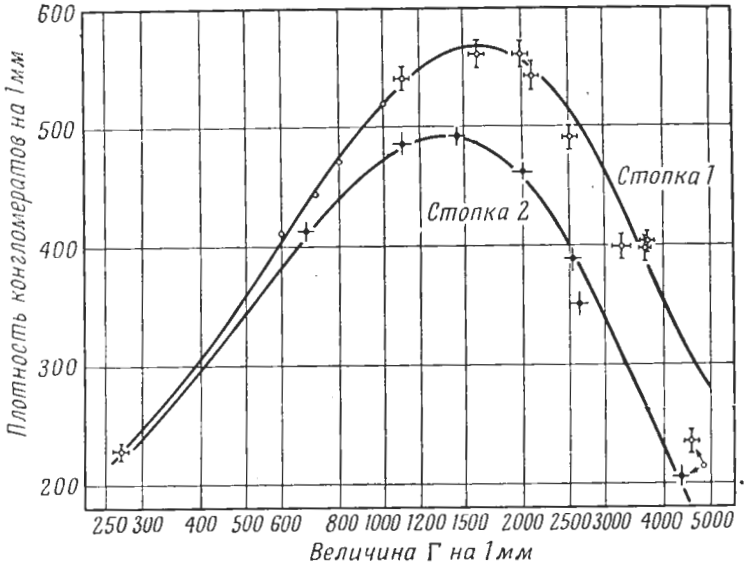
Все упомянутые явления могут быть объяснены на основе простых представлений, согласно которым эмульсия состоит из беспорядочно распределенных галоидных кристаллов одинакового размера, которые, однако, не могут проникать друг в друга. В этом случае можно показать, что распределение участков пути частицы в *желатине*, которые она проходит между последовательными проникновениями сквозь кристаллы галоида, имеет почти экспоненциальный характер, причем среднее значение составляет около 0,2 μ. Эта величина получена на основании того, что эмульсия G5 содержит приблизительно 50% желатины и 50% галоида, кристаллы которого имеют диаметр порядка 0,3 μ. В данном случае средняя длина пути в желатине будет равна средней длине пути в галоиде, а именно $^2/_3$ диаметра зерна, т. е. 0,2 μ. Если все зерна, сквозь которые прошла частица, становятся способными к проявлению, то соответствующее значение Γ будет приближаться к $1/(2\cdot 10^{-4})$ на 1 *мм*, т. е. к 5000 на 1 *мм*. Бо́льшие значения должны наблюдаться для эмульсий с меньшим размером зерен.

Для описанной модели эмульсии зависимость между плотностью зерен g, вероятностью p того, что зерно, сквозь которое прошла частица, окажется способным к проявлению, средней длиной разрыва Γ и плотностью конгломератов B выражается следующими соотношениями:

$$g = \frac{p}{2K_0}, \quad 1 - p = \Gamma K_0 e^{-\Gamma K_0},$$

$$B = \Gamma e^{-\Gamma u'}\left[1 + \frac{11\Gamma^2 K_0^2}{48} + \frac{5}{96}\Gamma^3 K_0^3 + \ldots\right]. \quad (3.9)$$

Сумма, стоящая в квадратных скобках, представляет быстро сходящийся ряд, K_0 — среднее расстояние, проходимое частицей в желатине между двумя последовательными непроявленными зернами бромистого серебра, а u' — величина, равная среднему диаметру проявленных зерен, определенному обычным путем.



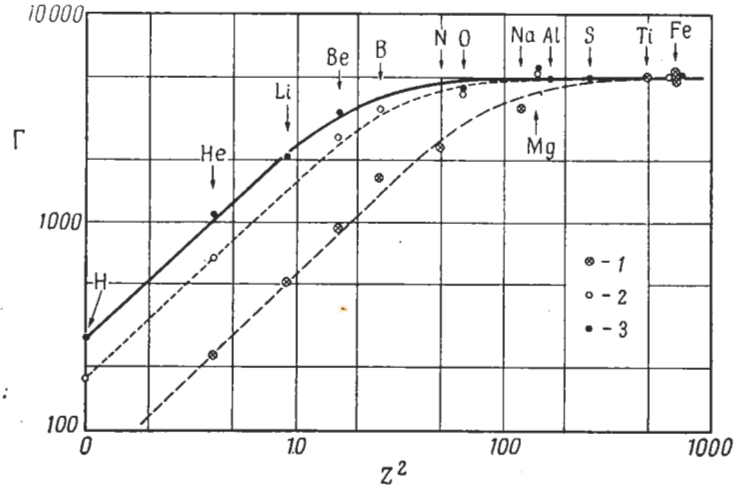
Ф и г. 38. Зависимость плотности конгломератов B от величины Γ для следов, зарегистрированных в двух различных стопках [53].

Теоретические кривые рассчитаны для стопок *1* и *2* при соответствующих значениях параметра u', равных 0,67 и 0,76 μ. Приведенные экспериментальные точки получены в результате измерений на следах протонов, α-частиц и более тяжелых ядер, обладавших различными скоростями. Из кривых следует, что плотность конгломератов B является функцией Γ, которая не зависит от скорости и заряда частицы, но зависит от размера проявленных зерен u'.

Экспериментальные значения B, полученные для двух эмульсионных стопок (фиг. 38), были сопоставлены со значениями, рассчитанными по формуле (3.9) для $u' = 0{,}67$ μ и $u' = 0{,}76$ μ. Эти значения u' соответствуют непосредственно измеренным средним диаметрам зерен. Кривая для стопки *1* была рассчитана с учетом распределения размеров проявленных зерен. Подобное распределение, как это следует из измерений, выполненных на отдельных зернах, приближенно является гауссовым (см. Делла-Корте и др. [55]). Фаулер и Перкинс определили для типичной стопки стандартное отклонение от среднего, которое оказалось равным 0,14 μ. При этом приведенные выше значения u', которые

указывают на то, что объем проявленных зерен в 10 раз превышает размеры первоначального кристалла, убедительно говорят о сильно выраженном микрокристаллическом волокнистом строении проявленных зерен.

ионизация, вызываемая частицей, ограничивается пределами зерен, находящихся на ее траектории. В этом случае ширина следа оказывается приблизительно равной среднему диаметру проявленного зерна.



Фиг. 39. Экспериментальные значения Γ (обратной величины средней длины разрыва, выраженной в *мм*), полученные путем измерений на следах отдельных ядер первичного космического излучения с различными Z.

Три серии измерений соответствуют различным степеням проявления эмульсии Ильфорд G5 (*1* — недопроявленная эмульсия, *2* и *3* — нормально проявленная эмульсия). При малых Z наблюдается четырехкратная разница в величинах Γ, которые, однако, при больших значениях Z^2 стремятся к пределу, равному ~5000 на 1 *мм*.

Процесс образования зерен был рассмотрен рядом авторов на основе упрощенных представлений о физической структуре эмульсии (см., например, работы О'Келли [51, 52], Делла-Корте и др. [55], Демерса [56], Блатта [57], Хаппа и др. [58], Герца и Дэвиса [59]).

§ 13. Измерения „ширины" следов

Альвиал и др. [62] показали, что в некоторых случаях необходимая информация может быть получена путем измерения ширины следа. Этот метод, который может оказаться полезным при идентификации частиц, дающих очень короткие следы, основан на следующих соображениях.

При приближении частицы к концу пробега происходит увеличение ее удельной ионизации. Эта ионизация включает в себя как первичную ионизацию, т. е. испускание медленных электронов, которые не способны образовывать новые ионы, так и вторичную ионизацию, вызываемую более быстрыми δ-электронами. Максимальная энергия δ-электронов зависит от скорости первичной частицы ($v = \beta c$), причем для значений $\beta \lesssim 0{,}07$ пробег вторичных электронов оказывается меньше среднего радиуса зерна. При столь малых скоростях почти вся

На участках следа частицы, обладающей несколько большей скоростью, максимальный пробег δ-электронов оказывается таким, что



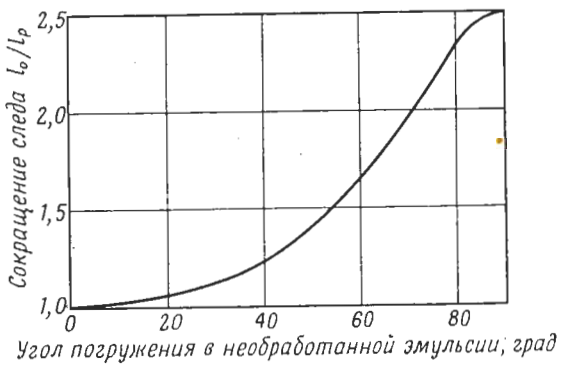
Фиг. 40. Средняя ширина на последних 16μ следов α-частиц при различных значениях начального угла погружения следа в эмульсии в точке его возникновения [62].

они могут производить ионизацию (т. е. вызывать появление скрытого изображения) в зернах, находящихся вне траектории частицы. Подобные δ-электроны оказываются настолько многочисленными и обладают настолько корот-

кими пробегами, что их следы не могут наблюдаться в отдельности. Однако эти δ-электроны вызывают увеличение ширины „цилиндра" проявленных зерен, вследствие чего соответственно возрастает толщина следа. Подобные эффекты весьма отчетливо обнаруживаются на следах тяжелых осколков с большим зарядом, где они приводят к образованию суживающейся области следа, расположенной у конца пробега. Это явление более подробно рассмотрено в гл. 5 (см. стр. 123). Однако в случае частиц с зарядом e след никогда не получается очень широким вследствие того, что число δ-электронов с заметным пробегом оказывается слишком малым. δ-электроны приводят к появлению коротких боковых отростков на главном следе, превращающихся при более высоких скоростях в отчетливо видимые следы, однако никогда не появляется сплошных „стволов", столь характерных для следов тяжелых ядер. Вместе с тем наблюдения Альвиала и др. [62] дают основание предположить, что незначительные эффекты описанного типа могут наблюдаться даже на следах частиц с зарядом $|e|$ (см. фиг. 42).

Вторая причина, вызывающая увеличение ширины следа, связана с чисто механическими явлениями. Как мы видели, при проявлении зерно постепенно превращается в волокнистую или губчатую массу, напоминающую миниатюрный шарик из неплотно скатанной шерсти, размеры которого значительно превышают размеры исходного зерна. В областях с высокой удельной ионизацией, где бóльшая часть пронизанных частицей зерен оказывается способной к проявлению, указанное увеличение размеров соприкасающихся зерен может привести к их значительному смещению. Подобные зерна обнаруживают тенденцию к деформации и взаимному выталкиванию, что вызывает появление мелких искривлений следа. Отчетливые эффекты подобного рода были замечены еще очень давно — вскоре после появления первых концентрированных эмульсий — причем подобные следы получили название „кии" (см. Оккиалини и Пауэлл [63]). Следует ожидать, что соответствующая ширина следа будет возрастать как при увеличении плотности зерен, так и при увеличении среднего диаметра проявленного зерна.

Дисторсия следов, обусловленная описанным эффектом, может быть выражена более отчетливо, если след наклонен к поверхности эмульсии, поскольку в этом случае его длина будет уменьшаться во время сушки обработанной пластинки. Так, например, при коэффициенте усадки, равном 2,5, подобное сокращение составляет 1,13 : 1 для угла погружения $\Phi = 30°$ и 1,7 : 1 для $\Phi = 60°$ (см. фиг. 41). Можно заметить, что вследствие значительного разбухания желатины при обработке ее растворами зерна оказываются удаленными друг от друга. Однако впоследствии, во время сушки пластинки, зерна снова прижимаются друг к другу, причем более плотно,

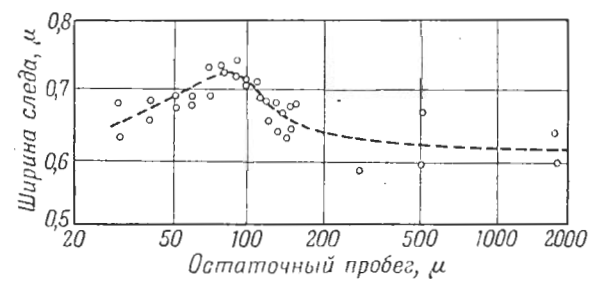


Фиг. 41. Сокращение наклонных следов вследствие усадки эмульсии.

Коэффициент усадки равен 2,5.

чем в необработанной эмульсии. Поэтому искривления следа возникают не в процессе роста зерен, а именно во время сушки эмульсии после ее обработки.

Вследствие существования описанных механических явлений необходимо соблюдать максимальную осторожность при интерпретации



Фиг. 42. Изменение ширины следов двух протонов в зависимости от расстояния до конца пробега.

При остаточном пробеге, равном приблизительно 100 μ, имеется указание на максимум кривой [62].

данных, полученных в результате измерения ширины следов, поскольку в этом случае необходимо отделить значительные эффекты, производимые δ-электронами, от эффектов, связанных с упомянутыми искривлениями следа. При этом нужно учитывать, что эти искривления могут сильно зависеть от глубины, благодаря изменениям среднего размера зерна. Вследствие указанных причин для обеспечения надежности подобных измерений необходимо проводить их сравнения со следами, имеющими такой же наклон и находящимися на той же глубине в соседних участках эмульсии (см. Альвиал и др. [62]).

В качестве примера, показывающего величину наблюдаемых эффектов, на фиг. 42 приведена зависимость ширины следа протона от остаточного пробега. Ширина оказывается максимальной приблизительно в 100 μ от конца пробега, что может быть приписано влиянию короткопробежных δ-электронов. Удельная ионизация достигает наибольшего значения в точке, расположенной значительно ближе к концу пробега.

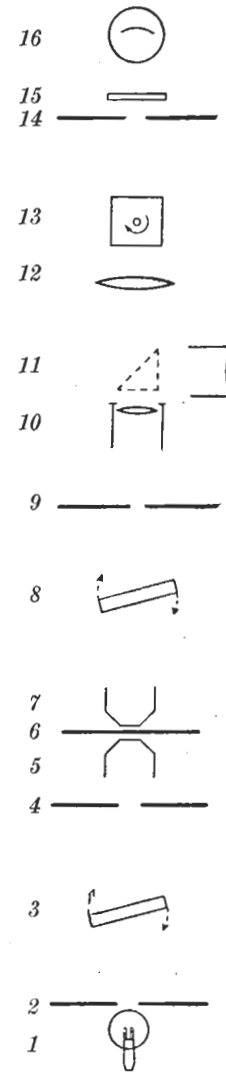
§ 14. Фотометрирование следов

Вследствие субъективных ошибок, возникающих при визуальной оценке плотности зерен, плотности δ-электронов на следах и т. д., рядом исследователей были разработаны фотоэлектрические методы для выполнения подобных измерений. Основной принцип, общий для всех до сих пор разработанных методов, заключался в определении вызываемого следом затемнения, причем измерения интенсивности проходящего света производились при помощи фотоумножителя. Среди наиболее существенных методов такого рода могут быть отмечены следующие.

а) Счет зерен и разрывов. В ряде методов используются операции, сводящиеся по существу к следующему. Предположим, что при изучении следа эффективное поле зрения, „видимое" фотоумножителем, ограничено специальными диафрагмами до размеров небольшого кружка. Если перемещать подобный кружок вдоль следа, то количество проходящего через него света будет изменяться в соответствии с затемнением, вызываемым зернами. Возникающие при этом флуктуации светового потока регистрируются фотоумножителем с соответствующими приставками и могут быть записаны на движущуюся пленку. Обработка такой записи позволяет определить число зерен или конгломератов.

При использовании описанного метода Блау, Рудин и Линденбаум [64] применяли для ограничения поля зрения круглую диафрагму, расположенную в плоскости изображения. Столик микроскопа был снабжен специальным приводом, который обеспечивал движение следа через центральную часть поля зрения, причем зерна все время удерживались в плоскости фокуса.

Другой метод, в принципе сходный с описанным выше, был предложен Ван-Россумом [65, 66], который использовал (фиг. 43) для ограничения поля зрения узкую щелевую диафрагму *9*, находившуюся в плоскости изображения, даваемого объективом. Вторичное изображение следа получалось при помощи окуляра Рамсдена *10* в сочетании с фотографическим объективом *12* в плоскости анализирующей щели *14*. Между щелью *14* и объективом *12* находилась прямоугольная призма *13*, вращающаяся вокруг оси, перпендикулярной длинной стороне щели *9*. Анализирующая щель *14* была узкой и располагалась перпендикулярно щели *9*. Ширина щелей *9* и *14* была равна соответственно 0,5 μ и 0,2 μ (в плоскости объекта). При вращении призмы изображение следа пересекало узкую анализирующую щель *14*, что сопровождалось изменением фототока в соответствии с затемнением, вызываемым зернами. Выход фотоумножителя через соответствующий усилитель мог быть присоединен к осциллографической трубке. На фото 25 изображены два следа так, как они видны в поле зрения микроскопа, вместе с соответствующими осциллограммами. Следы сильно различаются по плотности зерен: в первом случае фотометрирование оказывается эквивалентным „счету разрывов", во втором — „счету зерен". Описанный метод, который соответствует просмотру следа через малую прямоугольную щель, обладает тем преимуществом, что изучаемый отрезок следа сначала фокусируется в пределах



Фиг. 43. Оптическая схема установки для фотометрирования следов.

1 — лампа; *2* — полевая диафрагма; *3* — прямоугольная призма для смещения лучей в боковом направлении; *4* — апертурная диафрагма; *5* — конденсор; *6* — эмульсионный слой (объект); *7* — объектив; *8* — прямоугольная призма для боковой установки изображения; *9* — полевая диафрагма; *10* — окуляр Рамсдена; *11* — призма для визуального наблюдения; *12* — фотообъектив; *13* — прямоугольная призма для смещения изображения в боковом направлении; *14* — анализирующая щель; *15* — фильтр; *16* — фотоумножитель.

Для обеспечения возможности использования различных методов фотометрирования часть установки, расположенная за окуляром, может быть повернута на 90° (см. фото 25—27). В упрощенном приборе, применявшемся Неем, отсутствовали элементы оптической системы, обозначенные номерами *8*, *9*, *10*, *12* и *15*, причем первичное изображение фокусировалось на анализирующую щель *14*.

поля зрения, ограниченного щелью *9*, а затем при неизменной фокусировке производится его анализ при помощи щели *14*. Следует заметить, что в системе, предложенной Блау и др. [64], след при движении его в поле зрения должен был непрерывно удерживаться в фокусе.

Описанные методы позволяют производить объективные измерения, на основании которых можно определять плотности зерен и конгломератов. Однако их применение связано с рядом трудностей, вследствие чего они не получили широкого распространения.

б) Измерение оптической плотности следов (денситометрия). Помимо описанных выше, были предложены и другие методы фотометрирования следов, основанные на определении полного затемнения, производимого изучаемым отрезком следа (см. Фризен и Кристианссон [67], Демерс и Матье [68]). Соответствующие измерения производились путем сравнения интенсивностей света, прошедшего через узкую щель в тех случаях, когда она накладывалась на изображение следа и когда она была смещена в сторону. Ширина такой щели (отнесенная к плоскости предмета) должна составлять около 1 μ, т. е. несколько превышать ширину следа.

Морелле и Кайяс [69—71], использовавшие аналогичный метод, применяли весьма узкие щели (эквивалентные 0,2 μ в плоскости предмета), расположенные параллельно следу. При измерении щель перемещали поперек следа, что позволяло получить его усредненный фотометрический профиль (см. фото 26).

Одно из затруднений, связанных с описанными методами, состоит в том, что величина затемнения, вызываемого следом, зависит от его глубины в эмульсии (см. фото 28). Из практики визуальных микроскопических наблюдений хорошо известно, что зерна, расположенные вблизи поверхности эмульсии, выглядят черными, в то время как аналогичные зерна, находящиеся у стекла, часто кажутся серыми. Указанные изменения связаны с рассеянием света в слое эмульсии, расположенном над следом. Возникающее при этом слабое свечение эмульсии приводит к уменьшению контраста, которое будет тем больше, чем глубже находится след. Дополнительные трудности метода фотометрии возникают также вследствие малой величины затемнения, вызываемого тонкими следами. При этом величина поправок, которые необходимо сделать для компенсации глубины следа, может оказаться весьма значительной, что приведет к соответствующему уменьшению окончательной точности измерений.

Для определения фотометрических профилей следов тяжелых ядер Чекарелли и Цорн [72] применили метод, сходный с тем, который использовал Морелле (см. фото 26 и 27). Для избежания затруднений, связанных с изменением контраста в зависимости от глубины, они измеряли ширину профиля следа на половине высоты максимума затемнения. Чекарелли и Цорн нашли, что эта „полуширина" зависит от глубины значительно меньше, чем наблюдающееся абсолютное значение затемнения. Вследствие этого она может служить надежной характеристикой следа, позволяющей определять удельные ионизации, а следовательно, и заряды тяжелых ядер, движущихся с релятивистскими скоростями. Сходный метод был также использован Делла-Корте и Раматом [73].

Вследствие введения больших поправок на изменение затемнения с глубиной в описанных выше методах Ван-Россум [65, 66] видоизменил осветительную систему микроскопа таким образом, чтобы свести к минимуму количество света, рассеянного в эмульсии (см. фиг. 43). В предложенной им конструкции обычный конденсор заменен высокоапертурным микрообъективом, снабженным специальной полевой диафрагмой, вследствие чего освещенный участок в плоскости объекта имеет вид узкого прямоугольника шириной 1,0 μ. Последнее значительно уменьшает общую интенсивность проходящего через эмульсию света, который оказывается направленным на участок, находящийся в непосредственной близости от следа. В результате значительно снижается потеря контраста по всей глубине эмульсии и необходимые поправки уменьшаются приблизительно в 10 раз. При этом они оказываются меньше обычно встречающихся изменений степени проявления с глубиной. Типичные фотометрические профили следов, полученных указанным методом, а также при освещении пластинки через круглую полевую диафрагму, показаны на фото 28.

Если для определения масс частиц с зарядом $|e|$ применяется метод (g, R) (см. стр. 115), то при использовании современных фотометрических методов определения плотности зерен могут быть получены результаты с вероятной ошибкой, определяемой только случайными флуктуациями указанной плотности. Для следов длиной 1 *см* результирующие ошибки при определении массы составляют около 5%. Однако для получения такой точности необходимо, чтобы пластинки были достаточно прозрачными. Рассмотренный метод может оказаться весьма ценным в тех случаях, когда важно получить высокую точность и в то же время нельзя использовать другие, более прецизионные методы.

Обзор применявшихся до настоящего времени фотометрических методов был сделан Ван-Россумом [65, 66].

Глава 4

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

(продолжение)

ЧАСТЬ III

ИЗМЕРЕНИЕ РАССЕЯНИЯ

§ 1. Общие положения; определение $p\beta$

При прохождении заряженной частицы через материальную среду направление ее движения непрерывно изменяется вследствие большого числа малых отклонений, возникающих в результате кулоновского рассеяния атомными ядрами, расположенными вблизи траектории частицы. Среднее угловое отклонение $\langle\varphi\rangle$ частицы с зарядом Ze, прошедшей отрезок, равный C, является мерой величины pv, где p — импульс частицы, а v — ее скорость. Соотношение между этими величинами может быть написано в следующем виде:

$$\langle\varphi\rangle = K_1 Z \frac{\sqrt{C}}{pv},$$

где K_1 — коэффициент, имеющий почти постоянное значение для данного C, а $\langle\varphi\rangle$ представляет собой арифметическое среднее.

Величина C носит название „длины ячейки"; на практике ее значение выбирается в зависимости от импульса частицы, на следе которой производятся измерения. В случае частиц с большими энергиями отклонения от строго прямолинейного направления оказываются незначительными и могут быть обнаружены только при достаточно большом C. В реальных условиях используются ячейки длиной от 25 μ до 1 *см*. При этом удобно пересчитывать наблюдаемые значения $\langle\varphi\rangle$, полученные для соответствующих ячеек, к эквивалентным значениям, относящимся к стандартной ячейке ($C = 100\ \mu$). Полученная таким образом величина обозначается через $\bar{\alpha}$; в этом случае приведенное выше соотношение может быть написано следующим образом:

$$p\beta = \frac{K_1' Z}{\bar{\alpha}}.$$

Теорию многократного рассеяния заряженных частиц разрабатывали Вильямс [1—3], Мольер [4, 5], Снайдер и Скотт [6] и Бете [7]. Результаты, полученные последними из указанных авторов, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, относящимися к очень быстрым частицам ($\beta \to 1$). Значения среднего угла рассеяния, вычисленные на основании мольеровской теории, также совпадают, в пределах статистических ошибок, с экспериментальными величинами, полученными для частиц с известными массами и энергиями (см. Готтштейн и др. [8], Войводич и Пикап [9]).

а) Угловой и координатный методы. Для определения величины $\bar{\alpha}$ применяются два метода, основанных на измерении отклонений проекции следа на плоскость эмульсии. В первом из них, который получил название углового метода, определяется направление касательной к траектории в ряде находящихся на ней равноудаленных точек и вычисляются отклонения $\langle\varphi\rangle_1$, представляющие разности между последовательными отсчетами (Голдшмидт-Клермон и др. [10, 11], Дэвис и др. [12]). Во втором, так называемом координатном методе измеряются координаты последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстоянии C. Подобные измерения позволяют найти угловые отклонения $\langle\varphi\rangle_2$ между последовательными хордами путем вычисления вторых разностей меж-

ду отсчетами (см. Фаулер [13]). Значения $\langle\varphi\rangle$, определенные обоими методами, не равны между собой, причем можно показать, что для достаточно большой серии измерений

$$\frac{\langle\varphi\rangle_1}{\langle\varphi\rangle_2} = \sqrt{\frac{3}{2}}. \qquad (4.1)$$

При измерениях по координатному методу первые разности S_1, S_2, ... между последовательными значениями y_1, y_2, ... координат точек пересечения следа со шкалой y дают для заданной ячейки C наклоны хорд β_1, β_2, ...:

$$\beta_1 = \frac{y_2 - y_1}{C}, \quad S_1 = y_2 - y_1 = C\beta_1.$$

Вторые разности D_1, D_2, ... дают последовательные взаимные отклонения хорд: $D_1 = S_2 - S_1 = C(\beta_1 - \beta_2) = C\Phi$. Поскольку $\langle\Phi\rangle = \bar{\alpha}\sqrt{C}$, то

$$\bar{D}^2 = \bar{\alpha}^2 C^3 = \left(\frac{K}{pv}\right)^2 C^3 = K_2^2 C^3,$$

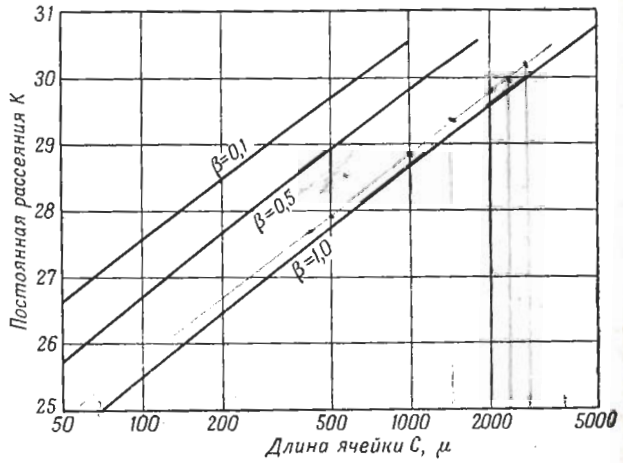
где

$$K_2 = \frac{K}{pv}. \qquad (4.2)$$

Отсюда следует, что при отсутствии дисторсии и других источников ошибок среднее квадратичное значение вторых разностей изменяется пропорционально кубу длины ячейки.

б) Операции „обрезания"; постоянная рассеяния. При определении $\bar{\alpha}$ можно устранить отдельные, случайно выпадающие по своей большой величине значения, обусловленные однократным рассеянием. Это достигается путем исключения значений D, превышающих $4\bar{D}$; указанный прием называется „обрезанием". Величина K, получившая название „постоянной рассеяния", слабо зависит от скорости частицы, а также от длины ячейки и характера обрезания. Это объясняется тем, что при заданном $p\beta c$ скорость частицы и длина ячейки определяют соответственно наиболее вероятное число испытываемых ею соударений и относительные числа столкновений, приводящих к однократному или многократному рассеянию. На фиг. 44 показана зависимость K от длины ячейки C для трех различных значений β. Если из экспериментальных данных исключить значения D, превышающие $4\bar{D}$, то соответствующую величину K следует уменьшить на 2,4.

В тех случаях, когда применяется обрезание, средняя величина $\bar{D}$ определяется после исключения больших D; при этом граничное значение, равное $4\bar{D}$, должно быть найдено методом проб и ошибок, что представляет весьма утомительную операцию, особенно при большой длине следа. Другой метод состоит в замене всех D, превышающих $4\bar{D}$, значениями, равными $4\bar{D}$. Этот прием, при котором сохраняется большее число первоначальных данных, обладает тем преимуществом, что операция определения $\bar{D}$ происходит значительно быстрее, чем в том случае, когда большие D полностью исключаются из



Фиг. 44. Зависимость постоянной рассеяния от длины ячейки при различных значениях β.

Кривые рассчитаны на основании мольеровской теории и соответствуют измерениям без „обрезания" больших разностей. Постоянная рассеяния выражена в единицах, при которых при измерении $\bar{\alpha}$ в градусах на 100 μ величина $K_1/\bar{\alpha}$ дает значения $p\beta$ для однократно заряженной частицы в *Мэв/с*. Для многократно заряженных частиц с любыми массами могут быть приняты значения постоянной рассеяния, соответствующие кривой, относящейся к $\beta = 0{,}1$. При этом следует, однако, учитывать наличие множителя Z в выражении $p\beta = K_1 Z/\bar{\alpha}$.

результатов измерений. При использовании описанного метода значения K оказываются приблизительно на 0,8 меньше тех, которые приведены на фиг. 44. Рассмотренный прием был впервые предложен Голдзаком.

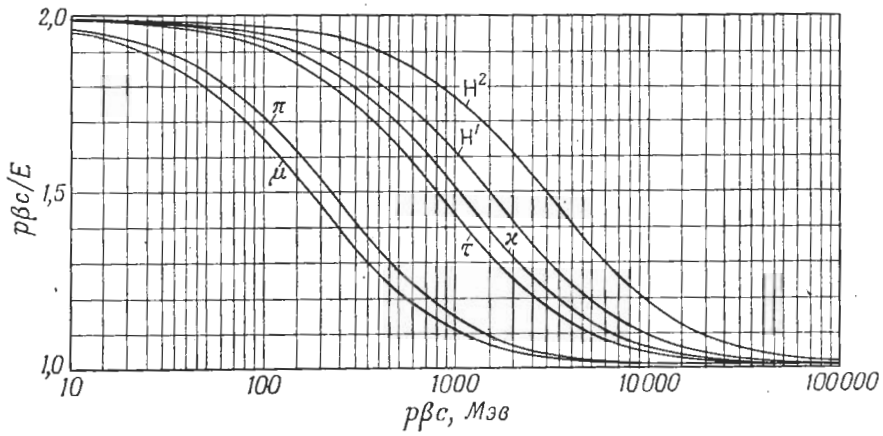
в) Рассеяние по глубине. Ограниченная глубина резкости высокоапертурных микрообъективов позволяет измерять с большой точностью глубину, на которой находятся зерна в эмульсии. Маббу [14] показал, что в отличие от обычно применяемых методов подобные измерения позволяют также определять отклонения проекции следа в плоскости, перпендикулярной поверхности эмульсии. Измерение рассеяния по глубине может дать ценные дополнительные сведения при изучении отдельных интересных случаев.

г) Практические примеры измерений рассеяния. Для иллюстрации практического применения метода измерения рассеяния на фото 29 показаны микрофотографии следа π-мезона, сделанные в нескольких последовательных точках его траектории, удаленных друг от друга на расстояние $C = 500$ μ. Рассматриваемый мезон возник в результате ядерного рас-

щепления и остановился, пройдя в эмульсии 13,2 *мм*. В таблице в подписи к фото 29 приведены ординаты точек пересечения следа с окулярной шкалой, а также оценки значений $\langle\varphi\rangle$ и $\bar{\alpha}$.

Подобные же измерения на следе α-частицы с большой энергией иллюстрируются фото 30 и таблицей в подписи к этому фото; расстояния между точками, в которых были сделаны снимки, составляют 1000 μ (1 *мм*). В рассматриваемом случае отклонения следа от прямой линии оказываются незначительными, причем результаты измерений, взятые в отдельности, не позволяют решить, имело ли место влияние дисторсии. Последнее можно выяснить путем изучения соседних следов с большими углами погружения, а также путем дополнительных измерений на других доступных участках следа. Окончательное значение $\bar{\alpha}$, полученное в результате указанных измерений, составляло 0,006° на 100 μ, чему соответствует энергия α-частицы около 10 *Бэв*. Для получения заметного отклонения в случае частиц с очень большими энергиями может оказаться необходимым использование ячеек длиной порядка 5 *мм* или больше. Частица с наибольшей из известных энергий, для которой до настоящего времени было измерено рассеяние, имела след длиной 8 *см*; в этом случае было найдено, что $\bar{\alpha} \leqslant 0{,}00007°$ на 100 μ. Измерения производились с ячейкой длиной 1 *см*, причем полученные результаты согласуются с характером расщепления, вызванного этой частицей (см. гл. 15).

Предположив, что $K = 26$, мы получим из таблицы в подписи к фото 29 $p\beta = 26/0{,}57 = 46{,}6$ *Мэв/с*. Когда распределение вторых разностей D является нормальным, стандартное отклонение, обусловленное статистическими флуктуациями, приближенно выражается как $80/\sqrt{n}\,\%$, где n представляет число независимых значений вторых разностей. Вследствие этого оценка значения $p\beta$ для π-мезона при среднем пробеге 8,5 *мм* дает $46{,}6 \pm 10{,}4$ *Мэв/с*. Соответствующая величина $p\beta c/E$, полученная на основании кривых, изображенных на фиг. 45, равна 1,85. Отсюда следует, что средняя энергия частицы будет $26{,}5 \pm 5{,}6$ *Мэв*. Значение, соответствующее среднему пробегу частицы 8,5 *мм*, составляет 22 *Мэв*. На практике для



Фиг. 45. Зависимость $p\beta c/E$ от $p\beta c$ для частиц с различными массами.

Кривые такого типа позволяют осуществить удобный метод определения энергии частицы в зависимости от значения $p\beta$, найденного путем измерения рассеяния.

частицы указанной энергии можно использовать значительно более короткие ячейки (порядка 25 μ). В этом случае измерения могут быть сделаны со значительно большей статистической точностью, если даже они будут ограничены более коротким отрезком следа.

Необходимо заметить, что на основании измерений, выполненных на зарегистрированных в эмульсиях толщиной менее 100 μ следах позитронов с энергией 105 *Мэв*, О'Келли и Рочат [15] установили, что характер статистики при измерениях, для которых $\bar{D}$ определялось только по четырем отдельным значениям D, находится в превосходном согласии с теорией выборок из нормальной совокупности. Однако поскольку для толстых эмульсий распределение D дается мольеровской теорией и, кроме того, перестает заметно сказываться влияние конечной толщины слоя, то написанное выше выражение дает заниженную оценку флуктуаций отдельных измерений, которую в этом случае лучше всего принять равной $100/\sqrt{n}\,\%$ (см. Джонстон [16], ди Корато и др. [17]).

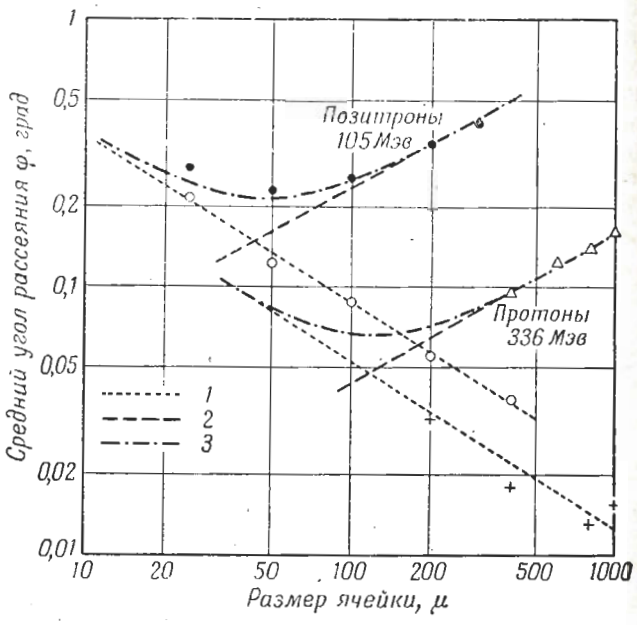
§ 2. Ограничения метода рассеяния

Точность, с которой может быть определено $p\beta$ путем измерения рассеяния на следе частицы в ядерной эмульсии, ограничена рядом методических факторов, которые необходимо учитывать при любом серьезном анализе ошибок.

а) Статистические флуктуации. Значение $\bar{\alpha}$ определяется на основании конечного числа n отдельных значений вторых разностей D, полученных при измерениях координатным методом. Если в отсутствие дисторсии и других источников ошибок предположить, что отдельные значения D имеют нормальное распределение около среднего, равного нулю, то стандартная ошибка в величине $\bar{D}$ будет порядка $80/\sqrt{n}\%$. Соответствующие ошибки в величине $p\beta$ оказываются асимметричными. Обычно производится n отсчетов с ячейкой длиной C^* и вычисляются все первые и вторые разности, соответствующие ячейке кратной длины, например mC^*. Однако метод перекрывающихся ячеек дает сравнительно небольшое количество дополнительных данных, поскольку последовательные значения вторых разностей являются коррелированными. Статистическая ошибка равна $80\sqrt{m/n}\%$. В двух примерах, приведенных в таблицах в подписях к фото 29 и 30, значение m равняется 1.

Необходимо подчеркнуть, что при сделанных выше предположениях, т. е. при нормальном распределении и отсутствии добавочных источников ошибок, вероятность отклонения измеренного значения $\bar{\alpha}$ от истинного не менее чем на два стандартных отклонения составляет 5%; соответствующая величина для трех стандартных отклонений равна 1%. Поэтому ввиду возможности столь больших флуктуаций необходимо соблюдать большую осторожность во всех случаях, когда на основании измерений, относящихся к отдельному следу, делаются далеко идущие выводы.

Вследствие статистических флуктуаций при определении $\bar{\alpha}$ представляют большое преимущество измерения на длинных следах с малыми углами погружения, поскольку при этом возрастает число ячеек, на которые может быть разделен след. Помимо этого, число ячеек может быть увеличено путем уменьшения их длины. Однако подобное укорачивание ячейки возможно только до тех пор, пока отклонения, обусловленные рассеянием, будут еще по меньшей мере вдвое превышать отклонения, вызванные ошибками отсчета и другими причинами. На фиг. 46 показаны результаты наблюдений Готтштейна и др. [8] над изменением аппаратурной величины $\bar{\alpha}$ при уменьшении длины ячейки. Измерения были выполнены в условиях, при которых дисторсия не играла существенной роли. Эффекты, связанные с ошибками отсчета, стали ощутимыми при значениях $C \leqslant 100\ \mu$ для позитронов с энергией 105 *Мэв* и $C \leqslant 500\ \mu$ для протонов с энергией 336 *Мэв*.



Фиг. 46. Изменение углового отклонения между последовательными хордами для различных ячеек [8].

Значения, полученные для следов двух позитронов со средней энергией 105 *Мэв*, обозначены ●; для следов двух протонов с энергией 336 *Мэв* — △. Измерения производились на двух различных микроскопах. Величины, найденные при помощи тех же микроскопов при измерениях на следах частиц больших энергий, обозначены ○ и +. Можно заметить, что вклад, вносимый шумом в суммарный сигнал, становится пренебрежимо малым при ячейках длиннее 150 μ для позитронов и 400 μ для протонов.

1 — шум; *2* — сигнал; *3* — оценка величины сигнал+шум.

б) Ошибки отсчета; „шум зерен". В отсутствие дисторсии и непрямолинейности движения столика ошибки в определении точки пересечения следа с отсчетной шкалой, которые становятся особенно заметными в случае следов быстрых частиц с малой плотностью зерен, могут возникнуть от целого ряда причин. Так, например, определение точки пересечения часто основывается на оценке положения центров немногих проявленных зерен диаметром $\sim 0{,}6\ \mu$. Вместе с тем могут быть случаи, когда частица пройдет через край зерна или последнее в процессе обработки проявится несимметрично; ошибки, обусловленные указанными причинами, иногда называют „шумом зерен".

Разумная оценка отдельно взятых вероятных ошибок такого рода дает значение порядка 0,1 μ. Эта величина будет меньше в случае следов частиц с большой удельной ионизацией, когда средняя линия следа может быть

определена по положению ряда соседних зерен. Вследствие этого наименьшие значения ошибок отсчета наблюдаются при измерениях на следах релятивистских ядер лития и бериллия (см. фото 172 и 173). Однако для следов частиц с еще большей ионизацией ошибки отсчета снова возрастают из-за появления на следе „веточек", принадлежащих короткопробежным δ-электронам (см. фото 174 и 175).

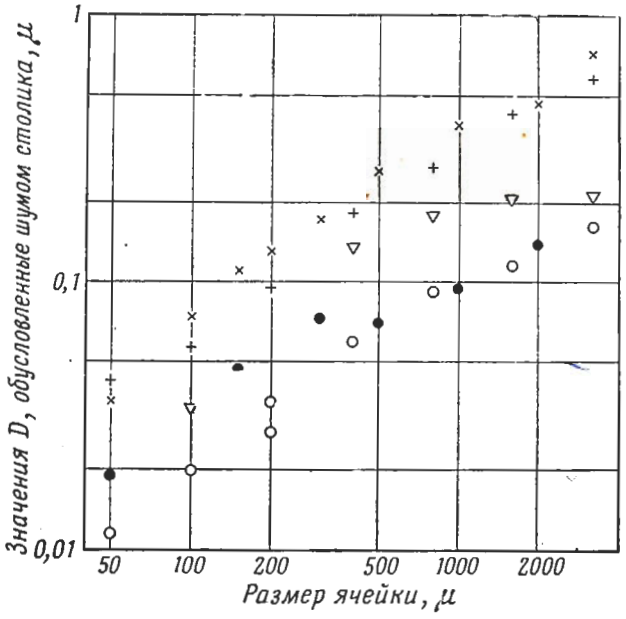
Следует отметить, что указанный выше вклад ошибок отсчета в значение вторых разностей имеет следующий смысл: вторая разность может быть представлена как $D = y_3 - 2y_2 + y_1$, где y_1, y_2 и y_3 являются координатами последовательных точек пересечения. Отсюда следует, что стандартное отклонение для ошибок отдельных отсчетов будет составлять примерно $0{,}1\mu/\sqrt{6}$, т. е. около 0,04 μ. Эта величина оказывается весьма малой по сравнению со средним диаметром проявленного зерна. Точность, которая достигается при измерениях, по-видимому, определяется следующими факторами: во-первых, вероятностью того, что зерно окажется способным к проявлению, которая приблизительно пропорциональна длине пути частицы в зерне и, следовательно, будет наибольшей, когда эта частица проходит по диаметру зерна или поблизости от него, и, во-вторых, тем, что центры непроявленных зерен со средним диаметром 0,3 μ обычно почти совпадают с центрами тех же зерен после проявления.

в) „Шум столика". При оценке истинной формы следа предполагается, что движение столика является строго прямолинейным. В действительности качество каждого микроскопа в этом отношении определяется его конструктивной схемой и тщательностью изготовления. В настоящее время выпускаются специальные измерительные микроскопы, в которых данной проблеме уделяется особое внимание.

Качество направляющих столика может быть определено при помощи интерферометра; результаты подобных измерений, относящиеся к микроскопам различных типов, показаны на фиг. 47 (см. Готтштейн [18]). Обычное значение средней ошибки составляет (для хорошего микроскопа) 0,05 μ на ячейке порядка 200 μ, однако оно часто возрастает при бо́льших C. Следует заметить, что аналогичный источник ошибок может возникнуть в том случае, когда движение механизма тонкой наводки вызывает боковые смещения изображения в поле зрения.

г) Поправки на „шумы", связанные с отсчетом и несовершенством столика. Если рассмотренные выше источники ошибок обладают нормальным распределением, то можно предположить, что наблюдаемое значение $\bar{D}$ следующим образом связано с истинным значением $\bar{D}_{\text{расс.}}$, обусловленным рассеянием, и значением $\langle\varepsilon\rangle$, обусловленным ошибками:

$$\bar{D}^2 = \bar{D}^2_{\text{расс.}} + \langle\varepsilon\rangle^2.$$



Фиг. 47. Значения вторых разностей D, соответствующих только „шуму столика" для пяти микроскопов различных фирм [18].

„Шум столика" определялся при помощи интерферометра и вследствие этого не зависел от „ошибок отсчета". Точки, относящиеся к разным микроскопам, отмечены различными знаками. Для большинства микроскопов „шум столика" изменялся приблизительно как $\sqrt{C}$.

Слагаемые, соответствующие рассеянию и шуму, могут быть в принципе разделены, поскольку они различным образом зависят от длины ячейки: $\bar{D}^2_{\text{расс.}}$ пропорционально C^3, в то время как $\langle\varepsilon\rangle^2$ изменяется значительно более медленно. Тогда, предположив, что $\langle\varepsilon\rangle$ не зависит от длины ячейки, и обозначив через $\bar{D}_1$ и $\bar{D}_2$ средние значения $\bar{D}$, найденные соответственно для ячеек C_1 и C_2, получим

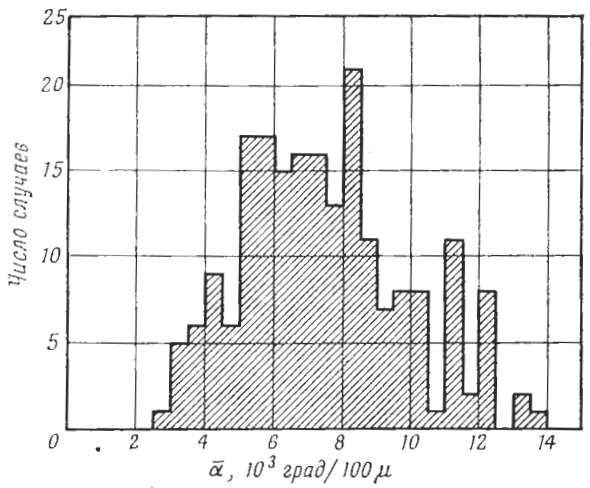
$$\bar{\alpha} = \sqrt{\frac{\bar{D}_2^2 - \bar{D}_1^2}{C_2^3 - C_1^3}}. \qquad (4.3a)$$

Значение $\bar{\alpha}$, определенное при помощи описанного приема исключения шумов, иногда обозначается через $\bar{\alpha}_1^2$, где верхний и нижний индексы указывают размеры обеих использованных ячеек (за единицу длины принимается 100 μ).

На практике было установлено, что ошибки, обусловленные шумом, не являются независимыми от длины ячейки и что фактический характер этой зависимости определяется конкретными условиями эксперимента, качеством измерительной

ного микроскопа, проявлением и т. п. При „хороших" условиях шум может быть представлен выражением вида $\bar{D}_{\text{шум}} \sim C^n$, где n лежит в пределах от 0,25 до 0,5. Процедура исключения шумов может быть легко видоизменена для того, чтобы учесть эту зависимость.

В качестве иллюстрации результатов, которые могут быть получены с частицами большой энергии при „хороших" (в среднем) условиях, на фиг. 48 приведены данные, относящиеся



Фиг. 48. Распределение значений $\bar{\alpha}$, полученных при измерениях на следах π-мезонов с энергией 4,5 *Бэв*, входивших в стопку под малыми углами к плоскости слоев.

Средняя длина следа в слое составляла 13 *мм*. Среднее наблюдаемое значение $\bar{\alpha} \approx 0{,}007°$ на 100 μ. Ожидаемое значение равно 0.006°.

При измерениях использовались ячейки длиной 1500, 1000 и 500 μ, чему соответствует, в принятых обозначениях, $\bar{\alpha}_5^{15}$ и $\bar{\alpha}_5^{10}$.

к измерениям на следах π-мезонов с энергией 4,5 *Бэв*. Эти мезоны попадали под малым углом в эмульсионную стопку, состоявшую из слоев толщиной 600 μ. Средняя длина следа в отдельном слое была около 13 *мм*.

§ 3. Поправки, связанные с дисторсией

Как было указано в гл. 2, дисторсия, вызывающая изменение формы следов, может быть подразделена на две разновидности: 1) „общая" дисторсия, обусловленная сдвигом, величина которой зависит от глубины; при этом соответственно характеру искривления прямолинейных следов различают S- и C-образные дисторсии; 2) местные дисторсии. Типичные микрофотографии наклонных следов, показывающие влияние дисторсии, описаны в приложении V (см. фото 190). Поправки на влияние общей дисторсии могут быть введены при помощи следующих методов.

а) Вычисление разностей более высоких порядков. Отклонения проекции прямого следа, возникающие под влиянием общей дисторсии, могут быть представлены в виде многочлена $y = A + B\chi + C\chi^2 + D\chi^3$, где χ измеряется вдоль следа, а y представляет смещение от первоначальной траектории движения в перпендикулярном направлении. Поскольку для определения рассеяния используются вторые разности, то в написанном выражении будут исключены два первых члена. Последнее соответствует тому обстоятельству, что постоянный сдвиг эмульсии не влияет на измерение рассеяния. Если взять затем разности более высокого порядка, например n-го, то будут исключены $n-1$ первых членов. В принципе подобный процесс может быть продолжен до любых желательных пределов. Однако на практике такое продолжение до разностей очень высоких порядков оказывается нецелесообразным по следующим причинам:

1) Если брать разности n-го порядка, то число независимых отсчетов уменьшается на $n-2$. Это является, как правило, серьезным ограничением, поскольку введение поправок на дисторсию оказывается особенно существенным в случае сильно наклоненных следов. Так как длина подобных следов невелика, то число ячеек оказывается обычно малым, вследствие чего дальнейшее уменьшение эффективного их числа приводит к значительному снижению статистической точности.

2) Если используются разности между координатами точек пересечения, найденных для соседних ячеек, то корреляция между последовательными разностями приводит к увеличению не только измеряемого сигнала, т. е. эффекта, обусловленного истинным рассеянием, но также и эффектов, связанных с шумами. Так, для разностей, соответствующих сигналу $D_{\text{III}}/D_{\text{II}} = \sqrt{3/2}$, где D_{III} и D_{II} представляют собой соответственно третью и вторую разности. С другой стороны, для шума $D_{\text{III}}/D_{\text{II}} = \sqrt{10/3}$. Поэтому для увеличения отношения сигнал—шум обычно необходимо пользоваться большими ячейками или же брать вполне разобщенные разности, уменьшая таким образом корреляцию между их последовательными значениями. Однако оба эти метода приводят к уменьшению числа независимых измерений и, следовательно, к ухудшению статистической точности. На практике обычно используются третьи или самое большее четвертые разности при молчаливом предположении, что члены высших порядков, описывающие форму дисторсии, пренебрежимо малы.

б) Метод сравнения. В этом методе вклад в отклонение следа, обусловленный дисторсией,

оценивается по результатам измерений на каком-либо соседнем сильно наклоненном следе. Для указанной цели выбирается след, проекция которого в находящейся на поверхности точке входа почти параллельна проекции изучаемого следа. Подобный „след сравнения" должен обладать достаточно большим наклоном для того, чтобы отклонения, обусловленные рассеянием, были малы по сравнению с вызванными дисторсией. Последние в этом случае могут быть определены для любой глубины в эмульсии и вычтены из отклонений изучаемого следа, измеренных на соответствующих глубинах.

в) Метод алгебраического среднего. В случае очень длинных следов, отклонения которых обусловлены только рассеянием и шумами, алгебраическое среднее вторых разностей должно равняться нулю. При наличии „чистой" C-образной дисторсии, под влиянием которой проекция прямого следа превращается в дугу окружности, алгебраическое среднее вторых разностей будет отличным от нуля и равным четырехкратному значению стрелы прогиба, соответствующей выбранной ячейке. Вследствие этого эффект, вызываемый дисторсией описанного типа, может быть исключен путем вычитания „наблюдаемого" алгебраического среднего из каждого отдельного значения D. Величина $\bar{\alpha}$ определяется по *арифметическому* среднему исправленных значений D. Рассматриваемый метод дает удовлетворительные результаты, если предварительные измерения на сильно наклоненных следах говорят о том, что эмульсия имеет почти „круговую" дисторсию, и если соответствующие ей вклады в значения вторых разностей значительно меньше вкладов, обусловленных рассеянием.

Следует заметить, что, поскольку отклонения, связанные с дисторсией, обычно изменяются как C^2, проверка надежности измерений рассеяния может быть также обеспечена путем выяснения согласованности между значениями $\bar{\alpha}$, полученными для различных ячеек. Если, например, величина $\bar{\alpha}_3$ не отклоняется заметным образом от $\bar{\alpha}_2$, то можно предположить, что дисторсия не оказывает существенного влияния на результаты измерений. Если же отклонения, вызываемые дисторсией, оказываются сравнимыми с теми, которые соответствуют истинному рассеянию, то измерения последнего теряют смысл.

Рассмотренные выше различные виды дисторсии отличаются тем свойством, что вектор искажений изменяется в зависимости от глубины; подобную дисторсию можно трактовать как некоторый дифференциальный сдвиг. Описанная дисторсия заметнее всего влияет на сильно наклоненные следы и слабо сказывается на „плоских" следах. Если вектор сдвига монотонно изменяется с увеличением глубины в эмульсии, то поправку на дисторсию рациональнее всего вводить по методу „в"; в этом случае точность окончательного результата будет лишь незначительно меньше точности, которая может быть получена в отсутствие дисторсии. Если наблюдается медленное изменение вектора сдвига вдоль следа, то для введения поправок следует воспользоваться методом „а" с использованием третьих разностей. В этом случае при определении третьих разностей по вторым хорошие результаты получаются при работе с ячейками, несколько превышающими ячейки, применяемые для определения только первых и вторых разностей. Метод „а" является наиболее подходящим при измерениях рассеяния на „плоских" следах вблизи от краев эмульсионного слоя. Если же характер изменения вектора сдвига вдоль следа оказывается более сложным, то следует применить метод „б".

Каким бы методом ни вводились поправки на дисторсию (в тех случаях, когда они приводят к значительному изменению величины $\bar{\alpha}$), к полученным результатам следует относиться с известной осторожностью, рассматривая их лишь как верхний предел истинного значения рассеяния.

г) Местная дисторсия; ложное рассеяние. Бисвас и др. [19] показали, что, помимо рассмотренных выше разновидностей дисторсии, возникающих благодаря дифференциальному сдвигу эмульсии, изменяющемуся с глубиной, наблюдаются также местные искажения, оказывающие влияние на все следы независимо от угла их погружения. Этот эффект может быть установлен путем определения профилей почти параллельных следов двух частиц с большими энергиями, прошедших через эмульсию на расстоянии менее 50 μ одна от другой. При этом иногда оказывается, что формы дисторсии второго порядка, полученные из двух серий измерений, оказываются весьма близкими, с отклонениями до ~ 5 μ от прямой линии (см. также Брисбоут и др. [20], Лорман и др. [21]).

Влияние подобных искажений на характер следа проявляется в виде так называемого ложного рассеяния, поскольку оно напоминает по характеру эффект, вызываемый многократным рассеянием. Одно время некоторые авторы полагали, что существование ложного рассеяния делает бессмысленным все непосредственные измерения на следах частиц с энергиями выше ~ 1 *Бэв*. Однако в настоящее время установлено, что искажения указанного типа от-

нюдь не являются неотъемлемым свойством обработанных эмульсий; они связаны с явлением, получившим название „расслоения эмульсии", которое возникает при определенном режиме обработки.

То, что ложное рассеяние в некоторых случаях отсутствует, следует из отдельных наблюдений почти строго прямолинейных следов частиц высоких энергий. Так, например, след первичного протона, вызвавшего звезду, изображенную на фото 151, имел длину 7 *см* и наблюдался в одном слое эмульсии со стеклянной подложкой. Среднее значение вторых разностей, определенное при ячейке длиной 15 *мм* и для всех других, более коротких ячеек, оказалось менее 0,2 μ. Соответствующая оценка дает для энергии величину более 300 *Бэв*. Истинное значение энергии составляет, по-видимому, ~600 *Бэв*.

При изучении ложного рассеяния, помимо исследования отдельных редких явлений, были произведены измерения как с однородными пучками частиц, получаемых при помощи ускорителей, так и с частицами высокой энергии космического излучения. Распределение значений $\bar{\alpha}$, полученное при измерениях на 200 следах π-мезонов с энергией 4,5 *Бэв*, показано на фиг. 48. Найденное таким образом среднее значение $\bar{\alpha}$ оказалось равным 0,007° на 100 μ, что находится в хорошем согласии с ожидаемой величиной. Это значение может быть сопоставлено со значением, получаемым при измерении относительного рассеяния случайных пар параллельных и очень близко расположенных следов. Когда расстояние между следами будет менее ~ 20 μ, ложное рассеяние, если оно имеется, одинаковым образом повлияет на каждый из следов и не изменит заметным образом расстояние между ними. В стопке, использованной для упомянутых выше измерений на следах π-мезонов, можно было обнаружить существование ложного рассеяния, составлявшего 0,18 μ при ячейке длиной 500 μ и возраставшего до ~0,45 μ при ячейке длиной 2 *мм*. Если измерения рассеяния выполняются при наличии дисторсии рассмотренного типа, то наилучшим приемом является объединение всех видов „шума", а также и ложного рассеяния в один „ложный сигнал", изменяющийся как C^n. В этом случае

$$\bar{\alpha} = \frac{1{,}8}{\pi}\sqrt{\frac{\bar{D}_2^2 - \left(\frac{C_2}{C_1}\right)^{2n}\bar{D}_1^2}{C_2^3 - \left(\frac{C_2}{C_1}\right)^{2n}C_1^3}}\ \textit{град} \qquad (4.3б)$$

на ячейке длиной 100 μ.

§ 4. Метод „постоянной стрелы прогиба"

В случае быстрых частиц, когда на длине изучаемого отрезка следа происходит лишь незначительное изменение скорости, используется надлежащим образом выбранная ячейка постоянной длины. Однако в некоторых случаях приходится производить измерения на следах вблизи конца пробега, например при определении массы частицы с относительно коротким пробегом. Если же взять ячейку с постоянной длиной, то значения D, соответствующие последовательным ячейкам, будут быстро изменяться в зависимости от остаточного пробега. Вследствие этого более удобно непрерывно изменять длину ячейки таким образом, чтобы вероятное значение D оставалось постоянным до конца пробега. Такой прием получил название „метода постоянной стрелы прогиба" в отличие от метода, при котором используется ячейка постоянной длины. Метод постоянной стрелы прогиба независимо и одновременно предложили Бисвас и др. [22], Дилуорс и др. [23] и Хольтебек и др. [24].

При определении оптимальных длин последовательных ячеек в случае применения координатного метода достаточно взять степенное приближение для соотношения пробег—энергия. Тогда можно показать, что

$$\bar{D} = \frac{\text{const}\,(C_R)^{3/2}K(R/M,\,C_R)}{M\,(R/M)^{0{,}58}} = \frac{\text{const}}{M^{0{,}42}}\,\frac{(C_R)^{3/2}K(R/M,\,C_R)}{R^{0{,}58}}, \qquad (4.4)$$

где $K(R/M, C_R)$ — постоянная рассеяния для частицы с массой M и пробегом R, соответствующая ячейке C_R; эта величина очень медленно изменяется в зависимости от скорости, вследствие чего для ячейки заданной длины $\bar{D} \sim M^{-0{,}42}$. Кроме того, если $\bar{D}$ должно быть независимо от длины ячейки, то

$$C_R^{3/2} \sim R^{0{,}58}, \quad \text{т.е.} \quad C_R \sim R^{0{,}39}.$$

Поэтому для частицы с определенной массой можно рассчитать длины последовательных ячеек таким образом, что ожидаемые значения $\bar{D}$ будут оставаться постоянными и равными любой желаемой величине. Измерения $\bar{D}$ для какого-либо следа, выполненные с набором ячеек, рассчитанных, например, для протона, дают приближенное значение массы соответствующей частицы. В этом случае для получения более точных результатов следует повторить измерения с набором ячеек, который лучше соот-

ветствует найденному в первом приближении значению массы. Типичные значения C_R были вычислены Феем и др. [25].

В рассматриваемом случае, так же как при ячейках с постоянной длиной, можно исключить шумы путем увеличения длины ячейки. Однако при использовании метода постоянной стелы прогиба необходимо тщательно ориентировать след по направлению движения столика. В противном случае вследствие переменной длины ячейки вторые разности могут отличаться от нуля даже при измерениях на строго прямолинейном следе. При достаточно хорошей установке следа среднее значение произведения первой разности на соответствующее изменение в длине ячейки должно быть значительно меньше среднего значения второй разности.

В некоторых приложениях метода (см., например, описанные в гл. 12 измерения на следах антипротонов) весьма существенно получить максимальное число возможных данных для изучаемого следа путем измерения рассеяния на очень малых длинах остаточного пробега. В подобных условиях невозможно сохранить хорошую ориентацию следа, и поэтому результаты измерений будут определяться значениями первых и вторых разностей. Однако опыт показывает, что в случае общего совпадения направления следа с направлением движения столика измеренные значения $\bar{D}$ находятся в хорошем согласии с теми, которые можно ожидать при наличии одного только рассеяния; это говорит о малом вкладе, вносимом ячейкой переменной длины.

§ 5. Измерение рассеяния в эмульсионных стопках

Описанные выше методы определения $p\beta$ обычно используются при измерениях на следах, зарегистрированных в отдельных пластинках. В эмульсионной стопке след может проходить сквозь ряд последовательных слоев, и измерения рассеяния можно выполнять в каждом из них. Подобные измерения могут значительно увеличить статистическую точность измерений, относящихся к отдельной частице. Недостатком является в этом случае то, что измерения в отдельных пластинках при этом независимы. Так, например, если след длиной 20 *см* проходит через 20 слоев стопки, то, вообще говоря, невозможно производить измерения с ячейкой порядка 1 *см*. Последнее связано с тем, что взаимное расположение пластинок не может быть определено с точностью, допускающей применение для следа как целого, координатного метода измерения рассеяния. Кроме того, могут наблюдаться значительные эффекты, возникающие во время прохождения частицы через воздушные зазоры между эмульсионными слоями. Указанные обстоятельства являются серьезным недостатком, препятствующим определению $p\beta$ по измерениям рассеяния на следах частиц высоких энергий, когда необходимо пользоваться длинными ячейками. Эти затруднения особенно ощутимы в случае наклонных следов, когда малые отклонения, обусловленные истинным рассеянием, могут маскироваться дисторсией.

Чтобы преодолеть указанные недостатки и использовать эмульсионные стопки для определения энергии наиболее быстрых частиц, было разработано несколько специальных методов измерений. В двух из них, описанных ниже, используются ячейки, равные средней длине следа в одном эмульсионном слое.

а) Метод, основанный на определении координат у поверхности стекла. В этом методе существенно используется допущение о прочном сцеплении между желатиной и стеклом, остающемся неизменным в процессе обработки. Однако реальные координаты точки входа или выхода частицы, расположенной на поверхности эмульсии, примыкающей к стеклу, могут быть определены лишь с некоторой погрешностью, обусловленной ошибками в измерении этих координат относительно краев пластинки, незначительными изменениями размеров эмульсии при ее наклейке и т. п. Ошибки, вызываемые указанными причинами, составляют $\sim 50\ \mu$. Вследствие этого данные об отклонениях, связанных с рассеянием, необходимо получать каким-либо другим путем. Последнее может быть сделано следующим образом.

В случае эмульсий, экспонированных в космических лучах, точка пересечения изучаемого следа с поверхностью стекла сопоставляется с подобными же точками на следах частиц высокой энергии, имеющих то же самое или близкое направление. Иногда для подобного сравнения весьма удобны почти прямолинейные следы тяжелых ядер, движущихся с релятивистскими скоростями.

Следует заметить, что при подобных измерениях отклонения, вызванные рассеянием, обычно имеют компоненты не только в одной плоскости. В рассматриваемом случае уровень шумов при благоприятных условиях может быть снижен до ~ 2 или $3\ \mu$. Рассматриваемый метод применялся Фудзимото и др.[1] при идентифи-

[1] Fujimoto et al., частное сообщение.

кации первых случаев распада тяжелых мезонов по схеме K_β.

Другой путь, который может быть использован при работе со стопками, облученными на ускорителях, состоит в измерении координат следа на поверхности стекла при помощи специальной сетки, нанесенной фотографическим путем (см. стр. 56). В этом случае шум, обусловленный небольшими ошибками в установке эмульсии во время „оптической" экспозиции, некоторой деформацией слоя во время наклейки и т. п., составляет обычно $\sim 10\ \mu$.

Описанные методы весьма трудоемки, поскольку они требуют значительного времени для производства измерений, очень точной взаимной ориентировки пластинок и длительных расчетов.

б) Метод „поверхностного угла". Более простой способ, называемый методом „поверхностного угла", основан на допущении, что поверхность эмульсии, граничащая с воздухом, является *свободной* (см. обсуждение вопроса дисторсии на стр. 60). Вследствие этого рассеяние может быть определено путем измерения последовательных значений угла, составляемого проекцией следа в точках его входа в отдельные слои с некоторым заданным направлением. В этом случае уровень шума должен зависеть только от ошибок отсчета и точности угловой фиксации пластинок, причем он должен значительно меньше зависеть от величины дисторсии. В типичном случае точность фиксации соседних пластинок составляет около 200 μ на 20 *см*, т. е. порядка 0,1° (см. Баркас и др. [26]).

в) Сравнение точностей, даваемых двумя рассмотренными методами.

1) *Метод, основанный на определении координат у поверхности стекла.* Пусть δ означает угол погружения следа частицы в необработанной эмульсии толщиной d; в этом случае истинная длина следа будет равна $d\ \mathrm{cosec}\ \delta$. Рассмотрим сначала отклонение в направлении z, лежащем в плоскости эмульсии и перпендикулярном проекции следа на эту плоскость. Если обозначить через K постоянную рассеяния, то среднее значение отклонения в направлении z будет составлять (в μ)

$$\Delta z = \frac{\pi K}{1{,}8}\,\frac{[(d/100)\ \mathrm{cosec}\ \delta]^{3/2}}{p\beta},$$

где $p\beta$ выражено в единицах *Мэв/с*. При $K = 25$ и $d = 600\ \mu$ получим (в μ)

$$\Delta z = \frac{600}{p\beta}\,(\mathrm{cosec}\ \delta)^{3/2}. \qquad (4.5)$$

Подобным же образом найдем отклонение (в μ) в направлении y, лежащем в плоскости эмульсии и параллельном проекции следа:

$$\Delta y = \frac{600}{p\beta}\,(\mathrm{cosec}\ \delta)^{3/2}\,\mathrm{cosec}\ \delta. \qquad (4.6)$$

При угле погружения $\delta = 30°$ найдем (в μ)

$$\Delta z = \frac{1700}{p\beta}, \qquad \Delta y = \frac{3400}{p\beta}.$$

В условиях использования фотографической координатной сетки, которую часто применяют в опытах на ускорителях, уровень шума составляет, как мы видели, примерно 10 μ. В этом случае для отклонений в направлении оси z сигнал будет превышать шум при $p\beta < 170$ *Мэв/с*, а для оси y — при $p\beta < 340$ *Мэв/с*. Соответствующие значения для $\delta = 90°$ оказываются меньше 60 *Мэв/с* как для Δz, так и для Δy.

Следует заметить, что поскольку $D^2 \sim C^3$, то сигнал будет возрастать как $n^{3/2}$, где n — число эмульсионных слоев, пересекаемых следом на одной ячейке. Если $n = 10$, что приблизительно соответствует максимальной величине, которая может встретиться на практике, то $p\beta_{\text{макс.}}$ оказывается ~ 5 *Бэв* для $\delta = 30°$ и $\sim 1{,}8$ *Бэв* для $\delta = 90°$.

2) Метод „поверхностного угла". Поскольку в этом методе измеряется проекция угла рассеяния на плоскость эмульсии, то

$$\alpha^0_{\text{пр.}} = \frac{K\sqrt{\frac{3}{2}}\left(\frac{d}{100}\,\mathrm{cosec}\ \delta\right)^{1/2}}{p\beta}\,\sec\delta \qquad (4.7)$$

(здесь использованы те же обозначения, что и выше). При $d = 600\ \mu$ и $K = 25$ написанное выражение принимает следующий вид:

$$\alpha^0_{\text{пр.}} \sim \frac{80}{p\beta}\,(\mathrm{cosec}\ \delta)^{1/2}\sec\delta,$$

что при $\delta = 30°$ дает $135/p\beta$. Если взять ячейку длиной $d\ \mathrm{cosec}\ \delta$ и принять уровень шума равным 0,3°, то сигнал будет превышать шум при $p\beta < 400$ *Мэв/с*. При $\delta = 60$ и 75° соответствующие значения составляют ~ 550 *Мэв/с* и $\sim 1{,}2$ *Бэв/с*.

Необходимо отметить, что для углового метода сигнал возрастает с длиной ячейки как $C^{1/4}$. При $n = 10$, т. е. в том случае, когда угловые отклонения измеряются в каждой десятой пластинке, граничные значения $p\beta$ для $\delta = 30$, 60 и 90° становятся равными соответственно $\sim 1{,}2$, $\sim 1{,}7$ и ~ 4 *Бэв/с*.

Приведенные примеры показывают, что при наличии значительного числа пластинок и не слишком большом угле погружения следа (<35°) метод, основанный на определении координат у поверхности стекла, оказывается наиболее подходящим для измерений на следах частиц высоких энергий. С другой стороны, для сильно наклоненных следов, зарегистрированных в малом числе эмульсионных слоев, выгоднее применять значительно более простой метод поверхностного угла.

§ 6. Относительное рассеяние

В ряде зарегистрированных в эмульсии процессов, исследование которых имеет большое значение, возникают две или большее число частиц с близкими направлениями движения. В этом случае можно измерить расстояния между парами этих следов в ряде равноотстоящих точек и определить таким образом рассеяние одной из частиц по отношению к соседней. Подобные методы могут применяться, например, при исследовании рождения пар быстрых электронов при конверсии γ-квантов (см. фото 51), при изучении почти параллельных следов, образуемых продуктами распада тяжелого ядра (см. фото 31), а также при измерениях в центральной части конуса вторичных частиц, образующихся в результате ядерных взаимодействий протонов и α-частиц больших энергий.

Измерения относительного рассеяния обладают тем существенным преимуществом, что они не подвержены влиянию „шума столика". Кроме того, до тех пор, пока расстояние между изучаемыми следами невелико, например менее 50 μ, дисторсия также слабо влияет на результаты измерений.

а) Электронно-позитронные пары. Следы электронно-позитронных пар, рождаемых γ-квантами высокой энергии, в начале пробега имеют обычно вид одиночного следа, что объясняется очень малой величиной начального угла расхождения частиц (см. фото 51). По мере увеличения расстояния от вершины пары следы разделяются главным образом в результате рассеяния, а не разницы в начальных направлениях движения.

Если E_1 и E_2 — энергии электрона и позитрона пары (полная энергия которой равна E_0), то параметр относительного рассеяния $\bar{\alpha}_{\text{отн.}}$ будет определяться соотношением

$$\bar{\alpha}^2_{\text{отн.}} = \bar{\alpha}_1^2 + \bar{\alpha}_2^2, \quad \text{где} \quad \bar{\alpha}_1 = \frac{K}{E_1}, \quad \text{а} \quad \bar{\alpha}_2 = \frac{K}{E_2}.$$

Отсюда следует, что $\bar{\alpha}_{\text{отн.}}$ больше $\bar{\alpha}_1$ или $\bar{\alpha}_2$ и определяет нижний предел энергии более медленной частицы пары. Если далее положить $E_1/E_0 = f$, то

$$\frac{E_2}{E_0} = 1 - f \quad \text{и}$$

$$\frac{\bar{\alpha}_{\text{отн.}}}{K} = \sqrt{\frac{1}{E_1^2} + \frac{1}{E_2^2}} = \frac{1}{E_0} \frac{\sqrt{1 - 2f(1-f)}}{f(1-f)},$$

что может быть написано в такой форме:

$$E_0 = \frac{K}{\bar{\alpha}_{\text{отн.}}} x. \tag{4.8}$$

При $f = 0{,}5$ $x = 2{,}82$, при $f = 0{,}75$ $x = 4{,}21$, а при $f = 0{,}9$ $x = 10$. В общем случае $E_0 \geqslant 2\sqrt{2}K/\bar{\alpha}_{\text{отн.}}$. Если измерения выполняются на участке следа порядка радиационной единицы, то становятся существенными поправки на радиационные потери (см. стр. 125).

б) Почти параллельные следы тяжелых частиц. При изучении распада тяжелых ядер и вторичных частиц в „струях" (см. гл. 15) очень важным обстоятельством является то, что часто можно найти несколько почти параллельных следов. Кроме того, исследования нередко сильно упрощаются вследствие того, что при распаде тяжелых ядер большой энергии возникают вторичные частицы с весьма близкими скоростями. Если значение A/Z равно или близко к 2, что, помимо α-частицы, вообще имеет место для легких ядер, то значения $\bar{\alpha}$ для различных частиц также оказываются одинаковыми. В этом случае величина $\bar{\alpha}_{\text{отн.}}$ является мерой обычного параметра $\bar{\alpha}$ для каждой из таких частиц, поскольку $\bar{\alpha}_{\text{отн.}} = \sqrt{2}\,\bar{\alpha}$. Если величины параметров рассеяния различаются не слишком сильно, то измерения на парных следах позволяют определить индивидуальные значения $\bar{\alpha}$. Так, например, для трех подобных следов:

$$\left.\begin{aligned} \bar{\alpha}_{12}^2 &= \bar{\alpha}_1^2 + \bar{\alpha}_2^2 \\ \bar{\alpha}_{23}^2 &= \bar{\alpha}_2^2 + \bar{\alpha}_3^2 \\ \bar{\alpha}_{13}^2 &= \bar{\alpha}_1^2 + \bar{\alpha}_3^2 \end{aligned}\right\} \quad \bar{\alpha}_{12}^2 - \bar{\alpha}_{23}^2 = \bar{\alpha}_1^2 - \bar{\alpha}_3^2,$$

откуда

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}_1^2 &= \frac{1}{2}(\bar{\alpha}_{12}^2 + \bar{\alpha}_{13}^2 - \bar{\alpha}_{23}^2), \\ \bar{\alpha}_2^2 &= \frac{1}{2}(\bar{\alpha}_{12}^2 + \bar{\alpha}_{23}^2 - \bar{\alpha}_{13}^2) \quad \text{и т. д.} \end{aligned} \tag{4.9}$$

Энергии вторичных частиц в центральных областях „струй" могут быть очень велики и во много раз отличаться одна от другой. Измерение относительного рассеяния на различ-

ных парах следов позволяет приближенно расположить их соответственно возрастанию энергии. Если затем допустить, что след частицы с наибольшей энергией является прямолинейным, то энергии более медленных частиц обычно можно определить в пределах статистических ошибок. В подобных случаях надежные оценки энергии наиболее быстрых частиц лишь в редких случаях могут быть получены на основании одного только измерения рассеяния, поскольку наблюдаемые отклонения почти целиком обусловлены рассеянием более медленной частицы.

Данные, которые могут быть получены в благоприятных условиях при измерении относительного рассеяния, можно проиллюстрировать на следующем примере. В стопке, состоявшей из 90 слоев размером 20×15 *см*^{2}, было зарегистрировано пять следов с близкими направлениями, возникших в результате ядерного взаимодействия. Относительное рассеяние этих следов можно измерить на отрезке 14 *см*, считая от точки их возникновения. Один из следов принадлежал частице с очень высокой энергией, выходившей за пределы возможностей измерения; две другие частицы обладали сравнительно низкими энергиями, равными соответственно 60 и 90 *Бэв*; еще две частицы имели энергии, приближенно равные 150 и 200 *Бэв*. Таким образом, суммарная энергия двух последних частиц оказалась порядка 300—400 *Бэв*, хотя ввиду необходимости использования ячеек большой длины имели место значительные статистические ошибки.

Несмотря на то что измерения относительного рассеяния легче производить на плоских следах, этот метод может быть также применен и к сильно наклоненным следам. Следует, однако, заметить, что получение полезных данных путем измерений на подобных следах, принадлежащих частицам с большими энергиями, возможно лишь в редких случаях, поскольку их длина ограничена толщиной стопки, которая обычно бывает значительно меньше ее поперечных размеров. Наконец, необходимо упомянуть о том, что шум отсчета, наблюдающийся при измерениях относительного рассеяния, обычно бывает вдвое сильнее, чем в случае одиночных следов.

Вообще говоря, измерения относительного рассеяния должны быть ограничены следами, отстоящими друг от друга менее чем на 100 μ. По мере расхождения следов измерения становятся все менее надежными, поскольку сдвиг эмульсии вызывает изменение расстояния между проекциями обоих следов на величину, возрастающую по мере их расхождения по глубине; кроме того, величина упомянутого сдвига оказывается различной для разных эмульсий. Вследствие указанных причин возникает эффект, сходный с ложным рассеянием, однако его присутствие может быть обнаружено путем исследования соседних следов с большими углами погружения. Дополнительным источником ошибок служит то обстоятельство, что разница в ложном рассеянии обоих следов также будет возрастать по мере их расхождения, причем подобное явление будет иметь место независимо от того, находятся следы на разной глубине или нет.

Следует заметить, что вследствие наличия определенного предельного расстояния между следами, за которым измерения относительного рассеяния становятся ненадежными, обычно удается получить всего лишь несколько достоверных значений вторых разностей, превышающих 0,5 μ; взаимное удаление следов, соответствующее начальному углу расхождения, слишком быстро выходит за пределы наибольшего допустимого значения. Однако при изучении электронно-позитронных пар, осколков тяжелых первичных ядер и вторичных частиц, возникающих при расщеплениях, вызываемых частицами высокой энергии, значения относительных поперечных импульсов мало зависят от энергии частиц (см., например, гл. 15). Отсюда следует, что чем больше импульс, тем меньше начальное расхождение и тем длиннее участки следов, пригодные для измерения относительного рассеяния. Поэтому в общем случае длины ячеек, которые могут быть использованы при измерениях, оказываются пропорциональными измеряемому импульсу. С другой стороны, $\overline{D} \sim C^{3/2} \cdot (p\beta)^{-1}$; поэтому в принципе условия для измерений оказываются тем благоприятнее, чем выше импульс частицы.

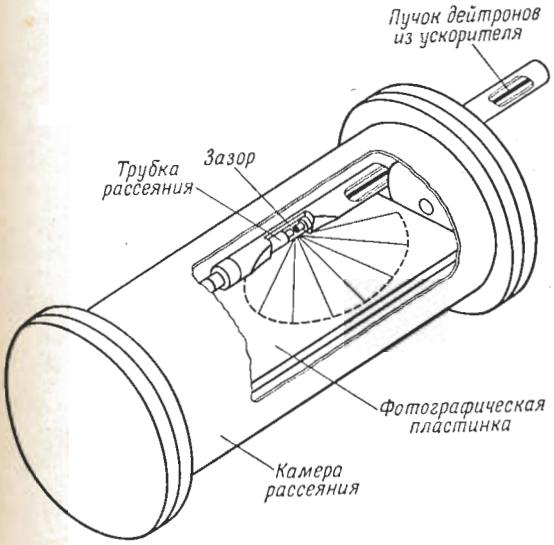
Высказанные выше соображения заставляют предположить, что не должно существовать предела величины энергии, которая может быть определена при помощи рассмотренных методов при условии, что длина участка следа, на котором производятся измерения, достаточно велика, а изучаемые частицы не исчезают вследствие взаимодействий. Наивысшие значения энергии, которые, по-видимому, были измерены до настоящего времени, относятся к восьми вторичным частицам, возникшим при расщеплении ядра кислорода (см. стр. 383 и фото 189). Измерения производились на семи независимых парах следов на общей длине 17 *см* при ячейке длиной 34 *мм*. Найденное таким образом значение $\overline{D}$ составляло 0,27 μ. Если предположить, что все частицы обладали одинаковой энергией, то соответствующее ее значение оказывается равным 2500 *Бэв/нуклон*.

ЧАСТЬ IV

ДРУГИЕ РАЗНОВИДНОСТИ МЕТОДА

§ 7. Фотографическая пластинка как детектор заряженных частиц

В арсенале разнообразных методов экспериментальной ядерной физики для регистрации попадания заряженных частиц различного типа используются фотографические пластинки, заменяющие собой обычные счетчики. Мы назовем здесь лишь некоторые случаи применения фотографической эмульсии в качестве детектора заряженных частиц: а) изучение рассеяния однородных пучков протонов, дейтронов и других заряженных частиц с различными энергиями, а также расщеплений, которые они вызывают в разных мишенях в виде газа или тонкой фольги (фиг. 49 и 50); б) изучение рождения π-мезонов в реакции $p + p \to d + \pi^+$ (см. стр. 171); в) обнаружение медленных нейтронов; г) исследования „тонкой структуры" спектров α-частиц, испускаемых радиоактивными веществами; д) опыты по определению масс μ-мезонов (см. стр. 121, 157), π-мезонов (см. стр. 169) и K-мезонов (см. стр. 206, 216). В применении к перечисленным экспериментам фотографический метод обладает рядом преимуществ и недостатков, наиболее существенными из которых являются следующие.



Фиг. 49. Камера рассеяния, в которой тщательно коллимированный пучок дейтронов или протонов от циклотрона испытывает рассеяние в наполняющем ее газе [27, 28].

Рассеянные частицы и продукты расщеплений, вылетающие в интервале углов от 15 до 165° по отношению к первичному пучку, проходят через узкий зазор в „трубке рассеяния" и регистрируются в одной пластинке. Ось первичного пучка расположена на расстоянии около 1,5 *см* над поверхностью пластинки, причем для данного угла рассеяния интенсивность быстро изменяется при удалении от средней точки рассеяния ($I \sim r^{-6}$). Эта особенность позволяет производить измерения в широком интервале интенсивностей рассеянных частиц, выбирая для этого наиболее подходящий участок пластинки. В типичных опытах с описанной установкой давление рассеивающего газа (например, кислорода) составляло 1 *см рт. ст.*, а время экспозиции 30 *мин*. Подобные же эксперименты могут осуществляться при откачанной камере; в этом случае первичный пучок рассеивается на тонкой металлической фольге.

Ценным качеством фотографической пластинки следует считать ее постоянную чувствительность, что позволяет проводить опыты с пучками частиц очень слабой интенсивности. Поэтому в опытах по рассеянию пучков заряженных частиц (фиг. 49 и 50) могут применяться мишени в виде очень тонких фольг или объемов, заполненных газом при низком давлении, вследствие чего наблюдается лишь незначительное изменение энергии частиц пучка, проходящего сквозь подобные мишени. В опытах описанного типа происходит одновременная регистрация упруго и неупруго рассеянных частиц, вылетающих в широком интервале углов по отношению к первичному пучку, а также сопутствующих им различных продуктов ядерных расщеплений. В дальнейшем, при исследовании пластинки под микроскопом можно разделить все указанные группы частиц и измерить их интенсивность (т. е. число, приходящееся на единицу площади). Описанный метод обладает и тем преимуществом, что каждое облучение дает возможность зарегистрировать многочисленные и сложные явления; в отличие от опытов со счетчиками это сильно уменьшает необходимое время работы ускорителя. Кроме того, поскольку частицы, вылетающие из мишени, должны входить в пластинку по определенным направлениям, последующие измерения под микроскопом могут производиться при наличии значительного фона, обусловленного другими излучениями.

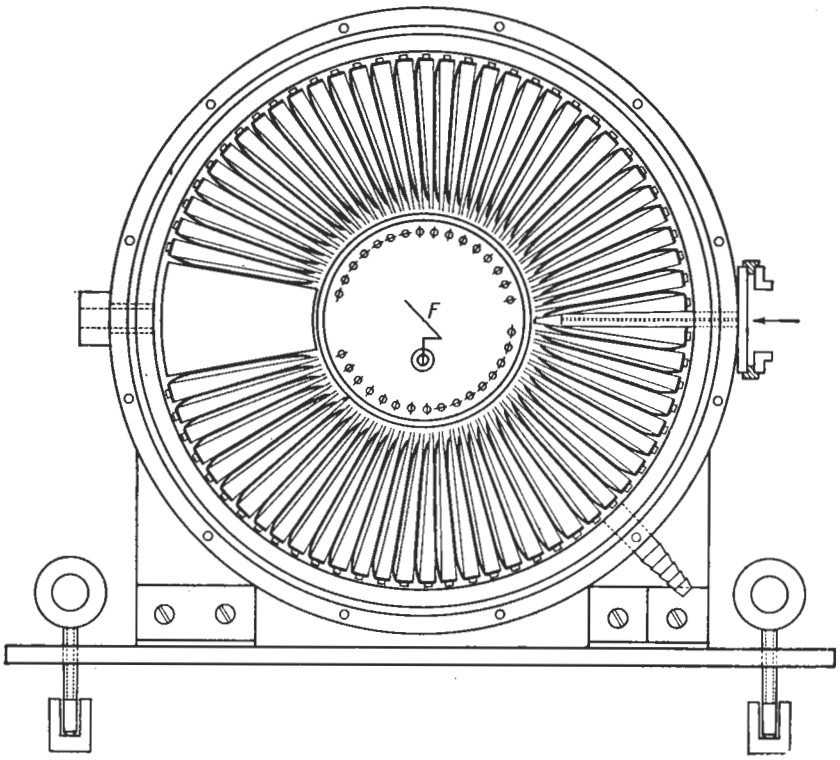
Перечисленные выше достоинства несколько обесцениваются тем обстоятельством, что при необходимости получения большой статистической точности обработка пластинок под микроскопом может оказаться весьма трудоемкой. Последнее можно пояснить следующим примером. На фиг. 51 показано распределение по пробегам частиц, вылетающих при бомбардировке кислорода дейтронами с энергией 8 *Мэв* под углами 35 и 154°. Две группы протонов с наибольшими энергиями соответствуют образованию ядра O^{17} в основном и первом возбужденном состояниях, согласно реакции $O_8^{16} + H_1^2 \to O_8^{17} + H_1^1$. Угловое распределение интен-

сивности обеих указанных групп протонов приведено на фиг. 52. В опыте применялась эмульсия Ильфорд С2 толщиной 200μ; облученная площадь составляла $\sim$450 $см^2$, время экспозиции 40 *мин*. При измерениях под микроскопом была исследована лишь незначительная часть указанной площади, на что было затрачено приблизительно 300 человеко-часов, причем опытный микроскопист мог измерить около 500 следов в день.

Если рассмотренные выше условия являются благоприятными и существует ясное представление о характере происходящих физических процессов, то в тех случаях, когда необходимы результаты высокой статистической точности, предпочтительным является применение счетчиков. В противном случае фотографический метод может обладать решающими преимуществами.

Следующей характерной особенностью фотографического метода является то, что измерения параметров следа частицы не только позволяют определить ее массу и энергию, но также и координаты точки входа в эмульсию с точностью порядка 1μ. Вследствие этого пластинка может рассматриваться как детектор, который дает возможность точно определять положение частицы. В случае счетчиков указанная точность может быть получена только при использовании весьма узких щелей — порядка 1μ. Эта особенность фотографического метода в сочетании с возможностью его применения при очень малых интенсивностях позволяет проводить эксперименты в условиях исключительно строгой „геометрии", которая, например, имела место в опытах Розенблюма и др. [31] по изучению тонкой структуры спектра α-частиц, испускаемых радиоактивными веществами. В этих исследованиях α-частицы отклонялись в поле большого постоянного магнита, установленного в Бельвю. Разрешающая способность $E/\Delta E$, достигнутая в этих опытах, составляла порядка 500, что позволяло разделять группы α-частиц с энергией $\sim$5 *Мэв*, если их энергии отличались всего на 4 *кэв*. Подобные же преимущества могут быть реализованы в опытах с медленными нейтронами, регистрируемыми в пластинках, загруженных литием или бором.

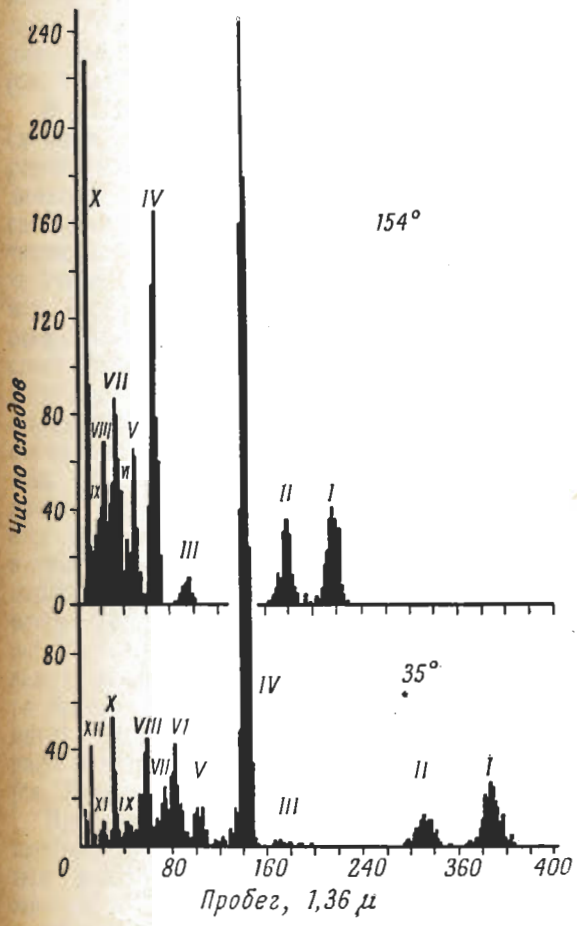
Возможности применения фотометода для подобных экспериментов были наглядно про-



Фиг. 50. Камера рассеяния по Уилкинсу [32].

В этом приборе рассеянные частицы и продукты расщеплений регистрируются в 66 отдельных пластинках, расположенных через каждые 5°. Камера находится под вакуумом, и входящий в нее первичный пучок (направление которого показано стрелкой) рассеивается фольгой F.

демонстрированы использованием его для магнитного анализа продуктов искусственных расщеплений, получаемых на ускорителях. Установка такого рода, разработанная Бюхнером и др. [29] в соответствии с расчетами Бейнбриджа

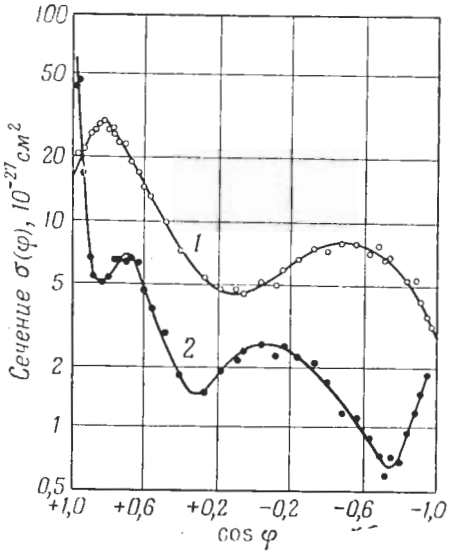


Фиг. 51. Распределение по пробегам протонов, возникающих в результате реакции $O^{16}(d, p)\,O^{17}$, возбуждаемой дейтронами с энергией 7,73 *Мэв* [28].

Группы, соответствующие образованию O^{17} в различных возбужденных состояниях, перенумерованы отдельно; изменение величины пробега для данной группы в зависимости от угла испускания связано с движением центра инерции первоначальной системы.
Ширина максимумов почти целиком определяется страгглингом; значение полуширины максимума составляет около 0,2 *Мэв*. Соответствующая разрешающая способность $E/\Delta E$ равна приблизительно 40 для группы протонов с наибольшей энергией. Пробег указан в делениях шкалы (цена деления 1,36 μ).

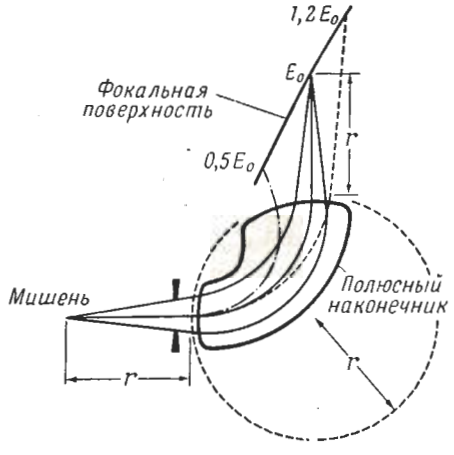
[30], показана на фиг. 53. Вторичные заряженные частицы, вылетающие из мишени в узком интервале углов по отношению к направлению первичного пучка, проходили через магнитное поле и попадали на фотографическую пластинку. Магнитное поле было рассчитано таким образом, что частицы с разными импульсами фокусировались в различных точках определенным образом изогнутой пластинки. Вся установка могла поворачиваться относительно первичного пучка и мишени, вследствие чего частицы, вылетающие под различными углами, могли быть последовательно подвергнуты анализу.

Высокая точность, которая может быть получена с установкой подобного типа, иллюст-



Фиг. 52. Угловое распределение протонов, возникающих в результате реакции $O^{16}(d, p)O^{17}$, вызываемой дейтронами со средней энергией 7,73 *Мэв* [40].

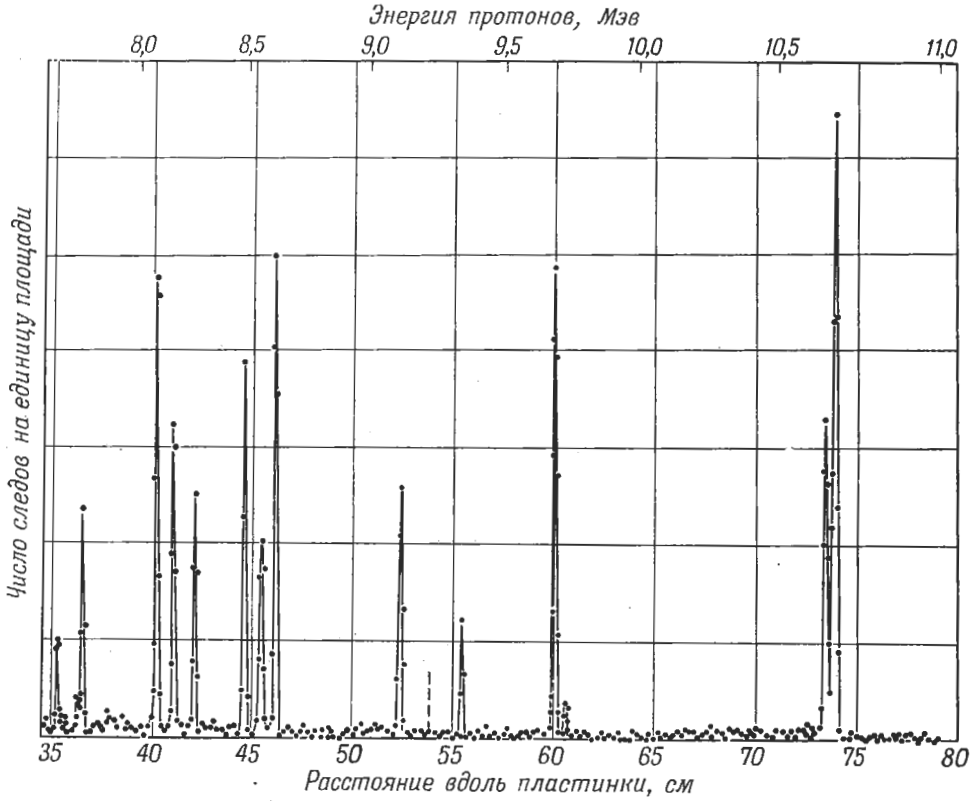
Ядра O^{17} образуются в основном или в первом возбужденном состоянии, энергия которого составляет 0,88 *Мэв*. Детали углового распределения позволяют сделать важные заключения относительно спинов и четностей для энергетических уровней образующихся ядер.



Фиг. 53. Схема установки для магнитного анализа вторичных заряженных частиц, возникающих при искусственном расщеплении различных элементов [29].

Первичный пучок, пройдя через магнитный анализатор, попадает на тонкую мишень. Частицы, испущенные под различными углами по направлению к первичному пучку, проходят между фигурными полюсами магнита и фокусируются на фотографическую пластинку.

рируется фиг. 54, где показана лишь часть спектра импульсов, зафиксированных в результате измерений на одной пластинке. Очень высокая разрешающая способность, которая была при этом достигнута, требует большой энергетической однородности первичного пучка, времени пролета и последующего сравнения полученных данных с соответствующими величинами для стабильных частиц. Опыты в магнитном по́ле, где частицы описывают спиральные траектории, обладают тем преимуществом, что позволяют ограничить измерения частицами



Ф и г. 54. Спектр импульсов вторичных заряженных частиц, возникающих в результате реакции $Al^{27}(d, p)Al^{28}$ [29].

Энергия первичных дейтронов составляла 6,00 *Мэв*, угол испускания 90°. Высокая разрешающая способность позволила обнаружить многие характерные особенности спектра, которые маскировались страгглингом при использовании методов, основанных на измерениях пробегов. Так, например, разница в энергиях для отчетливо разделенного „дублета" при пробегах ~74 *см* составляет всего 31 *кэв*.

применения весьма тонких мишеней и тщательного расчета фокусирующих и дисперсионных свойств магнитного анализатора. Сравнение приведенных данных с результатами, изображенными на фиг. 51, ясно показывает потерю разрешения, обусловленную страгглингом и проявляющуюся в методах, основанных на измерениях пробегов.

§ 8. Методы определения среднего времени жизни заряженных частиц

Времена жизни короткоживущих мезонов могут быть определены путем измерения уменьшения интенсивности пучка таких частиц, движущихся в вакууме, по мере увеличения одинаковой скорости. При малых интенсивностях может оказаться удобной регистрация таких частиц с помощью фотографических пластинок. Подробности применения этого метода для изучения π-мезонов показаны на фиг. 115. Следует, однако, заметить, что в настоящее время он вытеснен счетчиками, обеспечивающими значительно более высокую точность. С другой стороны, заряженные гипероны $\Sigma^{\pm}$ и Ξ^{-} с короткими временами жизни ($t_m \sim 10^{-10}$ *сек*) нельзя изучать при помощи счетчиков, поскольку они проходят до распада в среднем всего лишь несколько сантиметров.

Методы, применяемые для определения времени жизни заряженных гиперонов, зарегистрированных в фотографических эмульсиях, мало

отличаются от методов, используемых в подобных же экспериментах с более долгоживущими Λ^0-частицами, проводимых при помощи камер Вильсона (см., например, Бартлет [34]). Интерпретация полученных данных представляет собой задачу „максимального правдоподобия", причем необходимо точно учитывать особенности метода, использованного для наблюдения и идентификации частиц (см. Амальди и др. [33]).

В работе Дэвиса и др. [35], которая может служить в качестве примера использования различных методов, заряженные гипероны находились путем анализа всех лучей тех „звезд", где наблюдалось испускание K-мезонов. Идентификация гиперонов производилась по изучению их распада, который происходил на лету или после остановки, а также путем определения массы на первых двух миллиметрах следа частицы от точки ее возникновения. Если принять момент прихода частицы в точку, отстоящую на 2 *мм* от места рождения, за нуль отсчета времени, то можно определить последующий промежуток ее жизни t или нижний предел этой величины, если частица распадается после остановки. При этом время T, в течение которого частица могла бы наблюдаться в том случае, если бы она не распалась, может быть рассчитано по ее измеренной скорости и направлению движения в стопке. Обе величины t_m и T_m, относящиеся к группе частиц, распавшихся в заранее известных условиях, могут быть использованы для определения наиболее вероятного значения времени жизни (см. Бартлет [34]).

Времена жизни сравнительно долгоживущих частиц могут быть определены более простым методом. Так, например, пучки заряженных π- и K-мезонов, рождаемых ускоренными протонами, могут быть подвергнуты магнитному анализу и затем направлены в эмульсионную стопку (см. стр. 216). Это позволяет точно определить импульсы и, следовательно, скорости частиц. Если частицы определенного типа можно идентифицировать вблизи точек их входа в стопку, то каждый их след затем можно продолжить на некоторое расстояние в эмульсии. Последнее позволяет определить величину полного времени пролета, в течение которого частица могла бы наблюдаться. Соответствующее количество обнаруженных распадов является, таким образом, мерой постоянной распада. Если частицы данного типа распадаются по различным схемам и если эти схемы могут быть установлены, то указанные измерения позволяют определить значения парциальных постоянных распада.

§ 9. Измерения на следах α-частиц, испускаемых радиоактивными загрязнениями

а) Диффузия торона в эмульсии. Приблизительно в половине ториевых „звезд", образованных четырьмя или пятью α-частицами, их следы не выходят строго из одной точки. Наблюдающееся незначительное смещение объясняется тем, что распад первичного ядра тория (изотопа с $A = 228$) сопровождается следующей цепью превращений:

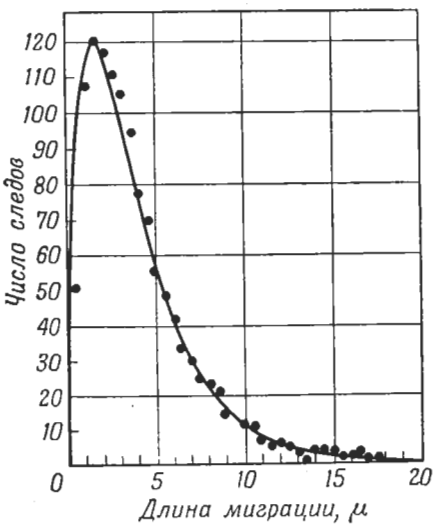
$$\mathrm{RaTh} \xrightarrow[\alpha]{1{,}9\ года} \mathrm{ThX} \xrightarrow[\alpha]{3{,}64\ дня} \rightarrow \mathrm{Tn} \xrightarrow[\alpha]{54{,}5\ сек} \mathrm{ThA} \xrightarrow[\alpha]{0{,}158\ сек} \rightarrow$$

$$\rightarrow \mathrm{ThB} \xrightarrow[\beta]{10{,}6\ час} \mathrm{ThC} \begin{cases} \xrightarrow[\beta]{60{,}5\ мин} \mathrm{ThC'} \xrightarrow[\alpha]{3{,}04\cdot 10^{-7}\ сек} \\ \xrightarrow[\alpha]{2{,}99\ час} \mathrm{ThC''} \xrightarrow[\beta]{3{,}1\ мин} \end{cases} \mathrm{ThD\ (свинец).}$$

Торон (Tn) представляет собой благородный газ, который, возникнув в желатине, может диффундировать в течение времени его жизни, составляющего ~ 1 *мин*. В результате испущенные им при распаде α-частицы не будут вылетать из тех же точек, из которых появлялись первые α-частицы в указанной последовательности распадов. Измеряя расстояния между двумя точками распада, можно определить коэффициент диффузии торона в желатине. Подобные же явления могут, на первый взгляд, наблюдаться и в случае актиния или радия. Однако среднее время жизни актинона настолько мало, что не появляется никакого заметного смещения следов α-частиц в „звездах", обусловленных загрязнениями, содержащими соли актиния. С другой стороны, среднее время жизни радона составляет 3,825 *дня*; вследствие этого два центра, появляющиеся при распаде отдельного атома радия и его продуктов в том случае, когда радон образуется в желатине, а не в зерне галоидного серебра, оказываются настолько удаленными, что их связь обычно не может быть установлена. Помимо упомянутых выше случайных радиоактивных загрязнений эмульсии, иногда обнаруживаются участки с повышенной концентрацией, что вызывает появление эффектов, подобных изображенному на фото 6. Аналогичные загрязнения могут также возникать вследствие содержания радиоактивных веществ в стекле. β-активность калия, влияние космического излучения и локальная радиоактивность создают в эмульсии общий зерновой фон, который становится серьезной помехой, если

эмульсия проявляется позже чем через три или четыре месяца после ее изготовления.

В качестве примера измерений, которые могут быть выполнены на ториевых „звездах", на фиг. 55 и 56 приведены данные Брауна и Фаулера по определению пути миграции ядер торона в эмульсии до его распада. Поскольку атомы торона „живут" в течение определенного времени, то проходимые ими расстояния имеют гауссово распределение. Последнее необходимо



Фиг. 55. Распределение проекций длин миграции атомов торона в желатине эмульсии.

Расчетные величины, показанные сплошной линией, соответствуют коэффициенту диффузии, дающему наилучшее совпадение с экспериментом.

Браун и Фаулер, неопубликованные данные.

учитывать при расчете ожидаемого распределения, так же как и экспоненциальный характер распада торона. На фиг. 55 изображена кривая для проекций длин миграции, а не для их истинных значений. Существует удовлетворительное соответствие между расчетной кривой и экспериментальными данными, причем они могут быть приведены к точному согласию путем надлежащего выбора величины коэффициента диффузии. Однако найденный таким образом коэффициент очень сильно зависит от состояния желатины, в частности от количества содержащейся в ней воды.

„Звезды", для которых не обнаруживается признаков миграции торона, связаны с тем, что, испытав отдачу при α-распаде ThX, ядро Tn „застревает" в зерне бромистого серебра и прочно удерживается в решетке кристалла галоида. Большое влияние химических свойств различных атомов на их коэффициенты диффузии подтверждается тем обстоятельством, что, хотя среднее время жизни ThB составляет 10,6 *час* по сравнению с 54,5 *сек* для торона, α-частицы, испускаемые ThC и ThC′, дают не столь очевидные признаки миграции, как α-частицы, испускаемые тороном. Тем не менее иногда могут наблюдаться небольшие смещения точек вылета α-частиц ThC′ относительно пар частиц, связанных с Tn и ThA.

б) Измерения на следах α-частиц, испускаемых радиоактивными загрязнениями. На фиг. 56 показаны результаты измерений Брауна и Фаулера на следах α-частиц, испускаемых загрязнениями эмульсии, содержащими торий и радий. В рассматриваемом эксперименте пластинка была пропитана разведенным раствором азотнокислого тория, высушена и через неделю проявлена. При использовании этой соли изотопы тория — торий и радиоторий — не проникали в эмульсию; радиоактивность была обусловлена присутствием ThX и продуктов его распада, которые вначале находились в состоянии приблизительного радиоактивного равновесия и свободно входили в эмульсию. В подобных условиях одиночные следы, не связанные с ториевыми „звездами", относились к ThC и ThC′; они легко могли быть разделены вследствие большого различия в их средних пробегах (максимумы *а* и *ж* на фиг. 56). Кроме того, следы, принадлежащие ThX, могли быть идентифицированы на основании того, что они иногда оказывались отделенными от трехлучевых „звезд", возникающих при распаде ядра торона и продуктов его распада. Остальные следы относились к Tn и ThA. Разница в средних пробегах для этих следов является достаточно большой для того, чтобы они могли быть идентифицированы в большинстве случаев (максимумы *б* и *г*). Для получения однозначного распределения по пробегам можно ограничиться измерениями на трехлучевых „звездах", в которых имеются следы, связанные с ThA и Tn, причем длины следов α-частиц, испускаемых ThA, превышают 32 μ. Распределение по пробегам α-частиц, испускаемых Tn, может быть определено без помех, обусловленных наличием α-частиц, испускаемых ThA. Подобным же образом измерения на следах, относящихся к группе ThA, могут быть выполнены на аналогичных „звездах", в которых следы α-частиц Tn короче 28 μ. Результаты таких измерений, относящихся к α-частицам Ra и RaC, также изображены на фиг. 56 (максимумы *д* и *е*).

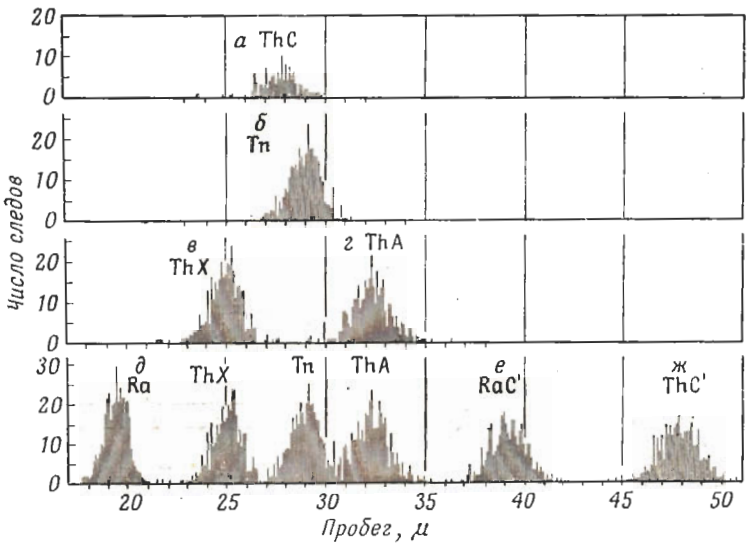
в) Измерение полупериодов распада долгоживущих α-излучателей. Измерения времени жизни радиоактивных веществ с очень малыми постоянными распада выполняются путем введе-

ния в эмульсию определенного количества соли исследуемого элемента. После этого пластинки выдерживаются в течение длительного времени, что позволяет получить достаточно большое число следов α-частиц, возникающих при распаде. Для указанной цели выбираются соли, не ухудшающие регистрационных свойств эмульсии и не вызывающие быстрой регрессии скрытого изображения. Концентрация водородных ионов (pH) раствора, в котором пропитывается эмульсия, должна при этом лежать в пределах между 6 и 8. После сушки пластинка переносится в подземное помещение, где оставляется на 100 дней или больше. Для описанных опытов обычно применяются нечувствительные к электронам эмульсии, например Ильфорд C2 и E1. При благоприятных условиях указанным путем могут быть обнаружены α-излучатели с полупериодами распада 10^{17}—10^{18} *лет*.

В опытах описанного типа необходимо отличать следы частиц, испускаемых α-излучателем, от следов фона, часто весьма многочисленных, которые возникают вследствие загрязнений ничтожно малыми количествами тяжелых радиоактивных элементов, а также от следов протонов, появляющихся в результате реакций $N^{14}(n, p)C^{14}$, вызываемых нейтронами космического излучения и другими причинами. Поэтому для получения убедительных данных обычно необходимо установить наличие группы α-частиц с определенным пробегом. В подобных исследованиях весьма выгодно использовать разделенные изотопы. Основные результаты, полученные до сих пор при помощи описанных методов, сведены в приложении VI.

§ 10. Средний пробег для взаимодействия заряженных частиц

В случае частиц высокой энергии, сильно взаимодействующих с ядерным веществом, площадь мишени, образованная ядрами, с ошибкой



Фиг. 56. Гистограмма распределения пробегов α-частиц, испускаемых различными ядрами.

Эмульсия Ильфорд C2.
Браун и Фаулер, неопубликованные данные.

менее 10% дается следующим выражением: $\sigma = \pi(1{,}45 \cdot 10^{-13} A^{1/3})^2$, где A — число нуклонов в ядре, а величина $1{,}45 \cdot 10^{-13}$ *см*[1]) соответствует среднему расстоянию между соседними нуклонами. При известной плотности и химическом составе эмульсии может быть вычислено полное ядерное сечение $\sigma_t = \sum_i N_m \sigma_m$, где через N_m и σ_m обозначены соответственно число атомов m-го элемента в 1 $см^3$ и его ядерное сечение; суммирование выполняется по всем элементам, присутствующим в эмульсии.

Интенсивность пучка быстрых частиц, проходящих через вещество, будет ослабляться в результате ядерного взаимодействия. Если эти частицы сильно взаимодействуют с ядром, то их число, оставшееся после прохождения слоя вещества толщиной x, будет равно $N = N_0 e^{-\sigma_t x}$, а среднее расстояние, проходимое частицей, окажется равным $l = 1/\sigma_t$. Это расстоя-

[1]) Более точной обычно считается величина $1{,}38 \times 10^{-13}$ *см* (см., например, Росси Б., Частицы больших энергий, М.—Л., 1955). — *Прим. ред.*

ние получило название „пробега для взаимодействия". Для обычной ядерной эмульсии эта величина оказалась равной приблизительно 25 *см*, что мало отличается от значения, полученного в опытах с быстрыми протонами и π-мезонами[1]. Если пробег для взаимодействия частиц данного типа заметно превышает указанное „геометрическое" значение, то это означает, что для них имеет место соответственно более слабое взаимодействие (это наблюдается, в частности, для K-мезонов; см. стр. 305—308).

§ 11. Магнитное отклонение частиц

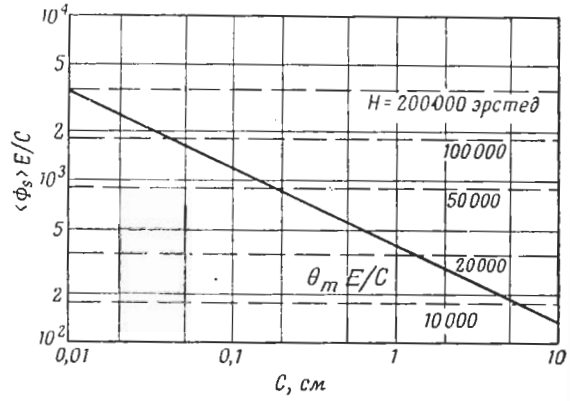
а) Магнитное отклонение частиц в эмульсии. Близкое сходство результатов, которые можно получить при помощи фотографического метода и метода камеры Вильсона, наводит на мысль о возможности наблюдения отклонения заряженных частиц при движении их в эмульсии, помещенной в сильное магнитное поле. Аналогичные опыты, проводимые с камерой Вильсона, позволяют определить импульс и знак заряда частицы, что является одним из наиболее существенных достоинств этого метода. На первый взгляд можно предположить, что подобные же преимущества могут быть сравнительно просто получены и в случае эмульсий; однако практическое применение такого метода наталкивается на целый ряд серьезных технических трудностей, вследствие чего он используется весьма редко.

Наиболее существенное затруднение связано с тем, что необходимо отличать отклонение следа под действием приложенного магнитного поля от отклонений, вызываемых рассеянием. На ранней стадии развития фотометода, когда длина наблюдаемых следов редко превышала несколько миллиметров, измеримые отклонения могли быть получены лишь в полях напряженностью порядка 50 000 *эрстед*.

Выше было показано, что при прохождении частицей с единичным зарядом отрезка C средний угол отклонения $\langle\Phi_s\rangle$, обусловленный рассеянием, определяется как $\langle\Phi_s\rangle = K\sqrt{C}/p\beta$, где K очень слабо зависит от C и β. Вызываемое магнитным полем угловое отклонение $\theta_m = HeC/p$, откуда

$$\frac{\theta_m}{\langle\Phi_s\rangle} = \frac{H\beta e\sqrt{C}}{K} = K_1\beta H\sqrt{C}. \qquad (4.10)$$

Поскольку K_1 почти не зависит от β и C, то для релятивистских частиц отношение отклонений, обусловленных рассеянием и магнитным полем, почти не зависит от энергии частицы и определяется только напряженностью магнитного поля и длиной следа. Однако ввиду того, что это отношение пропорционально $\sqrt{C}$, для достаточно длинных следов отклонение, вызванное магнитным полем данной напряженности, превышает отклонение, возникающее вследствие рассеяния. Так, например, при $H \sim 60\,000$ *эрстед* значения $\langle\Phi_s\rangle$ и θ_m оказываются одинаковыми для следов длиной 1 *мм*, а при $H \sim 23\,000$ *эрстед* — для следов длиной 1 *см* (фиг. 57).



Фиг. 57. Зависимость $\langle\Phi_s\rangle E/C$ от длины ячейки C (сплошная линия) и $\theta_m E/C$ от напряженности магнитного поля H (штриховые линии).

$\langle\Phi_s\rangle$ — выраженное в *град* среднее угловое отклонение релятивистской частицы с энергией E (*Мэв*) на участке C (*см*), вызванное рассеянием; θ_m — угловое отклонение, обусловленное магнитным полем. Чем больше напряженность поля, тем короче длина ячейки, на которой магнитное отклонение θ_m превышает вероятное отклонение $\langle\Phi_s\rangle$, вызванное рассеянием.

Дилуорс и др. [37] показали, что при облучении в горах пластинок, находившихся в магнитном поле напряженностью 34 000 *эрстед*, можно не только обнаружить магнитные отклонения, но также и определить знаки зарядов частиц высокой энергии и сделать оценки их импульсов и энергий. Следует, однако, отметить, что угловые отклонения, обусловленные рассеянием, подвержены статистическим флуктуациям, а это влияет на оценку магнитных отклонений и вызывает появление соответствующей неопределенности получаемых данных. Влияние указанных факторов ограничивает измерение импульсов частиц пределом ~ 5 *Бэв/с*. Могут быть также случаи неправильного определения знака заряда частицы, поскольку для некоторых следов суммарное отклонение может быть противоположно отклонению, обусловленному только магнитным по-

[1] Это утверждение автора следует считать несколько неточным: хотя принимаемое теперь значение „геометрического" ядерного пробега в эмульсии составляет не 25, а скорее 28 *см*, наиболее точные экспериментальные данные, полученные на ускорителях для π-мезонов и протонов с энергией от 1 до 9 *Бэв*, дают пробег $\sim$35 *см* [см., например, обзор: Барашенков В. С., Успехи физич. наук, **72**, вып. 1, 53 (1960)]. — *Прим. ред.*

лем. Это явление наблюдается, например, для $\sim 12\%$ следов длиной 1 *см* в поле напряженностью 34 000 *эрстед* (см. [37]). Однако если импульс частицы можно определить путем измерения рассеяния на более коротких ячейках, то знак заряда обычно удается установить с большей степенью достоверности.

Из фиг. 57 следует, что было бы весьма выгодно применять более сильные магнитные поля, например напряженностью порядка 100 000 *эрстед*. Однако поддержание подобного поля в течение длительного времени в объеме, позволяющем зарегистрировать достаточное число следов длиной несколько сантиметров, требует больших энергетических ресурсов. Проблемы, которые могут быть исследованы описанным путем, в большинстве случаев, по-видимому, более удачно разрешаются при помощи других средств, вследствие чего рассмотренный метод до настоящего времени не получил широкого распространения. Однако при напряженностях до 200 000 *эрстед* можно получить более благоприятные условия, используя импульсные поля, синхронизуемые с работой ускорителей (см. Фурт и Ванек [38]).

б) Магнитное отклонение частиц в воздухе или в вакууме. Вместо отклонения заряженных частиц во время их движения в эмульсии может быть использован метод, при котором они отклоняются во время движения в воздухе или в вакууме, а пластинки используются для регистрации направления движения этих частиц до и после прохождения магнитного поля. Кривизна траектории, соответствующая полю заданной напряженности, может быть легко измерена, что позволяет определить импульс частицы. Подобный метод широко применялся в опытах с π- и K-мезонами, массы которых могли быть оценены по измеренному импульсу и остаточному пробегу, т. е. при помощи метода (p, R) (см. гл. 5). Описанный прием обычно используется для частиц с малыми импульсами (меньше 1 *Бэв/с*).

в) Метод нормального падения. Траектории частиц космического излучения высокой энергии могут быть исследованы при почти нормальном падении последних на ряд параллельных равноотстоящих пластинок, находящихся в магнитном поле напряженностью порядка 7000 *эрстед* (см. Апостолакис и Макферсон [39]). Заряд и импульс частицы могут быть в этом случае определены без больших ошибок и неопределенностей, вносимых рассеянием.

Указанный метод в принципе сходен с теми методами, в которых траектория частицы определяется при помощи рядов счетчиков, находящихся в магнитном поле. Однако применение пластинок оказывается значительно более выгодным, поскольку в этом случае положение отдельных точек траектории может быть определено с высокой степенью точности (ошибка не превышает ~ 2 μ). В соответствии с этим величина импульса определяется более точно. Для достижения наивысшей точности во всей системе параллельных горизонтально расположенных пластинок должна быть обеспечена их тщательная взаимная фиксация, что может быть сделано при помощи соответствующим образом рассчитанных держателей. Кроме того, определение кривизны траектории должно основываться на измерениях координат точек, лежащих на границе между эмульсией и стеклом; последние если и смещаются при обработке эмульсии, то лишь весьма незначительно.

Было установлено, что с помощью системы, состоящей из 14 пластинок размером 5×10 *см*^{2}, расположенных друг от друга на расстоянии 1,5 *см*, импульс частицы $p \sim 10$ *Бэв/с* можно определить с точностью около 7%. Максимально измеримое значение импульса составляло около 300 *Бэв/с*. Ошибки рассмотренного метода связаны с погрешностями в определении координат точек траектории, неточностью взаимной фиксации пластинок и т. п., а также искривлениями траектории вследствие рассеяния частицы при прохождении сквозь стекло и эмульсионные слои последовательно расположенных пластинок. Описанный метод до настоящего времени применялся только для исследований космического излучения на уровне моря. При использовании сильных импульсных магнитных полей он может также найти применение в прецизионных опытах на больших ускорителях.

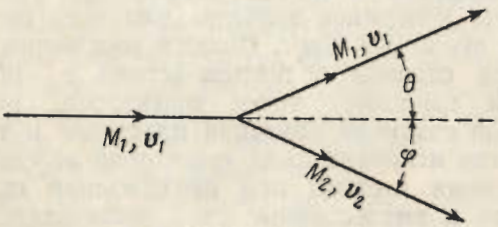
Глава 5

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Идентификация заряженных частиц путем измерений на их следах в фотографических эмульсиях может быть выполнена при помощи различных методов. Ниже будут рассмотрены наиболее важные из них.

§ 1. Идентификация путем изучения упругих соударений

В пластинках могут иногда наблюдаться упругие соударения быстрых частиц с протонами, содержащимися в эмульсии в виде ядер атомов водорода. Два примера подобных столкновений, испытанных α-частицей и тритоном,



Фиг. 58.

показаны на фото 32. Если измерить углы вылета двух частиц, выходящих из места столкновения, а также их пробеги, то можно определить массу первичной частицы. Так, например, можно показать, что для столкновения, изображенного на фиг. 58, при нерелятивистских скоростях имеет место следующее соотношение:

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\sin 2\varphi}{(M_1/M_2) - \cos 2\varphi}.$$

В некоторых случаях нельзя решить, какой из следов принадлежит протону отдачи и какой рассеянной падающей частице; подобное затруднение может быть разрешено, если следы оканчиваются в эмульсии, что позволяет измерить их пробеги. Примеры столкновений протонов, дейтронов и α-частиц были даны Пауэллом и Оккиалини [1]. Фремлин [2] обнаружил случаи столкновений ядер He^3 с протонами. Столкновения искусственно полученных мезонов с ядрами водорода также могут изучаться с помощью фотографических эмульсий. В этом случае по измеренным параметрам следов на основании законов сохранения можно отличить столкновения с протонами от взаимодействий с другими ядрами (см. Голдхабер [3], Мингуцци и др. [4]). Заметим, что приведенное выше соотношение может быть также записано в следующей форме:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\sin(2\varphi + \theta)}{\sin\theta}.$$

Сходный в принципе метод был использован в одном из первых исследований для определения энергии π-мезонов, возникающих при распаде тяжелых мезонов по схеме χ (см. ди-Корато и Скарси [5]). Весьма редко наблюдаются случаи столкновения таких π-мезонов с протонами, испытывающими затем отдачу. Зная приближенное значение энергии мезона, после определения направления движения протона можно установить, что данное столкновение произошло с ядром водорода, а не со связанным протоном. Вследствие этого подобный анализ дает возможность точно определить энергию π-мезона непосредственно перед столкновением. Аналогичные методы применялись также для выделения столкновений искусственно получаемых π- и K^+-мезонов со свободными протонами в эмульсии, что позволяло установить угловое распределение рассеянных

частиц и найти их сечения взаимодействия (см. стр. 298). Идентификация столкновений Σ-гиперонов производится подобным же образом.

Следует отметить, что столкновения с протонами, находящимися вблизи периферии ядра, могут мало отличаться от столкновений со свободными протонами, причем никаких признаков расщепления ядра при этом не возникает. Однако в подобных случаях баланс импульсов до и после столкновения обычно выполняется неточно (см. стр. 299).

На фото 57 показан пример применения подобных методов идентификации заряженных частиц, возникающих при β-распаде μ-мезона. В этом случае наблюдалось испускание электрона, причем все частицы двигались с релятивистскими скоростями. Пример упругого столкновения медленного ядра углерода с протоном показан на фото 132.

§ 2. Наблюдение тормозного излучения

Как известно, идентификация заряженных частиц представляет значительные трудности, когда они движутся с релятивистскими скоростями, поскольку в этой области удельная ионизация весьма медленно изменяется в зависимости от импульса (см. стр. 119). Особо большое значение имеет идентификация частиц с импульсами от ~100 до 600 *Мэв/с* и с удельной ионизацией вблизи минимума; соответствующие следы могут принадлежать электронам, μ- или π-мезонам. Однако в тех случаях, когда наблюдаются следы длиной порядка 5 *см*, вообще говоря, можно выделить следы электронов, используя наличие тормозного излучения (см. стр. 125). Если окажется, что удельные потери энергии частицей значительно больше тех, которые могут быть связаны только с одной ионизацией, то подобная частица с большой вероятностью не является μ- или π-мезоном. На этом и основан метод, который сыграл важную роль в первых опытах, позволивших обнаружить β-распад тяжелых мезонов (см. стр. 203).

§ 3. Ядерное взаимодействие на лету

Второй метод идентификации заряженных частиц с импульсами менее 500 *Мэв/с*, движущихся с релятивистскими скоростями, основан на наблюдении их взаимодействий с ядрами, сопровождающихся расщеплением последних. Подобное явление позволяет сделать заключение, что вызвавшая его частица с большой вероятностью была π-мезоном, а не μ-мезоном или электроном. При помощи этого метода были получены важные данные для доказательства присутствия быстрых π-мезонов среди вторичных частиц, образующихся при распаде тяжелых мезонов по схеме χ (см. стр. 199).

В случае отдельных следов отсутствие ядерных столкновений обычно не позволяет сделать никаких выводов. Однако для совокупности следов, например для „ливня", возникающего в результате ядерного расщепления, можно определить среднюю длину пробега между двумя ядерными столкновениями. Путем использования этого метода было показано, что ливневые частицы, испускаемые при ядерном расщеплении в эмульсии, имеют длину пробега для взаимодействия, близкую к геометрической, откуда следует, что или лишь немногие из них являются μ-мезонами, или ни одна из них не является μ-мезоном (см., например, Камерини и др. [6]).

§ 4. Наблюдение характерных типов распада или взаимодействия с ядрами

Идентификация мезонов различных типов может быть выполнена на основании характерных вторичных процессов, происходящих в конце их пробега. Наиболее важными случаями являются следующие.

а) μ-мезоны. Когда положительный μ-мезон достигает конца пробега, он распадается с испусканием позитрона, след которого в хорошо проявленной электронно-чувствительной эмульсии может быть обнаружен с вероятностью около 95%. Непосредственный β-распад π-мезона встречается чрезвычайно редко (см. стр. 165). Вследствие этого появление следа быстрой вторичной частицы, с близкой к минимуму плотностью зерен указывает на то, что первичная частица является, по всей вероятности, μ-мезоном. Неоднозначность подобной идентификации связана с тем, что K-мезоны и заряженные гипероны могут дать сходные по внешнему виду эффекты (см. фото 94). Вторичные частицы, возникающие при распаде некоторых типов K-мезонов и гиперонов, часто обладают скоростями, близкими к c, в результате чего плотность зерен на их следах мало отличается от $g^*_{\text{мин.}}$ (см. фото 91). Однако вследствие большого различия между массами K-частиц и гиперонов, с одной стороны, и μ-мезонов — с другой, опытный микроскопист, изучая короткие участки следов ($\sim 200\mu$) вблизи конца пробега, обычно может отличить легкие частицы от тяжелых. Если следы имеют длину порядка 3 *мм* или больше, то убедительная идентификация может быть осуществлена путем определения масс. Важный пример использования

этого метода идентификации μ-мезонов показан на фото 93 (см. также фото 61 и 62).

Наблюдение следа β-частицы распада не позволяет установить знак заряда мезона, поскольку приблизительно в 40% случаев отрицательные μ-мезоны останавливаются в желатине и захватываются на атомные орбиты легких элементов (C, N или O); затем еще до того, как произойдет взаимодействие с ядром, они почти всегда распадаются с испусканием электрона.

б) Отрицательные π- и μ-мезоны. Отрицательные π-мезоны вызывают характерные ядерные расщепления на концах пробегов (см. фото 73 и 74). Если испускаются две или больше вторичных заряженных частиц, дающих распознаваемые следы, то в случае пластинок, экспонированных в космических лучах, весьма вероятно, что исходная частица является отрицательным π-мезоном. Следует, однако, рассмотреть и два других возможных истолкования подобных случаев.

1. Существует некоторая вероятность того, что наблюдаемое взаимодействие принадлежит K^--частице или отрицательному гиперону. При этом для правильного суждения о характере взаимодействия может иметь важное значение определение энергий и природы вторичных заряженных частиц. Так, например, одной из заряженных частиц, возникающих в результате ядерных взаимодействий тяжелых отрицательных мезонов, часто оказывается π-мезон большой энергии (см. стр. 216). В других случаях удается показать, что полная наблюдающаяся энергия расщепления, определенная по следам *заряженных* частиц, оказывается больше значения, соответствующего массе покоя π-мезона, т. е. больше 140 *Мэв*. Если след первичной частицы имеет достаточную длину, то измерение массы также позволяет сделать заключение о ее природе.

2. Предполагается, что μ^--мезоны в весьма редких случаях могут давать двухлучевые „звезды", возникающие в результате их захвата ядрами (см. стр. 159). Однако энергия обеих заряженных частиц, наблюдающихся при таком взаимодействии, бывает, как правило, весьма мала, вследствие чего их пробеги оказываются короче пробегов, которые обычно встречаются в двухлучевых „звездах", вызываемых π^--мезонами. Когда отрицательный π-мезон захватывается ядром, он взаимодействует с двумя или с большим числом нуклонов, в результате чего значительная доля энергии, соответствующей его массе покоя, может обнаружиться в наблюдающемся расщеплении. С другой стороны, отрицательный μ-мезон взаимодействует, по-видимому, лишь с одним протоном захватившего его ядра; $p + \mu^- \rightarrow n + \nu^0$. В результате этого процесса нейтрон получает энергию порядка 10 *Мэв*, причем все заряженные частицы, наблюдаемые в возникающем расщеплении, появляются за счет взаимодействия нейтрона с нуклонами при его выходе из ядра. Вследствие этого приблизительно $^1/_{10}$ всех расщеплений имеет вид однолучевых „звезд" и значительно меньшая часть — двухлучевых „звезд", причем образующие их вторичные частицы обладают очень короткими пробегами (см. Джордж и Эванс [7, 8], Моринага и Фрай [9, 10]). Таким образом, возникновение расщепления, при котором испускаются две или более заряженных частиц, сопровождающие захват L-мезона, является очень убедительным доказательством того, что в данном случае имело место взаимодействие π^--мезона.

Если захват мезона не сопровождается испусканием заряженных вторичных частиц или появляется всего одна такая частица, то истолкование данного случая оказывается значительно более трудным. Так, например, около 28% π^--мезонов дают на концах своих пробегов расщепления, не сопровождаемые появлением следов вторичных заряженных частиц, а 25% вызывают расщепления, приводящие к возникновению только одного такого следа. С другой стороны, 7,5% μ-мезонов, остановившихся в кристаллах *бромистого серебра*, дают однолучевые „звезды", а остальные не вызывают видимых расщеплений. Неопределенность, имеющая место в подобных случаях, может быть устранена, если след мезона имеет длину, достаточную для определения массы с точностью, позволяющей отличить π-мезон от μ-мезона.

в) Положительные π-мезоны. При идентификации этих частиц решающее значение имеет наличие характерной картины распада π-мезона, сопровождающегося вылетом μ-мезона с пробегом около 600 μ. В очень редких случаях K-частицы также могут давать при распаде μ-мезоны с малыми энергиями (см. фото 92). Однако вероятность того, что μ-мезон, возникающий в результате такого маловероятного процесса, будет обладать пробегом, достаточно точно совпадающим с пробегом μ-мезона из $\pi \rightarrow \mu$-распада, является чрезвычайно малой.

г) K-частицы. Для идентификации почти во всех случаях является решающим факт распада частицы на три π-мезона с компланарными следами. Методы окончательной идентификации подробно рассмотрены на стр. 189 и далее.

На концах пробегов K-частиц нередко наблюдаются явления, внешне сходные с теми, которые имеют место для положительных μ-мезонов.

В этом случае идентификация представляет серьезную методическую задачу, подробно рассмотренную на стр. 197. Различие устанавливается путем измерения масс и энергий вторичных частиц или измерения массы первичной частицы.

д) Заряженные гипероны. Хотя частицы этого типа часто распадаются на лету, они могут достигнуть конца пробега, где наблюдается их распад или взаимодействие с ядрами. В этом случае для идентификации также имеет большое значение достаточно точное определение массы, позволяющее отличить данную частицу от μ- или K-мезона (см. гл. 11).

§ 5. Медленные вторичные электроны, наблюдающиеся в конце пробега

На концах пробегов заряженных частиц могут возникать медленные вторичные электроны как вследствие процесса Оже, связанного с захватом частицы атомом (см. стр. 151), так и вследствие β-распада конечного ядра, образовавшегося в результате взаимодействия. В обоих случаях появление подобных электронов указывает на то, что исследуемая частица обладала отрицательным зарядом. Следует, однако, заметить, что в пластинках с большим числом следов медленных электронов случайное отнесение одного из них к следу рассматриваемой частицы может существенно повлиять на убедительность сделанных заключений.

Электроны Оже, а также электроны, возникающие в результате ядерных процессов, появляются не слишком часто (с вероятностью менее 10% в случае π^-- и K^--мезонов), вследствие чего отсутствие вторичных электронов не позволяет сделать каких-либо заключений об отдельных событиях. Однако при достаточно большом количестве изучаемых следов могут быть получены ценные данные. Так, например, для первых трехсот обнаруженных K-мезонов, распавшихся в эмульсии с испусканием одной вторичной заряженной частицы, не было найдено ни одного случая возникновения медленных электронов. Однако подобные электроны наблюдались при изучении K^--мезонов, взаимодействующих с ядрами. Отсюда следует, что все или почти все K-мезоны, распады которых были найдены в эмульсии, имеют положительный заряд.

§ 6. Внезапное прекращение следов в эмульсии

Иногда наблюдаются случаи внезапного прекращения следа в эмульсии в точке, где скорость частицы, как это следует из соответствующей плотности зерен, еще весьма велика. Подобный эффект может быть обусловлен следующими процессами:

а) аннигиляция позитрона и электрона при их столкновении;

б) рассеяние электрона на большой угол, когда оказывается затруднительным обнаружить продолжение следа;

в) обмен зарядом $\pi^\pm$-мезона с протоном или дейтроном (см. стр. 298). Подобные процессы могут также иметь место при взаимодействии $K^\pm$-мезонов с ядрами.

Следует заметить, что подобные эффекты не наблюдаются для $\mu^\pm$-мезонов, поэтому их наличие позволяет исключить присутствие μ-мезона.

§ 7. Измерения масс

Нередко встречаются случаи, когда частица не может быть однозначно идентифицирована при помощи методов, рассмотренных в предыдущих параграфах; при подобных обстоятельствах важные данные могут быть получены путем непосредственного измерения массы, если, конечно, оно является выполнимым.

а) Определение плотности зерен и пробега; метод (g^*, R). Определение масс заряженных частиц, зарегистрированных в фотографических эмульсиях, представляет задачу, аналогичную той, которая возникала в первых классических экспериментах по изучению электронов и положительных ионов. Если заряд частицы известен, то измерение только одного параметра, например пробега, не дает достаточных данных для определения массы и скорости в отдельности, вследствие чего необходимо измерить какую-либо вторую характерную величину, например скорость или импульс частицы. Ниже будут рассмотрены наиболее важные методы определения массы, применявшиеся до сих пор. При сравнении этих методов полезно знать присущую им разрешающую способность, которая достигается в каждом отдельном случае. Если моноэнергетической группе частиц с массой M соответствует наблюденное распределение по массам, имеющее вид максимума с полушириной ΔM, то разрешающая способность определяется как $M/\Delta M$.

В принципе одним из наиболее простых методов определения массы заряженной частицы является сравнение плотности зерен на ее следе с плотностью зерен на следе протона. Пробеги двух частиц с одинаковыми зарядами и скоростями пропорциональны их массам. Если имеются достаточно длинные следы, то можно определить средние значения плотности зерен на

ряде отрезков, на которых происходят лишь незначительные изменения скорости. Таким образом может быть выполнена серия определений отношения остаточных пробегов двух частиц с равными плотностями зерен на их следах (и, следовательно, с равными скоростями). Найденное среднее значение является мерой отношения их масс.

Для успешного применения описанного метода необходимы длинные следы. Это обусловлено, во-первых, тем, что в электронно-чувствительных эмульсиях с зернами обычного размера частицы с $\beta < 0{,}5$ дают следы, на которых имеются сплошные участки. Этим не только затрудняется точное определение плотности зерен, но и сама плотность зерен становится менее чувствительной мерой скорости частицы. Вторым обстоятельством, хотя и менее существенным, является то, что счет зерен может производиться с высокой статистической точностью лишь на достаточно больших отрезках, для чего также необходимы длинные следы, вдоль которых скорость начальной частицы не должна, однако, изменяться заметным образом вследствие ионизационных потерь.

В первых опытах с π- и μ-мезонами обычно использовалась эмульсия Ильфорд С2. Вследствие малого размера зерен этой эмульсии и меньшей их плотности на следе при данном значении удельной ионизации они могли быть разрешены и сосчитаны почти до конца пробега (см., например, фото 13,*б*). В то же время толщина применявшихся эмульсий обычно составляла лишь около 100 μ; соответственно этому наблюдались лишь редкие случаи регистрации следов длиннее 2—3 *мм*. В указанных условиях необходимо было определять полное число зерен ΣN на следе, начиная от конца пробега. Найденное таким образом распределение, показывающее зависимость ΣN от R, сравнивалось с аналогичной зависимостью для протонов, зарегистрированных в той же эмульсии. Для частиц с зарядом e плотность зерен на следе зависит от их скорости. Поэтому если на следе протона с пробегом R имеется ΣN зерен, то на следе частицы с массой Mm_p и пробегом MR должно быть $M\Sigma N$ зерен. Отсюда следует, что наблюденное распределение ΣN по R для протонов позволяет построить семейство кривых для различных значений M. Сравнивая с этими кривыми экспериментальные данные, полученные для частицы с неизвестной массой, можно найти величину M. Подробное описание этого метода имеется в работах Латтеса и др. [11], Ван-Россума [12], Боукера и др. [14].

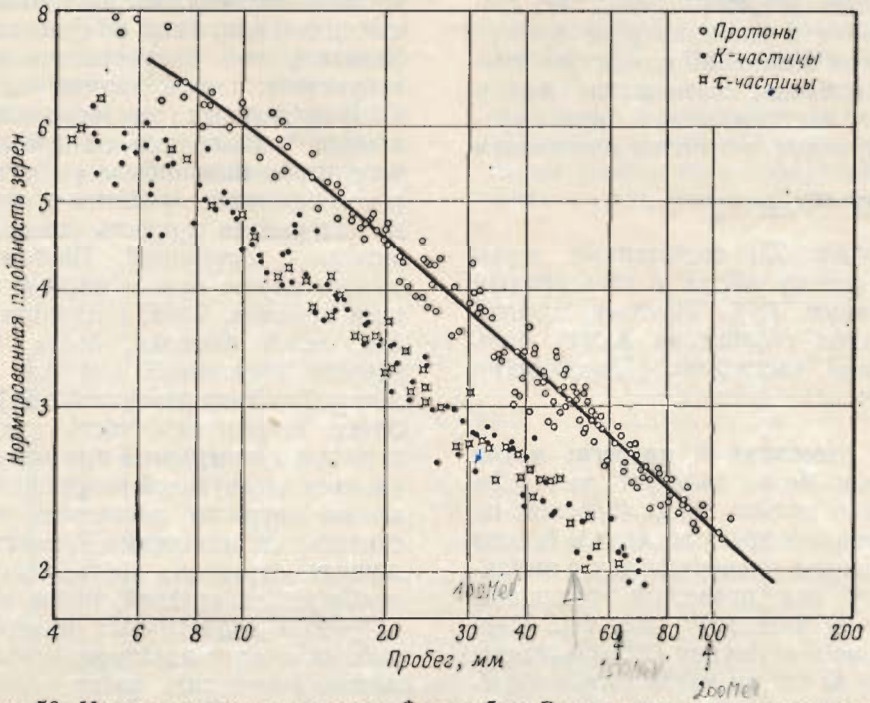
Измерения масс K-частиц до сих пор производились только в электронно-чувствительных эмульсиях G5. В ранних исследованиях было существенно получить оценки масс, хотя в пластинках наблюдались лишь сравнительно короткие следы. Вследствие высокой плотности зерен большинство их оказывалось в значительной мере слившимися, и поэтому вместо счета зерен экспериментаторы обычно предпочитали измерять длины разрывов на следе. Метод счета разрывов впервые обсуждался в работах Ходжсона [15], О'Келли [16] и Менона и О'Келли [17] (см. стр. 84). Выше было упомянуто, что эмульсия G5 оказывается слишком чувствительной для определения масс при помощи описанного метода, за исключением случаев, когда наблюдающиеся в ней следы имеют очень большую длину. Лучшие условия могут быть, в принципе, получены при недопроявлении такой эмульсии. Однако при этом происходит сильное уменьшение плотности зерен на следах слабо ионизующих частиц, вследствие чего обработанные таким образом пластинки становятся непригодными для многих других исследований. Указанное обстоятельство является весьма серьезным недостатком описанного метода.

В обычных пластинках со стеклянной подложкой лишь весьма редко удавалось найти достаточно длинные следы, позволяющие непосредственно применить описанный выше метод (g^*, R); положение, однако, радикально изменилось после того, как получили широкое распространение эмульсионные стопки. Последние позволяли прослеживать вылетающие из „звезд" частицы с большими скоростями вплоть до конца их пробегов, если эти частицы останавливались в одном из слоев стопки. Точность, которая могла быть достигнута в новых условиях, иллюстрируется фиг. 59, где приведены данные Даханаяке и др. [18]. Соответствующий спектр масс, полученный в этой работе, изображен на фиг. 60.

Результаты, показанные на фиг. 60, были получены путем измерений средней длины разрывов (см. стр. 84) и позволяли выделить K-мезоны с массами порядка $1000\,m_e$ в присутствии протонов, число которых было в несколько сот раз больше. В некоторых важных случаях более точные значения масс могут быть получены путем счета зерен в каждом эмульсионном слое, сквозь который прошла частица, прежде чем она достигла конца своего пробега. Такой прием позволяет получить ряд независимых оценок массы, что приводит к соответствующему повышению точности. Этот метод обладает также тем преимуществом, что он уменьшает все систематические ошибки, которые могут в некоторых случаях появляться вследствие индивидуальных особенностей от-

дельных пластинок и отклонений в режиме их проявления.

эмульсии, являются дейтронами и тритонами (см. Дайнтон и Фаулер [19]).

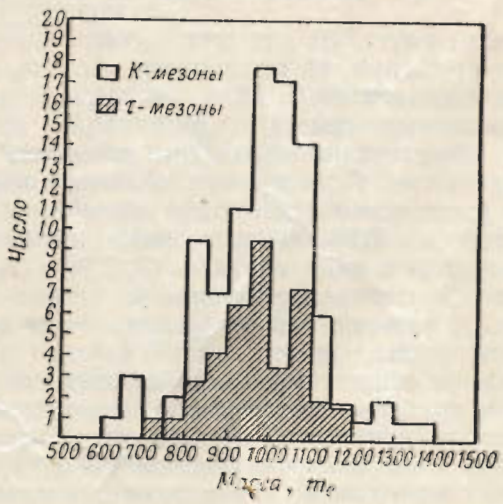


Фиг. 59. Измерение плотности зерен g^* и пробега R на следах, зарегистрированных в эмульсионной стопке.

Были выбраны произвольные следы из числа испущенных при расщеплениях, в которых была испущена одна или более ливневых частиц. Метод измерения величины g^*, представляющей „нормированную" длину разрыва, подробно описан на стр. 84. Значение g^* для каждой точки определялось с точностью порядка 5% путем измерений в единственной пластинке. В большинстве случаев при наличии более длинных следов измерения на отдельном следе могли быть выполнены в ряде последовательных слоев, что позволяло соответствующим образом повысить точность определения масс [18].

В тех случаях, когда необходимо получить наивысшую точность, счет зерен может быть выполнен при помощи фотоэлектрических устройств (см. стр. 89). Эта работа является достаточно трудоемкой, однако при обработке случаев, представляющих значительный интерес, она может быть оправдана более высокой получаемой точностью. Если учесть надлежащим образом влияние таких факторов, как зависимость степени проявления от глубины, то в опытах с пластинками, обладающими хорошей прозрачностью, при следах длиной около 1 *см* или больше можно достичь разрешающей способности порядка 15 (Ван-Россум [13]).

Необходимо заметить, что все рассмотренные выше методы основаны на сравнении следов неизвестных частиц со следами протонов. Длиннопробежные протоны можно обычно отличать от дейтронов путем измерения рассеяния или счета δ-электронов (см. стр. 122). Достоверная идентификация следов сравнения имеет существенное значение, поскольку около 30% ядер водорода с энергией менее 50 *Мэв*, испускаемых при ядерных расщеплениях в



Фиг. 60. Спектр масс K- и τ-мезонов, полученный на основании измерений того же типа, что и для фиг. 59.

Частицы с массой 1000 m_e почти всегда можно было отличить от более многочисленных протонов независимо от наличия каких-либо вторичных эффектов на конце пробега. Разрешающая способность составляла около 3 [18].

Следует заметить, что в случае частиц со средними энергиями ($\beta \sim 0{,}4$—$0{,}8$), когда для соотношения пробег—энергия справедливо степенно́е приближение и значение g не претерпевает значительных изменений вследствие приближения к насыщению, соотношение между массой и зарядом частицы может быть выражено через измеряемые величины следующим образом:

$$MZ^{1,44} \sim R^{-1} g^{2,39}.$$

В типичном случае 400 сосчитанных зерен дают при $Z = 1$ оценку массы со стандартным отклонением, равным 12%. Поэтому идентифицируемая частица обычно не может быть смешана с другими частицами, обладающими бо́льшим зарядом.

б) Измерение рассеяния и пробега; метод $(\bar{\alpha}, R)$. Значительно более заметное рассеяние медленных мезонов вблизи конца пробега по сравнению с рассеянием протонов играло весьма важную роль в ранних экспериментах с эмульсиями, поскольку оно позволяло различать следы частиц по их внешнему виду (см. Перкинс [21], Оккиалини и Пауэлл [22]; см. также фото 36 и 41). Массы частиц могли быть определены путем точных измерений рассеяния (см. Голдшмидт-Клермон и др. [23]). Так, для частиц с относительно низкими скоростями соотношение между $\bar{\alpha}$ и $p\beta$ (см. стр. 65 и 91) может быть написано в следующем виде:

$$\frac{K}{\bar{\alpha}} = p\beta = \frac{mv^2}{c} = AM^{1-n}R^n. \qquad (5.1)$$

Отсюда следует, что для двух частиц с одинаковыми пробегами, но различными массами, равными соответственно $M_1 m_p$ и $M_2 m_p$, имеет место зависимость: $(M_1/M_2)^{1-n} = \bar{\alpha}_2/\bar{\alpha}_1$, где $\bar{\alpha}_2$ и $\bar{\alpha}_1$ представляют параметры рассеяния для обеих частиц. Если принять значение показателя экспоненты для зависимости пробег—энергия $n = 0{,}58$, то написанное выражение приводится к виду $M_1/M_2 = (\bar{\alpha}_2/\bar{\alpha}_1)^{2,39}$. Таким образом, сравнивая рассеяние на следах двух частиц с одинаковыми пробегами, можно определить отношение их масс. В случае частиц с малыми скоростями, когда справедливо степенно́е приближение для соотношения пробег—энергия и $p\beta \approx 1/mv^2$, заряд и масса частицы связаны с параметром рассеяния $\bar{\alpha}$ и эффективным пробегом R, для которого он измерен, следующим образом:

$$MZ^{0,39} \sim R^{-1,39}(\bar{\alpha})^{-2,39}.$$

При указанных условиях следует ожидать, что параметр рассеяния для L-мезонов будет лишь вдвое превышать параметр для протонов, обладающих теми же пробегами. Тем не менее подобное увеличение рассеяния отчетливо наблюдалось в первых экспериментах, что видно, например, из сравнения фото 37 и 41. Заметим, что многократное рассеяние очень нечувствительно к заряду частицы.

В отдельных эмульсионных слоях следы обычно оказываются слишком короткими для того, чтобы можно было выбрать для измерения рассеяния такие участки траектории частицы, на которых ее скорость оставалась бы приблизительно постоянной. Поэтому в рассматриваемом случае можно воспользоваться следующим приемом. След, оканчивающийся в эмульсии, делят пополам, после чего определяют среднее значение $\bar{\alpha}$ для той части следа, на которой частица двигалась с большей скоростью. Затем оставшуюся часть следа снова делят пополам и измеряют $\bar{\alpha}$ при меньшей длине ячейки, соответствующей возросшему за счет уменьшения скорости рассеянию частицы. Можно считать, что измерения $\bar{\alpha}$, выполненные на различных отрезках, соответствуют остаточному пробегу для средней точки каждого из них. С учетом аналогичных измерений, выполненных на следах идентифицированных протонов, можно определить массу исследуемой частицы (см. Менон и Рочат [24]).

Рядом авторов был предложен другой подход к решению рассматриваемой задачи (см. Хольтебек и др. [25], Бисвас и др. [26, 27] Дилуорс и др. [27, 28]). Ими был предложен „метод постоянной стрелы прогиба", главнейшие черты которого уже были рассмотрены ранее (см. стр. 98). При определении массы частицы по этому методу несущественно, чтобы ряд последовательно использованных значений D обязательно соответствовал массе частицы. Определение последней основано на сравнении значения $\bar{\alpha}_s$, измеренного для исследуемой частицы, с соответствующей величиной, найденной для частицы известной массы. Необходимо лишь, чтобы принятые значения D обеспечивали достаточное превышение сигнала над шумом. Величина $\bar{\alpha}_s$ представляет параметр рассеяния, найденный при ячейке переменной длины, применяемой в методе постоянной стрелы прогиба.

На рассмотренные методы оказывает отрицательное влияние то обстоятельство, что $\bar{\alpha}$ слабо зависит от массы:

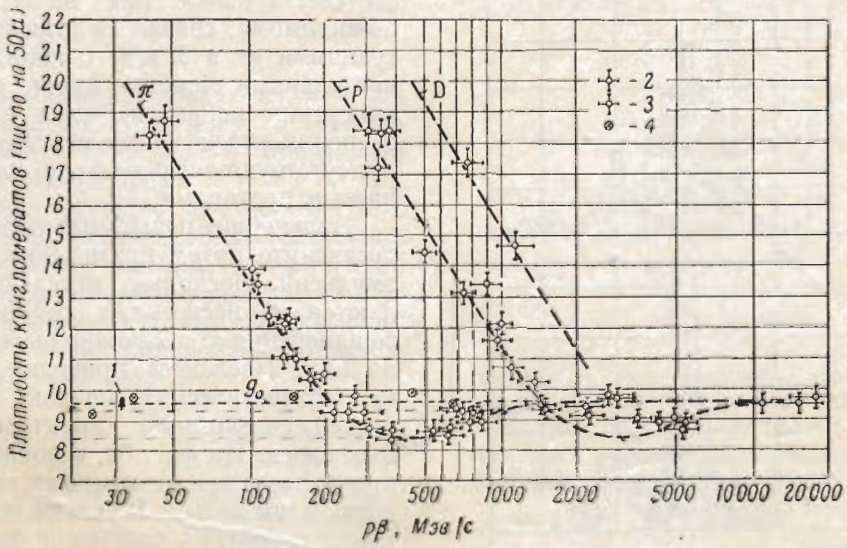
$$\frac{\delta M}{M} = \frac{2{,}39\,\delta(\bar{\alpha}_s)}{\bar{\alpha}_s}.$$

Преимуществом является, однако, то, что $\bar{\alpha}$ не зависит от степени проявления эмульсии. Область применения описанных методов значительно увеличивается при работе с эмульсион-

ными стопками, которые позволяют производить измерения на следах большой длины, что повышает статистическую точность результата. Дилуорс и др. [28] сделали оценку точности, которая может быть получена при использовании рассмотренных методов. Точность, достигаемая в каждом из методов при наличии следов достаточной длины, указана в табл. 8 и 13, в которых содержатся данные, полученные для K-частиц различных типов.

образующих следы с малой плотностью зерен, будет пропорциональна v^{-2}. Отсюда следует, что $M \sim g/\bar{\alpha}$. Поэтому достижимая точность будет пропорциональна точности определения $\bar{\alpha}$, которая при благоприятных условиях составляет $\sim 12\%$.

Пример применения этого метода показан на фиг. 61, на которой отдельные точки соответствуют результатам измерений на следах ливневых частиц, появившихся в результате ядер-



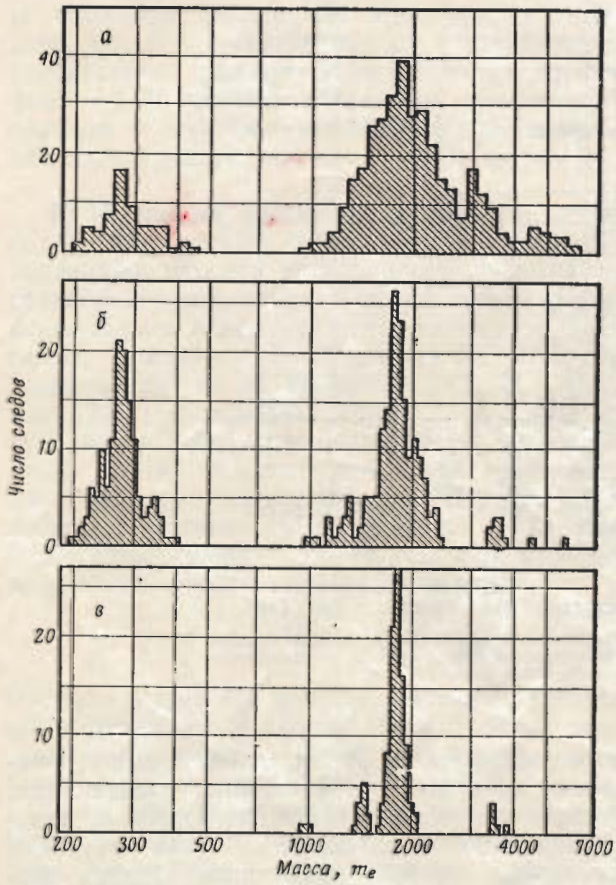
Фиг. 61. Измерение плотности конгломератов (g) и импульса ($p\beta$) [38].

Следы, длина которых составляла не менее 5 мм, были зарегистрированы в одной пластинке. *1* — электронно-позитронные пары (4500); *2* — вторичные частицы (43); *3* — первичные частицы (11); *4* — электронно-позитронные пары (5). В скобках указано число конгломератов.

в) Измерение плотности зерен и рассеяния; метод ($\bar{\alpha}$, g). Рассматриваемый метод определения масс, применявшийся при изучении быстрых заряженных частиц, возникающих при ядерных расщеплениях высокой энергии, основан на измерении плотности зерен и рассеяния (см. Бозе и Чоудхури [31], Камерини и др. [32, 33], Фаулер [34], Голдшмидт-Клермон [35]). Поскольку плотность зерен не зависит от массы частицы и изменяется лишь в зависимости от скорости и заряда, а выражение для величины $p\beta$ может быть написано в виде $Mf(v)$, то отношение параметров рассеяния для двух частиц с единичными зарядами, которые дают следы с равной плотностью зерен, оказывается обратным отношению их масс, независимо от характера изменения плотности зерен со скоростью. Кроме того, для значений β в интервале от 0,4 до 0,8 снова можно написать, что $\bar{\alpha} \sim (p\beta)^{-1} \sim (Mv^2)^{-1}$, в то время как плотность зерен g для однократно заряженных частиц, ного расщепления. Точки, относящиеся к π-мезонам и протонам, отчетливо разделяются. Распределение по массам при подобных измерениях может быть получено путем нанесения на график кривой, наилучшим образом совпадающей с резко выделяющейся группой точек, относящихся к протонам, и последующего определения отношения $\bar{\alpha}$ для каждой из точек к соответствующему значению для протонов при той же плотности зерен. Подобный прием фактически позволяет найти отношение импульса частицы к импульсу протона с равной скоростью. На фиг. 61 показано также изменение плотности зерен на следе любой частицы с зарядом e при различных скоростях для $\beta > 0{,}7$. На кривых отчетливо заметно спадание g до минимума при $\beta = 0{,}95$ и последующий подъем на „плато" в крайней релятивистской области. Эти характерные особенности впервые установлены Пикапом и Войводичем [36] и Войводичем [37]. Подобный ход кривых позволяет

в принципе расширить область значений $p\beta$, в которой можно отличать протоны от частиц с меньшими массами.

Результаты одного из первых применений метода $(\bar{\alpha}, g)$ показаны на фиг. 62,*а*. Эти данные были получены при измерениях на нескольких пластинках, облучавшихся в различных условиях, без нормировки значений плотности зерен (см. стр. 81). Вследствие этого разброс аппаратурных значений масс для частиц данного типа может быть частично связан с неодинаковой степенью проявления отдельных пластинок.



Фиг. 62. *а* — спектр масс, полученный при помощи метода $(\bar{\alpha}, g)$ при измерениях на следах длиной не менее 3 *мм*.

Следы находились в различных пластинках; возможность неодинаковой степени проявления этих пластинок не учитывалась. Разрешающая способность ~2 [6].

б — спектр масс, полученный при помощи метода $(\bar{\alpha}, g^*)$ при измерениях на следах длиной не менее 5 *мм*.

Разрешающая способность ~4 [38].

в — спектр масс, полученный при помощи метода $(\bar{\alpha}, g^*)$ при измерениях на следах длиной не менее 5 *см*, зарегистрированных в эмульсионной стопке.

Разрешающая способность ~10.
Фаулер и Перкинс, частное сообщение, 1954 г.

Если проводить измерения только на длинных следах (для уменьшения статистических ошибок при определении $\bar{\alpha}$) и выполнить нормировку плотности зерен, то точность описанных измерений может быть значительно повышена (фиг. 62,*б*). Полученные таким образом результаты привели к предположению, что среди частиц, создаваемых космическим излучением, присутствует группа с массами порядка 1300 m_e или больше. Однако такое истолкование данных оказалось впоследствии ошибочным; соответствующий пик на гистограмме был, по-видимому, связан со статистическими флуктуациями g^* и $\bar{\alpha}$ или с какими-либо другими источниками ошибок. Вместе с тем описанные измерения показали, что в условиях данного эксперимента частицы с массами порядка 1000 m_e присутствуют очень редко по сравнению с π-мезонами и протонами.

Дальнейшее повышение точности метода было достигнуто путем применения бесподложечных эмульсий. Поскольку отдельные следы наблюдаются в нескольких эмульсионных слоях, то измерения g^* и $\bar{\alpha}$ можно было делать в каждом из них. Последнее приводило к уменьшению как статистических ошибок, так и погрешностей, связанных с характеристиками отдельных слоев. На фиг. 62, *в* показаны результаты, полученные при измерениях на следах с общей длиной свыше 5 *см*. В условиях данного эксперимента вероятная ошибка в определении массы отдельного протона составляла около 100 m_e. На основании полученных данных можно было также сделать предположение о присутствии малочисленной группы частиц с массами $\sim 1450 m_e$. Однако другие эксперименты не подтвердили ее существования, а последующие работы показали, что эти эффекты объяснялись совместным влиянием ложного рассеяния (о существовании которого вначале не было известно) и статистических флуктуаций.

г) Измерение пробега и магнитного отклонения; метод (p, R). Наиболее точные измерения масс π-мезонов были выполнены путем определения их траекторий в магнитном поле известной напряженности H и остаточных пробегов R. Если обозначить через ϱ радиус кривизны траектории частицы с единичным зарядом, то при малой скорости будут справедливы следующие соотношения:

$$He v = \frac{mv^2}{\varrho}, \quad E = \frac{(mv)^2}{2m} = \frac{(He\varrho)^2}{2m}.$$

Для частицы с массой Mm_p получим

$$E = \frac{(He\varrho)^2}{2Mm_p} = kM^{1-n}R^n, \qquad (5.2)$$

откуда

$$M = \left\{\frac{(He)^2}{2km_p}\right\}^{\frac{1}{2-n}} \varrho^{\frac{2}{2-n}} R^{-\frac{n}{2-n}}. \qquad (5.3)$$

Последнее выражение приводится к виду

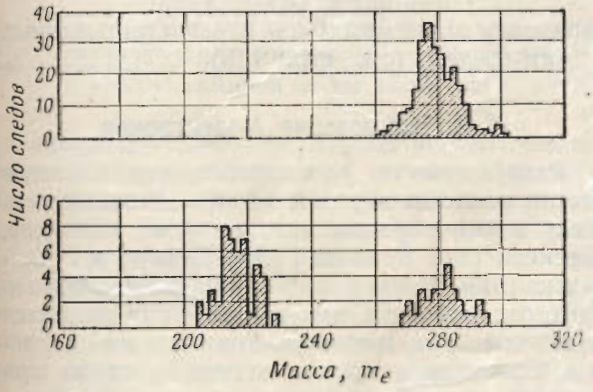
$$M = \frac{C\varrho^{1,41}}{R^{0,41}},$$

где C — постоянная. В более общем случае легко показать, что для частицы с зарядом Ze имеет место следующее соотношение:

$$\frac{M}{Z^2} = \frac{C\varrho^{1,41}}{R^{0,41}}.$$

Радиус кривизны ϱ обычно может быть измерен с большой точностью. Величину Z обычно можно без особых затруднений определить также из других соображений.

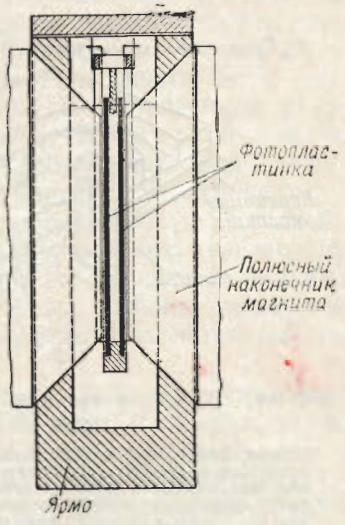
Этот метод был успешно использован при изучении π-мезонов, полученных на фазотроне (фиг. 65). Исследуемые частицы двигались по полуокружностям в магнитном поле установки от точки возникновения до фотографических пластинок, где регистрировались пробеги (см. Баркас и др. [39—41]).



Фиг. 63. Массы искусственно полученных мезонов, определенные путем измерения импульса и пробега [39].

Вверху — отрицательные, *внизу* — положительные частицы. Разрешающая способность ~18.

Сходные в принципе методы были использованы Франчинетти [42], Барбуром [43—45] и Голдшмидт-Клермоном и Мерлином [46] для определения масс частиц космического излучения (фиг. 64). Указанные авторы измеряли отклонение заряженных частиц при прохождении их через зазор между двумя параллельными пластинками, эмульсионные слои которых были обращены друг к другу. В опытах Франчинетти применялось создаваемое электромагнитом поле напряженностью около 30 000 *эрстед*, направленное перпендикулярно плоскости пластинок. Путем тщательного составления карт удавалось сопоставить в обеих эмульсиях след одной и той же частицы и определить величину отклонения в магнитном поле, а следовательно, и соответствующее значение $H\varrho$. Представление о достигаемой при этом



Фиг. 64. Схема установки, применявшейся для определения масс и зарядов частиц, возникающих под действием космического излучения.

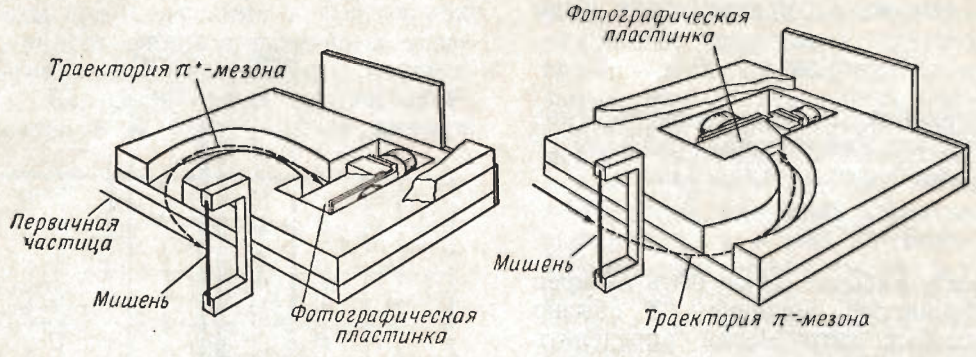
Пластинки обращены эмульсионными слоями одна к другой; измерения производились на следах частиц, прошедших сквозь эмульсионный слой одной из пластинок через воздушный зазор и остановившихся во второй пластинке [42].

точности может быть получено на основании изображенного на фиг. 66 спектра масс, построенного по данным Франчинетти. Важной особенностью метода магнитного отклонения является то, что он позволяет определить как массу частицы, так и знак заряда.

К недостаткам описанного способа определения массы следует отнести необходимость знания точной зависимости пробег—энергия, причем иногда в таких областях, где до настоящего времени еще не производилось прецизионных измерений. Чтобы устранить это затруднение, Бишоп и др. [47] поставили опыты, которые позволяли определить отношение пробегов протонов и π-мезонов, зарегистрированных в одной пластинке, а также соответствующие значения $H\varrho$ для обеих частиц. Если вычислить величину $(H\varrho)_p/(H\varrho)_\pi$, которая равна R_p/R_π, то тем самым будет определено отношение масс m_p/m_π независимо от того, известно или нет точное соотношение пробег — энергия, а также абсолютная напряженность магнитного поля (см. фиг. 108).

В описанных экспериментах измерялись магнитные отклонения частиц, движущихся в вакууме или в воздушном зазоре. Применение такого метода оправдывается тем, что при дви-

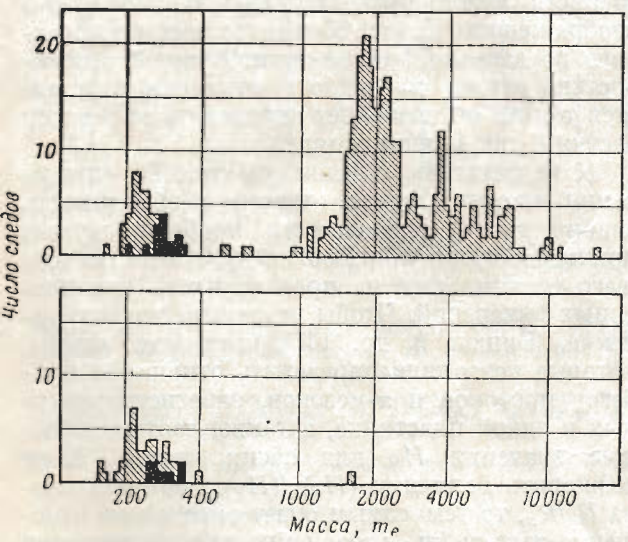
жении частицы в эмульсии на отклонение, вызываемое магнитным полем, всегда накладываются случайные отклонения, обусловленные рассеянием. И если следы не слишком длинны, однако, показано (см. Дилуорс и др. [48]), что измерения, выполненные с пластинками, находившимися в поле напряженностью 30 000 *эрстед*, позволяют определить знаки



Фиг. 65. Схема прибора для определения масс положительных (*а*) и отрицательных (*б*) π-мезонов, полученных на фазотроне.

Прибор помещается внутри вакуумной камеры фазотрона таким образом, чтобы ускоренные протоны попадали на мишень, имеющую вид узкой ленты. Возникающие при этом мезоны испускались во всех направлениях, однако через канал в металлическом корпусе прибора проходили и попадали на фотографическую пластинку только те из них, направления движения которых составляли не более 14° с направлением движения протонов пучка. За счет использования тонкой мишени уменьшается разброс в точках возникновения мезонов, а также в радиусах кривизны их траекторий в магнитном поле. Типичные траектории показаны на фигуре штриховыми линиями [40].

а напряженность магнитного поля не очень велика, то преобладающую роль будут играть отклонения, связанные с рассеянием. Было,



Фиг. 66. Распределение по массам частиц космического излучения, полученное при помощи метода (p, R).

Зачерненные участки гистограммы относятся в случае положительных частиц *(вверху)* к мезонам, для которых наблюдался характерный $\pi \to \mu$-распад, а в случае отрицательных частиц *(внизу)* к тем мезонам, которые вызвали ядерные расщепления на концах пробегов.
Разрешающая способность ~ 2 для частиц с массой 2000 m_e и ~ 4 для частиц с массой 270 m_e [42].

зарядов у некоторых из зарегистрированных в них частиц (см. стр. 110).

§ 8. Наблюдение δ-электронов

Распределение δ-электронов вдоль следов частиц с малым зарядом вблизи конца пробега было изучено рядом авторов (см., например, Сёренсен [49], Войводич [50], Демерс и Васинтинска [51]). Было показано (Дайнтон и Фаулер [19]), что подобные измерения могут оказаться полезными при идентификации следов дейтронов, протонов и других частиц, а также при определении направления движения тяжелых мезонов с короткими пробегами. Рассматриваемый метод основан на следующих соображениях.

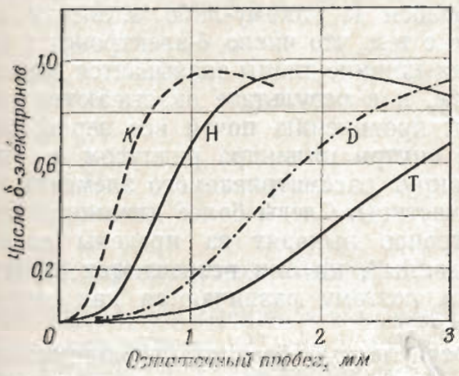
Если частица с зарядом Ze и скоростью v движется в материальной среде, то число δ-электронов с энергией больше или равной W, которые испускаются на единице длины пути, приближенно определяется выражением

$$N(W, v) = \frac{2\pi N e^4 Z^2}{mv^2}\left(\frac{1}{W} - \frac{1}{2mv^2}\right).$$

При наблюдении δ-электронов в фотографических эмульсиях обычно учитывают те из них, которые дают следы, состоящие из четырех или более зерен. Энергия подобных δ-электронов составляет не менее 15 *кэв*. Приближаясь к концу своей траектории, такая заря-

женная частица, как протон или K-мезон, начинает двигаться слишком медленно для того, чтобы вызывать появление указанных δ-электронов; наличие последних является, таким образом, убедительным доказательством того, что исследуемая частица не приближается к концу пробега.

Средние числа δ-электронов на 100 μ пробега на следах частиц с зарядом e и различными массами приведены на фиг. 67. Из приведенных



Фиг. 67. Распределение δ-электронов вдоль следов частиц с различными массами и единичным зарядом вблизи конца их пробега.

Кривые дают среднее число (на 100 μ) δ-электронов со следами, состоящими из четырех или более зерен, для различных значений остаточного пробега. Кривая для протонов была получена в результате измерений на 350 следах [19].

кривых видна заметная разница между ожидаемыми их значениями для частиц с различными массами, причем эта разница обнаруживается на последнем миллиметре траектории. Хотя рассматриваемый метод и обладает тем преимуществом, что он сравнительно слабо чувствителен к колебаниям степени проявления, однако его возможности сильно ограничены малой статистической точностью измерений. Для преодоления этого затруднения в некоторых случаях можно учитывать следы δ-электронов, состоящие всего из трех зерен. Вопросы, связанные со счетом δ-электронов, обсуждались Тидманом и др. [52].

Особо важный случай применения описанного метода связан с проблемой дискриминации частиц с зарядами e и $2e$. Так, например, все рассмотренные выше методы определения массы основаны на предположении, что заряд частицы известен. Вследствие этого при определении массы отдельной частицы необходимо установить величину ее заряда, что не всегда легко сделать только на основании измерения плотности зерен и рассеяния. В частности, изменение в зависимости от пробега значений g^* и $\bar{\alpha}$ на следе тритона мало отличается от соответствующего изменения для α-частицы. С другой стороны, числа δ-электронов на следах этих частиц оказываются существенно различными.

Поскольку величина Z^2/M почти одинакова как для протона, так и для α-частицы, то так же мало будет отличаться и изменение скорости в зависимости от остаточного пробега. Так как число N_δ пропорционально Z^2, то распределение N_δ в зависимости от R для α-частицы будет сходно с аналогичным распределением для протонов, в то время как частота появления δ-электронов для α-частиц будет в 4 раза больше. Указанное обстоятельство позволяет производить с большой эффективностью дискриминацию частиц путем счета δ-электронов на последнем миллиметре следа. На этом отрезке разница между следами тритонов и α-частиц становится еще более заметной.

Описанные измерения, относящиеся к точкам, расположенным вблизи конца пробега, обладают тем преимуществом, что в этой области не возникают δ-электроны с большими энергиями вследствие малых значений скоростей тяжелых частиц. Поэтому связь между следами δ-электронов и следом первичной частицы может быть установлена с большей степенью достоверности, причем затруднения, связанные с наличием фона, обычно не являются серьезными. Кроме того, число δ-электронов оказывается таким, что позволяет решить вопрос о величине заряда, если длина следа составляет около 2 *мм* или даже несколько меньше.

§ 9. Следы тяжелых ядер в конце пробега

Следы ядер с зарядом $Z > 4$ обладают двумя особенностями, которые резко отличают их от следов протонов и α-частиц. Эти особенности заключаются, во-первых, в заметном сужении следов к концу пробега (уменьшении видимой ширины следа при замедлении частицы) и, во-вторых, в большом числе δ-электронов на единице длины следа. Указанные характерные черты, проявляющиеся все более отчетливо по мере увеличения Z, связаны со следующими физическими процессами.

Для частицы с зарядом Ze и массой Mm_p соотношение между пробегом и скоростью может быть написано так:

$$F(v) = \frac{Z^2}{M} R$$

(см. стр. 71). Для большинства стабильных ядер с $Z < 20$ можно принять, что с достаточной точностью $M = 2Z$, т. е.

$$F(v) = \frac{Z}{2} R.$$

Отсюда следует, что для частиц с равными скоростями $R \sim Z^{-1}$; иначе говоря, чем больше заряд ядра, тем быстрее изменяется скорость в зависимости от остаточного пробега.

Энергетические потери частицы могут быть приближенно выражены следующим образом:

$$\frac{dE}{dR} = KZ^2v^{-1,45}.$$

Поэтому в случае частицы с постоянным зарядом удельная ионизация должна непрерывно возрастать к концу ее пробега. В действительности, при уменьшении скорости ядро начинает захватывать электроны, что сопровождается уменьшением его эффективного заряда. Однако для ядер с $Z \leqslant 10$ такая „перезарядка" происходит только на последних 10μ пробега, а для ядер с $Z \sim 28$, которые являются наиболее тяжелыми среди присутствующих в первичном космическом излучении, она становится существенной лишь на последних 50μ пробега.

Увеличение толщины следа, наблюдающееся по мере удаления от конца пробега приблизительно на 500 μ или больше, находится на первый взгляд в противоречии со сказанным выше. Для частиц с малым зарядом и малой удельной ионизацией плотность зерен, если они не сливаются в конгломераты, возрастает по мере увеличения потерь энергии. По аналогии должно было бы происходить увеличение толщины следов тяжелых ядер, связанное с возрастанием ионизации. Поэтому тот факт, что по мере замедления частицы след становится не толще, а тоньше, следовало бы объяснять уменьшением, а не увеличением удельной ионизации при понижении скорости.

Указанное затруднение легко разрешается, если вспомнить, что на следах протонов и дейтронов (см. фото 41 и 42) не обнаруживается заметного изменения толщины на последних 200 μ пробега, хотя здесь наблюдаются значительные изменения удельной ионизации. Толщина следов более тяжелых ядер определяется не увеличением удельной ионизации, а возникновением δ-электронов с пробегами, превышающими 1 или 2μ. При малых скоростях максимальная энергия δ-электрона, испущенного под действием ядра, обладающего скоростью v, равна $2m_ev^2$, где m_e — масса электрона.

Чем больше заряд ядра, тем быстрее в зависимости от остаточного пробега изменяется скорость, а следовательно, и максимальная энергия δ-электронов. Кроме того, число δ-электронов с заданной энергией, возникающих на единице длины следа, пропорционально Z^2. Указанные факторы и определяют ширину сплошной „сердцевины" следа. Возникновение подобной „сердцевины" с полушириной w, относящейся к какому-либо элементу следа, связано с тем, что число δ-электронов с пробегом w на единице длины оказывается достаточно большим, и в результате оказываются способными к проявлению почти все зерна, заключенные внутри цилиндра радиусом w, описанного вокруг рассматриваемого элемента траектории частицы. Следы более длиннопробежных δ-электронов выходят за пределы сплошной „сердцевины", но они встречаются достаточно редко и поэтому различаются как отдельные „веточки".

Перечисленные факторы позволяют качественно объяснить, почему при увеличении Z наблюдаются следующие явления: а) более быстрое изменение ширины „сердцевины" следа в зависимости от остаточного пробега, б) возрастание максимальной ширины „сердцевины", в) малая ширина „сердцевины" в самом конце пробега (где след тяжелой частицы становится неотличимым от следа протона или α-частицы) и г) внешний вид следа в релятивистской области, где „сердцевина" значительно уже вследствие уменьшения числа δ-электронов малой энергии, связанного с более высокой скоростью ядра (см., например, фото 170, 171).

Для частиц с зарядом e ($Z = 1$) число δ-электронов с пробегом, превышающим средний размер зерна, даже при малой скорости частицы никогда не бывает достаточно большим для того, чтобы вызвать заметное утолщение следа. При этом отдельные δ-электроны с более длинными пробегами всегда дают различимые следы.

Более быстрое изменение скорости тяжелых ядер в зависимости от остаточного пробега отчасти объясняет и тот факт, что подобные ядра рассеиваются меньше, чем α-частицы, которые имеют приблизительно то же отношение заряда к массе Z/M.

Глава 6

ЭЛЕКТРОНЫ И ГАММА-КВАНТЫ

§ 1. Электромагнитные взаимодействия

Прохождение электронов и γ-квантов через вещество сопровождается характерными явлениями, связанными с электромагнитным взаимодействием частиц и квантов (см., например, Яноши [1] и Росси [2]). Несмотря на то, что подобные эффекты могут наблюдаться в очень широком интервале энергий, количественные измерения, которые могут быть выполнены с помощью эмульсий, оказываются наиболее полезными в области, лежащей выше 20 *Мэв*. При меньших энергиях точным измерениям часто мешает фон, состоящий из следов электронов, связанных с космическим излучением и естественной радиоактивностью.

Ниже будут рассмотрены основные электромагнитные процессы, возникающие при прохождении через вещество электронов и γ-квантов.

а) Радиационные столкновения. При прохождении через вещество заряженная частица теряет энергию в результате взаимодействия с кулоновскими полями ядер и электронов и при этом испускает фотоны. Подобные взаимодействия, которые носят название *радиационных столкновений*, обладают следующими характерными особенностями.

1) Вероятность того, что частица с заданной скоростью испытает радиационное столкновение на определенном отрезке пути, оказывается обратно пропорциональной квадрату ее массы покоя. Поэтому энергетические потери рассматриваемого типа гораздо более существенны для электронов, чем для всех других известных частиц. Если будет обнаружено, что исследуемая частица теряет энергию путем описанного процесса, то такая частица почти наверное является электроном.

2) Энергетические потери при радиационных столкновениях изменяются пропорционально квадрату заряда ядра-мишени (Z^2). Отсюда следует, что столкновения с атомными ядрами имеют, вообще говоря, несравненно большее значение, чем столкновения с атомными электронами. Кроме того, подобные процессы будут гораздо заметнее в веществах с большим атомным номером, чем в легких элементах.

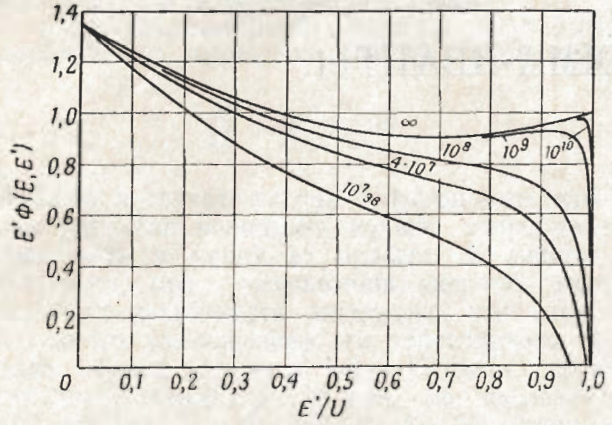
3) При высоких энергиях доля энергетических потерь $\delta E/E$, соответствующая радиационным столкновениям на заданной длине пути, не зависит от начальной энергии E.

4) Поскольку в процессе радиационного столкновения участвуют три тела: электрон, фотон и частица-мишень, то не существует однозначного соотношения между энергией фотона и углом его вылета по отношению к направлению движения первичного электрона.

Количественная теория радиационных столкновений была развита Бете и Гайтлером [3]; полученные ими результаты сводятся в основном к следующему.

Существует определенная вероятность $\Phi(E, E')$ того, что электрон с энергией E потеряет на одной радиационной единице пути в веществе энергию E' путем испускания фотона при взаимодействии с кулоновским полем ядра. На фиг. 68 показана зависимость $E'\Phi(E, E')$ от E'/U для электрона, прошедшего через эмульсионные слои со стандартными толщинами (U — полная энергия электрона). Из приведенных кривых следует, что при высоких энергиях $E'\Phi(E, E')$ слабо зависит от E'/U и от энергии электрона. Прохождение через слой вещества заданной толщины сопровождается потерей определенной доли энергии электрона, независимо от ее начального значения E. Вследствие этого для данной

среды можно определить некоторую единицу длины (так называемую „радиационную" единицу); она представляет собой среднее расстояние, которое должен пройти электрон, чтобы его начальная энергия уменьшилась в e раз. Это расстояние называется также „лавинной" единицей. Для стандартной ядерной эмульсии эта величина равна 2,97 *см*.



Фиг. 68. Зависимость величины $E'\Phi(E, E')$ от E'/U для электронов с различными энергиями.

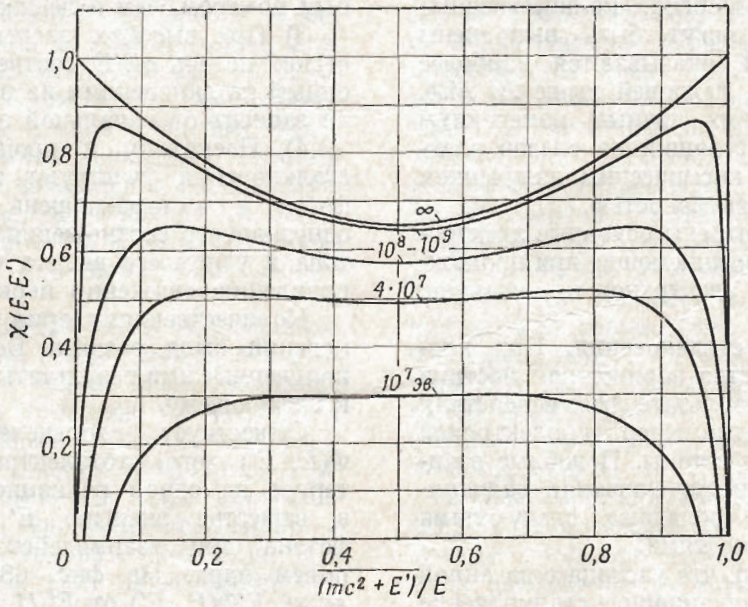
Приведенные кривые дают спектральное распределение энергии, появляющейся в виде тормозного излучения, испускаемого электронами с различными энергиями. Следует заметить, что при прохождении через тонкую мишень пучка моноэнергетических электронов возникает значительно больше квантов с низкими энергиями, чем с высокими.

Кривые были рассчитаны для эмульсии в предположении эффективного среднеквадратичного значения $Z = 22$. Числа у кривых представляют полную энергию электрона в электронвольтах.

б) Образование пар. γ-квант, пролетающий вблизи ядра, может превратиться в пару, состоящую из электрона и позитрона: $h\nu \to \beta^+ + \beta^-$. Вероятность подобного процесса также пропорциональна квадрату заряда ядра Z^2. Образование пар тесно связано с *тормозным излучением*, причем формальное теоретическое рассмотрение этого процесса сходно с предыдущим.

При прохождении через данную среду фотона с энергией E существует определенная вероятность $\chi(E, E')$ того, что он превратится в пару, одна из частиц которой будет обладать энергией E'. На фиг. 69 показано изменение величины $\chi(E, E')$ в зависимости от значения $(\overline{E' + m_e c^2})/E$ при прохождении в эмульсии одной радиационной единицы. Приведены кривые для квантов с различными энергиями. Так же как и для рассмотренного ранее тормозного излучения, вероятность образования пар мало изменяется в области высоких энергий. Кроме того, все возможные распределения энергии кванта между электроном и позитроном оказываются приблизительно равновероятными.

Можно показать, что среднее расстояние, проходимое фотоном до превращения в пару



Фиг. 69. Зависимость величины $\chi(E, E')$ от $(\overline{mc^2 + E'})/E$ при образовании пар квантами различных энергий, прошедшими одну радиационную единицу в ядерной эмульсии.

Числа у кривых представляют энергию соответствующего кванта в электронвольтах.

и известное под названием „пробега для конверсии", равно приблизительно 1,29 радиационной единицы.

Так же как и в случае радиационных столкновений быстрых электронов, ядро, в поле которого происходит образование пары, должно получить некоторый импульс. Флуктуации в величине передаваемого импульса связаны с флуктуациями угла расхождения образовавшихся электрона и позитрона.

Вопрос об угле расхождения вторичных частиц, возникающих в результате электромагнитных взаимодействий электронов и γ-квантов, был рассмотрен Стирнсом [4] и Борселлино [5]. В случае образования пар γ-квантами Стирнс получил следующее выражение для $\sqrt{\overline{\theta^2}}$ (среднеквадратичного угла отклонения вторичного электрона[1]) с энергией E от направления движения первичного фотона, обладавшего энергией E_0):

$$\sqrt{\overline{\theta^2}} = \frac{mc^2}{E_0} \ln \frac{E_0}{mc^2} f\left(\frac{E}{E_0}\right), \qquad (6.1)$$

где mc^2 — энергия покоя электрона. Функция $f(E/E_0)$, зависящая от соотношения энергий электрона и позитрона, была табулирована Стирнсом и, за исключением области большой разницы в указанных энергиях, оказалась мало отличающейся от единицы.

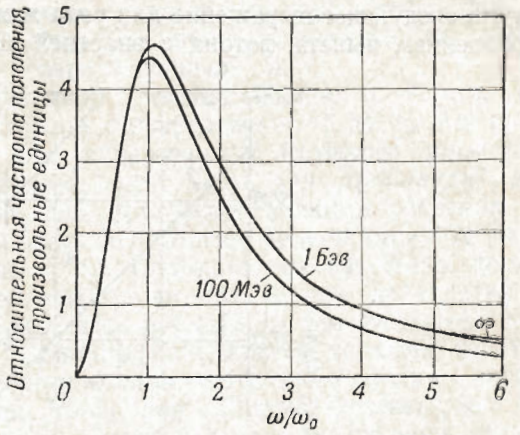
Борселлино, предложивший другой подход к решению рассматриваемой задачи, вычислил наиболее вероятный угол расхождения частиц пары $\bar{\delta}$ также в зависимости от разницы в их энергиях:

$$\bar{\delta} = 4 \frac{mc^2}{E_0} F\left(\frac{E'}{E_0}\right), \qquad (6.2)$$

где E' — энергия более медленной частицы. Согласно Борселлино, распределение углов расхождения пар, образованных моноэнергетическими γ-квантами высокой энергии, должно иметь вид, изображенный на фиг. 70. Приведенные кривые рассчитаны для вещества с $Z = 50$; следует, однако, заметить, что вследствие слабой зависимости от Z они справедливы также для фотографической эмульсии. При расчете предполагалось, что энергия фотона распределяется поровну между электронами; если это не имеет места, то углы расхождения увеличатся в $4a(1-a)$ раз, где $a = E/E_0$. Значения функции $F(a)$ приведены на фиг. 71.

[1]) Здесь и ниже под термином „электрон" подразумевается (как это нередко делается в научной литературе) как обычный электрон, так и позитрон. — *Прим. ред.*

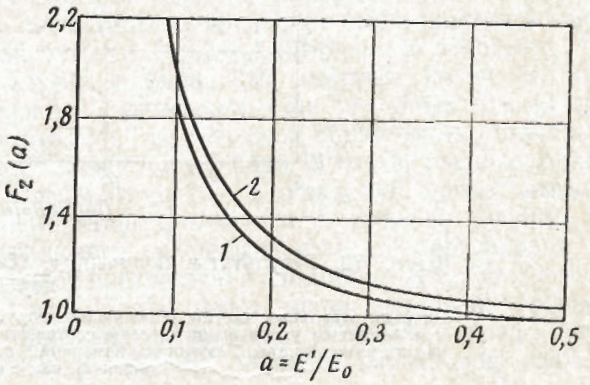
Основное различие в результатах, даваемых двумя рассмотренными теориями, заключается в наличии логарифмического члена в формуле



Фиг. 70. Распределение значений углов расхождения ω для пар, образованных γ-квантами.

Кривые были рассчитаны для моноэнергетических групп γ-квантов с энергией 100 *Мэв*, 1 *Бэв* и бесконечно большой энергии, образующих пары в веществе с $Z = 50$, в предположении, что энергия каждого кванта распределяется поровну между обеими частицами [5].

ω/ω_0 — отношение фактического угла расхождения к наиболее вероятному углу.



Фиг. 71. Зависимость $F_z(a)$ от атомного номера Z среды и относительных энергий частиц пары $a = E'/E_0$.

1 — $Z = 21$, $E_0 = 100$ *Мэв*; 2 — $Z = 50$, $E_0 = \infty$.

Стирнса. Из сопоставления формул (6.1) и (6.2) следует, что

$$\frac{2\sqrt{\overline{\theta^2}}}{\bar{\delta}} = \frac{1}{2} \ln \frac{E_0}{mc^2}.$$

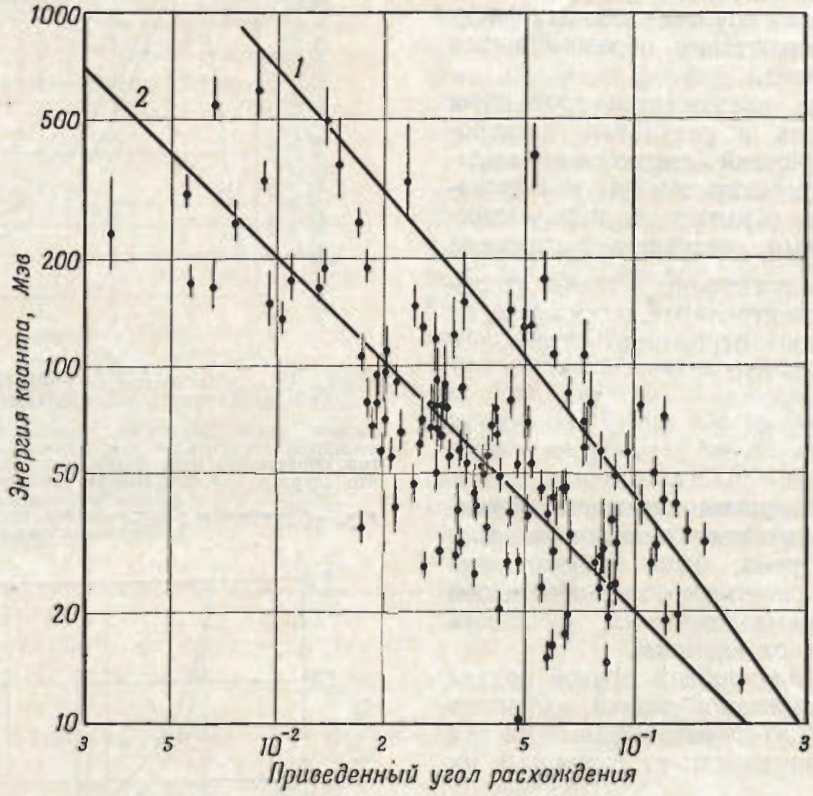
Сравнение справедливости этих формул было сделано Хинтерманом [6], который измерял углы расхождения пар, образованных γ-квантами с энергией ~ 100 *Мэв* в пластинках, облученных в горах. Энергии обеих частиц определялись путем измерения рассеяния; соответствующие результаты приведены на фиг. 72, из которой следует, что при указанных энер-

гиях общий характер полученных данных, по-видимому, лучше согласуется с формулой Борселлино.

В случае радиационных столкновений Стирнс получил следующее выражение для угла между направлением вылета фотона с энергией E' и

в эмульсиях и было описано как образование „тройников" (см. Оккиалини [9], Брадт и др. [10]).

При изучении „тройники" следует отличать от внешне сходных явлений, которые могут быть обусловлены другими процессами. Так, например, ранее упоминалось, что электрон



Фиг. 72. Результаты, полученные Хинтерманом [6] при определении углов расхождения пар.

Энергии отдельных частиц, образующих пару, находились путем измерения рассеяния. В полученные величины углов были внесены соответствующие поправки, учитывающие неравенство энергий частиц каждой пары. Результаты измерений, по-видимому, лучше согласуются с формулой Борселлино (кривая 2), чем с формулой Стирнса (кривая 1).

направлением движения первичного электрона с энергией E_0:

$$\sqrt{\overline{\Phi^2}} = f\left(\frac{E'}{E_0}\right)\frac{mc^2}{E_0}\ln\frac{E_0}{mc^2}, \qquad (6.3)$$

где $f(E'/E_0)$ близко к 0,6.

в) Образование „тройников". Помимо потерь энергии на тормозное излучение, быстрые электроны могут также образовывать пары при взаимодействии с электромагнитными полями ядер. При этом на ядро падает один электрон, а испускаются три частицы (см. фото 52). Существование такого процесса было предсказано Оппенгеймером и впоследствии рассмотрено Фарри и Карлсоном [7], Баба [8] и многими другими. Это явление впервые наблюдалось

с большой энергией может образовать фотон в результате тормозного излучения, причем угол между направлениями движения вторичного электрона и фотона может оказаться весьма малым (порядка mc^2/E *рад*, где E — начальная энергия электрона). Если случайным образом вторичный γ-квант дает пару почти сразу же после образования в эмульсии, то точка возникновения пары будет казаться лежащей на следе первичного электрона. Подобные случаи, когда точка возникновения пары оказывается рядом со следом электрона, наблюдаются достаточно часто. Расстояние между точкой возникновения пары, образованной в результате конверсии фотона тормозного излучения, и следом первичного электрона зависит как от рассеяния последнего, так и от начль-

ного угла вылета кванта. Следует, однако, ожидать, что при очень высоких энергиях заметная часть пар, образованных фотонами тормозного излучения, будет возникать на таких расстояниях от следов первичных электронов, которые не могут быть разрешены в микроскопе. Указанные причины могут привести к появлению так называемых „ложных тройников".

Для доказательства того, что быстрые электроны могут непосредственно вызывать появление пар, Хупер и др. [11] измеряли расстояния от точек возникновения пар до траекторий соответствующих электронов. Доказательством связи между парой и данным электроном служило почти одинаковое направление движения всех трех частиц. Измерения относились как к истинным тройникам, так и к парам, не связанным со следами электронов. На полученном распределении отчетливо выделяется группа случаев, для которой упомянутое расстояние оказалось неизмеримо малым. Эта группа была слишком многочисленной, чтобы ее можно было отнести только за счет конверсии фотонов тормозного излучения. Ожидаемое распределение для последнего процесса может быть получено на основании каскадной теории. При низких энергиях (менее 1 *Бэв*), для которых еще производились упомянутые измерения, величина сечения образования тройников находится в удовлетворительном согласии с теоретическим значением.

Из электромагнитной теории следует, что сечение образования тройников должно составлять приблизительно 1% сечения тормозного излучения. Однако данные, полученные в некоторых из первых экспериментов с электронами более высокой энергии, заставляли предположить, что оно значительно превышает ожидаемую величину. Подобный результат, если бы он подтвердился[1]), ставил бы под серьезное сомнение справедливость теории, которая, как это будет показано в дальнейшем, превосходно согласуется с общими характеристиками каскадов. В частности, измерения конверсионного пробега достаточно хорошо совпадают с теоретическими значениями (см. Пинкау [12]).

С целью более тщательного исследования указанного явления Блок и Кинг [13], подобно Хуперу и др. [11], измеряли расстояния от точек возникновения близких пар, образованных фотонами тормозного излучения, до траекторий связанных с ними электронов, энергии которых в этом случае составляли от 1 до 10 *Бэв*. Было установлено хорошее согласие между экспериментальным и расчетным распределениями, что являлось убедительным доказательством в пользу правильности оценки доли „неразрешенных" пар.

Согласно данным Блока и Кинга, для электронов с энергиями от 1 до 10 *Бэв* около 6% пар, образованных фотонами тормозного излучения, будут иметь вид „тройников", в то время как при более высоких энергиях эта доля будет значительно больше (при 100 *Бэв* — около 70%). Последние из известных данных указывают на то, что вплоть до энергий по меньшей мере порядка 10 *Бэв* экспериментальные величины находятся в хорошем согласии с теоретическими значениями сечения образования „тройников". Следует заметить, что при высоких энергиях экспериментальное определение этих величин оказывается весьма сложным.

г) Двойное образование пар. Примером другого электромагнитного процесса более высокого порядка служит явление образования четырех электронов из одной точки[1]). Чтобы наблюдаемый случай можно было приписать именно такому процессу, необходимо отбросить все другие возможности, которые могли бы привести к возникновению подобных следов (см. фото 53а). Так, например, образование „тройника" одной из частиц пары в точке, расположенной вблизи от места ее рождения, может вызвать появление аналогичного эффекта, трудно отличимого от случаев прямого образования четырех электронов в единичном акте. Это, в частности, может иметь место при очень больших энергиях первичных γ-квантов, когда углы между следами четырех электронов соответственно малы.

д) Ионизация. Наряду с рассмотренными процессами быстрый электрон теряет энергию на ионизацию и возбуждение атомов, находящихся на его траектории или вблизи нее, что в конечном счете и приводит к образованию следа в эмульсии. Однако ионизация вносит лишь сравнительно небольшой вклад в суммарную потерю энергии до тех пор, пока энергия электрона не станет меньше некоторого критического значения, ниже которого потери на ионизацию начинают играть преобла-

[1]) В работах советских авторов [см. Гуревич И. И., Никольский Б. А., Суркова Л. В., ЖЭТФ, **37**, 318 (1959), а также Туманян В. А., Столярова Г. С., Мишакова А. П., ЖЭТФ, **37**, 355 (1959)] расхождение эксперимента с теорией не обнаружено. — *Прим. ред.*

[1]) Варфоломеев А. А., Герасимова Р. И., Туманян В. А., ЖЭТФ, **32**, 969 (1957) наблюдали 3 случая двойного образования пар одним электроном. — *Прим. ред.*

дающую роль. Эта „критическая" энергия составляет для воздуха около 7 *Мэв*, для свинца ~ 20 *Мэв* и для обычной ядерной эмульсии ~ 13 *Мэв*. Она представляет собой ту энергию электрона, при которой удельные потери на ионизацию, оставаясь постоянной величиной, составили бы 100% энергии электрона на пути в одну радиационную единицу.

Если в веществе с показателем преломления n движется заряженная частица со скоростью, превышающей фазовую скорость света c/n, то наблюдается испускание световых квантов в фиолетовой или ближней ультрафиолетовой области спектра, так называемое „излучение Черенкова"[1]. Несмотря на то, что потери энергии, связанные с этим процессом, составляют всего несколько тысяч электронвольт на 1 *см* и оказываются очень малыми по сравнению с потерями на тормозное излучение и ионизацию, они ответственны за появление основного количества *видимого* света, испускаемого частицей. Последний распространяется по поверхности узкого конуса, осью которого является траектория частицы; угол между образующей конуса и его осью определяется следующим образом: $\cos\theta = 1/n\beta$. Измеряя угол, под которым испускается черенковское излучение, вызываемое быстрой частицей, движущейся в среде с известным показателем преломления, можно точно определить ее скорость. Важным случаем применения этого метода явились опыты с мезонами и антипротонами, получаемыми на ускорителях. Черенковское излучение не играет существенной роли при образовании следов в эмульсии, поскольку число квантов, возникающих при прохождении быстрой частицы, составляет всего около 1000 на 1 *см*, причем это излучение, вообще говоря, не поглощается в зернах, находящихся на траектории.

Измерение интенсивности черенковского излучения может иметь большое значение и при определении скорости частиц в крайней релятивистской области. Так, например, измеряя давление газа, сквозь который проходит частица, вызывающая черенковское излучение, можно определить величину показателя преломления, а следовательно, и значение β[2]. Следует, однако, заметить, что поскольку n и β мало отличаются от единицы, то подобные измерения должны выполняться с высокой точностью.

[1] В советской литературе это явление принято называть излучением Черенкова—Вавилова. — *Прим. ред.*

[2] На свойства газового счетчика черенковского излучения обращалось внимание, в частности, в работе: Гольданский В. И., Жданов Г. Б., ЖЭТФ, **26**, 405 (1954). — *Прим. ред.*

§ 2. Идентификация электронных следов

Если энергия движущегося в эмульсии электрона превышает 1 *Мэв*, то плотность зерен на его следе оказывается близкой к значению g_p, соответствующему „плато" ионизационной кривой, что делает невозможным непосредственное определение массы. Тем не менее в благоприятных случаях частица может быть идентифицирована при помощи методов, рассмотренных в гл. 5.

а) При достаточно большой длине следа, позволяющей производить надежные измерения, возможно определить параметр рассеяния $\tilde{\alpha}$. Если $g = g_p$, а соответствующее значение $p\beta$ меньше 80 *Мэв/с*, то масса покоя частицы должна быть меньше 150 m_e. Поскольку частицы с массами в интервале между m_μ и m_τ неизвестны, то можно предположить, что подобный след принадлежит электрону. Для получения достоверных результатов при помощи этого метода необходимо иметь статистическую точность определения $p\beta$ и величину дисторсии эмульсии в таких пределах, чтобы найденное значение $p\beta$ было заведомо меньше соответствующего значения для μ-мезона с той же удельной ионизацией.

б) В эмульсионных стопках нередко встречаются следы длиной в несколько сантиметров. В таких случаях вполне вероятно, что электрон в отличие от более тяжелых частиц израсходует заметную долю своей энергии на тормозное излучение. Как было указано выше, значительно более быстрое убывание энергии частицы, чем этого можно ожидать при наличии одних только потерь на ионизацию, служит убедительным доказательством того, что она является электроном. Важное применение этого метода идентификации частиц при изучении β-распада тяжелых мезонов (см. стр. 203) принадлежит Брисбоут и др. [14].

Если энергия электрона не слишком велика, то могут наблюдаться случаи ее убывания до значений, меньших 150 *Мэв*; подобный электрон можно идентифицировать при помощи метода, рассмотренного в п. „а". Напротив, если электрон обладает очень большой энергией и если его след в эмульсии имеет достаточную длину, то решающие доказательства для его идентификации могут быть получены путем наблюдения развития „мягкого" электронного каскада (см. стр. 134 и далее).

Наряду с большой важностью для дискриминации следов быстрых электронов и более тяжелых частиц, необходимо отметить и отрицательное влияние значительных потерь энергии на тормозное излучение, поскольку они делают невозможным точное определение энергии пу-

тем измерения рассеяния. Действительно, если измерения выполняются на коротких участках, то полученные данные будут иметь малую статистическую точность, в то время как в случае длинных следов возникают ошибки, обусловленные возможностью больших потерь энергии на тормозное излучение (см., например, стр. 149).

Для электронов высокой энергии необходимые данные могут быть получены путем изучения развития „мягкого" каскада, подобно тому, как это выполняется для γ-квантов (см. стр. 134).

§ 3. Определение энергии электронно-позитронных пар

а) Непосредственные измерения. Энергия $h\nu$ фотона, образовавшего пару, может быть определена путем измерения энергии электрона и позитрона, поскольку

$$h\nu = E_+ + E_- + 2m_e c^2.$$

Этот метод является основным в современной γ-спектроскопии для интервала энергий квантов от 20 до 200 *Мэв*. Обычный метод состоит в том, чтобы использовать тонкую фольгу, изготовленную из тяжелого элемента, в качестве „конвертора" фотонов. Направления движения электрона и позитрона, образованных каким-либо квантом, составляют незначительный угол с направлением его падения. Энергии частиц пары могут быть измерены путем отклонения их в однородном магнитном поле, причем для определения траектории в этом случае используются ряды счетчиков (см., например, фиг. 110). В подобных опытах следует применять в качестве „конверторов" достаточно тонкую фольгу для того, чтобы свести к минимуму неопределенность в величине потери энергии выходящих из нее электрона и позитрона. Подобная неопределенность, связанная с тем, что неизвестна точка возникновения данной пары в конверторе, является одним из факторов, ограничивающих точность рассматриваемого метода.

Сходный в принципе метод может быть использован при работе с фотоэмульсиями. Типичные пары, образованные в фотоэмульсии γ-квантами, показаны на фото 50 и 51. Если определить энергию обеих частиц по их рассеянию, то можно измерить и энергию образовавшего их γ-кванта. На фиг. 73 показан пример использования этого метода при изучении пар, образованных γ-квантами от реакции Li^7 (p, γ) Be^8, большая часть которых имеет энергию $\sim$ 17 *Мэв*.

Описанный метод обладает недостаточной точностью, что связано с погрешностями в определении энергии частиц пары, обусловленными радиационными столкновениями; тем не



Фиг. 73. Распределение по энергиям для γ-квантов, возникающих при реакции $Li^7(p, \gamma)Be^8$, полученное путем определения энергий пар, образовавшихся в эмульсии.

Энергии электронов находились путем измерения рассеяния. В условиях данного эксперимента большинство γ-квантов, появлявшихся в результате указанной реакции, обладало энергией около 17 *Мэв*.
Проуз, неопубликованная работа.

менее он может быть применен в ряде экспериментов при измерениях на коротких следах, длина которых составляет 2—3 *мм*. Важными примерами использования рассматриваемого метода являются следующие: а) изучение спектра γ-квантов в атмосфере на больших высотах (см. стр. 168), что дает важные сведения о характере процессов, приводящих к образованию „мягкой компоненты" космического излучения; б) опыты, позволившие установить, что возникающая при $\pi^+ \to \mu$-распаде нейтральная частица не является γ-квантом (см. стр. 165).

Как было указано выше, характерной чертой процесса образования пар является то, что электрон и позитрон обычно испускаются в близких направлениях, которые составляют малый угол и с направлением движения первичного фотона. Вследствие этого (особенно в случае фотонов с большими энергиями) „средняя линия" пары достаточно точно определяет направление движения фотона. Эта особенность была использована в ряде экспериментов по определению среднего времени жизни π^0-мезонов (см. Брисбоут и др. [14], Карлсон и др. [15], Шайн и др. [16], Ананд [17]; см. также стр. 176).

б) Измерение расхождения следов пары. Согласно теории Борселлино, наиболее вероятный угол расхождения частиц пары

$$\bar{\delta} = 4\frac{m_e c^2}{E_0} F\left(\frac{E'}{E_0}\right).$$

Однако при определении этого угла следует учитывать влияние рассеяния, которое также вносит известный вклад в величину расхож-

дения следов на заданном расстоянии от точки возникновения пары. Если формула Борселлино правильно определяет величину наиболее вероятного угла расхождения, то можно показать, что вклады, вносимые в фактическое расхождение пары многократным рассеянием и начальным расхождением[1], оказываются приблизительно одинаковыми на расстоянии порядка 130μ от точки возникновения пары. Однако величина угла расхождения может измениться вследствие большого неравенства энергий электрона и позитрона. Определение энергии кванта по углу раскрытия пары, если даже отвлечься от неизбежных статистических ошибок, может производиться только до значений порядка 500 *Мэв*. Кроме того, при более высоких энергиях может быть установлен нижний предел значения энергии, определяемый расстоянием z, на котором обе компоненты пары имеют вид единичного следа с плотностью зерен, равной $2g_p$. Приближенное соотношение между указанной минимальной энергией (в *Мэв*) и расстоянием z имеет следующий вид:

$$E = \frac{z^{3/2}}{\eta},$$

где η представляет собой наименьшее расстояние между следами, при котором они оказываются разрешенными; z и η измеряются в μ. Необходимо заметить, что следы пар с очень высокими энергиями *могут* весьма быстро разойтись вследствие больших потерь на тормозное излучение одной из частиц пары.

в) Измерение относительного рассеяния. При больших энергиях (~ 1 *Бэв*) некоторые данные можно получить путем измерения относительного рассеяния двух частиц пары. Как известно, этот метод обычно не зависит от дисторсии. Если предположить, что энергия фотона E распределяется поровну между частицами пары, то для E имеет место соотношение

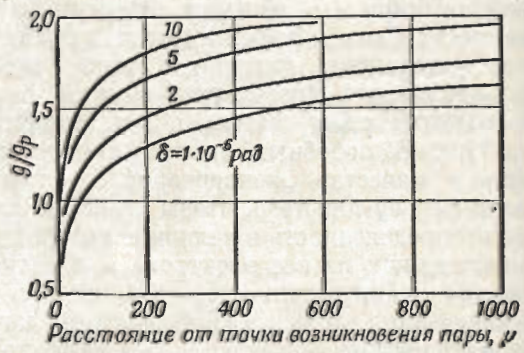
$$E = \frac{2\sqrt{2}\,K}{\bar{\alpha}_{\text{отн.}}},$$

где K — постоянная рассеяния, а $\bar{\alpha}_{\text{отн.}}$ — параметр относительного рассеяния двух частиц.

При использовании этого метода следует напомнить о том, что существует значительная вероятность появления большой разницы в энергиях электрона и позитрона; например, вероятность того, что отношение их энергий будет превышать 3:1, составляет 50%. Вследствие этого измерение относительного рассеяния может дать лишь нижний предел энергии пары. В случае большого неравенства измерения дают энергию более медленной частицы.

г) Плотность зерен на следе неразрешенной пары. В случае пар, образованных γ-квантами очень больших энергий (больше 100 *Бэв*), начальный угол расхождения оказывается весьма малым. Кинг высказал предположение[1], что на начальном участке траектории электроны могут находиться так близко друг от друга, что по существу будут представлять собой электрический диполь. Подобный диполь при достаточном уменьшении расстояния между образующими его зарядами будет обладать меньшей удельной ионизацией, чем два отдельных заряда. Кинг предположил, что описанный эффект будет приводить к уменьшению плотности зерен до значений, меньших $2g_p$, на следе электронно-позитронной пары высокой энергии, который будет выглядеть как одиночный. Подобный эффект обычно хорошо заметен на следах пар большой энергии вблизи точки их возникновения (см. фото 54).

Если энергия пары составляет около 1000 *Бэв*, то ее след выглядит вначале как одиночный; плотность зерен на нем достигает предельного значения, равного $2g_p$, лишь после прохождения нескольких сотен микрон, причем приближение плотности зерен к ее нормальному значению может быть прослежено путем



Фиг. 74. Зависимость ожидаемого изменения g/g_p вдоль следов близких пар от угла начального расхождения δ [18].

Энергии первичных фотонов при указанных значениях угла расхождения находились в пределах от ~200 до ~2000 *Бэв*.

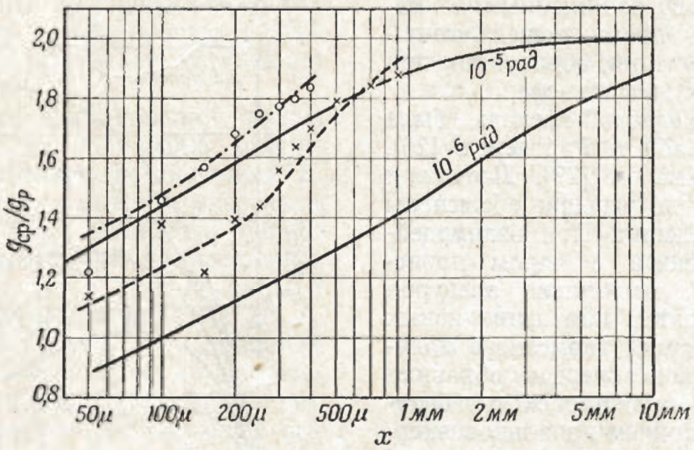
Из кривых следует, что даже для пар с общей энергией порядка 2000 *Бэв* средняя плотность зерен оказывается меньше g_p на расстояниях, не превышающих 50 μ от действительной точки возникновения пары. Следует, однако, заметить, что при этой энергии упомянутая точка может иногда находиться в 25 μ от первого зерна на следе пары.

их счета. На фиг. 74 изображены кривые, рассчитанные Чудаковым [18] для пар с различными энергиями и показывающие ожидае-

[1] Здесь идет речь, очевидно, об угловом расхождении частиц пары, поскольку линейное расхождение (как видно из дальнейшего) уравнивается с эффектом рассеяния на расстоянии z, зависящем от энергии частиц. — *Прим. ред.*

[1] King, частное сообщение, 1949 г.

мый характер приближения плотности зерен к значению $2g_p$. Экспериментальные значения g/g_p были определены Перкинсом [19], Уолтером и Менсовичем [20] и Айведейром [21][1]; теоретическое рассмотрение проблемы выполнили Екутиели [22], Мито и Езава [23] и Буркхардт [24]. Результаты измерений Перкинса приведены на фиг. 75. Айведейр показал, что стандартная ошибка в определении энергии какой-либо пары при помощи описанного метода оказывается того же порядка, что и при измерении



Фиг. 75. Значения средней плотности зерен $g_{ср.}/g_p$ на следах близких пар для различных значений полной длины следов x, использованной для измерений.

Сплошные кривые — оценки Чудакова [18] для значений δ, равных 10^{-5} и 10^{-6} *рад*. ○ — результаты измерений Перкинса на семи парах со средней энергией около 150 *Бэв*; × — измерения на трех парах со средней энергией порядка 2500 *Бэв*. Более быстрое приближение экспериментальных величин к граничному значению $2g_p$ может быть приписано эффектам, связанным с рассеянием, которое, согласно формуле Борселлино, становится преобладающим на расстояниях более ~150 μ от точки возникновения пары.

чивать видимое расстояние между центром расщепления и первым зерном возникшей пары (см. стр. 178). Обычно указанные расстояния измеряются и сравниваются с результатами подобных же измерений на следах с ионизацией $2g_{мин.}$, принадлежащих частицам, заведомо испущенным при расщеплении того же ядра. Описанный метод теряет силу в тех случаях, когда плотность зерен в начальной части следа пары оказывается меньше принятого значения $2g_p$. Согласно Перкинсу [19], относительного рассеяния, причем она сходным образом зависит от степени неравенства энергий электрона и позитрона; действительно, определение ионизации равнозначно измерению относительного рассеяния следов пары на расстояниях, при которых они не могут быть разрешены визуально.

Описанные явления имеют практическое значение в опытах по определению среднего времени жизни π^0-мезонов, когда место возникновения пары принимается за точку, в которой произошел редко встречающийся распад мезона по схеме $\pi^0 \to (\beta^+ + \beta^-) + \gamma$. В этих опытах была сделана попытка определения средних расстояний между центрами звезд, соответствующих первичному расщеплению, и точками прямого рождения пары π^0-мезонами. Всякое запаздывание распада, обусловленное конечным временем жизни мезона, будет увеличивать видимое расстояние между центром расщепления и первым зерном возникшей пары (см. стр. 178). Обычно указанные расстояния измеряются и сравниваются с результатами подобных же измерений на следах с ионизацией $2g_{мин.}$, принадлежащих частицам, заведомо испущенным при расщеплении того же ядра. Описанный метод теряет силу в тех случаях, когда плотность зерен в начальной части следа пары оказывается меньше принятого значения $2g_p$. Согласно Перкинсу [19], подобные эффекты не играют существенной роли для рассмотренной нами частной проблемы, поскольку пары, на которых обычно производились измерения, обладали достаточно низкими энергиями.

д) Измерения на электронных каскадах. При очень высоких энергиях иногда возможно производить измерения в эмульсионных стопках на каскадах, состоящих из следов многочисленных электронов, образованных первичной парой. Подобные измерения в некоторых случаях могут быть значительно облегчены, если прослаивать эмульсии листами свинца. В этом случае средняя величина радиационной единицы может быть доведена до гораздо меньшего значения, чем при чистой эмульсии, вследствие чего происходит соответственно более быстрое развитие каскада. Указанный прием, играющий важную роль в некоторых экспериментах, будет более подробно рассмотрен в следующем параграфе.

[1] Аналогичная работа была опубликована Варфоломеевым и др. [51*]. — *Прим. ред.*

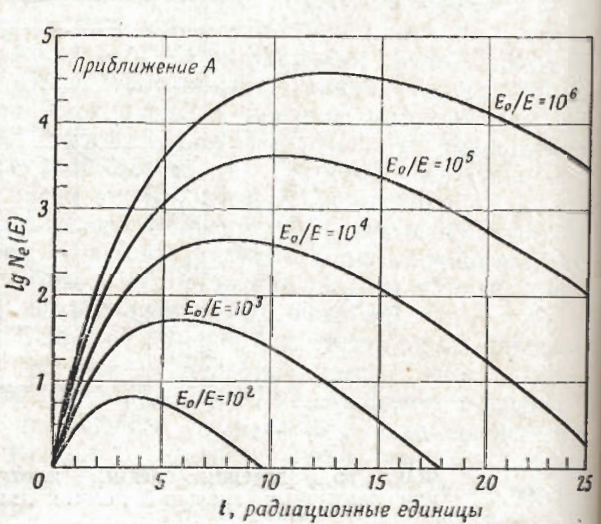
§ 4. Развитие „мягкого" каскада

Явления испускания тормозного излучения быстрыми электронами и образования пар γ-квантами приводят к возникновению так называемых „мягких" каскадов, состоящих из электронов и γ-квантов, появление которых является важной особенностью процессов, вызываемых космическими лучами на уровне моря (см. Блэкетт и Оккиалини [25]). Основная масса подобных каскадов вызывается γ-квантами, возникающими при распаде π^0-мезонов. Последние, подобно большинству заряженных $\pi^{\pm}$-мезонов, дающих начало проникающей компоненте космического излучения, образуются при ядерных расщеплениях в атмосфере.

Теория развития „мягкого" каскада была впервые разработана Баба́ и Гайтлером [26], Карлсоном и Оппенгеймером [27], Ландау и Румером [28], причем были успешно объяснены все основные черты явления. При взаимодействии первичного γ-кванта с ядром происходит рождение пары; возникшие электрон и позитрон вызывают затем появление новых γ-квантов путем испускания тормозного излучения. Последние в свою очередь образуют новые пары, вследствие чего происходит быстрое развитие каскада, причем начальная энергия распределяется среди большого числа электронов и γ-квантов. В других случаях каскад может быть вызван быстрым электроном. Распределение энергии среди все возрастающего числа электронов и γ-квантов, естественно, связано с быстрым уменьшением средней энергии частицы в каскаде. Когда энергия какого-либо электрона снижается до $\sim$20 *Мэв*, то он вскоре выбывает из каскада вследствие потери энергии на ионизацию. В результате такого процесса число электронов достигает сначала некоторого максимального значения, а затем убывает.

Детальные свойства подобного каскада подчиняются законам теории вероятностей, поскольку он является стохастическим процессом, причем для определенного значения энергии первичной частицы или γ-кванта, движущихся в данной среде, теоретическое рассмотрение позволяет определить наиболее вероятное число фотонов и электронов на последовательных стадиях развития каскада и их энергетическое распределение.

Рядом авторов были выполнены подробные расчеты развития каскада в данной среде, вызванного первичным фотоном или электроном; соответствующие обзоры сделаны Яноши [1] и Росси [2][1]. Проблема усложняется наличием ряда других процессов, существующих наряду с испусканием тормозного излучения и образованием пар, которые являются доминирующими. К числу подобных вторичных процессов относятся: потеря энергии на ионизацию, эффект Комптона, отклонения, обусловленные рассеянием (увеличивающие расходимость частиц в каскаде), и образование „тройников". При рассмотрении возникавших математических проблем в тех или иных приближениях были использованы различные подходы.



Фиг. 76. Зависимость числа электронов $N_e(E)$, обладающих энергией больше E, в каскаде, вызванном электроном с энергией E_0, от толщины t пройденного слоя вещества.

В первой работе, выполненной без учета ионизационных потерь и эффекта Комптона, рассматривалось развитие каскада в зависимости от начальной энергии E_0 и производился расчет числа электронов с энергией больше E на различных стадиях развития каскада. Если выразить полученные результаты через параметр E_0/E и расстояние t, измеренное в радиационных единицах, то оказывается, что они почти не зависят от свойств среды. Результаты подобного расчета приведены на фиг. 76, где показано изменение числа быстрых электронов $N_e(E)$ с развитием каскада, достижением максимума и последующим затуханием. Подобное приближение иногда называют „приближением A". Считается, что полученные таким образом результаты справедливы для значений $E > 500$ *Мэв*, причем для значений $200 < E < 500$ *Мэв* необходимы лишь небольшие поправки. Величины, найденные для того случая, когда каскад развивается под действи

[1] См. также обзор Беленького и Иваненко [52*]. — *Прим. ред.*

первичного γ-кванта, а не электрона, оказываются весьма близкими. Число электронов, соответствующее максимальному развитию каскада, изменяется при этом незначительно, но максимум достигается примерно на одну радиационную единицу позднее.

Кривые, изображенные на фиг. 76, дают лишь приблизительные значения, найденные без учета ионизационных потерь, эффекта Комптона, непосредственного образования пар быстрыми электронами („тройники"), а также поперечного расширения каскада. Последний эффект становится существенным при низких энергиях вследствие возрастания длины пробега частиц на данном расстоянии вдоль оси каскада от точки его возникновения.

В качестве второго приближения можно учесть потери энергии на ионизацию, приняв их постоянными и равными по величине E_c на одной радиационной длине. В указанном приближении может быть вычислено полное число электронов всех энергий на различных стадиях развития каскада. Для глубины t это число выражается функцией вида $N(E_0/E_c, t)$. В рассматриваемом приближении (называемом „приближением B") используются асимптотические значения сечений образования пар и тормозного излучения, соответствующие высоким энергиям. Для воздуха увеличение сечения за счет неучитываемого процесса образования комптоновских электронов компенсируется уменьшением сечения, обусловленным радиационными потерями. Однако подобная компенсация не наблюдается при прохождении через такие элементы, как свинец.

Следует подчеркнуть, что величины, представленные на фиг. 76, являются средними значениями для большого числа случаев, в то время как индивидуальные каскады, вызванные γ-квантами или электронами, подвержены значительным флуктуациям. Так, например, если данный каскад вызван первичным γ-квантом, то первые акты образования пар и испускания тормозного излучения в зависимости от того, произошли ли они раньше или позднее, обычно очень сильно влияют на степень развития каскада на данном расстоянии от точки его возникновения (Яноши и Мессель [29], Рамакришнан и Мэтьюз [30]).

Очевидно, что подобные флуктуации имеют большое значение вследствие их влияния на достоверность выводов относительно энергии первичной частицы, сделанных на основании наблюдений над развитием каскада. Однако количество следов в максимуме каскада в меньшей степени подвержено флуктуациям и поэтому позволяет более надежно определить величину начальной энергии.

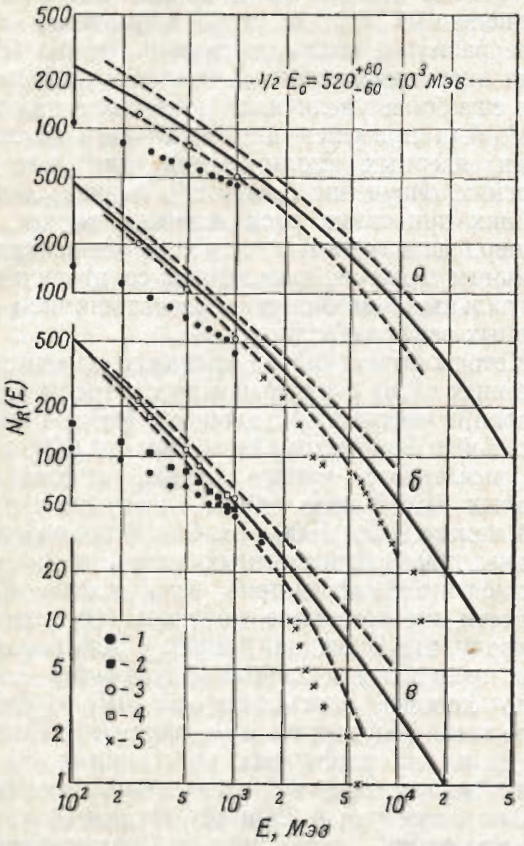
Наблюдение каскадов в эмульсии. Основные положения каскадной теории проверялись в экспериментах со счетчиками и камерами Вильсона при энергиях γ-квантов вплоть до ~ 500 *Мэв*. Однако после появления больших эмульсионных стопок стало возможным изучение развития каскадов со значительно бо́льшими энергиями, причем интерес к этой проблеме еще более увеличился после того, как этот метод был применен для детального исследования ядерных столкновений при высоких энергиях. Изучение „мягких" ливней, возникающих при таких расщеплениях, может, например, дать важные сведения относительно величины энергии, выделенной со вторичными нейтральными мезонами, образовавшимися при ядерных взаимодействиях.

Методы измерений на каскадах, зарегистрированных в эмульсии, были рассмотрены рядом авторов, в частности Каплоном и Ритсоном [31], Кошибой и Каплоном [32] и Пинкау [33]. Пинкау исследовал четыре ливня, каждый из которых был вызван одним γ-квантом с энергией между 100 и 1000 *Бэв*. Они были зафиксированы при благоприятных условиях в больших стопках, вследствие чего можно было провести их детальное изучение. Он пришел к выводу, что каскадная теория в приближении A в пределах ожидаемых флуктуаций достаточно хорошо описывает основные экспериментальные результаты. Так, например, Пинкау определил на различных расстояниях от начала каскада энергии электронов, проходивших не более чем в 250μ от его оси (фиг. 77). Необходимость ограничиться рассмотрением следов, не слишком удаленных от „ствола" ливня, и энергиями больше 100 *Мэв* была обусловлена „помехами" со стороны „фоновых" следов. Поправки, связанные с пропуском следов, могут быть получены из анализа поперечного развития каскада (см. Ландау [34], Эйгес и Фернбах [35]).

Энергия одного из первичных фотонов, найденная Пинкау на основании данных о числе электронов с энергией более 100 *Мэв* на определенной стадии развития каскада, оказалась в хорошем согласии с результатами независимого определения. Дальнейшая проверка этого метода на фотонах известной энергии была бы весьма ценной.

На фото 54—56 показано развитие каскада в эмульсии, вызванного γ-квантом с энергией около 1000 *Бэв*. Из рассмотрения этих снимков следует, что даже в тех случаях, когда плотность следов достигает максимального значения, они могут быть разрешены. При еще бо́льших энергиях наблюдается образование более компактного „ствола". Формирование по-

следнего более отчетливо выражено в „сэндвичах", составленных из слоев эмульсии и какого-либо тяжелого элемента, например свинца (см. гл. 15).



Фиг. 77. Энергетический спектр электронов в каскаде, образованном первичной парой, на различных стадиях развития каскада.

Согласно оценке, γ-квант, создавший пару, обладал энергией порядка 10^3 *Бэв*.

Кривые изображают „интегральный" спектр $N(E)$, т. е. полное число электронов с энергией $>E$ для трех „глубин", равных 4 (группа *а*), 5,5 (группа *б*) и 7 (группа *в*) радиационных единиц.

1 — следы, находившиеся в пределах 250 μ от оси каскада; *2* — то же, что и *1*, для расстояний 400 μ; *3* и *4* — величины, полученные после введения поправок на следы, находящиеся вне площади, выбранной для измерения; *5* — измерения на следах электронов с большими энергиями, для которых определение рассеяния может дать только нижний предел для энергии.

Сплошные кривые получены на основании каскадной теории; оценки начальной энергии были сделаны по наблюденному числу следов с энергией больше 1 *Бэв*, обнаруженных на расстоянии 7 радиационных единиц от точки возникновения пары.

Штриховые кривые показывают флуктуации величин, относящихся к отдельным каскадам; кривые построены на основании оценок, сделанных Яноши, после введения в них соответствующих поправок на ошибки измерений (по Пинкау [33]).

В веществах с большими атомными номерами радиационные длины оказываются более короткими, вследствие чего происходит более быстрое развитие каскада, приводящее к уменьшению поперечного отклонения образующих его следов. Поэтому в указанном случае компактный пучок следов, расположенных вблизи оси каскада, вызванного одним γ-квантом, оказывается выраженным значительно более отчетливо. Последнее обстоятельство позволило сделать предположение о возможности разрешения пар „стволов", обусловленных одним π^0-мезоном (см. Ода [36]). Это в свою очередь позволило бы произвести оценку энергии мезона по углу разлета γ-квантов, а также по характеру двух получающихся каскадов (см. § 7).

§ 5. Поперечное развитие каскада

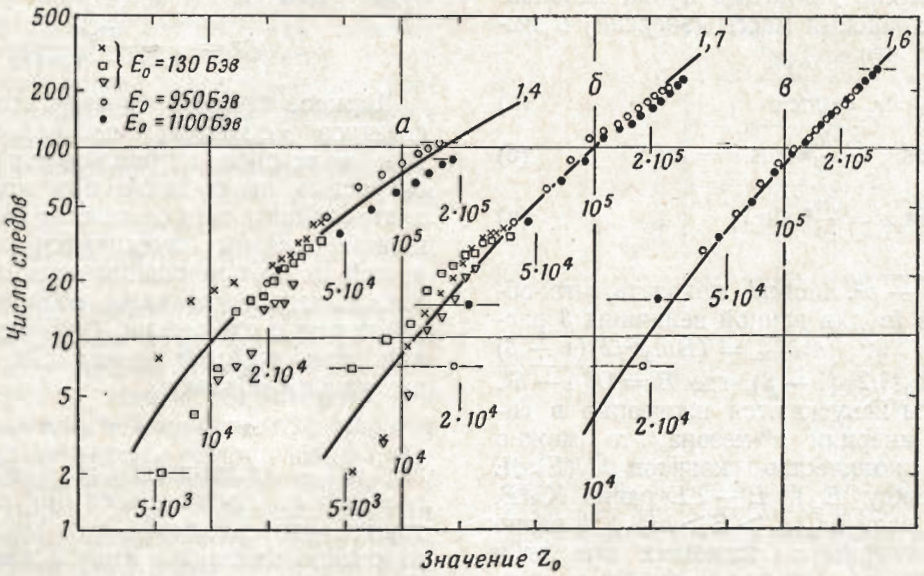
Определение энергии каскадов по наблюдению за их *продольным* развитием основано, как было указано выше, на подсчете числа следов, принадлежащих электронам с энергией больше данной; подобный подсчет производился на различных глубинах t, отвечающих постепенному развитию каскада. Такая процедура оказывается весьма трудоемкой и утомительной. Значительно более быстрый метод был предложен Пинкау [37]. В этом методе используется измерение *поперечного* расхождения следов каскада. Основная часть отклонения траекторий электронов от оси каскада происходит вследствие их кулоновского рассеяния при прохождении через вещество, а не вследствие начального углового расхождения. Поэтому величина поперечного уширения каскада зависит от средней энергии электронов (которая в свою очередь определяется энергией первичного кванта) и от „глубины" в каскаде. Если обозначить через R поперечное расстояние от оси каскада, измеренное в радиационных единицах, то можно теоретически показать, что на заданной глубине t полное число следов в пределах расстояния R будет функцией *произведения* первичной энергии E_0 и R, т. е. $N = N(E_0 R, t)$, при условии, что $R \ll 1$. Таким образом, полагая $E_0 R = Z_0$ (при $R \ll 1$), найдем, что распределение $N(Z_0)$ для данного значения t будет одним и тем же для всех начальных энергий и всех сред, если последние гомогенны. Пинкау произвел экспериментальное определение $N(Z_0, t)$, исследовав несколько каскадов с энергией E_0 в пределах от 100 до 1200 *Бэв*, причем сделанные им оценки энергии были основаны на измерениях продольного развития каскадов. Результаты, полученные Пинкау, представлены на фиг. 78, из которой следует, что предполагавшаяся зависимость N от произведения $E_0 R$ подтверждается на опыте в пределах десятикратного изменения E_0.

Большое преимущество описанного метода заключается в том, что для оценки E_0 необходимо сосчитать при *одном* значении глубины лишь небольшое число электронов в пределах

расстояния порядка $100\,\mu$ от оси каскада. Соответствующая оценка показывает, что в случае одного подобного измерения статистическая ошибка в величине E_0 составляет около 40%; эта ошибка может быть уменьшена путем последовательных измерений на нескольких глубинах.

уносимые „мягкой" и „жесткой" компонентами космического излучения, оказываются приблизительно одинаковыми.

Описанная выше весьма простая картина нуждается в двух небольших поправках. Во-первых, в случае расщеплений, происходящих при очень больших энергиях, вторичные



Фиг. 78. Зависимость числа следов N, находящихся в круге радиусом R, от параметра $Z_0 = E_0R$.

E_0 — начальная энергия каждого каскада в *Бэв*, R — радиус в μ. Пределы ошибок указаны только по оси абсцисс. Эти ошибки представляют наибольшее из значений, обусловленных двумя различными причинами: а) неточностью в определении оси каскада; ошибка $\Delta R = \pm 10\mu$ относится к точке, для которой величина R в распределении является наименьшей; б) неточностью в определении E_0; принятая ошибка, равная ± 20%, относится к точкам с наибольшим значением R в распределении. Статистические ошибки для числа следов N, не показанные на графике, несколько больше ошибок для распределения Пуассона. Сплошные кривые были рассчитаны по теории Нисимуры и Каматы [38], причем полученные абсолютные значения умножались на числа, стоящие у верхних концов кривых. Эти множители соответствуют несовпадению между экспериментальными и теоретическими значениями, причины которого были объяснены в более поздних расчетах Каматы и Нисимуры [39], где учитывались эффекты одиночного и кратного рассеяний электронов в каскаде.
Кривые соответствуют глубинам a — 3, $б$ — 4 и $в$ — 5,5 радиационных единиц.

§ 6. Гамма-кванты, образовавшиеся при распаде π^0-мезонов

Как было упомянуто выше, основная часть мягкой компоненты космического излучения возникает в результате распада π^0-мезонов, образующихся вместе с заряженными π-мезонами при ядерных столкновениях высокой энергии в атмосфере. π^0-мезоны, обладающие средним временем жизни $< 10^{-16}$ *сек*, распадаются после очень короткого пробега обычно на два γ-кванта ($\pi^0 \to 2\gamma$); последние в свою очередь образуют электронно-позитронные пары, что дает начало „мягким" ливням. Установление основных особенностей этого процесса (см. Карлсон и др. [15]) позволило найти простое объяснение факта, впервые упомянутого Росси [40], который состоит в том, что потоки энергии, заряженные и нейтральные мезоны иногда испускаются со скоростями, лежащими в крайней релятивистской области. Эти мезоны пролетают в атмосфере до распада в среднем гораздо большее расстояние вследствие лоренцовского сокращения времени. Таким образом, π^0-мезоны с энергией 10^{13} *эв*, если их время жизни составляет 10^{-16} *сек*, проходят расстояние, равное нескольким миллиметрам, вместо отрезка $< 10^{-5}$ *см* при энергии 10^8 *эв*. Во-вторых, некоторый вклад в мягкую компоненту вносится быстрыми δ-электронами, которые могут иногда испускаться с исключительно высокими энергиями (при столкновениях быстрых заряженных мезонов с более тяжелыми частицами) и вызывать, таким образом, появление „мягких" каскадов.

Конкретные особенности спектра вторичных γ-квантов, возникающих при распаде π^0-мезо-

нов, сыграли существенную роль при объяснении результатов многих экспериментов, относящихся как к ядерной физике, так и к изучению космических лучей. Рассмотрим, в частности, моноэнергетический пучок π^0-мезонов, движущихся со скоростью βc, и допустим, что один из мезонов превратился в два кванта, $h\nu_1$ и $h\nu_2$, которые были испущены под углами α и ε к направлению движения пучка мезонов. Из законов сохранения массы (энергии) и импульса следует, что

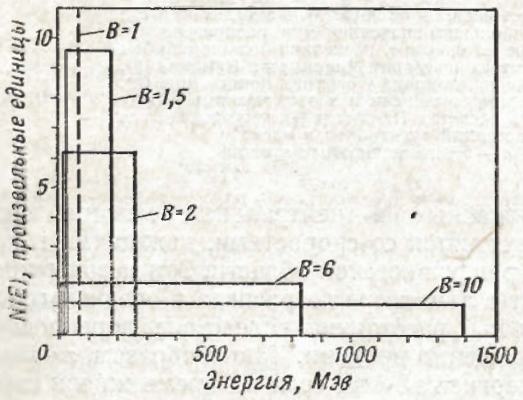
$$h\nu_1 + h\nu_2 = mc^2, \qquad \text{(а)}$$

$$\frac{h\nu_1}{c}\cos\alpha + \frac{h\nu_2}{c}\cos\varepsilon = m\beta c, \qquad \text{(б)}$$

$$\frac{h\nu_1}{c}\sin\alpha = \frac{h\nu_2}{c}\sin\varepsilon, \qquad \text{(в)}$$

где $m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$. Можно показать, что область значений $h\nu$ для данной величины β распространяется от $h\nu_{\text{макс.}} = (Bm_0c^2/2)(1+\beta)$ до $h\nu_{\text{мин.}} = (Bm_0c^2/2)(1-\beta)$, где $B = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

Если кванты испускаются изотропно в системе центра инерции π^0-мезона, то можно показать, что количество квантов $N(E)\,dE$ с энергией между E и $E+dE$ равно $K\,dE$, где $K = \text{const}$, если $h\nu_{\text{макс.}} > E > h\nu_{\text{мин.}}$, и равно нулю для значений E, лежащих вне этих пределов. Действительная форма спектров, которую следует ожидать при различных значениях B, представлена на фиг. 79. Следует заметить,



Фиг. 79. Энергетическое распределение γ-квантов, возникающих при распаде π^0-мезонов с полной энергией Bm_0c^2.

что „спектр", изображенный на фиг. 79, соответствует числу квантов $N(E)$ с данной энергией, а не полному потоку энергии $EN(E)$; кроме того, этот спектр относится ко всем направлениям испускания (по отношению к первичным мезонам). Для данного направления, характеризуемого углом α, интенсивность определяется следующей формулой:

$$I(\alpha) = \frac{C}{B^2(1-\beta\cos\alpha)^2}, \qquad (6.4)$$

где $I(\alpha)$ соответствует числу квантов на единицу телесного угла, причем энергия отдельного кванта, испущенного в этом направлении, будет равна

$$h\nu = \frac{m_0c^2}{2B(1-\beta\cos\alpha)}.$$

Важное применение этих соотношений для спектров γ-квантов, возникающих при распаде π^0-мезонов с приблизительно постоянной скоростью, имеет место при исследовании захвата отрицательных π-мезонов водородом. Заряженные мезоны замедляются до малых скоростей за счет ионизационных потерь, а затем захватываются атомами водорода и взаимодействуют с их ядрами. Одна из возникающих при этом реакций может быть представлена следующим образом:

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n + Q,$$

где Q — выделившаяся энергия. Нейтрон и π^0-мезон, образующиеся при реакции, разлетаются относительно друг друга с равными и противоположными импульсами, в результате чего появляется разброс в энергиях γ-квантов, который может служить мерой скорости π^0-мезонов. Существенной особенностью данного эксперимента является то, что направления разлета π^0-мезонов имеют случайное распределение, вследствие чего наблюдения под определенным углом позволяют установить истинный характер спектра (подробнее см. стр. 171, 172).

В тех случаях, когда распределение π^0-мезонов по скоростям неоднородно, можно предположить, что наблюдающееся спектральное распределение представляет наложение отдельных спектров, представленных на фиг. 79. При этом результирующий спектр обладает той особенностью, что для всякого произвольно выбранного значения интенсивности имеется два соответствующих значения энергии, E_1 и E_2, отвечающих условию $\sqrt{E_1E_2} = m_0c^2/2$ (см. стр. 168).

§ 7. Расхождение γ-квантов, возникающих при распаде π^0-мезонов

Выше было указано, что γ-кванты с большой энергией (~ 1000 *Бэв*) образуют „мягкие" каскады, у которых при регистрации их в фотографических эмульсиях наблюдаются хорошо заметные „стволы", особенно если эмульсия проложена слоями свинца, что уменьшает попе-

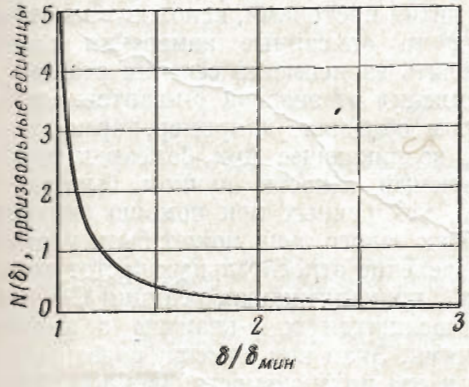
речное расхождение следов (см. фото 168). Это дает возможность в принципе наблюдать два „ствола", соответствующих одному π^0-мезону высокой энергии, измерить при этом угол разлета γ-квантов, а следовательно, и оценить энергию мезона.

При распаде π^0-мезона угол разлета δ между направлениями движения двух образовавшихся квантов имеет минимальное значение, когда выделившаяся энергия распределена поровну между ними. Последнее наблюдается в том случае, когда в системе центра инерции распадающегося мезона оба кванта испускаются под прямым углом к направлению его движения; соответствующее значение δ определяется следующим образом:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{2B\beta}{B^2\beta^2 - 1}, \qquad (6.5)$$

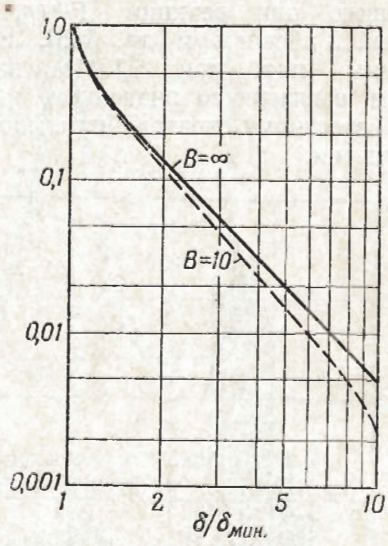
где $B = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. При очень высоких энергиях написанное выражение переходит в $\delta = 2/B$ ($Bm_{\pi^0}c^2$ — полная энергия мезона).

Угол разлета δ зависит от направления испускания квантов α в системе центра инерции распадающегося π^0-мезона; можно, однако, показать, что в большинстве случаев величина δ не слишком сильно отличается от наиболее вероятного значения. Вследствие этого измерение расхождения двух γ-квантов может быть принято в качестве удобного метода для определения энергии π^0-мезона. Это иллюстрируется фиг. 80, где показано распределение $N(\delta)$ в предположении, что кванты испускаются изотропно в системе центра инерции распадающегося мезона.



Фиг. 80. Относительная частота появления пар γ-квантов, возникающих при распаде π^0-мезонов высокой энергии для различных значений относительного угла расхождения $\delta/\delta_{мин.}$

На фиг. 81 представлено в зависимости от x изменение вероятности того, что δ будет больше $x2/B$, где $2/B$ является минимальным значением δ; кривая построена для больших значений B. Как видно, для 80% случаев такого рода значения угла разлета лежат между $\delta_{мин.}$ и $1{,}7\delta_{мин.}$, а в 90% случаев они оказываются



Фиг. 81. Интегральная кривая, соответствующая дифференциальной кривой фиг. 80 и показывающая долю всех пар γ-квантов от распада π^0-мезонов, с углами расхождения δ, превышающими $x\delta_{мин.}$, где $\delta_{мин.} = 2/B$ *рад*.

Изображены кривые для $B \to \infty$ и $B = 10$.

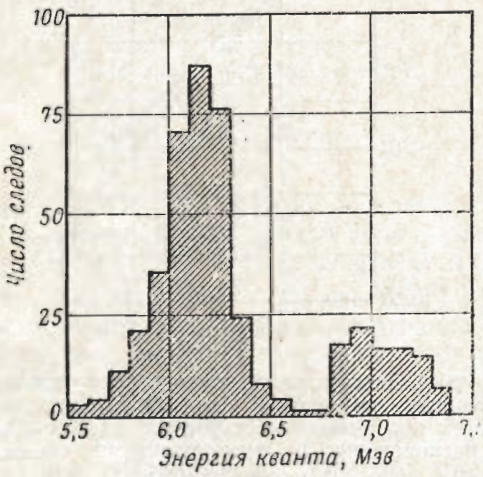
меньше $2{,}3\delta_{мин.}$. Отсюда следует, что измерение угла разлета позволяет установить энергию мезона в сравнительно узких пределах. До настоящего времени этот метод не получил широкого распространения, хотя он может дать ценные сведения при исследованиях в области очень высоких энергий.

§ 8. Наблюдения фоторасщепления ядер

При прохождении γ-квантов через вещество они могут взаимодействовать с атомными ядрами, вызывая расщепления последних; подобные процессы могут быть зарегистрированы в эмульсии и затем подробно изучены. Особенно важным примером такого рода является реакция фоторасщепления дейтерия, ибо реакция $d + \gamma \to p + n$ ($Q = -2{,}16$ *Мэв*) позволяет точно установить энергию γ-кванта путем определения пробега и направления вылета возникающего протона (см. Пауэлл [41], Вафлер и Юнис [42], Хог [43], Голдхабер [44], Гибсон и др. [45]).

Для описанного метода γ-спектроскопии обычно используются относительно низкочувствительные эмульсии, например Ильфорд C2 или E1, чтобы снизить общий фон зерен, обус-

ловленный электронами, и облегчить возможность „загрузки" эмульсии каким-либо соединением дейтерия (см. стр. 53). Точность, которая может быть при этом достигнута, иллюстрируется фиг. 82, где показан спектр излучения, возникающего при реакции $F^{19}(p, \gamma)Ne^{20}$, полученный Гибсоном и др. [45]. Величина полуширины пика при 6,1 *Мэв* находится в хорошем согласии со значением, вычисленным по известному страгглингу следов протонов в эмульсии.



Фиг. 82. Спектр γ-квантов из реакции $F^{19}(p, \gamma)Ne^{20}$, полученный путем измерений пробегов протонов — продуктов расщепления дейтерия, содержавшегося в пластинках, пропитанных тяжелой водой [45].

Излучение состоит из двух групп квантов с энергиями 6,14 и 7,01 *Мэв*. Последняя величина представляет среднее значение для неразрешенного дублета, состоящего из компонент с энергиями 6,91 и 7,11 *Мэв*.

Описанный выше метод не может быть использован при энергиях, значительно превышающих 20 *Мэв*, из-за появления большого количества (γ, *p*)-реакций, происходящих на других легких элементах эмульсии, вероятность возникновения которых быстро увеличивается по мере роста энергии γ-квантов. Некоторые из реакций на легких ядрах могут быть подробно проанализированы вследствие своей простоты (см. Хэнни и др. [46]); примерами подобных реакций, которые служили объектами многочисленных исследований, являются следующие:

$C_6^{12} + \gamma \rightarrow 3\alpha$, $Q = -7{,}28$ *Мэв*;

$O_8^{16} + \gamma \rightarrow 4\alpha$, $Q = -14{,}5$ *Мэв*;

$C_6^{12} + \gamma \rightarrow H_1^1 + He_2^4 + Li_3^7$, $Q = -24{,}6$ *Мэв*;

$N_7^{14} + \gamma \rightarrow H_1^1 + He_2^4 + Be_4^8$. $Q = -18{,}2$ *Мэв*.

Библиографические ссылки по этому вопросу имеются в работах Говарда и Уилкинса [47], Доусона и Лайвси [48].

Метод идентификации отдельных реакций основан на применении законов сохранения. Измерение пробегов вторичных заряженных частиц в тех случаях, когда можно установить их природу, позволяет определить их энергии и импульсы. Затем по измеренным углам между следами может быть построена векторная сумма импульсов, что позволяет найти направление движения и импульс первичного γ-кванта. Определенные таким образом значения должны соответствовать как известному направлению пучка γ-квантов, так и величине полного энерговыделения для предполагаемой реакции; если такого соответствия нет, то следует допустить, что реакция была идентифицирована неправильно. Подобные несовпадения обычно возникают в тех случаях, когда при распаде ядра испускаются нейтроны или γ-кванты, поскольку в этом случае не учитываются их энергии и импульсы.

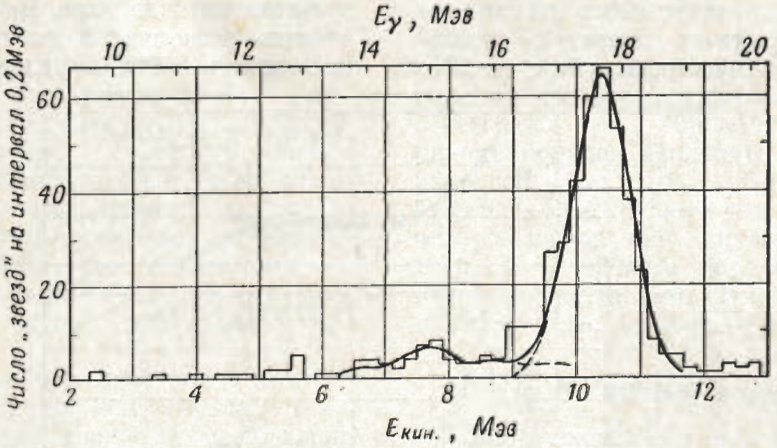
Представление о точности, которая может быть получена при помощи описанного метода, дает фиг. 83, на которой показано распределение величины суммарной энергии трех α-частиц, образующихся при реакции $C_6^{12} + \gamma \rightarrow 3\alpha$. Указанные данные были получены Говардом и Уилкинсом [47] при измерениях на пластинках, облученных γ-квантами от реакции $Li^7(p, \gamma)Be^8$. Рассматриваемое распределение оказывается шире изображенного на фиг. 82 вследствие более значительных ошибок при измерении энергии, связанных со страгглингом для каждой α-частицы; тем не менее основные черты спектра обнаруживаются вполне отчетливо.

Если вместо линейчатого γ-спектра, подобного тому, который получается при бомбардировке лития протонами, используется сплошной спектр, то описанные измерения позволяют определить зависимость сечения реакции фоторасщепления от энергии γ-квантов. Сплошным спектром обладает, например, тормозное излучение, возникающее при бомбардировке соответствующей мишени пучком быстрых электронов, ускоренных при помощи синхротрона. В опытах такого типа может быть установлено распределение относительных частот появления „звезд", принадлежащих реакции $C^{12} + \gamma \rightarrow 3\alpha$, но относящихся к γ-квантам с различными энергиями. Зная вид спектра падающего излучения и его интенсивность, можно найти зависимость сечения данной реакции от энергии. Типичные результаты, полученные при подобных экспериментах, показаны на фиг. 84.

Из рассмотрения этой фигуры следует, что на кривой имеется ряд максимумов или „резонансов", появление которых можно приписать образованию промежуточных ядер C^{12*}, находя-

щихся в одном или нескольких возбужденных состояниях.

Детальный анализ „звезд", принадлежащих рассматриваемым реакциям, позволяет так-



Фиг. 83. Распределение измеренных величин энерговыделения при фоторасщеплении C^{12} на три α-частицы под действием γ-квантов, возникающих при реакции $Li^7(p, \gamma)Be^8$ [47].

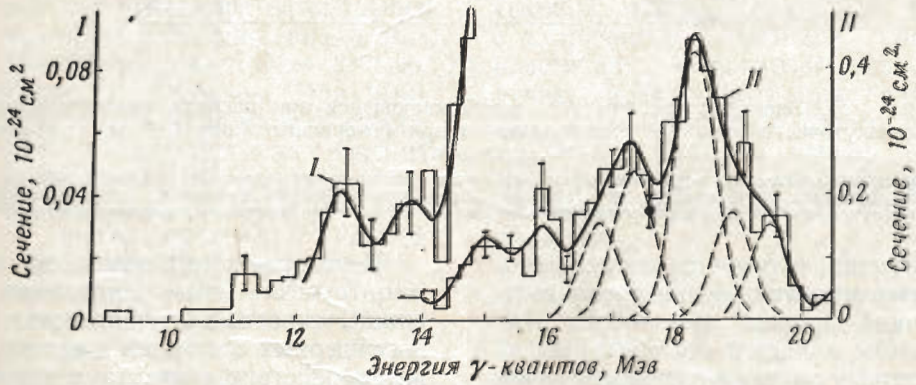
же сделать заключения относительно механизма последовательного расщепления промежуточных ядер. Так, например, было показано, что возбужденное ядро C^{12} нередко распадается на α-частицу и ядро Be^8, причем последнее может образоваться как в основном, так и в одном из возбужденных состояний. Доказательства существования такого процесса были получены следующим образом.

Предположим, что расщепление ядра углерода может быть изображено в виде:

$$C^{12} + \gamma \to C^{12*} \to Be^{8*} + \alpha_1, \quad Be^{8*} \to \alpha_2 + \alpha_3.$$

Если это так, то частицы α_2 и α_3 разлетаются в системе центра инерции первичного ядра бериллия с равными и противоположно направленными импульсами, причем энергия E^*, выделившаяся в этой системе, оказывается равной $(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3)^2/8m_\alpha$, где $\mathbf{p}_2$ и $\mathbf{p}_3$ — векторы импульсов обеих α-частиц.

Таким образом, для каждой „звезды" следует выполнить три определения E^*, поскольку данная пара α-частиц, которая может возник-



Фиг. 84. Изменение сечения реакции $C^{12}(\gamma, 3\alpha)$, определенного по частоте появления „звезд" с различной величиной полного выделения кинетической энергии и по известному распределению интенсивности в спектре γ-излучения.

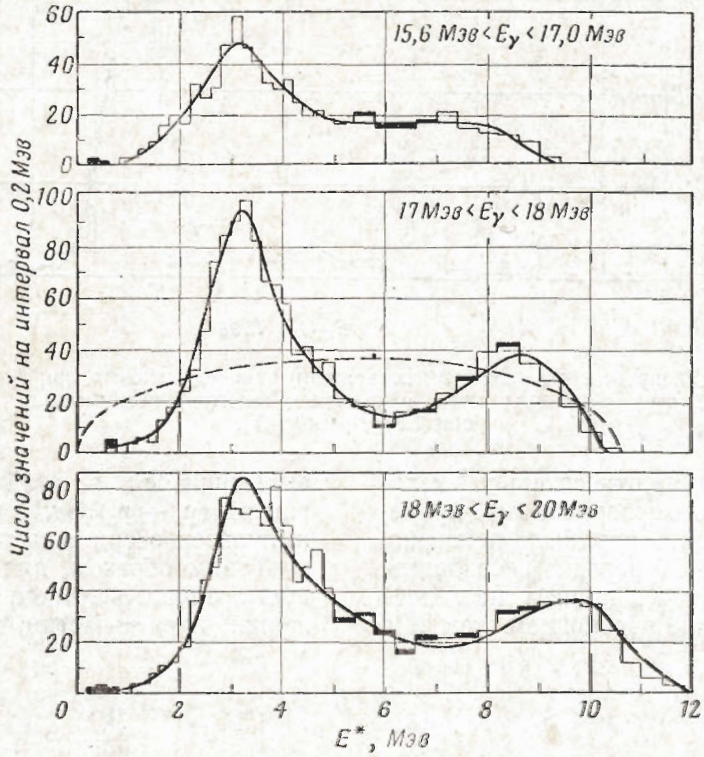
Отдельные максимумы соответствуют образованию C^{12} в различных возбужденных состояниях.

нуть в результате распада Be^{8*}, оказывается неотличимой от других возможных парных комбинаций; поэтому вначале должны рассматриваться все три возможные пары. После этого вычерчивается гистограмма соответствующих значений E^*, и образование промежуточного ядра Be^8 в определенном состоянии

обнаруживается благодаря наличию пика на распределении.

При помощи описанного метода было показано, что в качестве промежуточного продукта реакции фоторасщепления C_6^{12} могут образовываться ядра Be^8 в нескольких различных состояниях, определяемых энергией падающего γ-кванта. Так, например, если $h\nu < 15$ *Мэв*,

На основании подобных гистограмм можно идентифицировать состояние промежуточного ядра Be^8, образовавшегося при реакции $C^{12} + \gamma \rightarrow 3\alpha$, и затем с большой степенью вероятности выделить пару α-частиц, возникших в результате распада ядра Be^8. Последнее в свою очередь позволяет в рассматриваемом случае исследовать также и угловые корреляции.



Фиг. 85. Значения энергии E^*, освобождающейся при распаде гипотетического промежуточного ядра Be^{8*}, возникающего при фоторасщеплении C^{12} на три α-частицы [47].

Для каждой „звезды" вычислялись три значения, из которых одно имело смысл. На трех распределениях, относящихся к различным интервалам энергий γ-квантов, обнаруживается максимум при ~2,9 *Мэв*, соответствующий хорошо известному возбужденному состоянию ядра Be^8.

то ядро Be^8 обычно образуется в основном или в возбужденном состоянии, которому соответствует широкий уровень при ~2,95 *Мэв*. Основное состояние является нестабильным по отношению к распаду на две α-частицы, причем энерговыделение составляет около 0,1 *Мэв*. Вследствие этого при возникновении такого состояния происходит испускание двух α-частиц с мало отличающимися пробегами, вылетающих почти в одном и том же направлении (см. фото 134). С другой стороны, при энергиях γ-квантов, превышающих 25 *Мэв*, промежуточное ядро Be^8 может образоваться в одном из возбужденных состояний, лежащих в интервале от 16,4 до 17,6 *Мэв*. В качестве примера на фиг. 85 показаны две характерные гистограммы, полученные при помощи описанного метода.

Изучение фоторасщеплений позволяет сделать существенные заключения относительно спина, четности и изотопического спина различных ядерных состояний и решить вопрос о типе взаимодействия γ-кванта с ядром, т. е. о том, является ли это взаимодействие электрическим или магнитным, дипольным или квадрупольным и т. д.

§ 9. Образование пар μ-мезонов

Открытие позитрона и рождения пар γ-квантами явилось замечательным подтверждением теории электрона, предложенной Дираком, и, кроме того, существенно увеличило убеждение в ее большом значении. Согласно этой весьма общей теории, соответственно всем частицам

со спином $^1/_2$ должны существовать античастицы, причем между частицами каждой такой пары должно наблюдаться сильное взаимодействие, приводящее к их обоюдной аннигиляции.

Изучение μ-мезонов, которое будет обсуждаться в гл. 7, показало, что, за исключением своей массы, они обладают свойствами, весьма напоминающими свойства электронов. Так, μ-мезоны очень слабо взаимодействуют с ядрами и имеют полуцелый спин. Поэтому, основываясь на теории Дирака, можно было предположить, что они также должны возникать в виде пар при взаимодействии γ-квантов с кулоновскими полями ядер, причем сечение такого процесса должно быть значительно меньше сечения рождения электронно-позитронных пар.

Крайне незначительная величина упомянутого сечения объясняется, как это следует из теории Бете—Гайтлера, прежде всего большой массой μ-мезона по сравнению с массой электрона, что приводит к уменьшению сечения на множитель порядка $(m_e/m_\mu)^2$. Кроме того, ядро не является точечным и распределение его заряда также связано с уменьшением величины ожидаемого сечения; так, например, для $Z = 63$ соответствующий множитель оказывается порядка 0,1.

Малая величина сечения взаимодействия приводит к значительным трудностям при экспериментальном наблюдении процесса образования μ-мезонных пар. Основное затруднение связано с тем, что при взаимодействии γ-квантов с ядрами происходит образование относительно многочисленных π-мезонов. При этом отрицательные π-мезоны, останавливаясь в твердом веществе, обычно взаимодействуют с ядрами и вызывают расщепления последних, лишь в редких случаях образуя μ^--мезоны при распаде на лету. С другой стороны, π^+-мезоны почти неизменно дают при распаде μ^+-мезонь, что вызывает появление фона, на котором должны быть замечены μ-мезонные пары. Вследствие указанных трудностей прямое доказательство существования описанного процесса до сих пор не получено.

С целью показать, что μ-мезонные пары могут быть образованы γ-квантами, Мазек и Панофский [49] изучали возникновение μ-мезонов под действием тормозного излучения, которое создавалось пучком электронов из линейного ускорителя. Чтобы отличить эффекты, связанные с образованием μ-мезонных пар, от эффектов, связанных с фоторождением π-мезонов, они, в частности, определяли число μ-мезонов, испускавшихся под углами 10 и 30° относительно направления пучка γ-квантов. Ожидалось, что число μ-мезонов, появляющихся в результате обоих указанных процессов, будет по-разному меняться в зависимости от угла, что позволит осуществить их разделение.

При выполнении указанного опыта встречались значительные трудности, обусловленные наличием фона; тем не менее Мазек и Панофский пришли к заключению, что рождение μ-мезонных пар действительно имеет место, причем порядок величины сечения этого процесса совпадает с предсказанным теорией Бете—Гайтлера. Не существует сообщений о том, что рассматриваемый процесс когда-либо наблюдался в ядерных эмульсиях; в этом отношении представляют, однако, интерес случаи, изображенные на фото 61 и 62.

§ 10. Фоторождение π-мезонов

При прохождении γ-квантов через вещество они могут взаимодействовать с атомными ядрами и образовывать π-мезоны. Полное сечение такого взаимодействия составляет около $3 \cdot 10^{-28}$ *см*^{2} на нуклон при резонансной энергии около 300 *Мэв* и оказывается, таким образом, значительно меньше сечения образования π-мезонов протонами. Вследствие этого существование такого процесса было установлено лишь после того, как при помощи электронных ускорителей (бетатронов и синхротронов) удалось получить интенсивные пучки γ-квантов высокой энергии. Уже среди первых „звезд" с вторичными π-мезонами, наблюдавшихся в пластинках, экспонированных в космических лучах, должна была присутствовать небольшая доля, обязанная своим происхождением действию γ-квантов; однако их невозможно было выделить на фоне гораздо более многочисленных случаев, вызванных быстрыми нейтронами.

Примером фоторождения мезонов, имеющим особенно большое значение, является процесс

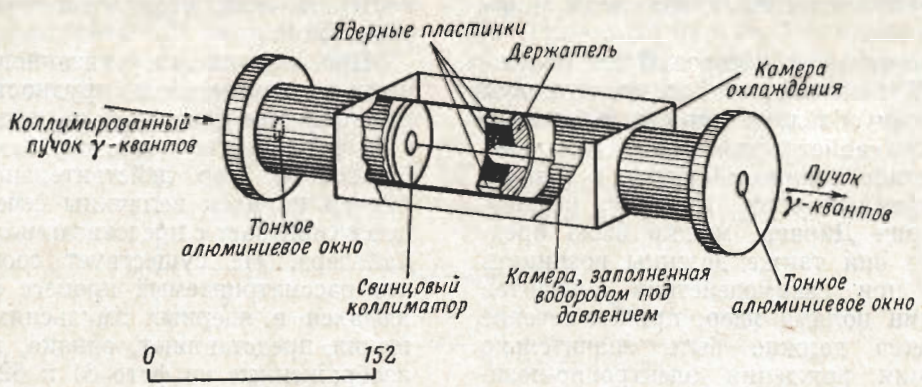
$$\gamma + n \rightarrow \pi^- + p.$$

Эта реакция является обратной реакции захвата π-мезона протоном; сравнение величины сечений этих процессов позволяет сделать важные заключения.

Чрезвычайно изящное применение фотографического метода для изучения реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$, которая очень похожа на предыдущую, было предложено Голдшмидт-Клермоном и др. [50]. Одним из наиболее существенных затруднений в экспериментах с γ-квантами, получаемыми при помощи электронных ускорителей, является их сплошной спектр. В отличие от опытов с заряженными частицами наблюдаемые

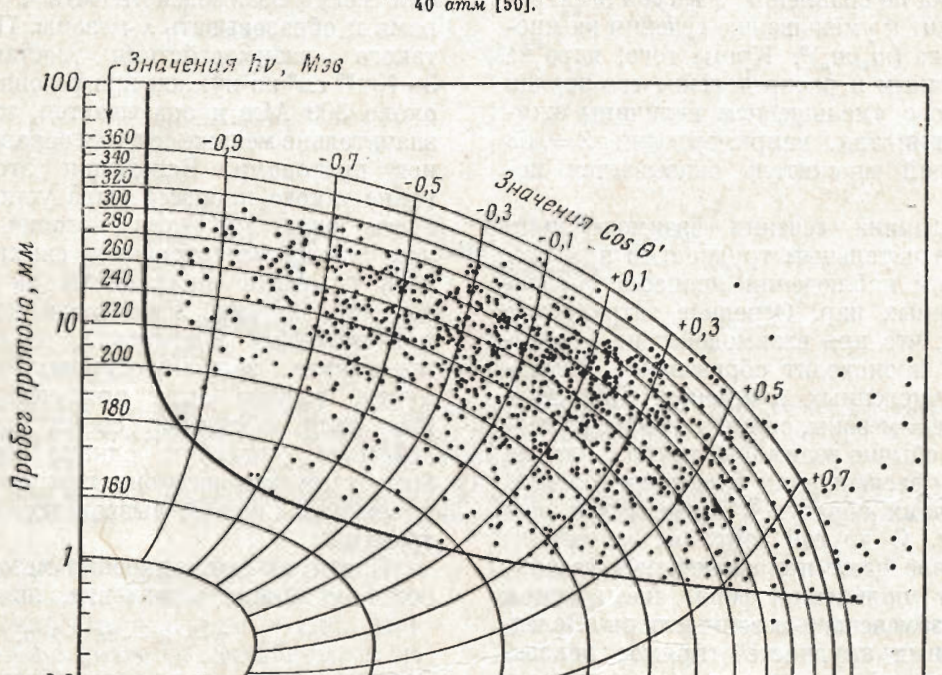
эффекты обусловлены взаимодействиями в широком интервале энергий, что соответственно затрудняет их интерпретацию. Для преодоления указанных трудностей была сконструирована установка, изображенная на фиг. 86, в которой производилось облучение пластинок Ильфорд G5. Она позволила определять сечения реакции и угловое распределение возникающих частиц.

Узкий коллимированный пучок γ-квантов проходил по оси трубы, наполненной газообразным водородом при давлении 40 *атм*. Протоны, возникавшие при указанной выше реакции, возбуждаемой γ-квантами, попадали на фото-



Фиг. 86. Прибор для облучения ядерных пластинок протонами, возникающими при взаимодействии γ-квантов с ядрами водорода.

В приборе поддерживалась низкая температура для предотвращения химического восстановления серебра на поверхности пластинок под действием водорода, наполнявшего камеру при давлении 40 *атм* [50].



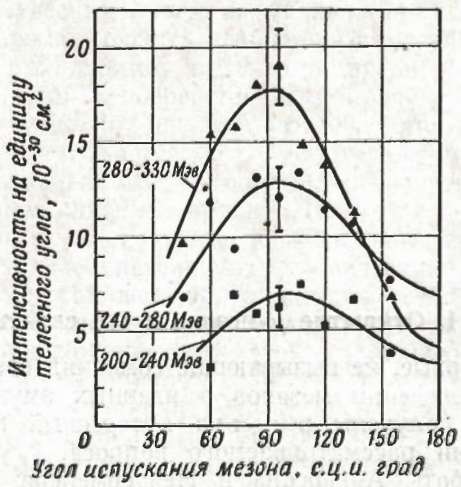
Фиг. 87. Зависимость пробега R протонов, возникающих при реакции $\gamma + p \to \pi^0 + p$, от соответствующих значений угла вылета θ (лаб. сист.).

Показаны также ожидаемые соотношения между R и θ для γ-квантов с различными энергиями, вместе с соответствующими величинами $\cos\theta'$, где θ' — угол испускания протона в системе центра инерции взаимодействующих частиц [50].

пластинки, установленные на специальном держателе в определенном положении по отношению к пучку γ-квантов. Такая система позволяла определять пробеги зарегистрированных в пластинках протонов, а также направления их движения. После введения соответствующих поправок на прохождение через газообразный водород можно определить с достаточной точностью истинное значение пробега, а следовательно, энергию и импульс данного протона в точке взаимодействия. Поскольку бомбардируемые протоны находились в покое, а направление пучка γ-квантов было задано достаточно точно, то описанные наблюдения позволяли определить энергию γ-кванта, под действием которого был испущен данный протон.

Результаты измерений показаны на фиг. 87, где изображена зависимость пробега протонов от угла их испускания θ относительно оси пучка γ-квантов. На фигуре в виде семейства кривых нанесены ожидаемые величины для различных энергий γ-квантов, а также соответствующие значения угла испускания θ' ненаблюдаемого π^0-мезона, отсчитанные в системе центра инерции первичного взаимодействия. Максимальная энергия γ-квантов составляла около 340 *Мэв*. В опыте было получено несколько точек, лежащих за пределами, соответствующими (γ, p)-взаимодействиям; эти точки были приписаны столкновениям с ядрами загрязнений, которые в небольшом количестве присутствовали в водороде. Описанные эксперименты позволили определить для различных энергий γ-квантов абсолютную величину сечения рассматриваемой реакции, а также соответствующие угловые распределения. Типичные результаты показаны на фиг. 88.

Важной методической особенностью описанного опыта является то, что во время облучения прибор должен поддерживаться при низкой температуре, иначе на поверхности проявленных пластинок наблюдалась вуаль, возникавшая благодаря восстановлению зерен серебра под действием газообразного водорода. Авторы установили, что выдерживание



Фиг. 88. Угловое распределение π-мезонов в системе центра инерции при реакции $\gamma + p \to p + \pi^0$ для различных значений энергии γ-квантов, полученное из опытов с установкой, изображенной на фиг. 86 [50].

пластинок в водороде в течение нескольких минут при комнатной температуре достаточно для образования недопустимо плотной вуали на проявленной эмульсии. В то же время при охлаждении прибора до —60° С (смесью метилового спирта и твердой углекислоты) описанный эффект оказывался пренебрежимо малым даже в тех случаях, когда пластинки находились в атмосфере водорода в течение недели.

Глава 7

МЮ-МЕЗОНЫ

§ 1. Открытие μ-мезона и его свойства

Первые, не вызывающие сомнений сведения о наблюдении мезонов в ядерных эмульсиях были получены в весьма интересный период истории рассматриваемого вопроса.

Работы Андерсона и Неддермейера [1, 2], Стрита и Стивенсона [3] в 1936—1938 гг. и открытие μ-мезонов, к которому привели эти работы, давали, казалось бы, решающее подтверждение справедливости гипотезы Юкавы [4] о существовании „тяжелого кванта"[1]. Эта уверенность усилилась, когда было обнаружено, что массы частиц и их время жизни не сильно отличались от соответствующих значений, предсказанных Юкавой. Однако по мере накопления материала по детальному изучению частиц становилось ясным, что μ-мезоны очень слабо взаимодействуют с ядрами. Такой результат был несовместим с точкой зрения, по которой μ-мезоны могли бы рассматриваться как „тяжелые кванты". Этот парадокс носил принципиальный характер и его сущность сводилась к следующему.

Согласно гипотезе Юкавы, мезоны должны с большой вероятностью образовываться при столкновениях нуклонов точно так же, как обычные фотоны образуются в результате столкновений между парами электронов или других электрически заряженных частиц; мезоны рассматриваются как „тяжелые кванты" поля ядерных сил по аналогии с квантами электромагнитного поля. Однако в этом случае мезоны должны сильно взаимодействовать с ядром, и это сильное взаимодействие должно сказываться на двух важных свойствах частиц: во-первых, на поведении частицы в конце пробега в твердом веществе, если частица отрицательно заряженная, и, во-вторых, на поведении частицы при прохождении через вещество.

Процесс остановки μ-мезонов в веществе представлялся следующим образом. Когда положительный μ-мезон останавливается в веществе, он не может приблизиться к ядру вследствие кулоновского отталкивания между одноименными зарядами и остается свободным до момента распада. С другой стороны, электростатические силы будут приводить к захвату отрицательных частиц атомами в состояния с большими квантовыми числами (см. Томонага и Араки [6]). По аналогии с электронами предполагалось, что мезоны переходят затем на низшие энергетические уровни; такие переходы сопровождаются испусканием радиационного излучения или электронов Оже. Благодаря значительно большей массе K-орбита мезона располагается либо очень близко к ядру, либо внутри ядра, и находящийся на ней мезон по крайней мере значительную часть времени движется среди нуклонов. Если мезон сильно взаимодействует с нуклонами, то он, следовательно, должен поглощаться ядром до того, как успеет распасться. В соответствии с этими представлениями было обнаружено, что только около половины мезонов в космических лучах на уровне моря подвергаются распаду после остановки в веществе типа железа. Казалось естественным объяснить полученный результат тем, что положительные и отрицательные частицы присутствуют приблизительно в равных количествах.

С целью подтвердить представление о том, что μ^--мезоны действительно взаимодействуют с ядрами при остановке в твердом веществе вплоть до их распада, были проделаны эксперименты, в которых заряженные частицы разного знака разделялись магнитным полем.

[1] Краткое описание истории рассматриваемого вопроса на ранней стадии см. в обзоре Пауэлла [5].

Таким образом, свойства тех и других частиц могли изучаться отдельно. Как и ожидалось, было обнаружено, что после остановки в железе именно положительные μ-мезоны, а не отрицательные, распадаются с испусканием вторичных заряженных частиц.

Полученные результаты, казалось бы, противоречили другим работам, согласно которым почти все мезоны, останавливающиеся в алюминии, подвергаются распаду. Как теперь известно, последний результат являлся ошибочным, но именно он привел к дальнейшим экспериментам Конверси, Панчини и Пиччиони [7], в которых μ-мезоны останавливались в веществах с малым Z, таких, как графит. Замечательным результатом этих опытов оказалось то, что в углероде бóльшая часть отрицательных μ-мезонов распадается до взаимодействия с ядром.

Вопрос о времени, в течение которого отрицательный мезон, остановившийся в результате ионизационного торможения, переходит на K-орбиту, был предметом многих дискуссий. Это время перехода должно, вообще говоря, зависеть от свойств среды. Предполагалось, однако, что для твердого вещества оно значительно меньше времени жизни частиц. Таким образом, результаты экспериментов Конверси и сотрудников следовало рассматривать как указание на то, что μ-мезоны не могут отождествляться с частицами Юкавы. Действительно, эксперименты показали, что после захвата атомом углерода мезон может оставаться на K-орбите в течение времени порядка $2 \cdot 10^{-6}$ *сек*, проводя бóльшую часть этого времени внутри ядра, но не взаимодействуя с ним. На основании этого был сделан вывод о том, что взаимодействие между μ-мезонами и нуклонами на много порядков величины слабее того взаимодействия, которого следовало бы ожидать, если бы μ-мезоны являлись тяжелыми квантами поля ядерных сил.

Исследования прохождения быстрых μ-мезонов через вещество привели к аналогичным заключениям. Было обнаружено, что μ-мезоны проходят через слои свинца большой толщины, не поглощаясь в них. Таким образом, мезоны могли проходить через сотни ядер, не расщепляя их и не рассеиваясь на значительные углы. Это послужило дополнительным доказательством слабого взаимодействия μ-мезонов.

Еще до того, как был широко осознан принципиальный характер возникшей трудности, Саката и Инуе [8] предположили, что из данных по космическим лучам следует существование двух типов мезонов. На основании весьма общих теоретических соображений Мёллер [9, 9а] пришел к выводу о возможном существовании нескольких типов частиц с промежуточными массами, генетически связанных между собой. Несколько позже Маршак и Бете [10], исходя из противоречия между заведомо большим поперечным сечением образования мезонов в нуклон-нуклонных столкновениях (о чем свидетельствовало большое количество мезонов в космических лучах на уровне моря) и в то же время очень слабым взаимодействием частиц с ядрами, высказали предположение о том, что непосредственным продуктом, образующимся при ядерных взаимодействиях в атмосфере, являются более тяжелые мезоны. Эти тяжелые мезоны должны распадаться со временем жизни порядка 10^{-8} *сек*, образуя μ-мезоны, наблюдаемые обычно как частицы проникающей компоненты космических лучей.

Пока проходила описанная дискуссия, были получены экспериментальные результаты по изучению космических лучей с помощью самолетов и на высотах гор с использованием „ядерных эмульсий", изготовленных фирмой Ильфорд. Перкинс [11] и Оккиалини и Пауэлл [12] обнаружили расщепления в эмульсии, вызванные частицами с массой порядка 200—300 m_e. Последние авторы нашли также отдельные следы подобных частиц, которые, однако, в конце пробега не приводили к образованию регистрируемых в эмульсии явлений. Было очевидно, что по крайней мере некоторая доля таких частиц подобна частицам, составляющим проникающую компоненту космических лучей.

Как показали наблюдения, около 10% мезонов, обнаруженных в новых экспериментах, вызывали в конце своего пробега ядерные расщепления. В то время эти расщепления были приписаны μ^--мезонам, поглощающимся ядрами серебра и брома. На основании экспериментов Конверси и др. считалось, что положительные мезоны и те из отрицательных мезонов, которые захватываются легкими элементами эмульсии, распадаются, в то время как при захвате тяжелыми элементами отрицательные мезоны взаимодействуют с ядрами. Поэтому наблюдавшиеся расщепления рассматривались как иллюстрация эффекта поглощения μ^--мезонов тяжелыми элементами. Использованные в то время фотопластинки не обладали чувствительностью, достаточной для регистрации следов быстрых электронов, поэтому нельзя было ожидать, что будут получены прямые свидетельства распада мезонов.

Вскоре после этих открытий было обнаружено, что примерно 10% мезонов (по современной терминологии π^+-частицы) при остановке в эмульсии распадаются с испусканием вторичного мезона (μ-мезона) с пробегом около

600 μ (см. Латтес и др. [13, 14]). Позже было показано, что π-мезоны образуются непосредственно при ядерных взаимодействиях и что они сильно взаимодействуют с нуклонами. Парадокс, заключавшийся в том, что, с одной стороны, μ-мезоны характеризовались слабым взаимодействием и, с другой стороны, интенсивно образовывались, был, таким образом, разрешен: μ-мезоны появляются в результате распада сильно взаимодействующих π-мезонов.

Однако открытие π-мезонов поставило под сомнение и правильность первоначальной интерпретации расщеплений, вызываемых мезонами в результате захвата их ядрами. Разумно предположить, что положительные π-мезоны сопровождаются приблизительно таким же количеством отрицательных π-мезонов, поскольку среди „дочерних" μ-мезонов положительные и отрицательные частицы встречаются в равных количествах. В таком случае некоторые или даже все расщепления, наблюдавшиеся в фотографических эмульсиях, могли быть приписаны π^--мезонам. В то время определение масс производилось с точностью, недостаточной для того, чтобы различить, какие из мезонов вызывали расщепление. Поэтому мезоны, вызывающие расщепления, классифицировались феноменологически как σ-мезоны. В пользу того, что большинство из них действительно являлось π^--мезонами (как это подтвердилось впоследствии), свидетельствовал следующий факт. Частота появления σ-мезонов была приблизительно равна частоте появления π^+-мезонов, распадающихся с испусканием μ-мезона. Тем не менее все же оставалась возможность того, что σ-частицы представляли собой смесь π^-- и μ^--мезонов. Этот вопрос был окончательно разрешен лишь через несколько лет благодаря экспериментам Джорджа и Эванса [15, 15а] (см. стр. 159).

§ 2. Распад μ-мезона

При распаде μ-мезон испускает заряженную частицу со скоростью, близкой к скорости света, и удельной ионизацией, близкой к величине ионизации на „плато". Впервые распад μ-мезона наблюдался Вильямсом и Робертсом в 1940 г. [16]. Для импульса вторичных частиц было получено значение 70 ± 30 *Мэв/с*. Этот результат привел к предположению о распаде мезона на электрон и одно нейтрино так, что энергия покоя мезона (~ 106 *Мэв*) делится между двумя частицами почти поровну. Впоследствии Лейтоном и др. [17] с помощью камеры Вильсона и Брауном и др. [18] методом фотографических пластинок было показано, что это представление неверно [1].

Дальнейшие эксперименты показали, что при распаде мезонов, находящихся в покое, энергии вторичных заряженных частиц изменяются в широких пределах (см. фиг. 89 и 90). Отсюда на основании законов сохранения следовало, что испускались по крайней мере две нейтральные частицы. Среднее значение энергии заряженных продуктов распада составляет около 35 *Мэв*, т. е. около $^1/_3$ всей выделяющейся при распаде энергии. Поэтому разумно предположить, что при распаде образуются только три частицы: одна заряженная и две нейтральные, каждая из которых уносит в среднем $^1/_3$ всей энергии.

Измерение импульса и удельных ионизационных потерь для вторичных заряженных частиц, которые имели наименьшую энергию, показало, что масса покоя этих частиц мала (см. стр. 130). Поскольку никаких других легких заряженных частиц, кроме электрона, неизвестно, наиболее правдоподобным был вывод о том, что заряженными продуктами распада μ-мезона являются электроны. Этот результат был подтвержден измерениями Хинкса и Понтекорво [22, 23], которые исследовали энергетические потери вторичных частиц при прохождении их через вещество. Энергетические потери заряженной частицы на тормозное излучение при заданной скорости обратно пропорциональны квадрату ее массы покоя. Следовательно, из сравнения энергетических потерь вторичных частиц с удельными энергетическими потерями электронов можно сделать заключение об отношении их масс покоя. С помощью таких измерений Хинкс и Понтекорво показали, что для вторичных заряженных частиц $m_0 < 2m_e$.

К аналогичному заключению пришли Камерини и Фаулер в 1949 г. (неопубликованная работа). Они наблюдали в фотографической эмульсии столкновение заряженной частицы, образующейся при распаде μ-мезона, с электроном (см. фото 57). Следы частиц были достаточно большой длины, так что их импульсы можно было определить методом многократного рассеяния. Применение законов сохранения показало, что масса покоя вторичной частицы была меньше $\sim 3m_e$.

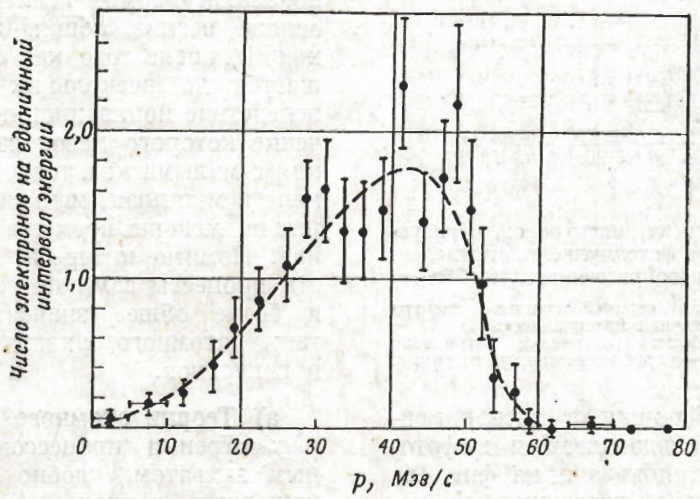
Среднее значение энергии вторичных заряженных частиц было равно ~ 35 *Мэв*. В то же время было обнаружено, что энергетический спектр частиц простирается вплоть до значения 50—55 *Мэв*. Вторичная заряженная частица

[1] Аналогичный вывод был сделан (в 1949 г.) и на основании опытов со счетчиками, проведенных по методу запаздывающих совпадений (см. [64*, 65*]). — *Прим. ред.*

образуется с максимально возможной энергией в том случае, когда нейтральные частицы вылетают в направлении, прямо противоположном направлению вылета заряженной частицы. Найденное значение максимальной энергии, сопоставленное со значением массы μ-мезона, показывает, что массы покоя нейтральных частиц очень малы или даже равны нулю. Следовательно, распад μ-мезона происходит обычно по схеме $\mu^{\pm} \to \beta^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$, где ν, $\bar{\nu}$ означают соответственно нейтрино и антинейтрино. Если предположить, что эти нейтральные частицы идентичны с нейтрино от β-распада, то μ-мезон должен иметь полуцелый спин, $^1/_2$ или $^3/_2$.

Около 65% μ-мезонов, останавливающихся в электронно-чувствительных эмульсиях, облученных космическими лучами, распадаются с испусканием электрона, след которого удается обнаружить (см. Браун и др. [18]). Большинство этих мезонов должно быть отнесено: а) к положительным μ-мезонам и б) к тем из отрицательных μ-мезонов, которые захватились легкими элементами. Среди остальных 35% мезонов могут быть, например, такие, которые распадаются, но при этом электронный след расположен под большим углом к плоскости эмульсии и поэтому упускается при просмотре. Большинство же остальных мезонов являются отрицательными μ-мезонами, которые, будучи захвачены атомами серебра или брома, взаимодействуют с ядрами, не приводя к испусканию протонов или других тяжелых заряженных частиц. Небольшая доля μ^--мезонов, захваченных легкими элементами, также взаимодействует с ядрами.

Детальный вид энергетического распределения электронов, образующихся при распаде μ-мезонов, представляет большой теоретический интерес. Однако фотографический метод является не очень подходящим для такого рода исследований. Так, среди μ-мезонов, распадающихся в пластинках, облучаемых космическими лучами, около 20% являются отрицательно заряженными. Даже если схемы распада μ-мезонов обоих знаков по существу одинаковы, энергетическое распределение электронов, образующихся при распаде отрицательных частиц, будет отличаться от соответствующего распределения для положительных частиц. Это объясняется тем, что μ^--мезоны, которые распадаются после остановки в твердых веществах, распадаются обычно, двигаясь вокруг ядра с большими скоростями по орбите с малым квантовым числом. Кроме того, вторичные электроны должны при вылете преодолеть электростатическое притяжение ядра. Влияние этих процессов наблюдалось экспериментально на



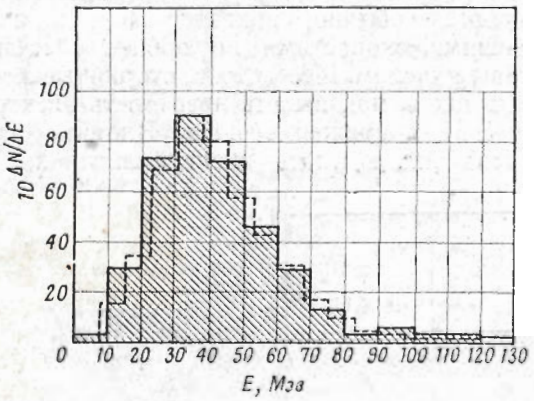
Фиг. 89. Спектр электронов от распада отрицательных μ-мезонов, остановившихся в диффузионной камере, наполненной водородом и помещенной в магнитное поле.

Использованы данные по 282 случаям, в которых были обеспечены хорошие условия для измерений (ср. также фиг. 102).

немногочисленных примерах распада π^--мезонов, захватившихся атомами (см. стр. 166).

Упомянутую выше трудность можно обойти, ограничившись рассмотрением μ-мезонов, возникающих при распаде π^+-мезонов в эмульсии. Однако остаются другие трудности. Чтобы измерить параметр рассеяния $\bar{\alpha}$ с достаточно хорошей точностью, приходится выбирать след большой длины. Но в таком случае большую ошибку в определение энергии могут внести потери энергии на тормозное излучение, которые иногда не вызывают заметного искривления следа.

На фиг. 89 показан энергетический спектр электронов от распада μ-мезонов, измеренный Сарджентом и др. [24]. Работа была проведена с μ-мезонами, образовавшимися в результате распада на лету π^--мезонов, полученных на циклотроне лаборатории Нэвиса Колумбийского университета. μ-мезоны останавливались в диффузионной камере, наполненной водородом и помещенной в магнитное поле напряженностью 7750 *эрстед*. Эффекты, связанные с тем, что распад μ^--мезона происходит в связанном состоянии, в водороде малы, однако они приводят к небольшому уменьшению точности измерений. Аналогичные измерения были проведены Вилэйном и Вильямсом [25] (см. также фиг. 102).



Фиг. 90. Энергетический спектр электронов, образуемых при распаде μ-мезонов в фотоэмульсии, определенный методом многократного рассеяния [19, 26а].

Видно, что вблизи известной верхней границы спектра (~53 *Мэв*) имеется конечная интенсивность. Сплошная кривая — Леви-Сетти (10 ячеек); штриховая кривая — О'Келли (13 ячеек) — приближенная гистограмма.

Форма спектра, найденная в экспериментах с μ^+-мезонами, распадающимися в фотографических эмульсиях, показана на фиг. 90. Измерения многократного рассеяния проводились на длине следа, равной 1 *мм*. „Хвост", простирающийся в область высоких энергий, объясняется в основном статистическими флуктуациями, связанными с определением параметра рассеяния $\bar{\alpha}$. Как упоминалось выше, влияние тормозного излучения делает бесполезной попытку увеличить точность определения спектра путем использования следов большей длины. Можно отметить, что при определении спектра, приведенного на фиг. 90, была обнаружена частица настолько большой энергии, что ее нельзя было объяснить статистическими отклонениями, если считать эту частицу образовавшейся в результате μ-распада. Тщательное исследование следа первичной частицы привело к идентификации первого случая распада K-мезона в фотоэмульсии (О'Келли [26]).

Локанатан и Штейнбергер [27] провели эксперименты со счетчиками для обнаружения распада по схеме $\mu^+ \to \beta^+ + \gamma$. В результате они пришли к выводу, что если распад по этой схеме и происходит, то с частотой меньше 1 на $5 \cdot 10^4$ распадов.

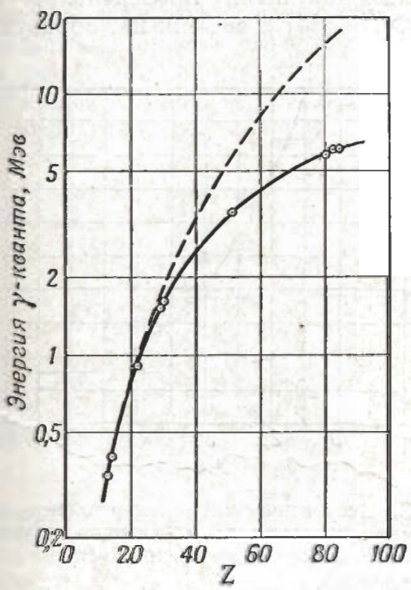
§ 3. Процессы, сопровождающие захват μ-мезонов атомами

Выше уже упоминалось, что знание механизма перехода отрицательных μ-мезонов на орбиты с малыми квантовыми числами (до их распада или захвата ядрами) представляло большой интерес для разработки рассматриваемой проблемы. Действительно, предположим, что время этого процесса оказалось бы заметно больше времени жизни μ-мезонов. Распад частиц при остановке в легких элементах можно было бы в таком случае объяснить не слабым взаимодействием с ядром, а тем, что частицы не успевают перейти на близкую к ядру орбиту, с которой возможен ядерный захват. Однако, как показали Ферми, Теллер и Вайскопф [28] на основе весьма общих теоретических соображений, после того как энергия мезона уменьшается до нескольких тысяч электронвольт вследствие ионизационных потерь, время, в течение которого мезон захватывается в состояния с малыми квантовыми числами, по крайней мере в металлах, меньше 10^{-12} *сек*, т. е. значительно меньше времени жизни μ^-- и π^--мезонов. Помимо интереса, который представляют эти процессы сами по себе, их изучение имеет и более общее значение, ибо это касается также атомного захвата других типов мезонов и гиперонов.

а) Теории атомного захвата мезонов. При рассмотрении процессов, связанных с атомным захватом, удобно рассмотреть отдельно: во-первых, период, в течение которого мезон теряет последнюю „порцию" своей кинетической энергии, равную по порядку величины 1 *кэв*, и, во-вторых, период последующего захвата мезона атомом, в течение которого мезон переходит в состояние с малым квантовым числом. Характерной чертой первого периода является то, что скорость v мезона, вообще говоря, меньше скорости v_0, равной максимальной из двух величин: скорости внешних электронов атома и скорости свободных электронов среды, в которой движется мезон. Время „замедления" в этом периоде было оценено путем рассмотрения движения мезона в вырожденном электронном газе. На самом деле действительное время может сильно зависеть от конкретных свойств твердых тел; оно будет разным, например, для диэлектрика и

металла (см. Фрёлих [29]), однако не похоже, чтобы эта разница могла изменить порядок величины полученного результата.

В течение второго периода мезон переходит из состояний с большим квантовым числом в состояния с малым квантовым числом. Важная особенность рассматриваемой проблемы состоит в том, что для данного квантового числа и для данного типа ядра радиус орбиты частицы с массой Mm_e составляет приблизительно $1/M$ от соответствующего радиуса электронной орбиты. Ферми и др. предположили, что мезон после замедления захватывается на орбиту с большим квантовым числом и большим моментом количества движения. Потери энергии при этом процессе будут происходить при столкновениях мезона с окружающими электронами, что будет приводить к испусканию электронов Оже. Отсюда ясно, что такие процессы будут играть главную роль до тех пор, пока мезон не попадет на орбиту с квантовым числом ~ 5, находящуюся заведомо внутри K-орбиты электронов. Переходы Оже в этом случае становятся невероятными, и дальнейшие потери энергии осуществляются путем радиационных переходов. Это приводит к испусканию квантов с энергией от ~ 100 *кэ*, в легких элементах, подобных углероду до 6 *Мэв* в свинце (фиг. 91).



Фиг. 91. Наблюдаемые значения энергий K_μ-излучения (переход $2p \to 1s$), испускаемого в веществах с различными атомными номерами Z в результате захвата μ-мезонов атомами [30].

Значительная разница между экспериментально обнаруженными значениями и соответствующими результатами обычной теории Бора (штриховая кривая) объясняется конечными размерами ядра (радиус $1{,}15 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ *см* — сплошная кривая).

Ожидалось, что относительная роль радиационных переходов и переходов Оже в определении времени перехода отрицательного мезона на его K-орбиту будет меняться с изменением атомного номера ядра. В частности, вероятность радиационных переходов между двумя квантовыми состояниями должна расти приблизительно как Z^4, тогда как вероятности переходов Оже приблизительно не зависят от Z. Оценки значений вероятностей перехода между двумя наиболее низкими квантовыми состояниями для μ- и π-мезонов проведены Барбиджем и Де-Борде [31], а также Де-Борде [32]. Для основных ядер, входящих в состав фотоэмульсии, эти значения приведены на фиг. 96.

б) Наблюдение электронов Оже. Изложенные кратко в предыдущем пункте основные черты процессов, которые должны были происходить при захвате мезонов атомами, были подтверждены экспериментом.

Козинсом и др. [33] и Фраем [34, 35] было показано, что иногда могут наблюдаться медленные электроны, возникающие в конце пробега μ-мезонов. Большинство из них связано с теми случаями, когда не появляется быстрый электрон распада, и поэтому они были приписаны μ-мезонам, захваченным атомами серебра или брома. Однако в некоторых случаях, когда присутствовал также электрон распада, мезон был захвачен, по-видимому, атомом одного из легких элементов.

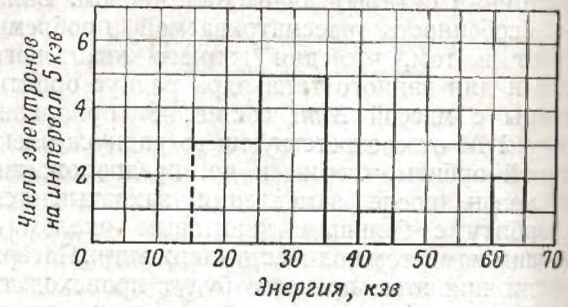
Точные вычисления ожидаемой частоты испускания электронов Оже, которую можно было бы сравнить с экспериментальными результатами, провести трудно. При этом первые переходы Оже, связанные с процессом захвата μ-мезона, могут привести к выбрасыванию из атома значительного числа электронов. В результате может сильно измениться вероятность последующих переходов, особенно если при этом оказались испущенными один или оба K-электрона. Время, необходимое для того, чтобы эти состояния вновь стали занятыми электронами, вероятно, может оказаться больше периода, в течение которого мезон достигает своей орбиты с наименьшим квантовым числом. В этом случае мезон должен растрачивать свою энергию почти полностью путем радиационных переходов в сильно ионизованном атоме. Кроме того, неизвестно, с какой относительной вероятностью мезон захватывается на орбиты с разным эксцентриситетом, и это вводит дополнительную неопределенность в расчеты.

Выше упоминалось, что для легких элементов процессы Оже относительно более существенны, чем радиационные переходы. На пер-

вый взгляд, этот результат противоречит тому, что большинство электронов Оже, наблюдающихся в фотопластинках, связано с захватом μ-мезонов атомами серебра или брома. Так, согласно Фраю [35], лишь около 5% μ^--мезонов, захваченных легкими элементами эмульсии (C, N, O), приводят к испусканию медленных электронов, в то время как соответствующее значение для тяжелых элементов (Ag, Br, J) равно 44%. Объяснение этого факта выглядит следующим образом.

Следы отдельных электронов, если их энергия меньше 15 *кэв*, трудно идентифицировать из-за очень малой длины. При энергиях от 75 *кэв* до 1 *Мэв* удельная ионизация электронов на начальном участке пути мала, а рассеяние их велико. В результате часто бывает трудно установить, действительно ли электрон появился точно в конце пробега μ-мезона и оба следа относятся к одному событию. В случае легких элементов максимально возможная энергия электронов Оже, соответствующая переходам мезонов на их K-орбиты, равна 75 *кэв* (см. фиг. 91). Следовательно, большинство электронов Оже будут иметь энергию меньше 15 *кэв*. Следы этих электронов будут настолько короткими, что различить их можно будет лишь с трудом. В соответствии с этими соображениями было обнаружено очень мало электронов, связанных с μ^--мезонами, захваченными легкими элементами в эмульсии. С другой стороны, при захвате μ^--мезонов атомами серебра и брома с гораздо большей вероятностью образуются электроны Оже с энергией от 15 до 75 *кэв*. Аналогичное положение наблюдается в случае отрицательных π-мезонов. На использовании этого факта основан один из методов разделения ядерных расщеплений в эмульсии, связанных с захватом π^--мезонов, на расщепления соответственно легких и тяжелых элементов (см. стр. 166).

Энергетическое распределение электронов, полученное Козинсом и др. [33], показано на фиг. 92. Из первых 40 электронов с энергией меньше 200 *кэв*, обнаруженных в пластинках, облученных космическими лучами, только 3 были связаны с распавшимися мезонами. Поэтому большинство из них было отнесено к захватам μ^--мезонов атомами серебра и брома, приводящим в конечном счете к ядерным поглощениям мезонов. В таком случае следовало считать, что электроны Оже соответствовали переходам мезонов между состояниями, характеризующимися главными квантовыми числами от 4 до 8. Этот результат согласуется с предположением, что обычно мезоны достигают уровня с меньшими энергиями путем радиационных переходов (см. Ферми и Теллер [36]). Частота появления электронов Оже в рассмотренном энергетическом интервале указывает, что они связаны примерно с 40% μ^--мезонов, захватываемых атомами серебра и брома.



Фиг. 92. Энергетический спектр электронов, образующихся при остановке в эмульсии μ^--мезонов космического излучения [33].

Наиболее точные измерения относительной частоты, с которой электроны Оже, возникающие в результате захвата μ^--мезонов элементами эмульсии, могут быть обнаружены экспериментально, были проведены в экспериментах Фрая [34] с частицами, образующимися



Фиг. 93. Энергетический спектр электронов Оже, испускаемых при захвате μ^--мезонов, останавливающихся в эмульсии [34].

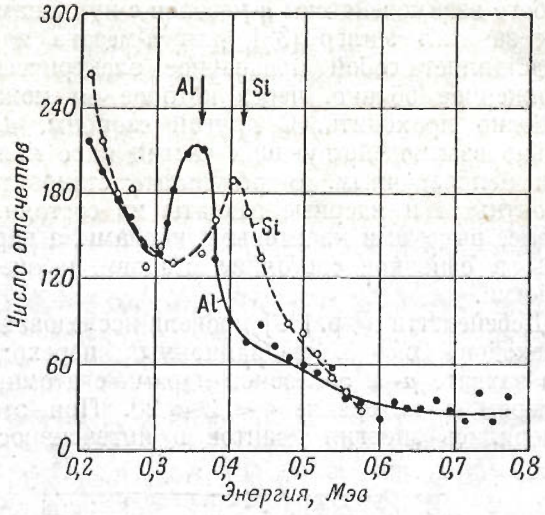
при распаде на лету π^--мезонов, полученных на ускорителе. Из общего числа 1000 μ^--мезонов, остановка которых была зафиксирована в эмульсии, 358 распались с образованием быстрого электрона и 32 образовали „звезды". Из этих 358 случаев, подавляющее большинство которых должно относиться к захватам легкими элементами, в 17 случаях были зафиксированы также следы медленных электронов, связанные со следами μ^--мезонов. Из остальных 610 случаев в 355 не было вообще никаких следов вторичных частиц. В 180 случаях было

зафиксировано по одному, в 57 случаях по два и в 18 случаях по три медленных электрона, следы которых были связаны со следом μ^--мезона.

в) Радиационные переходы. Прекрасной демонстрацией правильности первоначальных представлений о процессах захвата легких мезонов атомами явились результаты исследования излучения, испускаемого при этом захвате. Большая интенсивность источников частиц, получаемых искусственным путем, позволила использовать сцинтилляционные счетчики для регистрации этого излучения. При этом измерялась интенсивность и энергия квантов. Методом, в принципе аналогичным тому, который используется в обычной спектроскопии, были определены энергетические уровни для различных ядер. Типичные результаты показаны на фиг. 94 и 95 (см. Фитч и Рейнуотер [30], Стирнс и др. [37]).

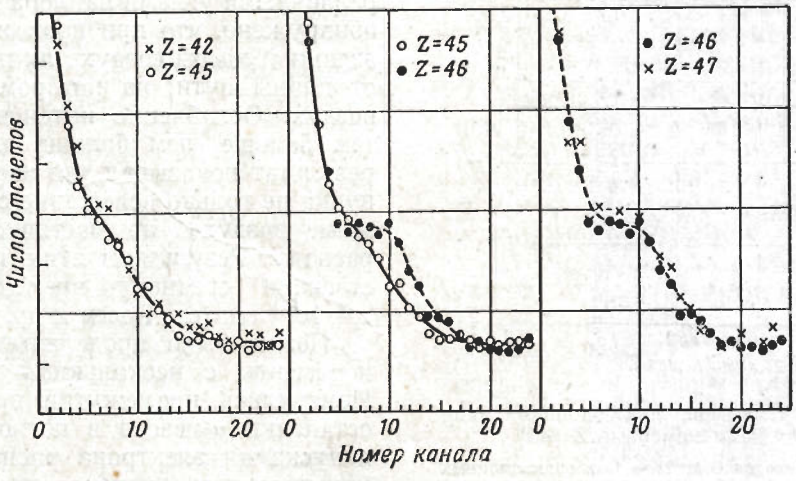
В обычных атомах радиус K-орбиты электрона даже для наиболее тяжелых элементов намного больше диаметра ядра. Поэтому при вычислении энергетических уровней электрона ядро можно рассматривать как точечное. Однако для мезонов орбиты с малыми квантовыми числами могут проходить внутри ядра, что ведет к существенной модификации расположения энергетических уровней.

родного ядра с радиусом $1{,}15 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ *см*, где A — атомный вес (сплошная кривая). Результаты расчета можно сравнить с экспери-



Фиг. 94. Спектр излучения, испускаемого при захвате мезонов атомами [30].

Излучение поглощалось в сцинтилляционном счетчике с образованием фотоэлектронов, которые в свою очередь приводили к образованию света. Полное количество света определялось по величине результирующего электрического импульса от счетчика.
Показан спектр излучения, испускаемого при захвате μ^--мезонов в алюминии и кремнии в результате перехода $2p \rightarrow 1s$. Положения максимумов, вычисленных по обычной формуле Бора, указаны стрелками.



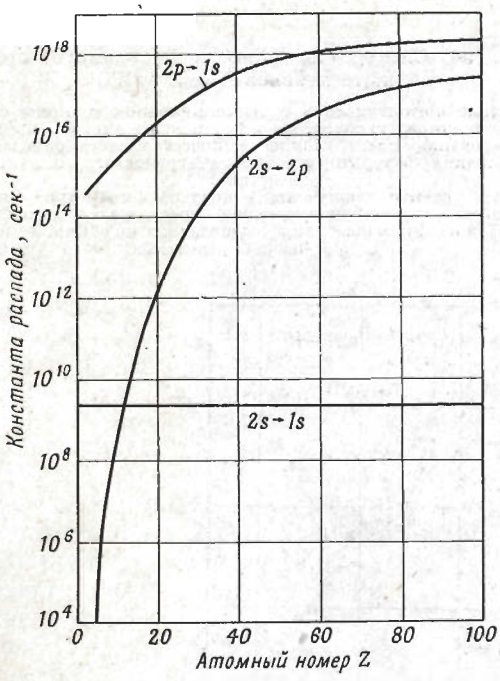
Фиг. 95. Результаты экспериментов по поглощению излучения от мезоатомов [37].

K_π-излучение, образующееся при атомном захвате π-мезонов в литии, пропускалось через водные растворы элементов с атомными номерами $Z = 42$, 45, 46 и 47.
Результаты показывают, что частота K_π-линии Li выше границы обычного K-поглощения родия ($Z = 45$) и ниже соответствующей границы палладия ($Z = 46$), поскольку родиевые фольги сильно поглощают K_π-излучение, в то время как палладиевые не поглощают.

На фиг. 91 показаны значения энергий K_μ-излучения (при переходе $2p \rightarrow 1s$) для различных Z в предположении точечного ядра (штриховая кривая) и в предположении однородного ядра (сплошная кривая). Экспериментальными значениями (обозначены точками). Детальные и точные измерения подобного рода помогут сделать заключение о распределении электрического заряда внутри ядер.

В то время как такие измерения могут быть проделаны и с мезонами других типов, изучение энергетических уровней μ-мезоатомов представляет особый интерес вследствие слабого взаимодействия μ-мезонов с нуклонами. Как заметил Уилер [38], для μ-мезона ядро представляет собой прозрачное электрически заряженное облако, через которое он может свободно проходить. С другой стороны, для сильно взаимодействующих частиц ядро является непрозрачным. В результате становятся вероятными и ядерные захваты из состояний с более высокими квантовыми числами, а переходы в основное состояние становятся очень редкими.

Дебенедетти и др. [39] провели исследование переходов Оже и радиационных переходов при захвате μ- и π-мезонов ядрами с атомным номером в интервале $4 \leqslant Z \leqslant 20$. При этом измерялись энергия квантов и интенсивность



Фиг. 96. Вероятности переходов μ-мезонов для ядер с различными атомными номерами Z [40].

Кривые проведены для переходов Оже $2s \to 1s$ и радиационных переходов типа $2p \to 1s$ и $2s \to 2p$. Из-за конечных размеров ядра и благодаря тому, что μ-мезон часть времени проводит внутри ядра, энергетические уровни $2s$ и $2p$ в μ-мезоатомах расположены в обратном порядке по сравнению с расположением уровней в обычных атомах (вычисления проведены для упрощенной модели и дают только порядок величины вероятностей).

испускаемого излучения. Было найдено, что вероятность радиационных переходов при захвате μ-мезонов мала для малых значений Z и возрастает до примерно постоянной величины при значении $Z \sim 9$. Такая тенденция служит указанием на возрастание роли радиационных переходов по сравнению с переходами Оже при увеличении Z. С другой стороны, в аналогичных экспериментах с π-мезонами относительная вероятность испускания кванта, соответствующего переходу $2p \to 1s$, падает от 30% при $Z = 4$ до нуля при $Z = 11$. Это объясняется возрастанием вероятности ядерного захвата мезона из состояния $2p$ с увеличением Z. Ядерные захваты из состояния $3d$ начинают конкурировать с радиационными переходами $3d \to 2p$ при $Z > 13$ и становятся доминирующими при $Z = 20$. Для более высоких значений Z соответствующие излучения не могут быть зарегистрированы.

Сравнение поведения π^-- и μ^--мезонов в отношении захвата ядром определенного типа показывает, что имеется большая разница в их константах взаимодействия с нуклонами; из этих опытов следует, что отношение соответствующих констант составляет примерно $10^{13} : 1$ (см. Маршак [40]).

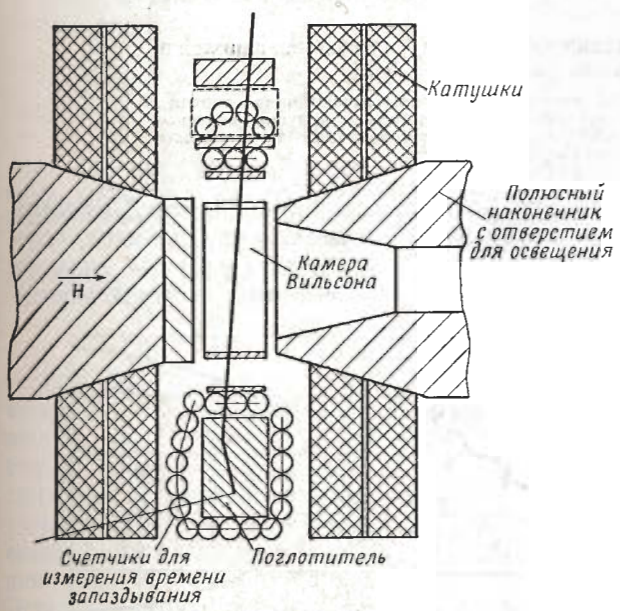
§ 4. Время жизни μ-мезонов

Впервые время жизни μ-мезонов было определено при исследовании поглощения жесткой компоненты космических лучей в атмосфере с помощью счетчиков. Измерения могли проводиться для потоков μ-мезонов, идущих под различными углами наклона к вертикали. Было обнаружено, что при прохождении μ-мезонами заданной массы воздуха их поглощение зависит от длины пути, на котором распределен этот воздух. Ослабление интенсивности оказалось тем больше, чем больше длина пути. Такой результат показывал, что частицы выбывают из пучка не только вследствие столкновений с атомами воздуха, но частично и в результате распада. Результаты этих измерений соответствовали среднему времени жизни частиц $2{,}4 \cdot 10^{-6}$ *сек* (см. Росси и др. [41]).

Позже были проделаны более точные эксперименты с несколькими рядами счетчиков. Измерялись промежутки времени от момента остановки μ-мезона в поглотителе до момента испускания электрона распада. Типичная аппаратура и два примера полученных распределений вторичных электронов по времени запаздывания показаны на фиг. 97 и 98. Положительные и отрицательные μ-мезоны разделялись по отклонению их в магнитном поле и изучались отдельно. Это привело к открытию существенного факта — различного поведения положительных и отрицательных частиц при остановке в легких и тяжелых элементах (см. Конверси и др. [7], см. также стр. 147).

Весьма точные измерения времени жизни μ^+-мезонов были проведены Альварецом и др. [44], которые наблюдали последовательный распад $\pi^+ \to \mu^+ \to \beta^+$ при остановке в сцинтилляционном счетчике положительных π-мезонов, получаемых искусственным путем. Измерялось распределение μ^+-мезонов по времени запаздывания при распаде. В результате для времени жизни μ^+-мезонов получено значение $\tau_{\mu^+} = (2{,}09 \pm 0\,03) \cdot 10^{-6}$ *сек.*[1] С отрицательными частицами подобные эксперименты не могут быть проведены, поскольку при остановке в веществе π^--мезоны почти во всех случаях взаимодействуют с ядром до распада. Однако имеется убедительное доказательство того, что в вакууме времена жизни μ^+- и μ^--мезонов одинаковы.

Как уже отмечалось выше, первые эксперименты по исследованию μ^--мезонов, останавливающихся в различных веществах, показали наличие двух конкурирующих между собой процессов: спонтанного распада и ядерного захвата. Оказалось при этом, что в углероде преобладающим процессом является распад, в железе — ядерный захват.



Фиг. 97. Схематический чертеж установки для измерения времени жизни μ^+-мезонов, останавливающихся в веществе со средним атомным номером.

Для более детального изучения этих процессов были проделаны эксперименты по определению времени жизни мезонов, останавливающихся в веществах с промежуточными атомными номерами. Применявшаяся аппаратура в принципе была аналогична той, которая показана на фиг. 97. В табл. 4 приведены

Таблица 4.

Значение величины f и отношения τ^-/τ^+ для μ^--мезонов, останавливающихся в веществах с различными атомными номерами [40]

Вещество	Z	τ^-, *мксек*	τ^-/τ^+	f
H_2O	8	1,89 ±0,15	0,87 ±0,07	0,83 ±0,08
NaF	10,1	1,28 ±0,12	0,59 ±0,06	0,60 ±0,06
Mg	12	0,96 ±0,06	0,45 ±0,03	0,56 ±0,04
Al	13	0,75 ±0,07	0,34 ±0,03	0,40 ±0,03
S	16	0,54 ±0,12	0,25 ±0,04	0,28 ±0,03

результаты, являющиеся типичными для этих экспериментов. Наблюдаемое изменение времени жизни с увеличением Z объясняется возрастанием вероятности ядерного захвата μ^--мезона до его распада. Была, однако, и другая, альтернативная возможность объяснения полученного результата, заключавшаяся в предположении, что изменение времени жизни с ростом Z вызывается увеличением скорости распада в электрическом поле ядра. Выбор между двумя возможностями был сделан после проведения экспериментов, в которых измерялось не только время жизни в различных веществах, но также и полное число электронов, образующихся при остановке определенного числа положительных и отрицательных μ-мезонов.

Предположим, что убывание числа μ^--мезонов происходит благодаря обоим процессам: распаду и захвату, которые характеризуются „константами распада" k_d и k_c соответственно. Если N — число мезонов, не распавшихся к моменту времени t, то можно записать $dN = -(k_d + k_c)N dt$ и, следовательно, $N = N_0 e^{-(k_d+k_c)t}$, где N_0 — начальное число мезонов в момент времени $t = 0$. Соответствующее время жизни μ-мезонов равно $1/(k_d + k_c)$. Число электронов распада, образующихся в интервал времени от t до $t + dt$, равно

$$N k_d\, dt = N_0\, k_d\, e^{-(k_d+k_c)\,t}\, dt.$$

За период от $t = 0$ до $t = \infty$ образуется полное число электронов распада

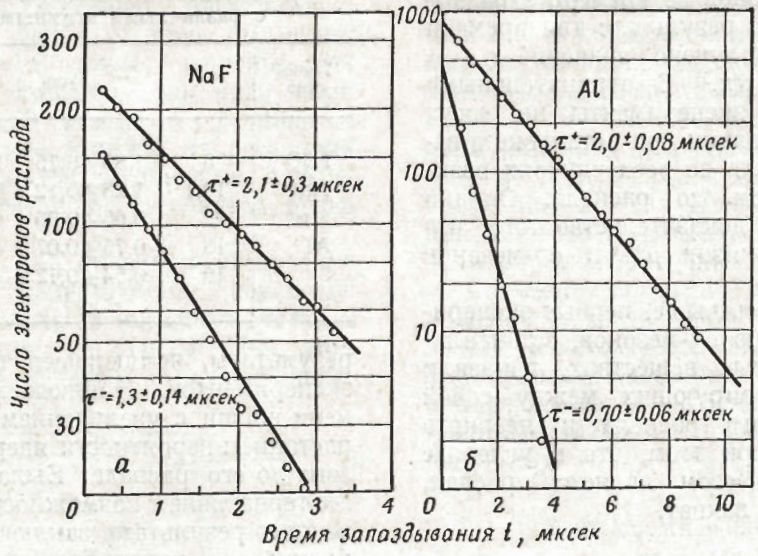
$$k_d N_0 \int_0^\infty e^{-(k_d+k_c)\,t}\, dt = \frac{k_d}{k_d + k_c} N_0.$$

Следовательно, вторичные электроны возникают в результате распада μ-мезонов, составляющих от полного числа μ-мезонов долю $f = k_d/(k_d + k_c)$. Если времена жизни отрицательных и по-

[1] Наиболее точные из определений времени жизни μ^+-мезонов [66*] дают значение $\tau_{\mu^+} = (2{,}220 \pm 0{,}003) \times 10^{-6}$ *сек.* — *Прим. ред.*

ложительных частиц в данном веществе равны соответственно τ^- и τ^+, то можно записать также $\tau^-/\tau^+ = f$, поскольку время жизни положительных частиц определяется только распадом и поэтому $\tau^+ = 1/k_d$.

малых значениях Z константа k_c изменяется приблизительно как Z^4. Зависимость типа Z^4 характерна только для захватов из S-состояния. Это является результатом того, что число протонов, с которыми может провзаимодей-



Фиг. 98. Результаты измерений времени жизни μ^+-мезонов, останавливающихся в веществах со средним атомным номером [54, 54а].

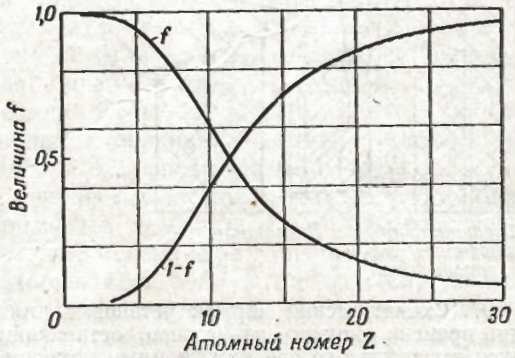
Выполнены на установке, подобной изображенной на фиг. 97. Кривые показывают число частиц, у которых время запаздывания (интервал времени от момента остановки мезона до испускания электрона распада) больше величины, указанной на оси абсцисс. Для NaF использованы данные Тихо и Шайна, для Al — данные Валли.

С другой стороны, если изменение времени жизни вызывается только увеличением скорости распада и при распаде всех μ^--мезонов образуются электроны, то значение f будет равно 1.

Полученные экспериментальные результаты изображены на фиг. 98, где в зависимости от t показано полное число электронов, испускаемых со временем распада больше t, для положительных и отрицательных μ-мезонов, останавливающихся во фтористом натрии и в алюминии. Экстраполированием опытных данных к моменту времени $t = 0$ может быть найдено полное число электронов, а следовательно, и значение f. Характерные результаты для различных поглотителей приведены в табл. 4. Видно, что равенство $f = \tau^-/\tau^+$ выполняется с точностью до экспериментальных ошибок, а это уже исключает гипотезу об увеличении скорости распада.

На фиг. 99 показана зависимость величин f и $1 - f$ (т. е. доли μ^--мезонов, испытывающих соответственно распад или ядерный захват) от атомного номера вещества Z. Видно, что относительная роль обоих процессов быстро изменяется с увеличением Z от 8 до 15. При

ствовать μ^--мезон, пропорционально Z, а вероятность обнаружения мезона внутри ядра, определяемая как $|\psi(0)|^2$, где $\psi(0)$ — значение амплитуды волновой функции частицы, находя-

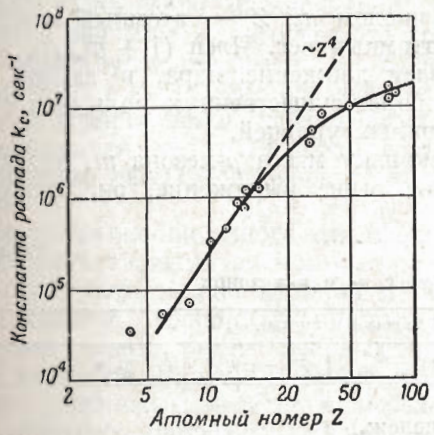


Фиг. 99. Значения доли отрицательных μ-мезонов, которые распадаются с испусканием электрона при остановке в твердых веществах с различными атомными номерами.

Видно очень быстрое изменение относительной доли распадающихся частиц f и доли частиц, взаимодействующих с ядром, $1 - f$, при значениях $Z \sim 12$.

щейся на K-орбите в начале координат, изменяется как Z^3.

Для более тяжелых веществ, в которых большинство μ^--мезонов захватывается, а электронов распада образуется мало, время жизни было определено с помощью сцинтилляционных счетчиков. При этом регистрировался свет, образуемый частицами, испускающимися при ядерном расщеплении после захвата мезона. Например, быстрые нейтроны, образующиеся при расщеплении, могут приводить к образованию протонов отдачи в сцинтилляторе (см. Кейффель и др. [45]). Благодаря этому могут фиксироваться интервалы времени между остановкой мезона и последующим ядерным расщеплением.



Фиг. 100. Изменение константы k_c определяющей время жизни $\tau = 1/k_c$ отрицательных μ-мезонов, останавливающихся в твердых веществах, в зависимости от атомного номера Z [38].

Для тяжелых элементов из-за конечных размеров ядра время жизни приближается к постоянной величине $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ *сек*.

Для наиболее тяжелых элементов константа k_c, определяющая вероятность ядерного захвата, из-за конечных размеров ядра изменяется по закону, отличному от Z^4. Эта константа стремится к предельному значению $\sim 2 \cdot 10^7$, соответствующему среднему времени жизни около $5 \cdot 10^{-8}$ *сек*. Действительные значения k_c для ряда элементов показаны на фиг. 100. Детальная структура ядра оказывает, вероятно, существенное влияние на величину k_c, так что линия, проведенная по экспериментальным точкам, характеризует только общую тенденцию в изменении k_c с атомным номером Z (см. Сард [46]).

Время жизни μ-мезонов слишком велико, чтобы его можно было измерить с помощью фотографического метода. Этот метод трудно было бы применить даже в том случае, если бы не были доступны другие, более эффективные методы.

§ 5. Масса μ-мезона

а) Метод пробега и импульса. Прямое сравнение масс положительных π- и μ-мезонов было проведено Смитом, Бирнбаумом и Баркасом [47] методом, аналогичным тому, который использовался при сравнении массы π-мезона с массой протона (см. стр. 169). В тонкой мишени, бомбардируемой пучком протонов большой энергии в циклотроне, образовывались положительные π-мезоны, часть из которых останавливалась в мишени и распадалась с испусканием положительных μ-мезонов. Некоторые из μ-мезонов могли выходить из мишени. Таким образом, мишень служила источником положительных π- и μ-мезонов относительно небольших энергий. После отклонения магнитным полем циклотрона мезоны обоих типов при условии приблизительно одинаковой скорости попадали в фотографическую эмульсию. В результате можно было сравнить пробеги мезонов в эмульсии и определить отношение масс из соотношения

$$\frac{m_\pi}{m_\mu} = \frac{R_\pi}{R_\mu} = \frac{(H\varrho)_\pi}{(H\varrho)_\mu}$$

(см. стр. 171). Таким способом было получено значение $m_\pi/m_\mu = 1{,}321 \pm 0{,}003$ и соответственно значение $m_\mu = 207{,}1 \pm 1{,}1\, m_e$. Этим методом сравниваются по существу массы π- и μ-мезонов с массой протона, которая, согласно другим экспериментам, равна $m_p = 1836{,}14 \pm \pm 0{,}04\, m_e$.

Описанный выше метод предполагает знание массы протона. Абсолютное определение массы μ-мезона может быть произведено из измерений импульса μ-мезона (p_μ^0), образующегося при распаде π^+-мезона „в покое". Для распада на основании законов сохранения импульса и энергии можно записать

$$p_\mu = p_\nu,$$

$$m_\pi c^2 = E_\mu + E_\nu,$$

где E_μ и E_ν — полные энергии соответственно μ-мезона и нейтрино. Из написанных равенств следует $m_\pi c^2 = \sqrt{p_\mu^2 c^2 + m_\mu^2 c^4} + p_\mu c$. Если величина p_μ измерена, то последнее равенство вместе с отношением $m_{\pi^+}/m_{\mu^+} = 1{,}321$ дают два уравнения, из которых могут быть определены два неизвестных, m_{μ^+} и m_{π^+}. Точные измерения p_μ^0 были проведены Смитом и др. [47], которые сравнили пробеги μ-мезонов, образующихся при распаде π^+-мезонов в эмульсии, с пробегами μ-мезонов приблизительно той же скорости, испускаемых из мишени. Импульсы последних мезонов были известны по их отклонению в магнитном поле. Опреде-

ленная таким образом величина p_μ^0 оказалась равной 29,80 ± 0,06 *Мэв/с*. Соответствующие значения $m_{\pi+}$ и $m_{\mu+}$ равны: $m_{\pi+} = 273{,}5 \pm 1{,}8\ m_e$; $m_{\mu+} = 207{,}1 \pm 1{,}7\ m_e$; $m_{\pi+} - m_{\mu+} = 66{,}41 \pm 0{,}10\ m_e$.

Масса μ^--мезона была также определена Ледерманом и др. [49] при изучении распада π^--мезонов на лету в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле. Для разности масс было получено значение $m_{\pi^-} - m_{\mu^-} = 66 \pm 3m_e$. Из этого результата, а также из значения $m_{\pi^-} = 272{,}8 \pm 0{,}4\ m_e$ следует, что масса отрицательного μ-мезона равна $m_{\mu^-} = 206{,}8 \pm 3m_e$. Эти результаты наряду с другими данными, полученными различными методами, сведены в табл. 5. По поводу оценки точности определения масс различными методами см. обзор Кроува [50], где приведены наиболее точные значения масс легких мезонов.

б) Спектроскопия μ-мезоатомов. Масса μ-мезона может быть определена из спектроскопического исследования фотонов, возникающих при радиационных переходах в μ-мезоатомах. Как было показано выше, значения энергетических уровней в состояниях с малыми квантовыми числами зависят от распределения заряда в ядре. Однако для состояний с большими квантовыми числами этот эффект очень мал, и частота испущенного излучения с хорошей точностью дается обычным приближением Бора

$$h\nu = \frac{2\pi^2 m_\mu Z^2 e^4 c}{h^2(1 + m_\mu/A)}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right),$$

где $h\nu$ — энергия кванта, испускаемого в результате перехода μ-мезона с массой m_μ из состояния с квантовым числом n_1 в состояние с квантовым числом n_2, Z — атомный номер ядра, A — атомный вес. Член $(1 + m_\mu/A)$, который учитывает движение ядра, в данном случае играет более существенную роль, чем в случае электронных уровней.

Поскольку масса μ-мезона m_μ входит в написанное выше выражение, она может быть

Таблица 5

Результаты наиболее точных измерений масс π- и μ-мезонов

Метод	Массы, в единицах m_e					
	$m_{\pi+}$	$m_{\pi-}$	$m_\pi - m_\mu$	$m_\pi - m_{\pi^0}$	$m_{\mu+}$	$m_{\mu-}$
Сравнение пробегов протонов и π-мезонов в эмульсии [47, 48]	273,3 ± 0,3	272,8 ± 0,4	(полож.) 66,41 ± 0,10		206,9 ± 0,4	
Распад на лету в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле [49]			(отриц.) 66 ± 3			
Исследование γ-квантов, образующихся в реакции $\pi^- + p \to n + \gamma$ (или π^0) с помощью спектрометра пар [51]		275,2 ± 2,5		10,6 ± 3		
Угловая корреляция γ-квантов, образующихся в реакции $\pi^- + p \to n + \pi^0$ [52]				8,8 ± 0,6		
Исследование с помощью спектрометра пар γ-квантов из реакции $\pi^- + p \to n + \gamma$ [53]		272,7 ± 0,4				
Рентгеновские спектры μ-мезоатомов (верхняя и нижняя границы) [42,55]		272,2 273,5				206,9 208,9
Граница β-спектра μ^+-мезонов [21]					207,1 ± 0,8	
Измерение в эмульсии пробега π^+-мезонов, образующихся в реакции $p + p \to \pi^+ + d$ [56, 57]	275,1 ± 2,5					

определена из измерения энергии фотонов для известного перехода. Ввиду того, что интенсивность испускаемого излучения в проводившихся до сих пор экспериментах была мала, а точность методов, использующих сцинтилляционные счетчики, ограничена, энергия излучаемых квантов определялась методом поглощения. Предположим, к примеру, что частота испускаемого излучения несколько превышает частоту, соответствующую границе обычного K-поглощения элемента с атомным номером Z_a. В таком случае излучение будет сильно поглощаться в тонком слое этого вещества. И, наоборот, если частота меньше предельной частоты поглощения, будет наблюдаться только небольшое уменьшение интенсивности. Определив такое значение Z_a, что частота границы K-поглощения будет для элемента с Z_a больше, а для элемента с $Z_a + 1$ меньше частоты испускаемого излучения, можно найти соответствующие пределы для частоты ν, а следовательно, и для значения массы μ-мезона m_μ (см., например, фиг. 95)[1].

В экспериментах описанного типа при использовании одного элемента с атомным номером Z можно определить только верхний и нижний пределы массы m_μ. Однако эти пределы можно значительно сузить, если использовать несколько элементов. Варьируя значения Z и Z_a, используя различные квантовые переходы и введя небольшие поправки на поляризацию вакуума, Козлов и др. [42] показали, что значение m_μ заключено в пределах от $208{,}9\, m_e$ до $206{,}9\, m_e$. Этот результат находится в хорошем согласии со значением, полученным при наиболее точных измерениях другими методами, а именно $206{,}9 \pm 0{,}2\, m_e$.

в) Граница электронного спектра при распаде μ^+-мезонов. Если исходить из экспериментально найденного значения максимальной энергии электронов, образующихся при распаде μ^+-мезонов, и значения массы m_μ, то, как уже отмечалось выше, на основании законов сохранения можно прийти к выводу о том, что обе нейтральные частицы, сопровождающие электрон распада, имеют очень малую массу покоя. Если же, наоборот, принять, что эти нейтральные частицы являются нейтрино с равными нулю массами покоя, то найденное значение границы спектра может быть использовано для определения массы положительного μ-мезона. Электрон образуется с максимальной энергией при вылете обоих нейтрино в противоположных направлениях. Максимальная энергия электрона, а следовательно, и его импульс определяют импульс двух нейтрино. Таким образом может быть определена полная энергия, выделяющаяся при распаде. Соответствующее значение массы положительного μ-мезона оказывается равным $207 \pm 0{,}8\, m_e$ (см. Сагане и др. [21]).

Результаты измерений различными методами находятся в хорошем согласии и свидетельствуют о том, что массы положительного и отрицательного μ-мезонов равны с хорошей точностью $207\, m_e$.

§ 6. Ядерные взаимодействия μ-мезонов

Первые указания на присутствие некоторой доли μ-мезонов среди частиц, образующих „σ-звезды" в фотопластинках, облученных космическими лучами на высотах гор, были получены при изучении направления движения μ^--мезонов. В эмульсиях со стеклянной подложкой следы редко могут быть прослежены от пластинки к пластинке. Однако направление следа частицы при входе ее в эмульсию дает указание о направлении входа частицы в стопку. В большинстве случаев ошибки в определении этого направления, вызываемые влиянием многократного рассеяния, не очень велики. Поэтому при облучении космическими лучами пластинки окружались блоками свинца так, чтобы сверху и снизу они оставались открытыми. Было обнаружено, что большинство зарегистрированных σ-мезонов входило в пластинки по направлениям, близким к горизонтали. Это соответствовало тому, что σ-мезоны образовывались в свинце. С другой стороны, когда стали выделять „σ-звезды" лишь с одной вторичной заряженной частицей, был обнаружен значительный поток звездообразующих частиц, направленный сверху вниз под малыми углами к вертикали. Разумно было предположить, что эти частицы составляли часть потока μ-мезонов проникающей компоненты, которая на высотах гор была сильно коллимирована (см. Камерини и др. [59]).

Решающее доказательство существования ядерных расщеплений, вызываемых μ^--мезонами, дали эксперименты Джорджа и Эванса [15, 15а, 60], проведенные под землей. На глубине, эквивалентной 40 $м$ воды, поток заряженных частиц состоит почти целиком из μ-мезонов и продуктов их распада. При проведении подобных экспериментов не имеет смысла использовать пластинки, изготовленные на поверхности земли. За период времени от изготовления до экспозиции под землей, даже если это время сделано минимально коротким,

[1] Подобным методом было произведено чрезвычайно точное определение массы μ-мезона [66*] и получено значение $m_\mu = (206{,}76 \pm 0{,}02) m_e$. — *Прим. ред.*

пластинки облучаются на поверхности земли настолько сильно, что этот „фон" обычно в значительной степени превышает по интенсивности ожидаемое облучение под землей. Поэтому эмульсии изготовлялись, экспонировались и обрабатывались под землей, так что полностью исключалась возможность облучения пластинки на поверхности.

В результате весьма трудоемкого просмотра полученных таким образом пластинок было найдено тридцать σ-мезонов. Распределение



Ф и г. 101. Распределение по числу лучей для „σ-звезд", образуемых при ядерном захвате останавливающихся в эмульсии отрицательных μ-мезонов.

В основном образуются „звезды" с числом лучей 0 и 1; это резко отличается от соответствующих результатов для π^--мезонов (см. фиг. 105). Можно считать, что некоторые из очень редко встречающихся „звезд" с тремя и четырьмя лучами образованы при взаимодействии μ^--мезонов с легкими элементами. В углероде ядерный захват осуществляется, согласно Фраю, с вероятностью около 6% (см. фиг. 99).

найденных „звезд" по числу лучей или среднее число заряженных частиц, возникающих при расщеплениях, сильно отличались от соответствующих распределений в пластинках, облученных на уровне моря (см. фиг. 101 и для сравнения фиг. 105). Большинство регистрируемых расщеплений соответствует испусканию протонов с возможной примесью дейтронов. Испускаются также и α-частицы. Наблюдаемое распределение „звезд" по лучам нуждается, вообще говоря, в некоторой поправке ввиду небольшой примеси π^--мезонов, которые могут образовываться из немногочисленных ядерных расщеплений, вызываемых μ-мезонами под землей.

Аналогичные результаты с гораздо большим статистическим весом были получены Моринагой и Фраем [61], а также Шерманом и др. [62] в экспериментах с μ^--мезонами, образующимися при распаде на лету π^--мезонов, полученных на фазотроне (см. фиг. 101). Моринага и Фрай тщательно обследовали 24 000 оканчивающихся в эмульсии следов отрицательных μ-мезонов и нашли, что в 591 случае (2,4%) μ^--мезоны вызывали ядерные расщепления с испусканием регистрируемых в эмульсии частиц. Ими было определено энергетическое распределение вторичных протонов и α-частиц. Как оказалось, это распределение согласуется с предположением, что обычная энергия возбуждения ядер серебра и брома равна ~ 15 *Мэв* и лишь в очень редких случаях ядро возбуждается на ~ 25 *Мэв*.

Основная методическая проблема в подобных экспериментах с искусственно получаемыми мезонами заключается в установлении факта, что редко наблюдаемые расщепления вызываются действительно μ^--мезонами, а не образуются за счет малой примеси π^--мезонов. Эта задача была разрешена следующим образом. С помощью магнитного поля из общего пучка выделялись как μ-мезоны, образующиеся при распаде на лету отрицательных π-мезонов, так и π-мезоны с тем же значением импульса. Прежде чем попасть на фотопластинки, мезоны проходили через медный поглотитель. Поскольку пробег μ-мезонов был примерно на 30% больше пробега π-мезонов, можно было разделить оба типа мезонов.

Было предположено, что все трех- и четырехлучевые „σ-звезды" в эмульсии, вызываемые, как предполагалось, μ^--мезонами, были образованы на самом деле π^--мезонами. Таким образом была получена верхняя граница примеси π^--мезонов в пучке. Затем были исследованы „звезды", вызываемые отождествленными π^--мезонами, причем в гораздо большем количестве, чем „звезды" от предполагаемых μ^--мезонов. В результате не было найдено „σ-звезд", характеристики которых были бы сходны с характеристиками двух- и трехлучевых „звезд" от предполагаемых μ^--мезонов. Таким образом, почти с полной уверенностью можно было считать, что μ^--мезоны идентифицировались правильно.

Из фиг. 101 видно, с какой частотой расщепления, вызываемые ядерным взаимодействием μ^--мезонов, сопровождаются вылетом двух или трех заряженных частиц. Многие из двухлучевых „звезд" образованы быстрыми протонами и остаточными ядрами отдачи, следы которых сильно различаются по длине. Большинство этих расщеплений должно быть отнесено к случаям захвата легкими элементами, поскольку энергия ядер отдачи серебра и брома слишком мала, чтобы мог образоваться различимый след.

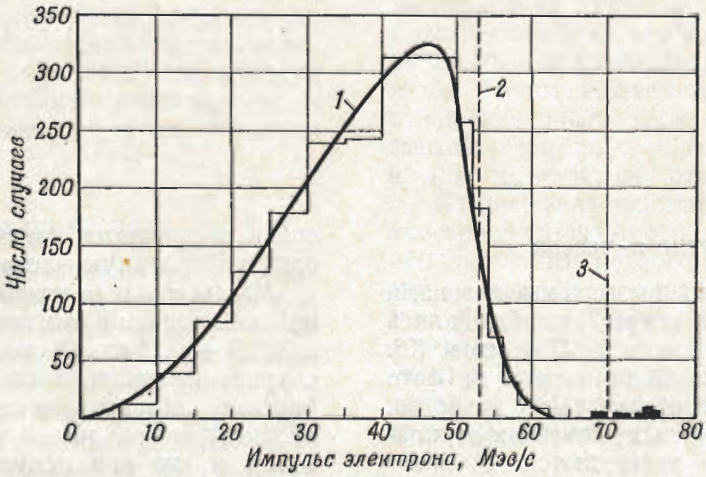
Помимо заряженных частиц при ядерном захвате μ^--мезонов образуются также нейтроны. Эксперименты, проведенные со счетчиками

под землей (на глубине 20 *м* водного эквивалента), показали, что при расщеплении образуется от одного до двух нейтронов в зависимости от типа ядра, захватывающего мезон.

Описанные результаты свидетельствуют о том, что только небольшая часть энергии, освобождающейся при исчезновении массы покоя μ^--мезона, передается нуклонам расщепляемого ядра. Считается, что обычно μ^--мезон взаимодействует с одним протоном по схеме $p + \mu^- \to n + \nu^0$. По закону сохранения импульса большая часть освобождающейся энергии должна уноситься нейтрино. Однако если учесть движение нуклонов внутри ядра, т. е. энергию ~ 20 *Мэв*, то ожидаемая средняя энергия нейтронов оказывается равной также ~ 20 *Мэв*. Если нейтрон испускается из начального ядра, не испытав столкновений с другими нуклонами, то видимого расщепления не образуется. Джордж и Эванс изучали также ядерные взаимодействия быстрых μ-мезонов под землей, но этот вопрос будет рассматриваться в гл. 13.

нов, образующихся при ядерных взаимодействиях в атмосфере. Кроме того, небольшая их часть образуется при распаде тяжелых мезонов и, в частности, при прямом распаде K-мезонов по схемам $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu 2}$.

События, изображенные на фото 61 и 62, были зарегистрированы в период 1951—1952 гг. На основании данных, приведенных в подписях к фотографиям, эти случаи были предварительно интерпретированы как непосредственное образование μ-мезонов при ядерных расщеплениях. Однако после того, как был обнаружен прямой β-распад π-мезонов (см. Фадзини и др. [63]), появилась возможность другого объяснения. В свете этих более поздних данных весьма возможно, что оба случая являются первыми зарегистрированными случаями β-распада π^+-мезона, которые не были правильно идентифицированы. Нельзя все же исключить и другую возможность, так как из измерений вдоль следов нельзя было определить ни массу частиц с достаточной степенью точности, ни энергию электронов.



Фиг. 102. Энергетическое распределение электронов от распада легких мезонов, останавливающихся в пузырьковой камере, помещенной в магнитное поле [58].

Определялось энергетическое распределение электронов лишь для тех случаев, когда *нельзя* было различить вторичных μ-мезонов. Непрерывное распределение относится к 1766 случаям обычных распадов $\pi \to \mu \to e$, однако в шести случаях (из 65 000) электроны распада имели энергии ~ 70 *Мэв* (зачерненная гистограмма).

1 — теоретический спектр μ-распада при $\varrho = 0{,}75$; *2* — $p_{\text{макс.}} = 52{,}9$ *Мэв/с* для μ-распада; *3* — $p_{\text{макс.}} = 69{,}8$ *Мэв/с* для $\pi \to e$-распада.

§ 7. Происхождение μ-мезонов

Большинство μ-мезонов, составляющих проникающую компоненту космического излучения, являются продуктами распада на лету π-мезо-

На фиг. 102 приведены результаты исследования распада L-мезонов в водородной пузырьковой камере. Видно, что наряду с энергетическим распределением электронов от распада μ-мезонов существует моноэнергетическая группа электронов с энергией ~ 70 *Мэв*, образующихся при распаде $\pi \to e + \nu$.

Глава 8

ПИ-МЕЗОНЫ

§ 1. Открытие π-мезона

Ядерные расщепления, вызываемые мезонами в конце их пробега, впервые наблюдались Перкинсом [1] и Оккиалини и Пауэллом [2]. Две из первых фотографий приведены на фото 63 и 64. К тому времени уже было известно, что при остановке в тяжелых элементах отрицательные μ-мезоны не распадаются с испусканием электрона (см. Конверси и др. [3]). Было предположено, что они захватываются атомами и взаимодействуют с их ядрами. Наблюдавшиеся расщепления, образованные в эмульсии медленными частицами с массой $200 - 300\ m_e$, были поэтому приписаны ядерным захватам μ^--мезонов атомами тяжелых элементов (серебра, брома или с меньшей вероятностью серы и йода). Хотя такие процессы и происходят, большинство расщеплений, как теперь известно, были на самом деле вызваны отрицательными π-мезонами.

Существование π-мезона было установлено в 1947 г. по характерной схеме распада $\pi \to \mu$ Латтесом, Мюирхедом, Оккиалини и Пауэллом [4, 5] (см. фото 65 и 66). Было показано, что при распаде испускаются μ-мезоны с постоянной или приблизительно постоянной скоростью. Отклонения отдельных значений пробегов от среднего значения могли быть объяснены „стрэглингом". На фиг. 26 показана гистограмма распределения по пробегам для 500 μ-мезонов, образующихся при распаде π-мезонов в покое. Средний пробег μ-мезонов равен $596 \pm 1\mu$, что соответствует средней энергии испускаемых μ-мезонов 4,12 *Мэв*.

Постоянная скорость μ-мезонов при их испускании свидетельствует о том, что родительские π-мезоны обычно замедляются до очень малых скоростей перед распадом в эмульсии и распадаются каждый на μ-мезон и лишь одну нейтральную частицу (см. стр. 164 и 165).

Массы π- и μ-мезонов были впоследствии найдены равными соответственно $273{,}3 \pm 0{,}15\ m_e$ и $206{,}9 \pm 0{,}15\ m_e$. Отсюда на основании законов сохранения энергии следует, что нейтральная частица, обеспечивающая баланс импульсов, обладает очень малой массой покоя (меньше $5\ m_e$) и что она испускается с кинетической энергией около 30 *Мэв*. Таким образом, если эта частица является одной из частиц, существование которых установлено или общепринято, то она должна быть либо фотоном, либо нейтрино. Как было показано О'Келли [6], процесс с испусканием одного фотона должен быть очень редким. Таким образом, схема распада π-мезона может быть записана в виде

$$\pi \to \mu + \nu^0,$$

где символ ν^0 означает нейтрино, т. е. нейтральную частицу с очень малой или равной нулю массой покоя (см. стр. 165).

В настоящее время известно, что спин π-мезона равен нулю. Общепринято также, что μ-мезон и нейтрино имеют полуцелые спины. Таким образом, характеристики распада π-мезона с большой вероятностью свидетельствуют в пользу нейтрино, поскольку все законы сохранения (импульса, энергии и спина) приводят с необходимостью к предположению о его существовании.

В ранних экспериментах с космическими лучами не представлялось возможным определить знак заряда π-мезонов, которые распадаются в эмульсии. Однако было предположено, что они являются положительными, а большинство мезонов, которые вызывают расщепления и которые, как было обнаружено, встречаются приблизительно в таком же количестве,

как и распадающиеся мезоны, являются отрицательными (см. Латтес и др. [5]). Эта точка зрения была подтверждена экспериментами с искусственно образованными π-мезонами, знак заряда которых можно было устанавливать по их отклонению в магнитном поле (см. Гарднер и Латтес [7]). Аналогичные в принципе эксперименты, проведенные впоследствии Франчинетти [8], привели к тем же результатам для мезонов, образуемых космическим излучением.

Фраем [9] было показано, что около 0,03% π-мезонов, распадающихся в эмульсии, испускают μ-мезоны с энергиями, значительно меньшими 4 *Мэв*. Принято считать, что в этих случаях недостающая энергия уносится фотоном (см. стр. 164).

§ 2. Распад π-мезона по схеме $\pi \to \mu + \nu^0$

Первые обнаруженные случаи π — μ-распада свидетельствовали о новом фундаментальном процессе с участием двух типов мезонов разной массы — процессе, в котором вторичный мезон всегда испускается с одинаковой скоростью, а его импульс компенсируется импульсом одной нейтральной частицы. Однако были и другие возможные объяснения. В то время не было установлено, что массы мезонов различны. В частности, нельзя было полностью исключить, что мезоны являлись частицами одного и того же типа, одна из которых получала энергию при взаимодействии с ядром в результате обмена зарядами (см. Франк [10]).

После того как в течение нескольких месяцев было найдено еще 12 случаев с аналогичными характеристиками, появилась возможность установить, что два мезона имели разные массы (см. Латтес и др. [11]). Было предположено, далее, что вторичные μ-мезоны идентичны мезонам, составляющим проникающую компоненту космических лучей и имеющим массу около 210 m_e. При этом предположении энергия и импульс μ-мезона могли быть определены по его наблюдаемому пробегу. Первые измерения масс двух типов мезонов, основанные на использовании зависимости плотности зерен в следе от пробега частицы, дали значение $m_\pi/m_\mu \sim 1{,}65 \pm 0{,}15$ (см. Латтес и др. [11]). С другой стороны, методом многократного рассеяния и пробега было получено значение $m_\pi/m_\mu \sim 1{,}35$ (см. Голдшмидт-Клермон и др. [12]). В то время более надежным считался первый из приведенных результатов. На основании законов сохранения следовало, что масса нейтральной частицы была около 100 m_e. Так, если m_π, m_μ, m_ν означают массы покоя π-мезона, μ-мезона и нейтральной частицы соответственно, то на основании законов сохранения можно записать

$$m_\pi c^2 = m_\mu c^2 + T_\mu + m_\nu c^2 + T_\nu$$

и

$$p_\mu = p_\nu,$$

где T_μ и T_ν — кинетические энергии μ-мезона и нейтральной частицы, p_μ и p_ν — их импульсы. При выбранной величине m_μ значения T_μ, а следовательно, p_μ и p_ν можно определить по среднему пробегу μ-мезонов, используя соотношение пробег—энергия. Для любого значения m_ν можно определить $m_\nu c^2 + T_\nu$, а затем и m_π. Таким образом можно было определить отношение m_π/m_μ для сравнения с экспериментом. При $m_\nu = 0$ отношение $m_\pi/m_\mu \sim 1{,}33$, а для $m_\nu = 100\, m_e$ отношение $m_\pi/m_\mu \sim 1{,}65$.

Позднее значение массы m_π было определено усовершенствованными методами, возможность использования которых появилась, когда частицы были получены искусственным путем (см., например, Баркас, Браднер и др. [13—16]). π-мезоны отклонялись магнитным полем известной напряженности, а массы мезонов определялись по пробегам частиц с известным импульсом. Полученные результаты свидетельствовали о том, что масса покоя нейтральной частицы, компенсирующей импульс μ-мезона, мала или равна нулю.

Точное значение массы нейтральной частицы очень трудно получить из измерений m_π и m_μ. Так, для полной энергии нейтральной частицы E_ν можно записать

$$E_\nu = (m_\pi - m_\mu)\, c^2 - T_\mu.$$

Масса покоя этой частицы определяется равенством

$$m_\nu c^2 = \sqrt{E_\nu^2 - p_\nu^2 c^2},$$

или в другой форме

$$m_\nu^2 = (m_\pi - m_\mu)^2 - \frac{2 m_\pi T_\mu}{c^2}.$$

Таким образом, она вычисляется как корень квадратный из разности двух больших величин и поэтому подвержена большим ошибкам. Если, например, значения масс покоя m_π и m_μ известны с точностью до $\pm 0{,}2\, m_e$, то о массе покоя нейтральной частицы можно сказать лишь, что она меньше $\sim 6\, m_e$.

Когда в более поздних экспериментах были получены сильные доводы в пользу того, что нейтральная частица является нейтрино с массой $m_\nu = 0$, стало возможным использовать очень эффективный метод определения разницы $m_\pi - m_\mu$ на основании экспериментально найденного значения пробега μ-мезонов R_μ,

значения T_μ, которое следует из R_μ, и соотношения

$$T_\mu = \frac{(m_\pi - m_\mu)^2 c^2}{2m_\pi}.$$

Так, пусть R_μ определено для стандартной эмульсии с относительной точностью 1 : 600 ($595 \pm 1\mu$). Тогда, используя точное соотношение пробег—энергия и предполагая m_μ точно известным, можно определить T_μ с точностью $1 : 10^3$. Поскольку

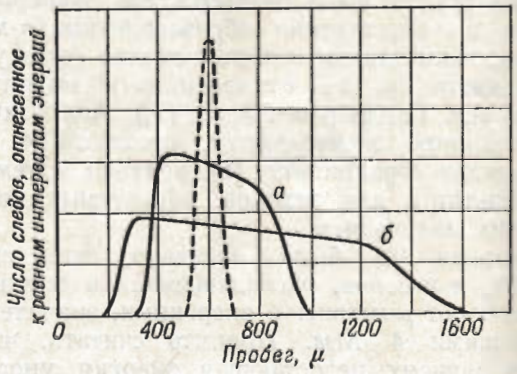
$$\frac{\Delta T_\mu}{T_\mu} = \frac{2\Delta m_\pi}{m_\pi - m_\mu} - \frac{\Delta m_\pi}{m_\pi},$$

то $\Delta m_\pi / m_\pi$ составляет около 1 : 7000, а разность $m_\pi - m_\mu$ определяется с точностью до 0,04 m_e. В прецизионных экспериментах значения p_μ можно определять методом магнитного отклонения, который дает более точные значения T_μ, чем при определении T_μ по среднему пробегу.

а) Распад на лету и радиационный распад. Помимо основной группы μ-мезонов, образующихся при распаде π-мезонов и обладающих пробегами от 480 до 700μ в стандартной эмульсии, имеется небольшое количество мезонов с очень большими и очень малыми пробегами (см. Фрай [9]). Отклонения отдельных пробегов от среднего в таких случаях настолько большие, что не могут быть объяснены страглингом. Принято считать, что такие μ-мезоны образуются благодаря одному из следующих двух процессов.

1. Распад π-мезонов на лету. Зная время жизни π-мезонов (около $2{,}5 \cdot 10^{-8}$ *сек*), можно вычислить вероятность того, что π-мезон распадается до остановки в эмульсии. Такой распад на лету будет, вообще говоря, приводить к образованию μ-мезона со скоростью, большей или меньшей нормальной. Действительные значения скорости будут зависеть от угла испускания μ-мезона по отношению к направлению движения π-мезона в момент распада. Ожидаемый порядок величины этого эффекта иллюстрируется кривыми на фиг. 103, которые показывают распределения пробегов, вычисленные в предположении, что все π-мезоны распадаются в эмульсии при остаточном пробеге 1μ (кривая *а*) или 10μ (кривая *б*). При расчете кривых предполагалось, что μ-мезоны испускаются изотропно в системе π-мезона.

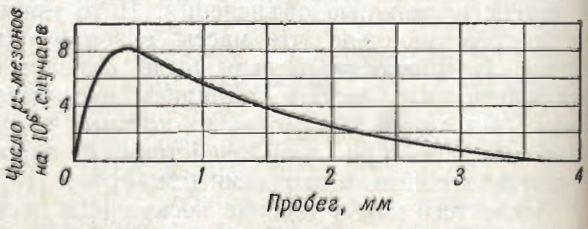
Аналогичные оценки для всех значений скорости родительского π-мезона в момент распада позволяют вычислить ожидаемое распределение пробегов μ-мезонов, исходя из константы распада π-мезонов. Результаты таких вычислений приведены на фиг. 104. Количество экспериментально наблюдаемых длинных следов равно ожидаемому числу в пределах статистических ошибок.



Фиг. 103. Расчетные распределения по пробегам для μ-мезонов, образуемых при распаде π-мезонов на расстоянии 1μ (*а*) и 10μ (*б*) до конца пробега.

Штриховая кривая соответствует распаду в покое.

2. Согласно электромагнитной теории, заряженная частица при ускорении излучает. Следовательно, при внезапном испускании μ-мезона должно возникать электромагнитное излучение. Фотоны образуются обычно с малыми энергиями, так что они не приводят к легко



Фиг. 104. Распределение по пробегам для μ-мезонов, образующихся при распаде π-мезонов, движущихся в фотоэмульсии с начальной энергией 1 *Мэв*.

Время жизни π-мезонов принято равным $2{,}5 \cdot 10^{-8}$ сек.

обнаруживаемым эффектам в фотографической эмульсии. Однако в отдельных случаях их энергия может быть достаточно большой, чтобы привести к заметному уменьшению энергии μ-мезона.

μ-мезоны, образующиеся при втором процессе, можно, вообще говоря, отличать от μ-мезонов, обусловленных первым процессом, при помощи следующих рассуждений. μ-мезон с коротким пробегом, образующийся при распаде на лету, должен испускаться в направлении, противоположном направлению движения родительского π-мезона. Следовательно, если след μ-мезона направлен явно вперед, то можно утверждать, что почти наверняка распад сопровождался испусканием фотона. Такой способ идентификации не является однозначным, поскольку π-мезон движется с малой скоростью

и поэтому имеется конечная вероятность того, что перед самым распадом он рассеялся на большой угол. Если распад последовал сразу после рассеяния π-мезона, то изменение направления его движения нельзя обнаружить по следу мезона.

Среди 11 800 π^+-мезонов, остановившихся в эмульсии, Фрай [20] обнаружил 6 случаев распада на лету и 6 случаев радиационного распада. В работе Фрая и др. [20а] сообщалось о наблюдении одного случая π—μ-распада, в котором, помимо μ-мезона, образовалась электронно-позитронная пара, исходящая как бы из точки остановки π-мезона. Такой процесс второго порядка, в котором вместо γ-квантов появляются электронно-позитронные пары, происходит с вероятностью 1% по отношению к процессу с испусканием γ-квантов (см. стр. 169).

б) Природа нейтральной частицы, испускаемой при распаде заряженного π-мезона. Массы π- и μ-мезонов и энергия μ-мезонов, образующихся при распаде π-мезонов в покое, свидетельствуют о том, что масса покоя нейтральной частицы, сопровождающей распад, мала или равна нулю. Если не учитывать закон сохранения спина, то можно сказать, что эта частица могла быть нейтрино или фотоном. Поскольку фотоны могут образовывать электронно-позитронные пары в кулоновском поле ядер, можно различить, какая из этих двух возможностей имеет место.

Предположим, что нейтральная частица является действительно фотоном. Его энергия должна составлять около 30 *Мэв*, а направление вылета быть вполне определенным. Следовательно, любая электронно-позитронная пара, образующаяся при конверсии этого кванта, должна в пределах ошибок измерения возникать на линии, определяемой направлением движения испускаемого μ-мезона. Более того, эта линия должна в узких пределах совпадать с биссектрисой угла раскрытия пары, а угол раскрытия пары должен находиться в соответствии с энергией родительского γ-кванта ~ 30 *Мэв*. Эти условия являются достаточно сильными, и очень мало вероятно, чтобы γ-квант, не относящийся к π-мезону, привел бы к образованию пары, случайно удовлетворяющей всем требованиям.

О'Келли [6] произвел поиски электронно-позитронных пар в объеме эмульсии вблизи линии полета нейтральных частиц для 250 наиболее подходящих случаев распада π^+-мезонов. Он не обнаружил ни одной такой пары в условиях, когда следовало бы ожидать 5 пар, если бы нейтральной частицей, компенсирующей импульс μ-мезона, был во всех случаях γ-квант.

Этот результат можно было рассматривать как веский аргумент в пользу того, что нейтральной частицей является в большинстве случаев не γ-квант. Поэтому обычно принято считать ее идентичной с нейтрино β-распада.

При этом исследовании О'Келли обнаружил пару заряженных частиц (см. фото 69), которые образовались в точке, близко расположенной к линии движения нейтральной частицы. Более того, биссектриса угла раскрытия пары была близка к ожидаемой линии движения нейтральной частицы. Было, однако, очень трудно допустить, что эта пара являлась электронно-позитронной парой, образовавшейся в результате конверсии γ-кванта с энергией 30 *Мэв*. Это связано с тем, что, во-первых, плотность зерен в обоих следах была значительно больше минимальной, и, во-вторых, частицы, образующие оба следа, внезапно останавливались в эмульсии. При этом в следах не наблюдалось возрастания ионизации, характерного для заряженной частицы в конце ее пробега. Ни одного аналогичного случая больше не было зафиксировано. И теперь кажется вполне достоверным, что эти два следа были образованы двумя сильно ионизующими частицами, испущенными при ядерном расщеплении в то время, когда пластинки были разбухшими либо во время сушки после их изготовления, либо непосредственно перед или во время проявления. Такие следы, образованные сильно ионизующими частицами и называемые иногда „доисторическими", имеют плотности зерен в эмульсии, сравнимые с наблюдаемыми значениями. Такое объяснение находится в согласии с наблюдаемым рассеянием и отсутствием всякого возрастания ионизации в конце пробега. Наблюдаемые плотности зерен соответствуют эмульсии, разбавленной водой в 5 раз по сравнению с эмульсией нормальной толщины.

в) β-распад π^+-мезона. Несмотря на то, что π^+-мезон обычно распадается по схеме $\pi \to \mu + \nu$, имеются теоретические основания считать существующей, хотя и очень редко осуществляющейся, также схему прямого β-распада $\pi^+ \to \beta^+ + \nu^0$. Локанатан и Штейнбергер [21] провели эксперимент со счетчиками с целью обнаружить этот процесс и пришли к заключению, что он происходит с относительной частотой, меньшей $1 : (2 \cdot 10^4)$ (см. также работы Фридмана и Рейнуотера [22] и Касселса [23]).

Ввиду того, что по теоретическим соображениям прямой β-распад π-мезона должен

осуществляться с вероятностью около 1 : 8000, Фадзини и др. [24], работая на фазотроне в ЦЕРНе, провели эксперимент со счетчиками для обнаружения этого процесса. Основная трудность в подобного рода экспериментах состоит в том, что любые электроны, образующиеся при прямом β-распаде π-мезона, будут сопровождаться очень большим фоном, возникающим при обычной цепи распадов $\pi \to \mu \to e$. Однако их можно в принципе идентифицировать благодаря следующим фактам:

1) электроны, возникающие от β-распада π-мезона, должны иметь одинаковые энергии порядка 70 *Мэв* в отличие от электронов, возникающих при μ—e-распаде, энергии которых распределены вплоть до максимального значения, равного 52,3 *Мэв*;

2) число этих электронов должно изменяться со временем по экспоненциальному закону в соответствии со средним временем жизни π-мезона ($2{,}6 \cdot 10^{-8}$ *сек*), а не μ-мезона;

3) при β-распаде π-мезона в цепи распадов участвуют только две заряженные частицы, в то время как при обычном распаде — три (см. также фото 62).

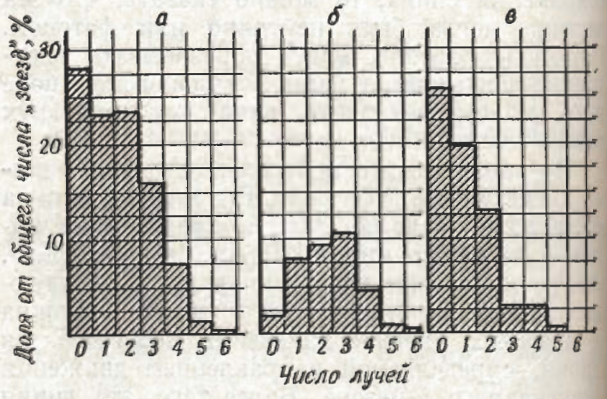
Благодаря всем этим особенностям Фадзини и др. удалось показать, что электроны высокой энергии действительно образуются в результате прямого распада π-мезона с частотой, близкой к ожидаемому теоретическому значению. В их эксперименте π^+-мезоны останавливались в сцинтилляционном счетчике и измерялось распределение пробегов электронов распада в углероде. Авторам удалось показать, что электроны с энергией, *превышавшей* максимальное значение энергии электронов μ—e-распада, появлялись в соответствии с постоянной распада π-мезона. На фото 61 и 62 показаны два случая, относящихся, по-видимому, к прямому β-распаду π-мезона.

§ 3. Ядерный захват отрицательных π-мезонов

Отрицательные π-мезоны, останавливающиеся в эмульсии, могут быть захвачены ядром одного из легких элементов (углерода, азота или кислорода) или ядром одного из тяжелых элементов (серебра или брома). Меноном и др. [25] было показано, что эти два типа захватов осуществляются приблизительно одинаково часто. Типы захватов идентифицировались в экспериментах со слоеными эмульсиями („сэндвичи"), в которых тонкие слои чистой желатины чередовались со слоями обычной эмульсии С2. Расщепления, образованные при ядерном захвате мезона, остановившегося в желатине, можно было идентифицировать благодаря тому факту, что вершина „звезды", возникшей в фотографически нечувствительной среде, не регистрировалась. Такие случаи, следовательно, соответствовали расщеплениям легких элементов (см. фото 71 и 72).

Второй метод идентификации расщеплений легких и тяжелых элементов основан на наблюдении электронов Оже. Как показали работы с отрицательными μ-мезонами (см. Козинс и др. [26]), электроны, энергии и пробеги которых достаточно велики, чтобы образовать различимые следы, почти во всех случаях связаны с захватом мезона одним из тяжелых элементов (см. стр. 152). Таким образом, электроны, связанные с „σ-звездами", указывают на то, что эти „звезды" образованы при расщеплениях тяжелых элементов (см. фото 70).

Третий метод, предложенный Хайдманом и Лепренс-Ринге [27] и Перкинсом [28—30], основан на исследовании α-частиц, испускаемых при расщеплении. При этом предполагается, что α-частицы с энергией, меньшей энергии, соответствующей высоте потенциального барьера ядра серебра или брома, могут с достаточной вероятностью появиться лишь в результате расщепления легких элементов: углерода, азота или кислорода.



Фиг. 10б. Распределение „звезд" по числу лучей.

Распределение (*а*) соответствует „звездам" на легких и тяжелых элементах (без разделения их на группы). Оно получено из результатов Менона и др. [25], исследовавших 2500 остановившихся π^--мезонов, а также из результатов Адельмана [35], который проанализировал 1500 подобных „звезд".
Результаты для легких (*б*) и тяжелых (*в*) элементов в случае „звезд" с одним и более лучами получены из данных Менона и др. [25]. Распределение 28% „звезд", не имевших ни одного луча, между легкими и тяжелыми элементами проведено путем сравнения результатов, полученных с обычными эмульсиями и с эмульсиями, восьмикратно разбавленными желатиной (неопубликованные результаты Бристольской группы).

Все три метода приводят к согласующимся результатам. Оценка числа „звезд" с одним и более лучами, появившихся на тяжелых и легких ядрах, составляет соответственно 52 ± 4 и $48 \pm 4\%$.

Относительные вероятности испускания различного числа вторичных заряженных частиц

с пробегами свыше 5μ в результате расщеплений, образуемых медленными π^--мезонами, приведены на фиг. 105.

§ 4. Образование π-мезонов при ядерных столкновениях

Обнаружение образования медленных π-мезонов при ядерных столкновениях (см. Латтес и др. [5]) явилось подтверждением той точки зрения, что эти мезоны сильно взаимодействуют с нуклонами, что они образуются непосредственно при ядерных взаимодействиях большой энергии и что при движении в атмосфере они приводят к образованию слабо взаимодействующих μ-мезонов путем распада на лету.

Первые зафиксированные случаи образования π-мезонов относились к отрицательным частицам. При вылете из ядра положительные частицы обычно ускоряются благодаря электростатическому отталкиванию. В результате они редко появляются с малой кинетической энергией и обычно вылетают из тонких слоев эмульсии, не успевая в них остановиться. С другой стороны, отрицательные частицы при вылете из родительского ядра должны преодолевать электростатическое притяжение. Поэтому они часто испускаются с небольшими скоростями и останавливаются в эмульсии.

Видимое образование π-мезонов в результате ядерных столкновений еще не является окончательным доказательством того, что частицы образуются непосредственным образом. Они могли бы, например, возникнуть при распаде на лету родительской нейтральной частицы со временем жизни меньше 10^{-14} *сек*. Среднее расстояние, проходимое частицей с таким временем жизни до распада, настолько мало, что след π-мезона, образующегося при распаде этой частицы, будет казаться возникающим в центре расщепления. Однако если бы π-мезоны являлись вторичными продуктами нестабильных *нейтральных* частиц, то большую разницу в числе наблюдаемых положительных и отрицательных π-мезонов, которая, по-видимому, связана с электростатическим полем ядра, объяснить было бы весьма трудно.

Разница между наблюдаемым числом медленных положительных и отрицательных π-мезонов, по-видимому, исключает также возможность предположения, что они являются вторичными продуктами короткоживущих *заряженных* частиц большей массы. Действительно, в этом случае электростатическое поле ядра могло бы изменить относительное число положительных и отрицательных родительских частиц, однако аналогичная асимметрия в числе вторичных π-мезонов могла бы сохраняться лишь тогда, когда последние испускались бы с очень малыми скоростями в системе центра инерции предполагаемой родительской частицы.

Решающее доказательство того, что π-мезоны могут образовываться непосредственным образом и в одиночном виде, получено в экспериментах по ядерным столкновениям ускоренных искусственным образом протонов известной энергии. Такие эксперименты показали, что π-мезоны образуются протонами с энергией, явно недостаточной для генерации существенно более тяжелых частиц.

Распад π^--мезонов на лету. Процесс замедления π^--мезона до малых скоростей при остановке в эмульсии и последовательные переходы на орбиты с малым квантовым числом вокруг ядра атома, которым захвачен мезон, занимает конечное время. Поэтому имеется некоторая вероятность того, что мезон распадается до взаимодействия с ядром. Согласно Сардженту и др. [34], эта вероятность мала даже в водороде. Ими было показано, что распадалась только малая часть π^--мезонов, останавливавшихся в газообразном водороде при давлении 19 *атм*. (Более подробные данные о взаимодействии π^--мезонов с водородом см. на стр. 170—172.)

Случаи распада π^--мезонов в эмульсии опубликованы Фраем и Уайтом [36], которые нашли, что распадается примерно 1 на 1000 входящих π^--мезонов. Образующиеся μ^--мезоны не обладают одинаковой скоростью. Их пробеги изменяются в пределах от 370 до 780 μ. Такой разброс пробегов мог получиться в результате распада π^--мезона, движущегося по орбите вокруг ядра.

§ 5. Нейтральный π-мезон

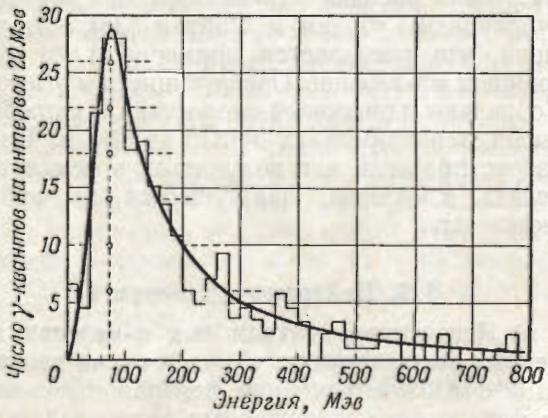
а) Испускание нейтральных π-мезонов при ядерных расщеплениях; обычная схема распада. Так же как и заряженные, нейтральные π-мезоны испускаются при ядерных взаимодействиях заряженных частиц большой энергии. Эти частицы были открыты Бьорклундом, Крэндаллом, Мойером и Йорком [37] в 1950 г. в экспериментах по расщеплениям ядер искусственно ускоренными протонами. Нейтральные π-мезоны имеют среднее время жизни $< 10^{-15}$ *сек*[1)] и обычно распадаются на два фотона по схеме $\pi^0 \to 2\gamma$ (см. Штейнбергер и др. [38]).

Обнаружение процессов образования π^0-мезонов в фотопластинках, облученных космическими лучами, определяется возможностью

[1)] Согласно последним данным [77*], это время жизни составляет $(1{,}9 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-16}$ *сек*. — *Прим. ред.*

регистрировать конверсию γ-квантов, на которые они распадаются. Электронно-позитронная пара случайно может образоваться очень близко к родительскому расщеплению (см. фото 79). Поскольку биссектриса угла разлета частиц пары направлена прямо на вершину родительской „звезды", связь двух событий почти очевидна. Утверждение, что γ-кванты обусловлены обычно распадом π^0-мезонов, а не другими процессами, основывается на следующих соображениях.

Измерения энергий электронно-позитронных пар в тех удачных случаях, когда в эмульсионном слое находятся большие участки следов, позволяют определить спектр γ-излучения, проходящего через пластинки. На высотах выше 18 *км* спектр γ-квантов, проходящих через атмосферу, подобен спектру γ-квантов, образующихся непосредственно вблизи ядерных расщеплений. Он не очень сильно изменен в результате вторичных процессов, которые ведут к образованию каскадов электронов и фотонов мягкой компоненты, наблюдаемой на меньших высотах. На фиг. 106 показан энергетический спектр, основанный на измерениях электронно-позитронных пар, образуемых γ-квантами в фотографических эмульсиях, облученных на высоте 20,7 *км* (см. Карлсон, Хупер и Кинг [39]).



Фиг. 106. Спектр γ-лучей в атмосфере на высоте 20,7 *км*, полученный по измерениям энергий электронно-позитронных пар, зарегистрированных в фотографических эмульсиях [39].

Если большинство γ-лучей, возникающих в результате ядерных расщеплений, образуется путем распада на лету нейтральных π-мезонов, то, как показывает применение законов сохранения, наблюдаемый спектр должен обладать определенной внутренней согласованностью. В частности, если интенсивность спектра $I(E)$ (число квантов с энергией E на единичный интервал энергии) одинакова для двух значений энергии E_1 и E_2, то должно выполняться равенство

$$\sqrt{E_1 E_2} = E_{\text{макс.}} = \frac{m_{\pi^0} c^2}{2},$$

где $E_{\text{макс.}}$ — энергия, при которой интенсивность достигает максимума, а m_{π^0} — масса покоя нейтрального π-мезона (см. Карлсон и др. [39]). Форма спектра, показанного на фиг. 106, в пределах ошибок удовлетворяет этому условию. Значение массы π^0-мезона, полученное на основании этих данных ($\sim 300\ m_e$), в пределах ошибок равно значению массы, определенному в проведенных различными методами более точных экспериментах с искусственно полученными частицами (см. стр. 174).

Приведенный выше результат свидетельствует о том, что большинство γ-квантов образуется при распаде π^0-мезонов. В этом предположении из наблюдаемого спектра γ-квантов можно вывести энергетический спектр исходных мезонов. Найденное таким образом распределение аналогично распределению для заряженных π-мезонов, образуемых в тех же расщеплениях, что является дополнительным аргументом в пользу предложенного механизма происхождения γ-лучей.

Надежность приведенных выше результатов подвергалась сомнению на основании того, что во время подъема баллонов и спуска оборудования на парашютах могли, по-видимому, регистрироваться γ-лучи низких энергий. Вклад таких γ-квантов мог быть значительным вследствие относительно короткой продолжительности экспозиции на максимальной и близкой к ней высоте. Некоторые авторы считают, что в обычных условиях экспозиции действительное распределение γ-лучей не должно обнаруживать никакого максимума в спектре из-за большого вклада квантов низких энергий. Как бы ни малы были эти эффекты, ясно, что метод позволяет в лучшем случае провести лишь приблизительные оценки массы π^0-мезона. Однако заключения об энергетическом спектре π^0-мезонов, полученном на основании спектрального распределения квантов высокой энергии, подвержены меньшим ошибкам. В частности, важный вывод о сходстве энергетических распределений заряженных и нейтральных π-мезонов является, по-видимому, верным.

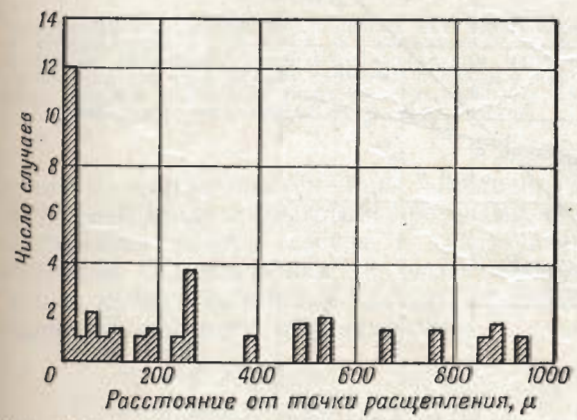
б) Альтернативная схема распада π^0-мезона: $\pi^0 \to \gamma + (\beta^+ + \beta^-)$. Как впервые указал Далиц [40], из общих теоретических соображений следует, что нейтральный π-мезон должен распадаться также по альтернативной схеме, согласно которой один из γ-квантов замещается электронно-позитронной парой:

$$\pi^0 \to \gamma + (\beta^+ + \beta^-).$$

По оценкам Далица, этот альтернативный рас-

пад должен происходить с относительной вероятностью, составляющей примерно 1% от обычного распада. Одновременно с этими теоретическими предсказаниями Карлсон и др. [39] обнаружили близкие по направлению электронно-позитронные пары, вылетающие из ядерных расщеплений под действием космических лучей. Электроны идентифицировались по измерениям многократного рассеяния, которые показали, что импульсы их существенно меньше импульсов μ-мезонов со скоростью $\sim c$. При рассмотрении источника таких электронно-позитронных пар пришлось прежде всего исключить возможность того, что они образовались не в результате конверсии γ-квантов, вылетающих непосредственно при расщеплении ядра.

Средняя длина пути γ-кванта в эмульсии до превращения его в пару электрон плюс позитрон медленно изменяется с энергией кванта, однако для значений $10 < h\nu < 1000$ *Мэв* она равна приблизительно 4,5 *см*. Вероятность того, что γ-квант, возникший в центре ядерного расщепления или близко от него, образует в эмульсии пару на расстоянии меньше 1μ от родительского расщепления, равна, следовательно, лишь 0,002%. Около шестидесяти таких пар было обнаружено Даниэлом и др. [41] и Анандом [42] в условиях, в которых следовало ожидать только одну или две пары от конверсии γ-квантов (фиг. 107). Следовательно, большинство этих специфичных пар



Фиг. 107. Распределение электронно-позитронных пар по расстояниям их вершин от центра родительской „звезды".

Большое количество пар на малых расстояниях объясняется наличием „прямых пар" [41].

не могут быть парами, образованными γ-квантами. Принято считать, что эти так называемые „прямые пары"[1] образуются в результате альтернативного распада π^0-мезона.

[1] В литературе чаще встречается термин „пары Далица". — *Прим. ред.*

Подтверждение этой точки зрения было получено при исследовании энергетического распределения „прямых пар". Этот спектр оказался очень близким к спектру пар, образуемых γ-квантами, возникающими в результате обычного распада нейтральных π-мезонов. Частота появления „прямых пар" указывает на то, что нейтральные π-мезоны распадаются по альтернативной схеме с относительной вероятностью около 1 : 80.

Существование альтернативной схемы распада π^0-мезонов делает возможным обнаружение π^0-мезонов по заряженным продуктам их распада и позволяет в некоторых случаях дать заключения об их энергии. Этот методический прием имеет большое значение. Действительно, регистрация π^0-мезона — чрезвычайно трудная задача, поскольку нейтральными являются не только сама частица, но и обычные продукты ее распада, так что заряженные частицы, которые в конечном счете регистрируются, оказываются третичными продуктами первоначального излучения. Альтернативный распад, несмотря на его малую вероятность, значительно улучшает положение. Благодаря ему были получены убедительные доказательства образования π^0-мезонов при распаде K-мезонов и гиперонов, а также во многих других процессах с участием элементарных частиц.

Путем рассуждений, аналогичных тем, которые привели к заключению о существовании альтернативной схемы распада, можно прийти к выводу о возможности существования третьей схемы распада, на две пары электронов, $\pi^0 \to \to (\beta^+ + \beta^-) + (\beta^+ + \beta^-)$, которая должна осуществляться с вероятностью $\sim 10^{-4}$ по отношению к обычной схеме. Один такой случай, наблюдавшийся к камере Вильсона, по-видимому, подтверждает существование указанного процесса. Этот случай будет обсуждаться в гл. 10 (см. стр. 201).

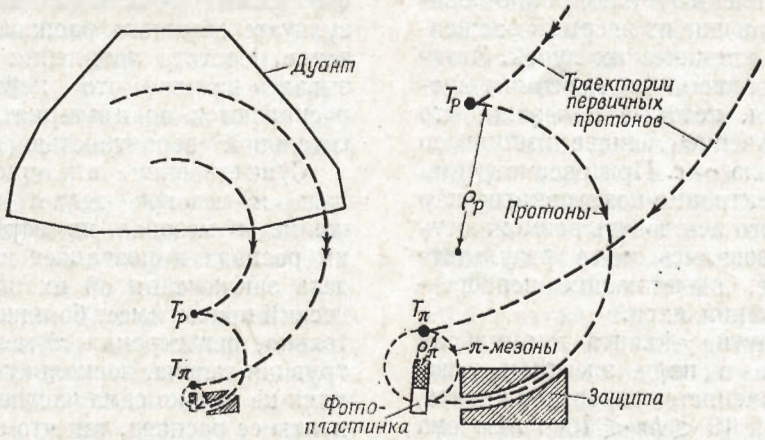
§ 6. Масса заряженных π-мезонов

Точные значения масс положительного и отрицательного π-мезонов были получены различными методами, и некоторые из этих методов были уже описаны в гл. 7. Имеет смысл рассмотреть отдельные методы более детально, а также привести описание методов, основанных на других принципах.

а) Измерения импульса и пробега. Работа Смита и др. [45] с искусственно полученными π-мезонами уже упоминалась на стр. 157. Частицы отклонялись магнитным полем и попадали на фотографическую эмульсию. Из измерений соответствующих пробегов в эмульсии

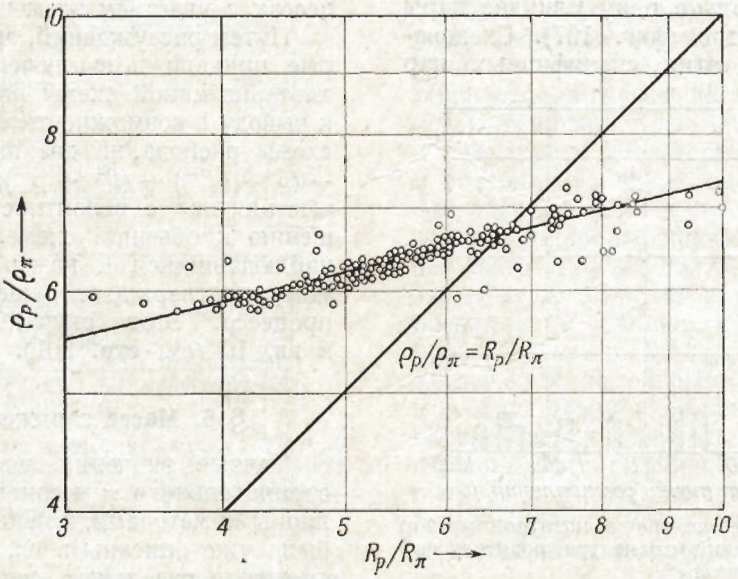
можно определить отношения масс π-мезона и протона, а также масс π- и μ-мезонов методом, который не зависит от ошибок используемого соотношения пробег—энергия (фиг. 108 и 109).

отношение m_π/m_μ, можно получить абсолютные значения масс π- и μ-мезонов, а также разницы масс $m_\pi - m_\mu$. Полученные таким образом значения включены в табл. 5 (см. стр. 158).



Фиг. 108. Определение масс π^+-мезонов методом, не зависящим от соотношения пробег—энергия.

Две мишени T_p и T_π облучаются первичными протонами и служат источниками соответственно протонов и π-мезонов. Частицы обоих типов с импульсами, заключенными в определенном интервале, попадают в фотографические пластинки, с помощью которых могут быть сопоставлены остаточные пробеги частиц. В каждой точке пластинок отношение значений $H\varrho$ для двух типов частиц имеет вполне определенное значение. Для этих же точек можно измерить и отношение пробегов. Задача эксперимента заключается в отыскании таких точек, где отношения $(H\varrho)_p/(H\varrho)_\pi$ и R_p/R_π имеют одинаковые значения. Это общее значение отношений равно также отношению масс m_p/m_π. В этих точках частицы входят в пластинки с одинаковыми скоростями [46].

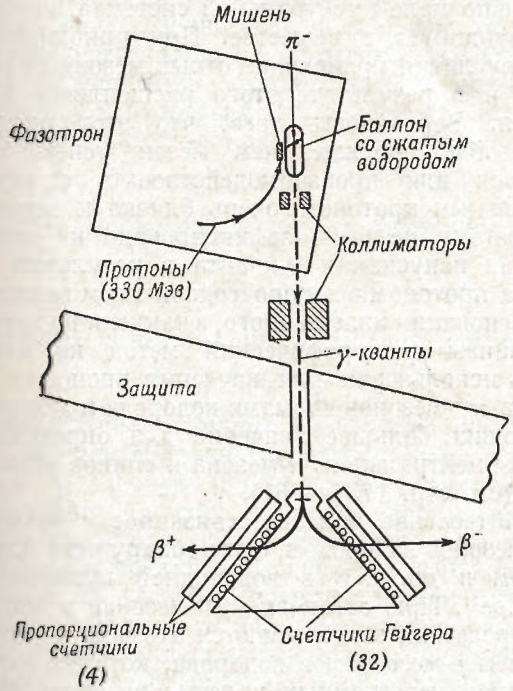


Фиг. 109. Отношение ϱ_p/ϱ_π для следов отдельных мезонов в зависимости от соответствующих значений R_p/R_π, определенных по измерениям в установке, показанной на фиг. 108 [46].

Полученное таким образом значение массы π-мезона равно 273,4 $\pm$ 0,2 m_e в предположении, что масса протона равна $m_p = 1836{,}14 \pm 0{,}04\ m_e$. Измеряя затем импульс μ-мезона, испускаемого при распаде π-мезона в покое, и используя

б) Использование реакции $\pi^- + p \to n + \gamma$. Масса отрицательного π-мезона была определена из измерений энергии γ-лучей, которые испускались после остановки частиц в газообразном сжатом водороде или в жидком водо-

роде. Аппаратура, использованная Панофским и др. [47] в первых экспериментах по этому методу, показана на фиг. 110. Отрицательные



Фиг. 110. Установка для исследования γ-излучения, образующегося при остановке π^--мезонов в водороде [47].

Гамма-кванты попадают на тонкую мишень из тяжелого элемента, установленную в фазотроне, и конвертируют в пары электронов. Последние отклоняются однородным магнитным полем и проходят через систему счетчиков, с помощью которых можно измерять в довольно узких пределах кривизны траекторий электронов, а следовательно, и их энергии.

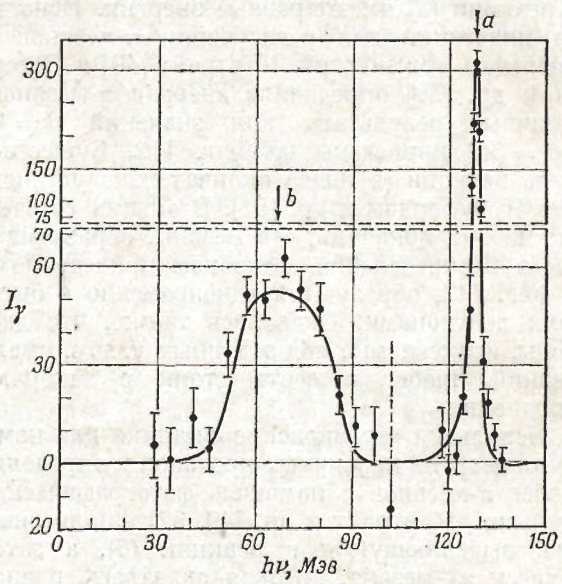
π-мезоны, образующиеся при бомбардировке внутренней мишени быстрыми протонами, останавливались внутри сосуда с газообразным водородом под давлением 18 *атм*, помещенного в камеру фазотрона. Захват π^--мезонов водородом приводит к реакциям:

$$\pi^- + p \to n + \gamma, \qquad \text{(а)}$$

$$\pi^- + p \to n + \pi^0, \quad \pi^0 \to 2\gamma. \qquad \text{(б)}$$

Спектр образующихся γ-квантов измерялся спектрометром пар (фиг. 110). По измерениям энергии кванта из реакции (а) (фиг. 111) можно определить полное выделение энергии и, таким образом, вычислить массу m_{π^-}. Полученное этим методом с улучшенной аппаратурой Кроувом и Филлипсом [48] значение массы равно $m_{\pi^-} = 272{,}7 \pm 0{,}3\ m_e$.

в) Использование реакции $p + p \to \pi^+ + d$. Картрайт [49] показал, что при столкновениях быстрых протонов с протонами образуются положительные π-мезоны. Они образуются в двух реакциях, которые происходят с приблизительно равной вероятностью при энергии протонов 300 *Мэв*



Фиг. 111. Спектр γ-квантов, образующихся при захвате отрицательных π-мезонов в водороде.

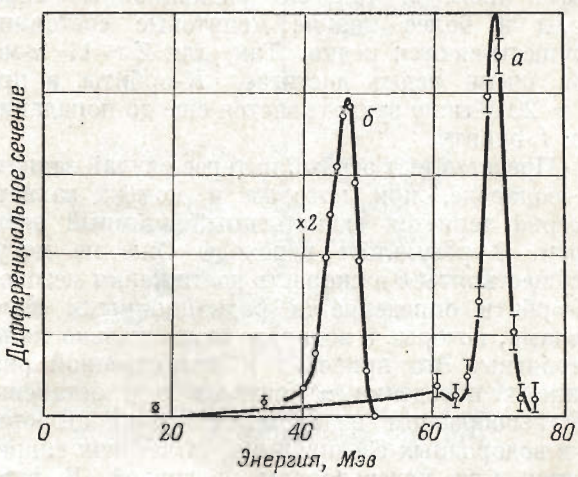
Значения интенсивностей в области $h\nu < 100$ *Мэв* увеличены в 5 раз, чтобы стали более отчетливыми детали распределения γ-квантов, образующихся в реакции $\pi^- + p \to \pi^0 + n$ [48].

$$p + p \to \pi^+ + n + p \qquad \text{(а)}$$

и

$$p + p \to \pi^+ + d. \qquad \text{(б)}$$

При моноэнергетичном пучке протонов π^+-мезоны, образующиеся в реакции (б) и испус-



Фиг. 112. Энергетическое распределение π^+-мезонов, образуемых протонами с энергией 345 *Мэв* в реакции $p + p \to \pi^+ + d$.

Кривая *а* соответствует π-мезонам, испускаемым в направлении первичного пучка протонов; кривая *б* — π-мезонам, испускаемым под углом 35° [49, 50].

каемые под заданным углом θ к первоначальному пучку, обладают одинаковыми кинетическими энергиями, в то время как π-мезоны из реакции (а) имеют разные энергии. Используя пластинки для регистрации π-мезонов и измерения их энергий, Картрайт [49] и Петерсон и др. [50] определили энергии π-мезонов. Типичные результаты для значений $\theta = 0°$ и $\theta = 35°$ приведены на фиг. 112. Существование реакции (б) было окончательно установлено Кроуфордом и др. [51]. В опытах со счетчиками они показали, что мезоны, образующие пик в распределении, подобном приведенному на фиг. 112, образуются одновременно с быстрыми дейтронами. Оказалось также, что дейтроны, испускаемые под заданным углом, имели средний пробег в соответствии с законами сохранения.

Используя черенковские счетчики для измерения энергии первичных протонов и определяя пробег π-мезонов с помощью фотографических эмульсий, Картрайт и др. [49, 52] нашли энергию, выделяющуюся в реакции (б), а затем и массу π^+-мезона, которая оказалась равной $m_{\pi^+} = 275 \pm 2{,}5\ m_e$.

г) Излучение при атомном захвате π^--мезонов; захват в водороде. Процессы, происходящие при атомном захвате π^-- и μ^--мезонов, подобны друг другу. Основные их черты обсуждались на стр. 150—154. Спектроскопическое исследование и измерение интенсивности излучения показывают, что по мере возрастания атомного номера захватывающего атома становится все более вероятным ядерный захват π^--мезонов из состояний с высокими квантовыми числами, так что радиационные переходы в более низкие квантовые состояния осуществляются редко. Так, для $Z \geqslant 11$ π-мезон очень редко достигает K-орбиты, а при $Z \geqslant 20$ обычно захватывается еще до попадания на L-орбиту.

Представляет особый интерес случай захвата в водороде, при котором в момент захвата мезона теряется единственный атомный электрон. В результате переходы Оже не могут осуществляться и скорость достижения мезоном K-орбиты определяется радиационными переходами, которые в водороде относительно маловероятны. Это приводит к существенной разнице в поведении π^--мезонов при остановке в газообразном водороде, с одной стороны, и в водородных соединениях, таких, как гидрид лития или углеводороды, с другой. В газообразном водороде, как мы видели, мезон вызывает γ-излучение, в то время как в водородных соединениях не наблюдается никаких γ-лучей. Это указывает на то, что в последнем случае не имеет места захват мезонов протонами. Захват отсутствует благодаря тому факту, что нейтральный мезоатом, образующийся при захвате π^--мезона атомом водорода, является относительно малой нейтральной системой, которая диффундирует в веществе. При приближении к ядру лития происходит отрыв мезона от протона и в результате этого расщепление ядра лития. Вероятность того, что этот процесс произойдет прежде, чем мезон успеет распасться или провзаимодействовать с первоначальным протоном, очень близка к единице, и поэтому не было зафиксировано ни одного случая испускания γ-кванта в результате захвата протоном в водородсодержащем веществе. На основании изложенного, а также и по другим причинам фотографический метод не может быть использован для изучения процессов захвата π^--мезонов атомами водорода и дейтерия, имеющих большое значение для определения массы нейтрального π-мезона и спинов $\pi^\pm$-мезонов (см. стр. 173 и 181).

Интересное явление, связанное с захватом μ^--мезонов водородом, было обнаружено Альварецом и др. [53] в водородной пузырьковой камере[1]. При остановке μ^--мезонов в жидком водороде они захватываются атомами с образованием μ-мезоатомов водорода, которые входят в состав мезоатомных молекул водорода. Межядерные расстояния в такой молекуле намного меньше, чем в обычной молекуле. Такая молекула диффундирует в водороде до тех пор, пока не столкнется с одной из молекул HD, присутствующих в небольшом количестве. Благодаря тому, что значения приведенных масс по-разному сказываются на энергетических уровнях в водороде и дейтерии, а в случае μ-мезонов эта разница составляет заметную величину, μ^--мезон захватывается молекулой HD. Межядерные расстояния в такой молекуле уменьшаются настолько, что до распада μ-мезона с заметной вероятностью (около 1 : 200) может произойти реакция $H + D \rightarrow He^3 + \mu^-$. В результате испускается μ^--мезон с энергией $\sim 5{,}4$ *Мэв*, который может снова захватиться атомом водорода. Таким образом, несмотря на короткое время жизни, μ^--мезоны могли бы служить идеальным катализатором таких ядерных реакций.

д) Расщепления ядер легких элементов. Вскоре после обнаружения расщеплений, образуемых при ядерном захвате мезонов в

[1] На возможность подобного явления впервые обратили внимание советские физики Зельдович и Сахаров [см. Зельдович Я. Б., ДАН СССР, 95, 454 (1954); Зельдович Я. Б., Сахаров А. Д., ЖЭТФ, 32, 947 (1957)]. — *Прим. ред.*

фотографической эмульсии, была предпринята попытка оценить массу мезона по характеристикам расщепления (см. Латтес и др. [4]). Однако первые попытки дали только весьма приблизительные значения, так как не удавалось с достоверностью установить тип захватывающего ядра и конкретные характеристики расщепления. Аналогичный в принципе метод был использован Корнелиусом и др. [54], исследовавшими реакцию

$$\pi^- + p \to (\beta^+ + \beta^-) + \gamma + n,$$

которая происходила путем реакции перезарядки

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n$$

и распада π^0-мезона по маловероятной схеме

$$\pi^0 \to \gamma + (\beta^+ + \beta^-).$$

Возможность точного измерения аналогичным методом величины m_π вытекала из работы Фрая и Шнепса [55], которые обнаружили следующий случай. π^--мезон достиг конца своего пробега и при этом в результате взаимодействия возникли только две заряженные частицы с коллинеарными следами: протон большой энергии и тяжелое ядро отдачи. Ядро отдачи испытало β-распад в конце своего пробега. Определенная по многократному рассеянию энергия электрона оказалась равной $8{,}5 \pm 1{,}1$ *Мэв*. Пробег ядра отдачи, равный 8,6 μ, и энергия протона 115 ± 8 *Мэв*, определенная по плотности зерен в следе, находились в согласии с предположением, что этот случай представлял собой взаимодействие π^--мезона с ядром кислорода по схеме

$$O_8^{16} + \pi^- \to C_6^{15} + p$$

с последующим распадом C^{15} в N^{15}; испускаемые при этом распаде электроны имеют максимальную энергию 8,8 *Мэв*. Путем применения законов сохранения было получено значение массы $283 \pm 16\, m_e$; ошибка была связана в основном с определением энергии протона.

Точность описанного выше метода существенно повысилась бы, если бы можно было провести исследование большого числа таких случаев, так что энергию протона можно было бы определить из среднего пробега в стопке эмульсии. Можно заметить, что необходимо вводить небольшую поправку, учитывающую потери энергии во время атомного захвата мезона еще до того, как он достигнет уровня, на котором взаимодействует с ядром. Поправка достигает ~ 230 *кэв*, или $0{,}45\, m_e$, если происходит захват из состояния $1s$, что является маловероятным, и значения ~ 60 *кэв*, или $0{,}1\, m_e$, если захват происходит из состояния $2p$. Более значительная ошибка возникнет в том случае, если ядро отдачи вылетит в возбужденном состоянии, и в результате не будет зарегистрирована часть энергии системы, испущенная в виде γ-лучей. Об аналогичных событиях в случае K^--мезонов см. фото 114.

§ 7. Масса нейтрального π-мезона

Возникающее при ядерном захвате π^--мезонов в водороде γ-излучение образуется, как уже упоминалось выше, в двух реакциях:

$$\pi^- + p \to n + \gamma, \qquad \text{(а)}$$

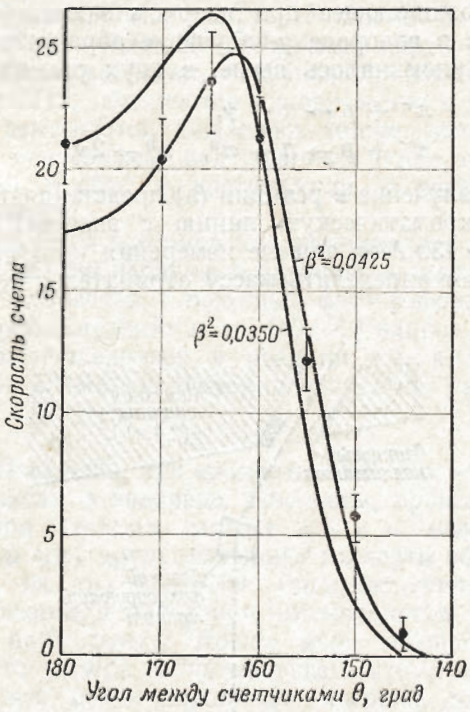
$$\pi^- + p \to n + \pi^0, \quad \pi^0 \to 2\gamma. \qquad \text{(б)}$$

Излучение в реакции (а) представляет собой монохроматическую линию с энергией кванта ~ 130 *Мэв*, точные измерения которой позволяют определить массу отрицательного π-мезона. Форма спектра излучения при реакции (б) изображается полосой конечной ширины со средним значением энергии ~ 65 *Мэв* (см. фиг. 111).



Фиг. 113. Установка для измерения угловой корреляции между γ-квантами, образующимися при захвате π^--мезонов в жидком водороде [56].

Немонохроматичность излучения при распаде π^0-мезонов в реакции (б) обусловливается эффектом Допплера из-за движения мезона во время распада. Чем больше скорость движения частицы, тем шире спектральное распределение γ-лучей. Поскольку скорость π^--мезона на K-орбите вокруг протона очень мала, скорость π^0-мезона, связанная с отдачей нейтрона в реакции (б), почти постоянна, и



Фиг. 114. Экспериментальная и вычисленная скорости счета совпадений в двух детекторах γ-квантов [56].

При вычислениях принимались во внимание конечные размеры счетчиков. Угловое распределение в области резкого спада очень чувствительно к скорости π^0-мезонов, и поэтому оно позволяет провести точные измерения разности масс $m_{\pi^-} - m_{\pi^0}$.

поэтому „ширина" линии спектра γ-лучей позволяет определить эту скорость (см. гл. 6, стр. 138). В результате оказывается возможным измерить выделяющуюся в реакции (б) энергию и, таким образом, разность масс $m_{\pi^-} - m_{\pi^0}$. Из полученного энергетического распределения γ-лучей Панофский и др. [47, 57] определили скорость отдачи π^0-мезона и получили значение $m_{\pi^-} - m_{\pi^0} = 10{,}6 \pm 2{,}5\ m_e$.

Несколько иначе к разрешению проблемы подошли Чиновский, Сакс и Штейнбергер [56]. В случае π^0-мезонов малой энергии в реакции (б) угол между направлениями вылета пары γ-квантов всегда близок к 180°. В экспериментальной установке π^--мезоны, образующиеся на фазотроне, останавливались в мишени из жидкого водорода под давлением (фиг. 113). γ-кванты, образующиеся в результате распада π^0-мезонов в мишени, регистрировались двумя „телескопами" из сцинтилляционных счетчиков, которые были расположены таким образом, чтобы фиксировать совпадения от двух γ-квантов, испускаемых из мишени под углом $180° - \theta$ друг к другу. В стандартных условиях количество совпадений существенно зависело от величины θ и скорости βc π^0-мезонов. Характерные распределения, вычисленные для $\beta \sim 0{,}2$, приведены на фиг. 114. Полученное в эксперименте распределение (фиг. 114) соответствует величине $\beta = 0{,}2$, а соответствующее значение разности масс $m_{\pi^-} - m_{\pi^0} = 8{,}8 \pm 0{,}6\ m_e$. Приняв $m_{\pi^-} = 272{,}7 \pm 0{,}3\ m_e$, получим $m_{\pi^0} = 263{,}9 \pm \pm 0{,}7\ m_e$.

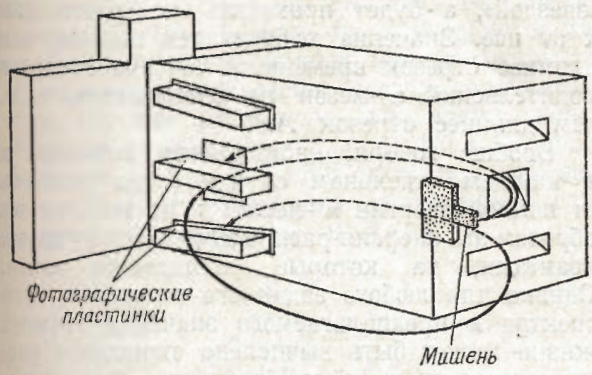
§ 8. Время жизни заряженных π-мезонов

Первые попытки измерения среднего времени жизни заряженных π-мезонов были предприняты Камерини и др. [58], которые использовали следующий метод.

Поскольку π-мезоны образуются при ядерных столкновениях, с увеличением расстояния детектора от вещества, подверженного действию космических лучей, будет регистрироваться все меньшее число частиц из-за их распада на лету. Эти эффекты будут наиболее заметны при временах пролета, сравнимых со временем жизни. Поэтому небольшие стопки пластинок были помещены на различных высотах над поверхностью ледника на Пик-дю-Миди (2800 *м*) и находились там в течение 1 месяца. При просмотре обработанных пластинок определялись направления входа всех π- и μ-мезонов. Было предположено, что все мезоны, летевшие вверх в пределах ограниченного угла наклона к вертикали, были образованы в слое льда и что относительная доля π- и μ-мезонов определялась распадом на лету движущихся снизу вверх π-мезонов. Первые оценки дали значение $\tau_\pi \approx 0{,}9 \cdot 10^{-8}$ *сек*, которое, хотя и является, как теперь известно, слишком малым, было не очень плохим результатом, если учесть, что при этих оценках сделано большое число приближений.

Описанный способ не был далее усовершенствован, потому что стало возможным применять более эффективные методы с использованием искусственно образуемых π-мезонов. В частности, стали возможными измерения времени пролета с помощью аппаратуры, схематически показанной на фиг. 115 (см. Ричардсон [59]). Пучки π-мезонов двигались в однородном магнитном поле в спиральных каналах, вырезанных в сплошном блоке металла. Число

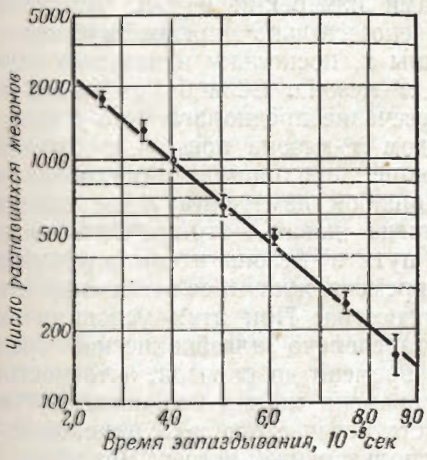
мезонов, остававшихся соответственно после одного и трех полуоборотов, сравнивалось с соответствующими значениями для стабильных частиц.



Фиг. 115. Определение времени жизни π^--мезонов, полученных на ускорителе.

Мезоны, образуемые в углеродной мишени при бомбардировке ее быстрыми протонами, могут двигаться по спирали в магнитном поле и попадать в ту или иную фотопластинку. Чтобы попасть в среднюю пластинку, они должны сделать пол-оборота в магнитном поле, а для попадания в нижнюю пластинку — полтора оборота. Если бы частицы не распадались, их число на единицу площади пластинки должно было бы меняться обратно пропорционально длине пути от источника вследствие эффектов полукруговой фокусировки. На практике проводилось сравнение количеств стабильных частиц, достигающих каждой из пластинок. Установка позволяла определить ослабление пучка мезонов, вызываемое их распадом [59].

Магнитное поле и геометрические параметры аппаратуры были выбраны таким образом, чтобы время оборота было порядка времени жизни мезона. По измерениям оценивалось ослабление пучка, вызываемое распадом мезонов. Для времени жизни было получено, таким образом, значение $(1{,}1 \pm 0{,}3)\cdot 10^{-8}$ *сек*. Позже с улучшенной методикой был получен



Фиг. 116. Распределение частиц по времени запаздывания при распаде π^+-мезонов, определенное экспериментально с помощью сцинтилляционных счетчиков [63].

результат $(1{,}97 \pm 0{,}17)\cdot 10^{-8}$ *сек* (см. Мартинелли и Панофский [60]).

Точные измерения времени жизни π^+-мезонов были проведены в опытах со сцинтилляционными счетчиками, с помощью которых измерялись последовательные промежутки времени между моментом прихода π-мезона и двумя ионизационными импульсами от последовательных распадов $\pi \to \mu \to \beta$ (см. Краушаар и др. [61], Чемберлен и др. [62], Джейкобсон и др. [63]). Величина, определенная последними авторами этим методом, равна $(2{,}54 \pm \pm 0{,}11)\cdot 10^{-8}$ *сек*, а по измерениям Чемберлена и др. $(2{,}65 \pm 0{,}12)\cdot 10^{-8}$ *сек*. На фиг. 116 представлены типичные результаты измерений времени запаздывания распада, показывающие экспоненциальный характер распределения.

Дурбин и др. [64] провели эксперимент по ослаблению монохроматического пучка π-мезонов за счет распада на лету. Положительные и отрицательные частицы могли исследоваться отдельно. Полученные при этом времена жизни оказались равными в пределах ошибок опыта: для положительных мезонов $2{,}54 \cdot 10^{-8}$ *сек*, для отрицательных $2{,}44\cdot 10^{-8}$ *сек*.

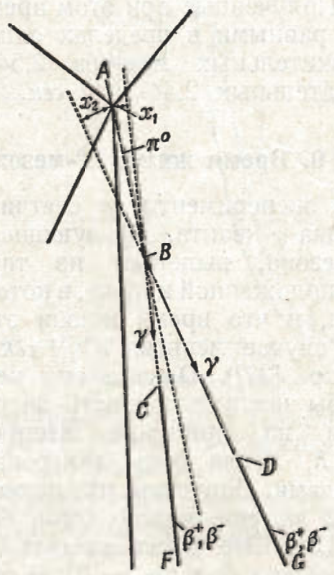
§ 9. Время жизни π^0-мезонов

Первые эксперименты со счетчиками показали, что два γ-кванта, образующиеся при распаде π^0-мезона, вылетают из точки, очень близко расположенной к точке, в которой образуется мезон, и что время жизни этого мезона во всяком случае меньше 10^{-11} *сек* (см. Бьорклунд и др. [37]). Однако оно не настолько мало, чтобы неопределенность энергии покоя, следующая из принципа неопределенности $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$, могла быть измерена современными методами. Допустим, что изменение массы покоя $\sim 2\, m_e$ еще можно было бы измерить (см. стр. 174). Это будет означать, что время жизни π^0-мезона больше $\sim 10^{-21}$ *сек*.

В настоящее время известно, что время жизни π^0-мезонов меньше 10^{-15} *сек*, и измерить его можно только фотографическим методом. Пригодность фотографического метода объясняется тем, что расстояния, проходимые частицей, движущейся со скоростью света, от места образования до точки распада, могут быть измерены в принципе с самой высокой точностью, которую дают лучшие микроскопные объективы, т. е. с точностью до долей микрона. Однако на практике в случае π^0-мезонов возникают трудности вследствие того, что продукты его распада являются обычно незаряженными $(\pi^0 \to 2\gamma)$ и поэтому вторичные γ-кванты могут регистрироваться лишь в точках конверсии.

При работе с частицами со временем жизни меньше 10^{-15} *сек* встречаются большие трудности даже при использовании фотографического метода. До тех пор пока частица движется со скоростью, не очень близкой к скорости света c (при которой становится уже существенным релятивистское удлинение шкалы времени) расстояние, проходимое частицей до распада, обычно меньше $\sim 3 \cdot 10^{10} \times 10^{-15}$ *см*, т. е. $\sim 0{,}3$ μ. Целесообразно рассмотреть детально используемые методы, поскольку они касаются измерений наиболее высокой точности с помощью фотографического метода.

а) Метод Карлсона, Хупера и Кинга. После того как Бьорклундом и др. [37] был установлен верхний предел времени жизни π^0-мезонов, равный $\sim 10^{-11}$ *сек*, Карлсон и др. [39] провели с помощью фотографического метода эксперимент, основанный на следующих принципах.



Фиг. 117. Схема, иллюстрирующая метод Карлсона, Хупера и Кинга.

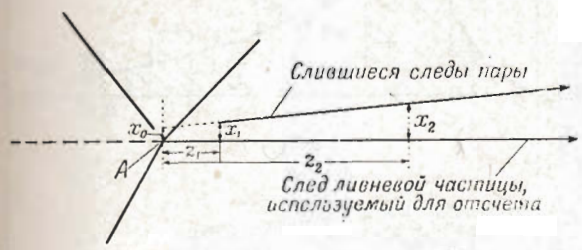
π^0-мезон, испускаемый при расщеплении в точке A, долетает до точки B, где распадается на два γ-кванта. Эти кванты образуют две электронно-позитронные пары соответственно в точках C и D. Линия движения электрона и позитрона пары CF не попадает в точку A, а проходит на расстоянии x_1 от нее. Аналогичным образом линия DG дает отрезок x_2. Относительные значения x_1 и x_2 зависят от распределения энергии между двумя γ-квантами, абсолютного значения скорости и продолжительности жизни π-мезона.

Рассмотрим π^0-мезон, испускаемый при расщеплении в точке A (фиг. 117), и предположим, что два образующихся γ-кванта конвертируют в электронно-позитронные пары в точках C и D. Предположим, далее, что энергии достаточно велики для того, чтобы угол расхождения следов каждой пары был очень малым и, таким образом, направление движения родительского γ-кванта определялось бы с хорошей точностью. В общем случае направление движения такого γ-кванта не будет пересекаться с родительской «звездой», а будет проходить на расстоянии x от нее. Значение x будет тем больше, чем длиннее отрезок времени, в течение которого родительский π^0-мезон не распадается, т. е. чем длиннее отрезок AB.

Вообще говоря, наблюдаемая величина x в каждом отдельном случае будет зависеть от полной энергии π^0-мезона и от того, каким образом эта энергия распределена между двумя квантами, на которые распадается мезон. Однако для любого заданного энергетического спектра и предполагаемого значения времени жизни может быть вычислено ожидаемое распределение значений x. Кроме того, было показано, что для π^0-мезонов, движущихся с релятивистскими скоростями, ожидаемое распределение значений x слабо зависит от действительного значения их энергий (см. Карлсон и др. [39]). Этот результат объясняется следующим образом. С повышением энергии π^0-мезонов направления испускания вторичных γ-квантов становятся все более близкими к направлению полета родительского π^0-мезона, и это приводит к уменьшению величины x. Однако этот эффект компенсируется за счет релятивистского удлинения шкалы времени для движущейся частицы, приводящего к тому, что в лабораторной системе координат ее продолжительность жизни увеличивается.

Недостатком описанного метода является то, что даже для исчезающе малого времени жизни среднее значение x из серии измерений должно быть отлично от нуля. Это вызывается ошибками измерений и тем, что может быть определено только арифметическое среднее величины x, поскольку неизвестна линия движения π^0-мезона. Если бы она была известна, то пересечение предполагаемого следа γ-кванта со следом π^0-мезона позволило бы определить расстояние, проходимое мезоном до распада. Из-за ошибок измерения такие оценки могли бы иногда давать отрицательные значения длины пути π^0-мезона и соответствующие значения времени жизни, если бы скорость мезона была известна. При этих условиях могло бы быть определено алгебраическое среднее отрезков времени до распада, а точность определения времени жизни повышена путем увеличения статистического веса измерений. Однако при использовании метода Карлсона, Хупера и Кинга каждый раз наблюдается только одна электронно-позитронная пара и может быть определено только арифметическое среднее.

Карлсон, Хупер и Кинг ограничились исследованием около 100 γ-квантов, каждый из которых конвертировал на расстоянии меньше 100 μ от расщепления высокой энергии. Все они были расположены относительно следов заряженных частиц, вылетающих из той же „звезды", таким образом, что явно происходили от π^0-мезонов, испущенных при расщеплении. На основании проведенного исследования авторы пришли к выводу, что время жизни π^0-мезона меньше $5 \cdot 10^{-14}$ *сек* и что с помощью этого метода при большем статистическом весе можно было бы определить время жизни, если бы оно не превышало $2 \cdot 10^{-14}$ *сек*.



Фиг. 118. Схема метода Брисбоут и др. по определению отрезка x_0 путем измерения расстояния слившихся следов пары от следа отсчета, принадлежащего ливневой частице высокой энергии.

Брисбоут и др. [65] распространили измерения описанным методом на область более высоких энергий. Они тоже измеряли отрезок x_0 (см. фиг. 118). Однако для его определения измерялись поперечные отклонения x_1, x_2 и т. д. от слившегося следа пары до соседнего следа S ливневой частицы высокой энергии, образовавшейся в той же „струе", на различных расстояниях z_1 и z_2 от центра расщепления. Если следы мало наклонены к плоскости эмульсии, то значения x не будут изменяться из-за искажений эмульсий, вызываемых неоднородными сдвигами.

В экспериментах Карлсона и др. среднее значение z_1 было только порядка сотни микрон, в то время как в экспериментах Брисбоут и др. оно обычно составляло несколько миллиметров. Для каждого данного значения z_1 имеется некоторый оптимум для величины z_2. Очевидно, что для повышения точности измерения x выгоднее выбирать большое z_2. Однако при очень больших z_2 становятся значительными эффекты многократного рассеяния как электронов, так и частицы S, относительно следа которой проводятся измерения. Если же значения z_2 слишком малы, то разность $(x_2 - x_1)$ может стать того же порядка, что и ошибки измерения. Если, как обычно, x можно измерить с точностью $\sim 0{,}10$ μ, то оптимальное значение $z_2 - z_1$ будет равно ~ 4 *мм* для случая π-мезона и ливневой частицы, относительное рассеяние которых соответствует рассеянию одной частицы с энергией 100 *Бэв*. Неопределенность значения x была бы при этом равна 0,2 μ для $z_2 - z_1 = 4$ *мм* и стремилась бы к $\sim 0{,}1$ μ при $z_1 \to 0$.

Брисбоут и др. [65] сравнили распределение измеренных значений x для электронно-позитронных пар с распределением аналогичных данных о парах ливневых частиц высокой энергии из того же расщепления. Из десяти электронно-позитронных пар высокой энергии, которые удовлетворяли необходимым условиям для измерений, только в трех случаях значения x были значительно больше ошибок, оцененных по измерениям на парах ливневых частиц. Исходя из этих трех значений, авторы получили время жизни $\tau_{\pi^0} = 2 \cdot 10^{-15}$ *сек*.

Методы анализа и выводы как по работе Ананда, так и по работе Брисбоут и др. были подвергнуты критике в статье Харриса и др. [66]. Эти авторы полагают, что в экспериментах Брисбоут и др. значение отрезка x в значительной степени определяется отклонением видимой линии движения электронно-позитронной пары от направления движения родительского γ-кванта. Однако для γ-кванта с импульсом p этот угол отклонения δ равен по порядку величины $2m_e c/p$, т. е. $\delta \sim 1/p$ *рад*, если p при этом выражено в *Мэв/с*. Соответствующий вклад в x равен δz_1, где $z_1 \sim 0{,}4$ *см*. Отсюда следует, что для энергии фотонов ~ 100 *Бэв*, рассматриваемых Брисбоут и др., $\delta z_1 \sim 0{,}04$ μ. Эта величина мала по сравнению с наблюдаемыми значениями x. Как отмечалось выше, ошибки из-за многократного рассеяния являются, по всей вероятности, более существенными.

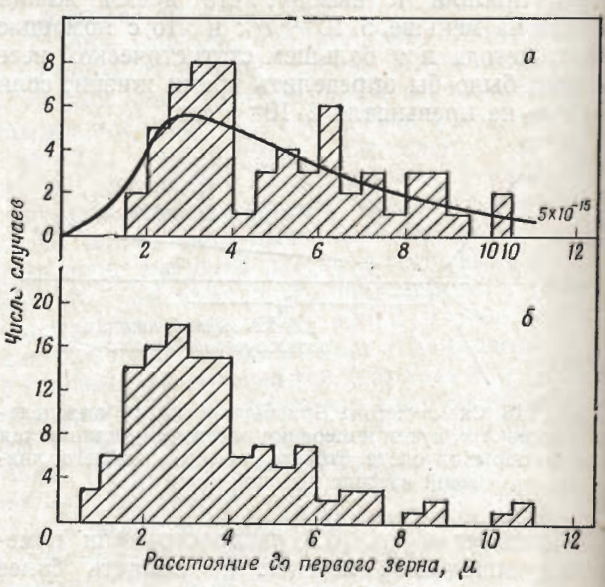
В свете более поздних экспериментов кажется вероятным, что три относительно больших значения x, обнаруженных Брисбоут и др., объясняются тем, что следы электронно-позитронных пар и ливневых частиц были расположены не на одной и той же глубине в эмульсии и что наблюдаемые расстояния явились результатом неоднородных сдвигов в эмульсии. Кроме того, как было указано Харрисом и др., коллинеарность следов электронно-позитронной пары и их неразличимость на значительном расстоянии (z_2) не являются достаточными условиями для определения истинного направления движения родительского γ-кванта, поскольку электрон и позитрон могут случайно рассеяться одинаковым образом в плоскости эмульсии.

б) Исследование распадов типа $\pi^0 \to \gamma + e^+ + e^-$. С помощью маловероятной альтернативной схемы распада π^0-мезонов можно

провести прямое измерение их времени жизни, поскольку точка образования непосредственно рожденной электронно-позитронной пары совпадает с точкой распада π^0-мезона. Если расстояние точки распада от центра родительского расщепления может быть измерено, то при известной скорости мезона можно определить соответствующее время полета нейтрального π-мезона. Вследствие очень короткого времени жизни мезона, а также вследствие того, что первое проявленное зерно в следе пары не совпадает, вообще говоря, с точкой образования электрона и позитрона, возникают трудности при использовании этого метода на практике. Из первоначальных наблюдений альтернативной схемы Даниэл и др. [41] оценили верхний предел времени жизни π^0-мезонов и получили значение $\tau_{\pi^0} \sim 10^{-14}$ *сек*. Аналогичная попытка была предпринята Анандом [42], использовавшим следующий метод. Большое число электронно-позитронных пар вблизи их вершин представляет собой одиночные следы с плотностью зерен, равной удвоенному значению плотности на „плато" ионизационной кривой. Сначала определялось распределение расстояний от исходного расщепления до первого зерна в таких парах. Аналогичные измерения проводились затем на следах частиц с единичным зарядом с плотностью зерен, равной или почти равной удвоенному значению плотности на „плато". Не было сомнения, что эти частицы испускались непосредственно при „родительском" расщеплении, поэтому любую сколько-нибудь существенную разницу между этими двумя распределениями, т. е. между распределениями пар и одиночных частиц, следует отнести за счет прохождения π^0-мезонами в эмульсии небольшого расстояния от центра расщепления до точки распада.

Два распределения, полученные Анандом, приведены на фиг. 119. Между ними имеется, по-видимому, небольшая разница, которая была интерпретирована как результат конечного времени жизни π^0-мезона, равного $\sim 5 \cdot 10^{-15}$ *сек*. В пользу того, что наблюдавшийся эффект действительно существен, казалось бы свидетельствовал тот обнаруженный факт, что среднее расстояние до первого зерна электронно-позитронных пар высокой энергии было несколько больше аналогичного расстояния для пар меньшей энергии в соответствии с ожидаемым эффектом удлинения временно́й шкалы для „родительского" мезона. Однако впоследствии было показано (см. стр. 132), что вблизи самой вершины электронно-позитронной пары плотность зерен в следе уменьшается. Этот эффект проявляется в большей мере для пар с более высокой энергией и с меньшим углом раскрытия, и теперь кажется вероятным, что именно он является причиной результатов, полученных Анандом.

Вторая трудность при интерпретации результатов таких экспериментов возникает из-за присутствия пар, образуемых случайным образом очень близко к исходному расщеплению в результате конверсии γ-квантов от обычного распада $\pi^0 \to 2\gamma$. Точки образования таких пар



Фиг. 119. Распределение расстояний от центра расщепления до первого различимого зерна для 62 „прямых" электронно-позитронных пар (*а*) и для 126 заряженных частиц с двойной ($g^* \approx 2$) ионизацией из ливней (*б*).

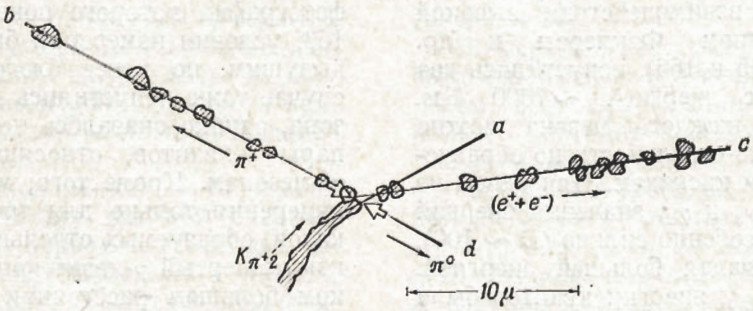
будут распределены почти равномерно на значительном расстоянии от „звезды", и их ожидаемое число можно оценить, исходя из длины пробега для конверсии и частоты, с которой π^0-мезоны испускаются из „звезды". Было вычислено, что в случае, исследованном Анандом, только $\sim 3\%$ пар, с вершинами в пределах $10\,\mu$ от „звезды", могли образоваться таким образом (см. фиг. 107).

в) Исследование распадов типа $K^+_{\pi 2} \to \pi^+ + \pi^0$. Как мы видели, одна из трудностей, связанная с использованием описанных выше методов, заключается в том, что в принципе среднее значение отрезка x не стремится к нулю для исчезающе малых значений времени жизни. Эту трудность можно обойти, если 1) известно направление полета нейтрального π-мезона или 2) можно определить линии движения обоих фотонов.

Первый метод был использован Харрисом и др. [66] следующим образом. При $K_{\pi 2}$-распаде

тяжелого мезона ($K^+_{\pi 2} \to \pi^+ + \pi^0$) π^0-мезон может подвергнуться „непосредственному" распаду $\pi^0 \to \gamma + e^+ + e^-$ с вероятностью около 1,4%. Авторы идентифицировали и проанализировали 12 случаев этого процесса. Фиг. 120, на которой воспроизведено расположение следов в одном из случаев, иллюстрирует способ анализа.

Линия *a* определяет движение *K*-частицы вблизи конца пробега, линия *b* — направление движения вторичного π^+-мезона, *O* — точку



Фиг. 120. Зарисовка, иллюстрирующая метод Харриса и др., по определению продолжительности жизни отдельных π^0-мезонов, образуемых при распаде *K*-мезонов ($K^+ \to \pi^+ + \pi^0$).

Метод имеет то преимущество, что и линия движения π^0-мезона, и его скорость известны. В данном случае продолжительность жизни π^0-мезона представляется отрицательной величиной. Светлой стрелкой справа обозначена точка *O* пересечения линий *a* и *b*, упоминаемых в тексте, а светлой стрелкой слева — точка пересечения линий *c* и *b* (точка *A*).

пересечения линий *a* и *b*. Поскольку *K*-частица распадается только на две частицы и распад происходит обычно в „покое", π^0-мезон летит в направлении *d*, коллинеарном с *b*. Определяемое среднее направление движения генетически связанной электронно-позитронной пары *c* пересекается с линией *bd* в точке *A*. Отрезок $OA = s$ представляет, таким образом, оценку расстояния, проходимого π^0-мезоном до распада. В случае, изображенном на фигуре, оно изображается отрицательной величиной.

Для каждого исследуемого случая величина *s* могла быть определена со статистической ошибкой $\sim 0{,}5$ μ. Эта ошибка проверялась на *K*-мезонах, испытавших τ-распад, т. е. по случаям, когда все три заряженных π-мезона заведомо вылетают из одной точки. Среднее алгебраическое значение *x*, определенное по 12 случаям $K_{\pi 2}$-распада, было найдено равным $+0{,}02$ μ со среднеквадратичной ошибкой $0{,}16\mu$. Этот метод обладает тем преимуществом, что оказываются известными как скорость π^0-мезона, так и линия его движения, поэтому измерения позволяют установить пределы для времени жизни π^0-мезона. Харрис и др. пришли к выводу, что действительное время его жизни определенно меньше $1 \cdot 10^{-15}$ *сек*. Вероятность того, что оно достигает значения $7 \cdot 10^{-16}$ *сек*, равна лишь 10%. В принципе этим методом уже можно было бы определить действительное время жизни, если оно больше $\sim 10^{-16}$ *сек*[1]. Однако для этого понадобилось бы провести измерения для многих случаев.

г) Определение продолжительности жизни отдельных π^0-мезонов очень большой энергии. Было обнаружено, что измерения высокой точности по определению времени жизни π^0-мезонов могут быть проведены при исследовании частиц высокой энергии, испускаемых иногда из „струй" (см. гл. 15). В благоприятных случаях γ-лучи, образующиеся при распаде π^0-мезонов, вызывают каскады с хорошо видимыми узкими „стволами", которые позволяют определить с хорошей точностью направления главных осей каскадов (см. фото 165). Иногда возможно различить два «ствола» от γ-квантов одного π^0-мезона. Мы видели, что в таких случаях обеспечиваются более благоприятные условия для определения соответствующих отрезков *s*, чем при идентификации только одного фотона от каждого мезона. Этот метод использует преимущество большого удлинения временной шкалы для частиц со скоростями в крайне релятивистской области.

В случаях рассматриваемого типа „родительская звезда" должна лежать между двумя линиями, проведенными в обратном направлении вдоль траекторий γ-квантов, направления движения которых определяются по образующимся каскадам (см. фиг. 117). Далее, значения *x*, соответствующие каждой паре γ-квантов, будут зависеть от неравномерности распределения энергии между ними. Если отношение двух значений энергии равно *D* ($D > 1$), то значения *x* будут пропорциональны

[1] Подобные измерения, проведенные недавно Стилером и др. [77*] по 58 случаям $K_{\pi 2}$-распада, привели к результату $\tau_{\pi^0} = (1{,}9 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-16}$ *сек*. — *Прим. ред.*

$D(m_{\pi^0}c^2/E)$ и $(1/D)(m_{\pi^0}c^2/E)$ (где E — полная энергия мезона) соответственно для γ-кванта с меньшей и большей энергиями. В результате γ-кванты с большей энергией будут стремиться сохранить направление движения исходных π^0-мезонов, в то время как кванты с меньшей энергией будут с большей вероятностью приводить к измеримым значениям отрезка x, если будет достаточно велика продолжительность жизни „родительских" π^0-мезонов.

В одном случае взаимодействия высокой энергии, обнаруженном Фаулером и др. в 1957 г. (см. фото 165 и 166), испустились два π^0-мезона, каждый с энергией ~ 7000 *Бэв*. Пары γ-квантов от каждого мезона можно было анализировать по-отдельности по образуемым ими электронным каскадам. Для одной из этих пар γ-квантов, γ_3 и γ_2, значения энергий квантов отличались особенно сильно ($D \sim 100$), причем квант γ_2 обладал большей энергией. В другой паре, γ_1 и γ_4, энергии квантов были приблизительно равными. Квант первой пары γ_2 образовал пару электрон—позитрон p_3, пройдя путь ~ 1 *см*. Ввиду очень неравномерного распределения энергии квант γ_3 должен казаться вылетающим из самого „родительского" расщепления или из точки, расположенной очень близко от него.

Один след электронно-позитронной пары p_2 и след ливневой частицы высокой энергии ($\sim 10^5$ *Бэв*), испускающейся при „родительском" расщеплении, были использованы в качестве следов отсчета, относительно которых можно было измерять поперечные отклонения x у других вторичных частиц. Второй квант этой пары γ_3 конвертировал в электронно-позитронную пару на расстоянии ~ 40 *мм* от исходного расщепления, и об его относительно малой энергии можно судить по тому факту, что образованный им каскад быстро расходится в стороны (см. фото 166). Результаты измерений на электронно-позитронных парах, образуемых квантами γ_1 и γ_4, приведены на фиг. 228. Соответствующие значения отрезков x равны $+0{,}04\,\mu$ для γ_1 и $-0{,}03\,\mu$ для γ_4. Приведенные знаки перед значениями x имеют следующий смысл. Поскольку можно идентифицировать обе пары γ-квантов от каждого π^0-мезона, то известно, с какой стороны от линии полета данного π^0-мезона располагается траектория электронно-позитронной пары. Следовательно, известно также, с какой стороны от „звезды" должна пройти проекция линии полета каждого γ-кванта. Если измерения указывают на то, что проекция располагается по „правильную" сторону от „звезды", отрезку приписывается положительный знак, в противном случае — отрицательный.

Выше уже отмечалось, что направление движения γ-кванта высокой энергии γ_2 должно казаться таким, как если бы этот квант образовался непосредственно в первичном расщеплении, потому что распределение энергий между квантами γ_3 и γ_2 было очень неравномерным. Принимая для γ_1 значение $x \sim 0{,}02\ \mu$, можно получить соответствующую продолжительность жизни родительского π^0-мезона $\sim 6 \cdot 10^{-17}$ *сек*.

Для второго расщепления высокой энергии, фотографии которого показаны на фото 162 и 163, условия измерений были аналогичны предыдущим, но менее благоприятными. В этом случае тоже испустились два вторичных π^0-мезона, однако оказалось невозможным отличить пары γ-квантов, относящиеся к конкретным π^0-мезонам. Кроме того, можно было провести измерения только для трех электронных каскадов, образуемых отдельными γ-квантами, так как четвертый γ-квант конвертировал на слишком большом расстоянии от первичного расщепления.

Отдельные значения отрезков x были определены равными 0,22, 0,08 и 0,02 μ. Пересечение средней линии движения каждой электронно-позитронной пары со следом заряженной ливневой частицы, использовавшимся в качестве следа отсчета, происходило во всех случаях впереди „звезды", т. е. между „родительским" расщеплением и вершиной электронно-позитронной пары. Если положения этих точек пересечения определяются действительным эффектом конечного времени жизни π^0-мезонов, то только два из этих пересечений должны лежать по одну сторону от «звезды» (см. фиг. 117). По-видимому, в этом случае сказался тот факт, что все три пары находились по одну сторону от ливневой частицы, относительно следа которой проводились отсчеты и энергия которой составляла ~ 2000 *Бэв*. Многократное рассеяние такой частицы дает среднюю стрелу прогиба 0,05 μ на следе длиной 14 *мм*. Поэтому возможно, что на результатах определения точек пересечения сказалось отличие профиля следа отсчета от прямолинейного из-за многократного рассеяния частицы. Максимально допустимая величина среднего отрезка x по трем пересечениям равна

$$x = \frac{1}{3}(0{,}22 \pm 0{,}08 - 0{,}2)\ \mu \sim 0{,}1\ \mu,$$

что соответствует средней продолжительности жизни π^0-мезона $\sim 3 \cdot 10^{-16}$ *сек*.

д) Оценки верхнего предела времени жизни. Другой метод, предложенный впервые Каплоном и др. [43], позволяет избегать трудностей, связанных с измерениями описанного выше

типа, но требует оценок энергии π^0-мезонов. С помощью этого метода можно оценивать верхний предел времени существования отдельных мезонов. Каплон и др. экспонировали космическими лучами эмульсии, помещенные между слоями латуни. Пробег для конверсии фотонов в веществе установки был таким образом уменьшен вдвое по сравнению с пробегом в обычной эмульсии на стеклянной подложке. В такой стопке авторы наблюдали явления, связанные с одиночным γ-квантом высокой энергии, пролетавшим путь в несколько сантиметров от исходного расщепления до конверсии в электронно-позитронную пару, и пришли к заключению, что π^0-мезон не распадался в течение $\sim 10^{-14}$ *сек*.

Аналогичный подход может быть сделан к случаям взаимодействия высокой энергии, описанным выше. В первом случае два из четырех фотонов конвертировали в точках, расположенных не далее 11 *мм* от первоначального расщепления; это — верхний предел расстояния, проходимого π^0-мезонами, каждый из которых имел энергию ~ 7000 *Бэв*. Соответствующий верхний предел их собственного времени жизни равен $\sim 7 \cdot 10^{-16}$ *сек*.

Во втором случае среднее расстояние точек конверсии трех квантов равно 16 *мм* и соответствующее значение для времени жизни оказывается $< 3 \cdot 10^{-15}$ *сек*. Хотя эти предельные значения и больше соответствующих величин, определенных методом поиска точек пересечения, следует заметить, что наблюдения при еще более высоких энергиях со стопками-сэндвичами, составленными из чередующихся слоев эмульсии и свинца, имели бы преимущество из-за меньшей длины пробега для конверсии γ-лучей. Такие стопки позволили бы установить верхний предел времени жизни значительно точнее.

§ 10. Спин и четность π-мезонов

Реакция $\pi^- + p \to n + \gamma$, которая происходит при захвате π^--мезонов в водороде, позволяет сделать определенные заключения о спине π^--мезонов. Так, если значение этого спина равно s, то на основании закона сохранения спина для рассматриваемой реакции можно записать

$$\pi^- + p \to n + \gamma,$$

$$(s) \pm \left(\frac{1}{2}\right) \to \left(\frac{1}{2}\right) \pm (1).$$

Ввиду того что мезон захватывается протоном с K-орбиты, орбитальный момент количества движения в начальном состоянии системы равен нулю. Орбитальный момент в конечном состоянии равен нулю или целому числу. Отсюда следует, что спин s равен нулю или является целым.

Исследования поперечных сечений реакции

$$p + p \to \pi^+ + d$$

и обратной ей реакции

$$\pi^+ + d \to p + p$$

показывают, что спин заряженного π-мезона равен нулю.

По мере развития атомной и ядерной физики было обнаружено, что законы сохранения заряда массы, импульса и спина недостаточны для полного описания поведения атомной системы. Элементарные частицы обладают и другими внутренними свойствами, которые сохраняются при атомных и ядерных взаимодействиях.

Открытие двух из этих свойств, получивших название четности и изотопического спина, и законов сохранения, к которым они приводят, имело большое значение для облегчения задачи систематизации и правильного истолкования сложного экспериментального материала ядерной физики. Они сыграли важную роль и при детальном изучении свойств π-мезонов.

Рассмотрение изотопического спина будет проведено в гл. 14, поскольку эта тема относится к изучению взаимодействий быстрых π-мезонов, а в этой главе будет рассматриваться только свойство четности.

В квантовой теории состояние частицы описывается волновой функцией. Очень часто эту волновую функцию можно представить в виде произведения функций, зависящих отдельно от пространственных координат, спина и других координат. Если такое условие выполнено и если вероятность обнаружения частицы в точке x, y, z, равная $|\varphi(x, y, z)|^2$, не изменяется при изменении знака координат, так что имеем $\varphi(-x, -y, -z) = \pm \varphi(x, y, z)$, то волновая функция $\Phi(x, y, z)$ является либо четной, либо нечетной функцией x, y, z, но не их комбинацией. Принято говорить, что такие волновые функции имеют определенную четность; положительную (+) или отрицательную (—) в соответствии с тем, какую функцию координат они содержат (четную или нечетную). Существенное условие для определения четности системы состоит в том, что значение $|\varphi|^2$ не должно изменяться при изменении знака пространственных координат. На опыте было найдено, что как при ядерных, так и при электромагнитных взаимодействиях четность системы всегда является вполне определенной.

Четность системы частиц может быть определена из четностей отдельных компонент си-

стемы по определенным алгебраическим правилам. Например, для двух частиц полная четность системы равна произведению внутренних четностей каждой частицы, умноженному на $(-1)^l$, где $\sqrt{l(l+1)}\,\hbar/2\pi$ — орбитальный момент количества движения системы.

Дейтрон служит простым примером такой системы двух тел. Основным состоянием дейтрона является состояние $^3S_1$, и его орбитальный момент количества движения равен нулю. Нейтрон и протон — четные частицы. Таким образом, четность дейтрона равна $(+)\cdot(+)\cdot(-1)^0 = (+)$, т. е. положительна.

При остановке π^--мезонов в дейтерии происходят две реакции:

$$\pi^- + d \to n + n,$$

$$\pi^- + d \to n + n + \gamma.$$

Применим закон сохранения четности к первой из этих двух реакций. Как мы видели, в водороде мезон взаимодействует с ядром, будучи на K-орбите, поэтому орбитальный момент количества движения первоначальной системы, состоящей из π^--мезона и дейтрона, равен нулю. Таким образом, полный момент количества движения системы определяется только спинами двух частиц, равными соответственно 1 для дейтрона и 0 для мезона. Следовательно, первоначальный момент количества движения равен единице. По закону сохранения момента количества движения у системы двух нейтронов, образующихся в реакции, момент количества движения равен тоже 1. Поскольку принцип Паули требует, чтобы спины нейтронов были антипараллельными, орбитальный момент количества движения системы двух нейтронов должен быть равен единице. В результате полная четность системы равна $(+)\cdot(+)\cdot(-1)^1 = (-)$, и она должна быть равна четности начальной системы $\pi^- + d$. Поскольку у этой системы был нулевой орбитальный момент количества движения, мезон и дейтрон имеют разные четности. Четность дейтрона положительная, поэтому четность π^--мезона должна быть отрицательной.

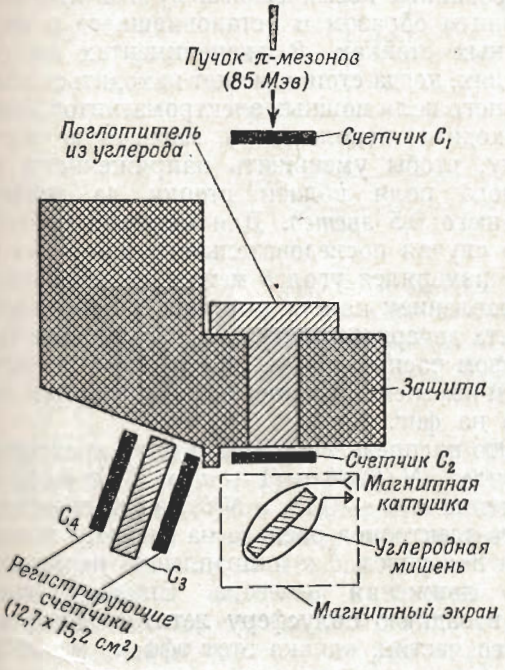
§ 11. Несохранение четности в слабых взаимодействиях

Благодаря значительному успеху, достигнутому в ядерной физике низких энергий в результате введения концепции сохранения четности, ей был приписан всеобщий характер. Широко распространено было и мнение, что концепция сохранения четности справедлива в области слабых взаимодействий. Важное следствие этого предположения, связанное с природой K-мезонов, обнаружилось в период 1953—1956 гг., когда стало ясным, что они распадаются по различным схемам. Исходя из накопившихся экспериментальных данных, нельзя было провести никакого различия между K-мезонами, распадающимися по различным схемам, вплоть до самого момента распада. Поэтому трудно было оспаривать заключение о том, что все они являются частицами одного типа с различными схемами распада. Однако это заключение наталкивалось на следующую трудность: четности систем из частиц распада, образующихся при различных схемах, не были одинаковыми. Например, распад на два π-мезона, казалось бы, требовал положительной четности первичной частицы, а распад на три π-мезона — отрицательной (см. Далиц [67, 68], Фабри [69]). Это приводило к заключению о том, что если четность сохраняется при превращениях частиц, то имеются два типа „родительских" частиц с различной четностью. Исходя из очевидной тождественности „родительских" частиц, Ли и Янг [70] проанализировали экспериментальные данные, согласно которым считалось, что четность сохраняется даже при слабых взаимодействиях, проявляющихся при процессах распада. Они пришли к выводу, что соответствующие экспериментальные доказательства отсутствуют, и предложили эксперименты, с помощью которых можно было бы проверить закон сохранения четности. Первый из этих экспериментов относился к процессу распада $\pi \to \mu \to e$.

Согласно закону сохранения четности, невозможно наблюдать асимметрию, например, при распаде μ-мезонов или при β-распаде ядер. Действительно, существование такой асимметрии означало бы, что по крайней мере большинство μ-мезонов характеризуется либо левой, либо правой спиральностью. Однако при зеркальном отражении (изменении знака пространственных координат) спиральность спина изменяется на противоположную. Следовательно, пучок таких μ-мезонов и нейтрино, образующихся вместе с ними при распаде $\pi \to \mu$, не имел бы определенной четности, несмотря на то, что эти частицы образовались в результате превращения π-мезонов. Именно в этом смысле любая наблюдаемая асимметрия означала бы нарушение закона сохранения четности.

а) Эксперименты со счетчиками. Когда принцип сохранения четности в слабых взаимодействиях был подвергнут сомнению, были предприняты эксперименты с целью обнаружить соответствующую асимметрию в распадах. Для таких экспериментов необходимо получить пу-

чок μ-мезонов с ориентированными спинами. Казалось возможным, что при распаде π-мезонов μ-мезоны могут вылетать со спинами, ориентированными в направлении первоначального движения частицы. Если это действительно имеет место, то одно направление будет выделенным и с ним можно будет сравнивать направления вылета электронов, испускаемых при последующем распаде μ-мезона. Проводя такие исследования, Гарвин и др. [71] использовали установку, схематически показанную на фиг. 121.



Фиг. 121. Схема установки для исследования углового распределения электронов, образующихся при распаде поляризованных μ-мезонов [71].

Пучок, состоящий из смеси π- и μ-мезонов, образуемых при бомбардировке медной мишени протонами, ускоренными на фазотроне до 480 *Мэв*, анализировался магнитным полем и проходил через счетчик C_1. Затем частицы попадали в поглотитель из углерода, в котором π-мезоны останавливались, а некоторые из μ-мезонов выходили из него, поскольку они при том же значении импульса имели бóльшую энергию. Эти μ-мезоны проходили через второй счетчик C_2 и останавливались затем в углеродной мишени. Последняя была помещена в магнитное поле, которое поддерживалось с помощью катушки, обмотанной вокруг мишени. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости рисунка.

Предположим, что μ-мезоны действительно поляризованы в направлении их испускания в системе центра инерции родительских π^+-мезонов. Большинство μ-мезонов будут образовываться при распаде на лету π-мезонов в пучке, и только те из них, которые вылетели почти точно вперед или назад в системе центра инерции монэнергетичных π-мезонов, будут оставаться в пучке. Остальные μ-мезоны будут испускаться под значительными углами к пучку в лабораторной системе и поэтому будут уходить из пучка. Кроме того, μ-мезоны, испущенные в системе центра инерции назад, будут иметь меньшие значения импульсов по сравнению с μ-мезонами, испущенными вперед, и обычно они будут иметь недостаточный пробег для попадания в углеродный блок. В результате спины μ-мезонов, достигающих углеродной мишени, могут быть в некоторой степени поляризованы в направлении пучка. Разумно предположить, что любая такая поляризация не будет нарушаться в результате процессов рассеяния и ионизации при прохождении частиц через вещество.

В магнитном поле, создаваемом в углеродном блоке, μ-мезоны со спинами, ориентированными в плоскости рисунка, будут прецессировать с угловой частотой $\omega' = C/I\omega$, где $I\omega$ — момент количества движения, C — приложенный момент сил. Подставив $I\omega = \hbar/2$ и $C = \mu H$, получим, что угловая скорость равна $2\mu H/\hbar$, где μ — магнитный момент μ-мезона. Если этот магнитный момент соответствует частице с массой m_μ, т. е. равен

$$\mu = \frac{e\hbar}{4\pi m_\mu c} = \frac{e\hbar}{2m_\mu c},$$

то

$$\omega' = \frac{He}{m_\mu c} = 10^5 H \text{ рад/сек}.$$

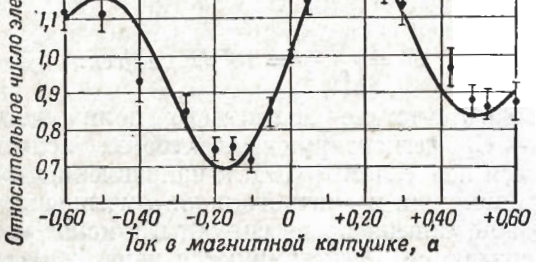
В отсутствие магнитного поля счетчики $C_3 + C_4$ регистрируют электроны, испускающиеся под углом $\sim 100°$ к направлению пучка. При наличии магнитного поля μ-мезоны в углеродной мишени прецессируют и в конце концов распадаются. Регистрируются лишь те из электронов, которые испускаются под определенными углами относительно направления спина мезона. Положение направления спина в момент распада определяется скоростью прецессии и продолжительностью жизни конкретной частицы.

Предположим для простоты, что все мезоны живут одно и то же время, равное, скажем, среднему времени жизни. Поскольку мезоны прецессируют с постоянной угловой скоростью в заданном поле, счетчики будут регистрировать

только те из электронов распада, которые испускаются в узком интервале углов к направлению спина. Величина этого интервала будет определяться размерами счетчиков. Изменяя магнитное поле, а следовательно, и скорость прецессии, можно исследовать интенсивность электронов распада под различными углами к направлению спина. Практически, вместо того чтобы вращать детектор электронов и сохранять фиксированным направление спина, в описанной установке использовали вращение спина, а положение детектора электронов не менялось.

Поскольку моменты распада мезонов распределены во времени, использовалось „окно" в регистрирующей схеме, которое ограничивало счет электронов интервалом времени от $0{,}75 \cdot 10^{-6}$ до $2{,}0 \cdot 10^{-6}$ *сек*, отсчитываемого с момента остановки родительского мезона в углеродном блоке. Все это приводит к некоторой потере эффективности углового разрешения аппаратуры. С другой стороны, метод имеет то преимущество, что изменением толщины поглотителя D между счетчиками C_3 и C_4 можно менять среднюю энергию электронов распада, к которым чувствительна аппаратура.

Результаты, полученные Гарвином и др. [71], представлены на фиг. 122. Они являются убедительным доказательством того исходного допущения, что μ-мезоны действительно поляризуются и что, в противоположность предположению о сохранении четности, имеется



Фиг. 122. Экспериментальные результаты, показывающие зависимость скорости счета электронов, образующихся при распаде μ^+-мезонов, от напряженности магнитного поля.

Это поле вызывает прецессию μ-мезонов, останавливающихся в углеродном блоке [71].

заметная асимметрия в угловом распределении вторичных электронов по отношению к направлению спина родительских μ-мезонов.

Одновременно с работой Гарвина и др. [71] по распаду $\pi \to \mu \to e$ были проведены эксперименты Ву и др. [72] по β-распаду ориентированных ядер. Эти эксперименты тоже показали наличие асимметрии, несовместимой с сохранением четности при таких превращениях.

б) Эксперименты с фотоэмульсиями. Асимметрия в угловом распределении электронов распада μ-мезонов была также показана несколькими авторами в экспериментах с фотоэмульсией (см., например, Фридман и Телегди [73], Кастаньоли и др. [74] и Бисвас и др. [75]). С этой целью регистрировались π^+-мезоны, образованные космическими лучами или искусственным образом и остановившиеся в эмульсионных стопках. В экспериментах на ускорителях, когда стопка может находиться вблизи сильного поля мощных электромагнитов, обычно необходимо использовать магнитную экранировку, чтобы уменьшить напряженность магнитного поля вблизи стопки до значения, меньшего 0,5 *эрстед*. Для каждого наблюдаемого случая последовательного $\pi \to \mu \to e$ распада измерялся угол θ между первоначальным направлением полета μ-мезона и направлением вылета дочернего электрона. Полученное таким образом распределение, построенное по результатам измерений во многих лабораториях, показано на фиг. 123[1]).

Это распределение может быть представлено в виде $N(\theta)\, d\theta = (1 + a \cos\theta) \sin\theta\, d\theta$, где величина $a = -0{,}13$, а $N(\theta)$ означает интенсивность электронов распада на единицу телесного угла под углом θ к направлению первоначального движения μ-мезона. Вполне очевидно, что в заднюю полусферу летит большее количество частиц, однако этот эффект менее заметен, чем в экспериментах со счетчиками, когда μ-мезоны останавливались в углероде. Это вызывается частичной деполяризацией μ-мезонов во время их движения и торможения в эмульсии. В углероде и во многих других веществах этот эффект не наблюдался. В случае направленного пучка μ-мезонов деполяризацию можно предотвратить с помощью поля напряженностью около 5000 *эрстед*, параллельного направлению движения частиц.

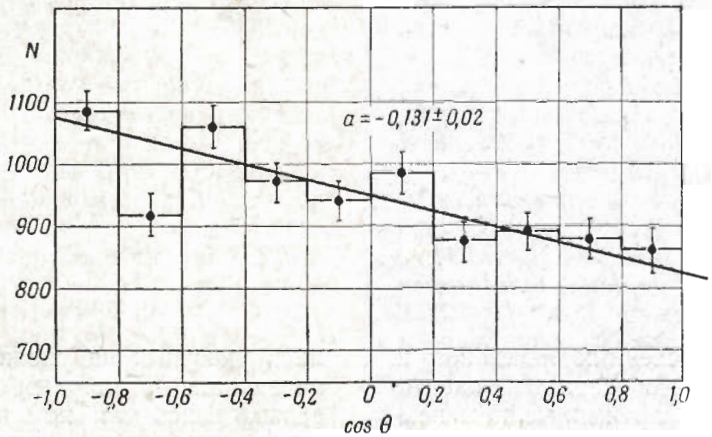
Важная деталь рассматриваемого метода состоит в том, что отбор случаев для измерения производится независимо от направления испускания электрона. Обычно оказывается удобным

[1]) Аналогичные результаты были получены и в работах советских авторов [см. Вайсенберг А. О., Смирнитский В. М., Колганова Э. Д., Минервина З. В., Песоцкая Е. А., Рабин Н. В., ЖЭТФ, **35**, 645 (1958); Али-Заде Е. А., Гуревич И. И., Добрецов Ю. П., Никольский Б. А., Суркова Л. В., ЖЭТФ, **36**, 1327 (1959)]. — *Прим. ред.*

ограничиться рассмотрением лишь μ-мезонов с первоначальным направлением в пределах некоторого ограниченного угла к плоскости эмульсии. Для избежания систематических ошибок важно, чтобы различались следы вторичных электронов во всех отобранных случаях.

образом, как степень анизотропии зависит от этого параметра[1]. Такое исследование может быть проведено со счетчиками.

Деполяризацию можно несколько уменьшить, используя эмульсии, разбавленные желатиной. Работая с эмульсиями G5 с двукратным



Фиг. 123. Угловое распределение электронов, возникающих при распаде μ^+-мезонов, останавливающихся в эмульсии Ильфорд G5.

Если $N(\theta)$ — число частиц, испускаемых под углом θ на единицу телесного угла, то число частиц, наблюдаемых в интервале углов от θ до $\theta + d\theta$, пропорционально $N(\theta) \sin \theta d\theta \sim N(\theta)\, d(\cos\theta)$. Поэтому представляется удобным наносить на график количество следов, соответствующее равным интервалам $\cos\theta$.

Для описываемых экспериментов фотографический метод имеет в принципе то преимущество, что он позволяет определять с высокой степенью точности угол между направлениями испускания μ-мезона и его дочернего электрона. Однако он имеет тот недостаток, что в эмульсии нарушается поляризация μ-мезонов. Физические процессы, которые вызывают этот эффект, еще недостаточно поняты. Кроме того, очень утомительно измерять энергию вторичных электронов и определять таким

и четырехкратным разбавлением желатиной, Чадвик и др. [76] получили значения a в формуле углового распределения равными соответственно —0,21 и —0,23.

[1] Зависимость степени анизотропии от энергии была подробно изучена фотоэмульсионной методикой рядом авторов [см. Вайсенберг А. О., Смирнитский В. М., Колганова Э. Д., Рабин Н. В., ЖЭТФ, **37**, 3026 (1959); Вайсенберг А. О., ЖЭТФ, **37**, 566 (1959); Бабаян Х. П., Маритян Н. А., Матевосян К. А., Сариян М. Е., ЖЭТФ, 35, 561 (1958)]. — *Прим. ред.*

Глава 9

ТЯЖЕЛЫЕ, ИЛИ K-МЕЗОНЫ

При ядерных столкновениях π-мезонов и протонов высокой энергии образуются тяжелые мезоны, или K-мезоны, как заряженные, так и нейтральные, с массами, равными, в узких пределах, значению 966 m_e. Эти частицы могут претерпевать превращения по различным схемам, подробно представленным в табл. 6.

Таблица 6

Схема распада заряженных K-мезонов

Обозначения		Схема распада
τ	$K_{\pi 3}$	$\to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$
τ'	$K'_{\pi 3}$	$\to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$
η	$K_{\mu 2}$	$\to \mu^+ + \nu^0$
χ	$K_{\pi 2}$	$\to \pi^+ + \pi^0$
$\varkappa$	$K_{\mu 3}$	$\to \mu^+ + \pi^0 + \nu^0$
ε	$K_{\beta 3}$	$\to \beta^+ +$ 2 нейтр. частицы

В течение нескольких лет не было ясным, являются ли все K-частицы мезонами одного типа, причем различные виды превращений соответствуют альтернативным схемам распада одной и той же частицы, или же имеется несколько типов частиц, которые ничем не отличаются друг от друга вплоть до момента распада. При создавшемся положении можно было говорить о различных превращениях как об отдельных схемах распада тяжелых мезонов, например о τ-распаде. Однако иногда для того, чтобы избежать многословия, целесообразнее исходить из обозначения родительских частиц, таких, как τ-мезоны и т. п.

Для схем распада K-мезонов использовались два типа обозначений. На ранней стадии истории рассматриваемого вопроса, когда имелись указания на различие масс частиц, распадающихся различным образом, схемы распада обозначались так же, как и в случае L-мезонов, строчными буквами греческого алфавита: $\varkappa$, τ, χ и т. д. Позднее, когда было показано, что все расхождения в массах достаточно малы, некоторые исследователи предпочли символы, указывающие на продукты распада тяжелых мезонов. Так, например, символ $K_{\mu 2}$ означает тяжелый мезон, который распадается на две вторичные частицы, причем одна из них является μ-мезоном, а другая — нейтральной частицей. Обозначения обоих типов приводятся в табл. 6.

§ 1. Историческое введение

Первое указание на существование частиц, называемых теперь K-мезонами, было получено Лепренс-Ринге и Леритье [1], которые наблюдали в камере Вильсона след заряженной частицы, столкнувшейся с электроном (1944 г.). Проведя анализ динамики столкновения, авторы пришли к выводу, что масса налетающей частицы равна $\sim$1000 m_e. Позднее это заключение подверглось критике со стороны Бете [2]. По его оценкам заметную величину имела вероятность того, что наблюдаемое явление было обусловлено столкновением протона с электроном.

Существование тяжелых *нестабильных* частиц было установлено в 1947 г. Рочестером и Батлером [3], которые обнаружили два разветвленных следа в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле. Они интерпретировали эти случаи как распады на лету двух частиц с массами около $\sim$1000 m_e, одна из которых была нейтральной, а другая — заряженной. Для установления природы вторичных частиц в этих

случаях V-распада, как они теперь называются, полученных экспериментальных данных было слишком мало.

Первое указание на существование тяжелых мезонов в экспериментах с фотографическими эмульсиями было получено Лепренс-Ринге и др. в 1948 г. [4]. Они обнаружили в эмульсии С2 след частицы, достигающей, по-видимому, конца своего пробега. В точке остановки или очень близко от нее образовалось ядерное расщепление, в результате которого испустился π^--мезон малой энергии, с пробегом $\sim 200\ \mu$. Энергия, выделенная при этом расщеплении, была явно слишком велика, чтобы его можно было отнести за счет ядерного захвата медленного π^--мезона. Было сделано предположение, что это расщепление вызвано более тяжелой отрицательно заряженной частицей. Масса последней была оценена с помощью законов сохранения и оказалась равной $\sim 1000\, m_e$. В настоящее время в эмульсии зафиксировано много случаев ядерных расщеплений, образующихся в результате ядерного захвата K^--мезонов, и ни один из них не похож на случай, зарегистрированный в эмульсии С2. Поэтому кажется вероятным, что предполагаемая первичная частица и расщепление не были связаны друг с другом. На такую возможность уже обращали внимание сами авторы статьи.

Вслед за этими результатами последовало открытие схемы τ-распада в 1949 г. Брауном и др. [5], которые наблюдали случай, показанный на фото 81. Они интерпретировали его как спонтанный распад частиц с массой $\sim 970 m_e$ в конце своего пробега на три вторичных мезона, по-видимому, на π-мезоны.

В 1951 г., проводя измерения энергетического спектра электронов, образующихся при распаде μ-мезонов в фотографических пластинках, О'Келли [6] обнаружил случай явного распада заряженной частицы в конце своего пробега (см. фото 91). В предположении, что вторичная частица была электроном, оценки ее видимой энергии приводили к значению >200 *Мэв*. Эта величина слишком велика, чтобы данный случай можно было отнести к β-распаду μ-мезона. Поэтому были произведены измерения вдоль следа первичной частицы и получена оценка ее массы: $1320 \pm 250\ m_e$. Вскоре после этого был найден другой пример распада заряженной частицы приблизительно с таким же значением массы. Вторичной частицей был μ-мезон с пробегом $\sim 1100\ \mu$ (см. фото 92). Природа вторичной частицы в первом случае, наблюдавшемся О'Келли, не могла быть установлена, так как ее скорость была близка к скорости света. Однако если исходить из предположения, что оба случая являются примерами распада частиц одного и того же типа по одинаковой схеме, то из разницы в энергиях вторичных заряженных частиц следует вывод о распаде таких тяжелых мезонов с участием по крайней мере двух нейтральных частиц. На этом основании О'Келли предположил, что родительские частицы распались по схеме $\varkappa \to \mu + 2$ нейтральные частицы. В настоящее время можно почти с полной уверенностью сказать, что в первом случае, наблюдавшемся О'Келли, распад происходил по схеме $K_{\mu 2}$, а во втором — по схеме $K_{\mu 3}$.

Поиск медленных K-мезонов как в камерах Вильсона, так и в пластинках, экспонированных в космическом излучении, оказался очень трудным. Тем не менее в течение двух последующих лет в фотографических эмульсиях было обнаружено около шестидесяти примеров распада. В большинстве случаев вторичные частицы испускались со скоростью, близкой к скорости света, и значения их масс не могли быть определены. Однако. в четырех случаях, обнаруженных Меноном и О'Келли [7, 8], ионизация вторичных частиц была примерно на 10% выше значения ионизации на плато ионизационной кривой, а параметры рассеяния $\bar{\alpha}$ для различных случаев были равны друг другу в пределах экспериментальных ошибок. Соответствующее значение величины $p\beta$ составляло ~ 175 *Мэв/с*. Этот результат означает, что в данных случаях вторичная частица была π-мезоном с энергией 116 ± 5 *Мэв* (см. фиг. 131). Поэтому авторы предложили схему распада родительской частицы:

$$\chi^{\pm} \longrightarrow \pi^{\pm} + N^0,$$

где N^0 означает нейтрино, γ-квант или π^0-мезон. Как отмечали авторы, нельзя было исключить вероятность того, что первичная частица идентична с τ-мезоном и может распадаться по альтернативной схеме. Они указывали на хорошее согласие имевшихся данных с предположением, что распады происходили в соответствии со схемой

$$\chi^{\pm} \longrightarrow \pi^{\pm} + \pi^0.$$

Действительно, если исходить из предположения $m_\chi = m_\tau = 965\, m_e$, то энергия заряженного π-мезона, образующегося при таком распаде, получается равной 108 *Мэв*. Аналогичные исследования в том же 1954 г. были проведены Бонетти и др. [9]. Кстати, еще в 1951 г. Бете высказал догадку, что наиболее разумно было бы считать все тяжелые мезоны частицами одного типа до тех пор, пока не будет показано, что мезоны, распадающиеся по различным схемам, являются разными частицами.

Среди вторичных частиц, появляющихся в результате K-распада, вдоль следов которых можно было провести точные измерения, в течение 1951—1953 гг. было найдено еще несколько μ-мезонов. В некоторых случаях данные были весьма убедительными потому, что были зафиксированы распады вторичных частиц на электрон в конце своего пробега. В немногих других случаях ионизация вторичных частиц превышала значение на плато ионизационной кривой, и, хотя они не останавливались в эмульсии, их следы были достаточной длины для измерения масс методом ($\bar{\alpha}$, g). Таким образом были получены убедительные доказательства того, что вторичными частицами были μ-мезоны. Как оказалось, энергии испускаемых μ-мезонов изменялись в широких пределах. Это подтверждало предположение, что вместе с μ-мезоном испускались две или более нейтральных частиц.

В течение этого периода накапливались также данные о распаде нестабильных тяжелых частиц из экспериментов с камерами Вильсона по исследованию заряженных „V-частиц". Однако в то время в таких экспериментах приходилось сталкиваться с большими трудностями, так как очень редко оказывалось возможным определить массу первичной частицы или массу и энергию вторичной частицы. Кроме того, как теперь известно, интерпретация результатов таких экспериментов затруднялась из-за присутствия заряженных гиперонов среди большего количества тяжелых мезонов, ответственных за заряженные V-распады.

Большим техническим достижением этого периода явилось изготовление большой камеры Вильсона, разделенной металлическими пластинами. Тяжелые заряженные частицы могли останавливаться в одной из металлических пластин до распада (см. Бридж и Аннис [10]). Иногда в благоприятных случаях оказывалось возможным регистрировать пробег вторичной частицы в металлических пластинах и на основании этого делать определенные заключения об ее энергии. Кроме того, если вторичная частица при прохождении через одну из пластин сталкивалась с ядром, можно было сделать наиболее разумное заключение, что частица является π-мезоном, а не μ-мезоном.

Следующий важный шаг заключался в использовании дополнительно к камере со многими пластинами второй камеры Вильсона, расположенной над первой и помещенной в магнитное поле. Верхняя камера позволяла определять импульс частицы. Этот параметр наряду со значением пробега частицы, проходящей через пластины нижней камеры, позволял получать значения массы с малыми ошибками (см. Грегори и др. [11]). Этот метод был в принципе аналогичен тому, который использовали Фреттер [12, 13] и Броде [14] при изучении μ-мезонов. Однако существенно бо́льшие размеры установки сделали возможным изучение эффектов, связанных с остановкой в металлических пластинах тяжелых частиц известной массы („S-случаев"), помимо заряженных V-распадов, когда аналогичные частицы распадаются на лету. Эти исследования привели, в конце концов, к открытию схемы распада $K_{\mu 2}$. Работы высокой степени точности с одной камерой Вильсона по исследованию частиц в космических лучах были проведены Томсоном в течение 1952—1953 гг. Ему удалось в конечном счете установить схему распада нейтрального тяжелого мезона на два π-мезона:

$$\theta_1^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$$

и получить значение его массы $m_{\theta^0} = 966 \pm 10\, m_e$ [15].

Значительным техническим усовершенствованиям подвергся также фотографический метод после введения бесподложечных эмульсий. В 1953 г. при участии 18 лабораторий была предпринята Европейская экспедиция в Сардинию для облучения эмульсионных стопок размером $15 \times 10 \times 2{,}5$ $см^3$, поднимаемых на большую высоту с помощью воздушных шаров (см. Дэвис и Франчинетти [16]). Полеты проводились на магнитной широте $\sim 40°$ N, где магнитное поле Земли имеет такое значение, что частицы с энергией меньше $\sim 1{,}5$ $Бэв$ не могут войти в атмосферу в вертикальном направлении. Таким образом, исключалось большое количество частиц малой энергии из первичного космического излучения, которые образуют нежелательный фон следов при облучении на высоких широтах. В результате этой экспедиции и аналогичных работ в Индии значительно расширился круг исследуемых вопросов по тяжелым мезонам. Это стало возможным как благодаря большому количеству лабораторий, занятых этими проблемами, так и в результате улучшенных введением эмульсионных стопок условий эксперимента. Эти исследования привели к многим важным открытиям, в том числе к обнаружению новых схем распада K-мезонов и ядерного взаимодействия отрицательно заряженных частиц.

Дальнейшие успехи были достигнуты в экспериментах с пучками протонов с энергией 3 и 6 $Бэв$ на синхрофазотронах соответственно в Брукхэйвене и Беркли, когда было обнаружено искусственное образование тяжелых мезонов. Так же как и в случае π-мезонов, стало возможным более детальное изучение свойств частиц. Эти работы привели, в частности,

к открытию совместного образования K-мезонов и гиперонов.

И, наконец, были преодолены технические трудности, связанные с обработкой очень больших эмульсионных стопок. В октябре 1954 г. в результате сотрудничества университетов Бристоля, Милана и Падуи была успешно экспонирована в Северной Италии эмульсионная стопка размером $36 \times 25 \times 15$ *см*³. Стопка, весившая 63 *кг*, была поднята на баллонах на высоту около 26 *км* и экспонировалась там в течение 6 *час*. Хотя стопка в некоторой степени пострадала из-за порчи парашюта при спуске, она была успешно обработана и явилась хорошим экспериментальным материалом для сотрудничества многих европейских лабораторий.

Работы с большими эмульсионными стопками сразу показали все преимущества использования их в экспериментах по элементарным частицам и по исследованию космических лучей. Было найдено, что количество нестабильных частиц, останавливающихся на единицу объема эмульсии, сильно возросло в результате большого объема вещества самой стопки. Кроме того, благодаря большим линейным размерам стопки значительно увеличиваются возможности для установления деталей схемы распада любого исследуемого тяжелого мезона, так как возрастает вероятность остановки вторичных частиц внутри эмульсии и определения вследствие этого их природы и начальной энергии. Эти преимущества быстро привели к широкому распространению таких стопок как при использовании в экспериментах по космическим лучам, так и в работах на ускорителях.

В частности, они были использованы при исследовании, предпринятом для разрешения проблемы — являются ли все K-мезоны частицами одного типа или имеются два или более типов частиц, каждая из которых распадается по одной или нескольким схемам распада. Работы с коллимированными пучками тяжелых мезонов, образуемых на ускорителях и направляемых на эмульсионные стопки, позволили провести точные сравнения масс тяжелых мезонов, распадающихся по различным схемам (см. Бирдж и др. [17]). Было показано, что любое различие масс меньше, чем экспериментальные ошибки, которые в 1955 г. были доведены до значений $\pm 10\ m_e$ и даже до еще меньших значений для наиболее вероятных распадов $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$.

§ 2. Схема τ-распада; $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm} + \pi^{+} + \pi^{-}$

Схема τ-распада K-мезонов была первой детально исследованной схемой. По многим причинам целесообразно дать подробное изложение первых измерений. Путем сравнения первых результатов измерения масс распадающихся частиц со значениями, полученными позже в более благоприятных условиях, можно объективно проверить точность, которая может быть достигнута несколькими из наиболее важных методов измерений. Кроме того, идентификация τ-распада является прекрасной демонстрацией больших возможностей фотографического метода и иллюстрирует некоторые существенные стороны используемых методов анализа.

а) Идентификация. Мезоны, подвергающиеся τ-распаду, редко встречаются в пластинках, облученных космическими лучами.

Распад по схеме τ впервые наблюдался Брауном и др. [5] в 1949 г. (см. фото 81). Их результаты приводили к выводу о том, что тяжелый мезон распадается на три π-мезона, а его масса составляет около 970 m_e. Последующие работы подтвердили этот вывод. Наиболее точное значение массы, известное в настоящее время, равно $966{,}3 \pm 0{,}7\ m_e$, если считать, что масса π-мезона равна $273{,}25 \pm 0{,}15\ m_e$. После того как был наблюден первый случай, прошло более полутора лет, прежде чем был обнаружен второй такой случай (см. Хардинг [18]); к июлю 1953 г. количество случаев достигало всего лишь 12 (см. табл. 7).

Хотя мезоны, распадающиеся по схеме τ, встречаются редко, при обнаружении они легко идентифицируются даже в фотопластинках с толщиной эмульсионного слоя $\sim 300\ \mu$. Это объясняется следующими характеристиками явления:

1. При движении в плотном веществе тяжелый мезон останавливается обычно еще до распада. Поэтому три следа заряженных π-мезонов, на которые он распадается, являются компланарными.

2. Относительные направления движения трех вторичных частиц в их общей плоскости и их скорости (которые обычно можно определить по плотности зерен на следах) должны находиться в согласии с предположением, что суммарный импульс вторичных частиц равен нулю, если их массы одинаковы.

3. Плотности зерен на следах должны быть такими, чтобы соответствующее значение полной энергии трех вторичных частиц (в предположении, что они являются π-мезонами) было равно в пределах ошибок измерений 75 *Мэв*.

Уже этих трех особенностей почти всегда вполне достаточно, чтобы отличить следы, образуемые τ-мезонами, от большого количества четырехлучевых „звезд" в эмульсиях, облученных космическими лучами. Если же харак-

Таблица 7

Данные о первых τ-мезонах, зарегистрированных в эмульсиях

№ случая	Пластинка	Место и условия облучения	Длина следов, *мм*				Литература
			первичные	вторичные			
				а	*б*	*в*	
1*	A	Юнгфрау-Йох, под 10 *см* свинца	3,0	π^--мезон	2,0	0,12	[5]
2		Юнгфрау-Йох, на леднике, под 3 *м* льда	0,74	1,3	0,4	0,03	[18]
3			Все короткие				[18]
4	B	Юнгфрау-Йох, под 30 *см* свинца	2,07	6,4	0,12	0,49	[19]
5	C	Юнгфрау-Йох, на леднике	коротк.	0,45	0,72	0,99	[20]
6	D	Маунт-Роза, под 6 *см* алюминия	8,0	2,6	2,0	0,10	[21]
7	E	Полет на воздушных шарах без поглотителя (высота 27 *км*)	0,42	0,40	0,34	0,34	Менон, неопубликовано, 1952
8**		Сардиния, полет на воздушном шаре (высота $\sim$ 25 *км*)	1,5	6,2	1,1	0,69 (π^+)	[22]
9***	F	Сардиния, $\sim$27 *км*	7,3	4,1	2,9	1,8	[23]
10		Самолет „Комета", Лондон—Сингапур, $\sim$10,5 *км*	1,7	1,9	8,8	3,2	[24]
11****	G	Сардиния, $\sim$25 *км*	4,0	2,5	0,6	0,16 (π^+)	[25]
12*****		Индия, $\sim$26 *км*	7,46	1,13 (π^+)	11,5	2,8	Питерс, частное сообщение, 1953

* Вторичная частица *а* вызывает расщепление, характерное для π^--мезонов.
** Вторичная частица *в* достигает конца своего пробега и испытывает характерный $\pi \to \mu$-распад.
*** τ-мезон испускается при ядерном расщеплении.
**** Зарегистрирован последовательный $\pi \to \mu \to e$-распад частицы *в*.
***** Вторичная частица *а* подвергается последовательному $\pi \to \mu \to e$-распаду, а сам τ-мезон образуется при ядерном расщеплении.

теристики четвертого следа соответствуют частице с зарядом e, приближающейся к концу своего пробега и имеющей массу, не сильно отличающуюся от массы протона, то природу мезона можно считать установленной. Особенно важно иметь данные о направлении движения предполагаемой родительской частицы.

Если выполнение характеристик 1—3 проверить нельзя из-за того, что один или несколько следов в эмульсии слишком коротки, можно исследовать следующие характеристики, которые могут дать достаточное количество дополнительных сведений о природе частиц.

4. При наличии достаточно длинных следов по измерениям g^* и $\bar{\alpha}$ можно определить массы и, таким образом, установить тип одной или нескольких вторичных частиц.

5. В тех случаях, когда длина следа родительской частицы превышает 2 *мм*, ее масса может быть определена по зависимости плотности зерен и рассеяния от остаточного пробега (см. стр. 115, 118). Если направление движения этой частицы установлено с определенностью, а масса превышает 500 m_e, то с большим основанием можно считать эту частицу τ-мезоном даже в том случае, когда известно только то, что три вторичные частицы компланарны.

Детали, касающиеся первых 12 случаев регистрации τ-мезонов в фотографических эмульсиях, приведены в табл. 7.

б) Первые измерения масс. Сводка первых непосредственных измерений масс τ-мезонов приведена в табл. 8. Средневзвешенное из значений масс, определенных прямым методом, равно $970 \pm 57\ m_e$, а среднее из значений, полученных с помощью законов сохранения, равно $969 \pm 6\ m_e$, если предположить, что все вторичные частицы являются π-мезонами с массой $273 \pm 0{,}5\ m_e$.

При определении значений масс путем применения законов сохранения массы отрицательных и положительных π-мезонов были приняты равными $273 \pm 0{,}5\ m_e$. Ошибки в средних вычислены в предположении, что все ошибки отдельных измерений, указанные различными авторами, являются статистическими и соответствуют стандартным отклонениям.

Таблица 8

Определения массы τ-мезона

№ случая	Длина следа, *мм*	Значения массы, определенные различными методами, m_e			Значения Q, *Мэв*
		(g^*, R)	$(\bar{\alpha}, R)$	учет законов сохранения	
1	3,0	1080 ± 160	990 ± 270	946 ± 16	65 ± 8
2				967 ± 30	76 ± 15
3				954 ± 16	69 ± 8
4	2,1	1015 ± 280	910 ± 220	966 ± 8	75 ± 4
5				963 ± 14	73,5 ± 7
6	8,0	946 ± 140	995 ± 150	989 ± 15	86,5 ± 7,5
8	1,5			966 ± 9	75 ± 4
9	7,3	970 ± 130	935 ± 160	872 ± 12	78 ± 5
10	1,7		960 ± 500	972 ± 10	78 ± 5
11	4,0		890 ± 180	966 ± 17	75 ± 7
Средневзвешенные значения ...		994 ± 79	946 ± 81	969 ± 6	76 ± 2

в) Природа вторичных частиц. Первые данные, свидетельствующие о том, что все три вторичные частицы являются π-мезонами, основаны на следующих наблюдениях:

1. Идентификация π-мезонов по вторичным явлениям в конце их пробега, например таким, которые показаны на фото 81. В отдельных эмульсионных слоях такие данные получаются очень редко, так как π-мезоны обычно выходят из эмульсии до остановки.

2. Определение масс вторичных частиц по измерениям g^* и $\bar{\alpha}$.

Из 33 вторичных частиц, наблюдавшихся при распаде первых 12 обнаруженных τ-мезонов, для 8 частиц можно было провести измерения их масс. Результаты этих измерений приведены в табл. 9.

Таблица 9

Результаты прямых измерений масс вторичных частиц в единицах m_e

Средневзвешенное значение, без учета идентифицированных π-мезонов, равно 286 ± 13 m_e

Частица / № случая	*а*	*б*	*в*
1	π-мезон	280 ± 30	—
4	285 ± 20	—	—
5	260 ± 110	330 ± 140	260 ± 110
8			π^+-мезон
9			
10		305 ± 25	
11	270 ± 43	284 ± 63	π^+-мезон
12	π^+-мезон		

3. Из относительных направлений вылета вторичных частиц в их общей плоскости можно получить относительные значения их импульсов с помощью теоремы Лами. Кроме того, по плотности зерен иногда удается определить скорости отдельных частиц. Комбинируя оба измерения, можно сравнить значения масс частиц. Сводка результатов, полученных таким методом, дается в табл. 10.

Таблица 10

Относительные значения масс вторичных частиц

Частица / № случая	*а*	*б*	*в*
1*	—	(1,00)	1,02 ± 0,10
2	1,05 ± 0,20	(1,00)	0,96 ± 0,25
4**	(1,00)	0,88 ± 0,10	1,03 ± 0,05
5	(1,00)	0,93 ± 0,12	1,09 ± 0,17
6	(1,00)	0,98 ± 0,10	0,89 ± 0,10
8			(1)
9	(1,00)	1,03 ± 0,20	0,83 ± 0,05
10***	0,97 ± 0,10	(1,00)	0,90 ± 0,10
11****	1,03 ± 0,08	(1,00)	(1)

* Частица *а* идентифицирована как π-мезон по расщеплению в конце пробега или по распаду $\pi \to \mu$. Согласно измерениям g^* и $\bar{\alpha}$ масса частицы *б* равна 280 ± ±30 m_e.

** Согласно измерениям g^* и $\bar{\alpha}$ масса частицы *а* равна 285 ± 20m_e

*** Согласно измерениям g^* и $\bar{\alpha}$ масса частицы *б* равна 305 ± ±25 m_e.

**** Согласно измерениям g^* и $\bar{\alpha}$ масса частицы *б* равна 284 ± ±63 m_e.

Как видно из этой таблицы, в 6 случаях массы вторичных частиц, связанных с четырьмя

τ-распадами (τ_1, τ_4, τ_{10} и τ_{11}), могут быть сравнены описанным методом с массами частиц, идентифицированных с некоторой долей уверенности как π-мезоны. Средневзвешенное из четырех полученных таким образом относительных значений массы равно $0{,}98 \pm 0{,}03$.

4. Прямые измерения масс τ-мезонов находились в хорошем согласии с предположением о распаде этих частиц на три π-мезона, в то время как предположение о том, что вторичные частицы являются μ-мезонами, приводит к существенному разногласию в значениях масс, превышающему ожидаемые ошибки измерений в несколько раз (см. данные по мезону τ_6 и фото 84).

г) Заряд K-мезонов, распадающихся в эмульсии по схеме τ-распада. Из первых зарегистрированных случаев τ-распада в фотоэмульсиях можно было получить немного сведений о знаке заряда родительских частиц. При знании знаков зарядов трех вторичных π-мезонов становится известным и знак заряда родительской частицы, однако вероятность остановки в эмульсиях, наклеенных на стеклянные подложки, очень мала даже для двух мезонов. В 1949—1953 гг. эта проблема представляла большой интерес в связи с вопросом о степени взаимодействия этих мезонов с ядрами. Являются ли тяжелые мезоны сильно взаимодействующими частицами, подобно π-мезонам, так что отрицательные частицы всегда взаимодействуют с ядрами, либо никогда не распадаясь, либо очень редко распадаясь в покое? Или, наоборот, они являются слабо взаимодействующими, подобно μ-мезонам, и, следовательно, как положительные, так и отрицательные частицы распадаются в конце своего пробега?

Эта проблема была, в конце концов, разрешена, когда были введены стопки бесподложечных эмульсий, в которых с большой вероятностью останавливаются все вторичные частицы. Было показано, что все или почти все родительские мезоны, распадающиеся по τ-схеме после остановки в эмульсии, являются положительными. Заметим, кстати, что даже до того, как были получены эти данные, можно было подойти к разрешению проблемы статистически. Так, среди первых сорока вторичных π-мезонов, остановившихся в эмульсии, 26 были положительными, а 14 отрицательными. Этот результат согласуется с предположением, что положительные мезоны встречаются вдвое чаще отрицательных и что, таким образом, по крайней мере большинство образующихся первичных частиц являются положительными. Аналогичные выводы следуют из того факта, что не было опубликовано ни одного случая испускания медленного электрона в точке остановки τ-мезона. По аналогии с π- и μ-мезонами следовало ожидать, что такие электроны будут образовываться при атомном захвате отрицательных тяжелых мезонов с вероятностью около 10%.

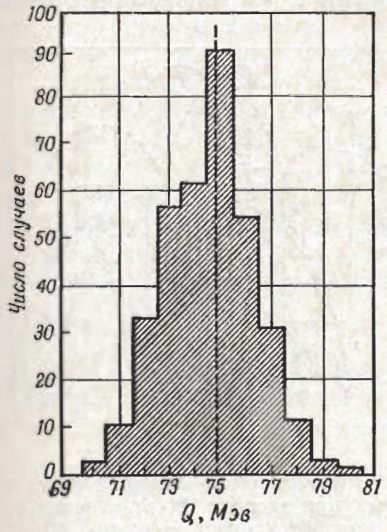
До сих пор не обнаружено ни одного случая τ-распада отрицательного K-мезона в покое. Следует ожидать, что распад на лету может происходить, хотя бы и очень близко к концу пробега, но при этом суммарный импульс вторичных π-мезонов уже не будет равен нулю. Тот важный факт, что отрицательные K-частицы могут распадаться таким способом, был установлен в экспериментах с камерами Вильсона, где K-мезоны обычно распадаются на лету (см. Ван-Линт и Триллинг [26]).

§ 3. Точные измерения масс τ-мезонов

Измерения, проведенные позже при более благоприятных условиях и ставшие возможными лишь после введения бесподложечных эмульсий, продемонстрировали удивительное совпадение с первыми результатами и показали, таким образом, надежность этих результатов и заключений из них. В эмульсионных стопках могли останавливаться все три вторичных мезона. Их можно было идентифицировать как π-мезоны по вторичным процессам в конце их пробега и провести точные оценки энергий по измеренным пробегам. Значение массы родительского мезона, полученное путем применения законов сохранения и в предположении масс $m_{\pi^+} = 273{,}1 \pm 0{,}2\ m_e$ и $m_{\pi^-} = 272{,}5 \pm 0{,}4\ m_e$, оказалось равным $965{,}9 \pm 1{,}0\ m_e$ (см. Амальди [27]). Этот результат основан на использовании данных по 100 случаям распада τ-мезонов, в каждом из которых по крайней мере 2 вторичных π-мезона останавливались внутри эмульсии. Основным источником ошибок полученного значения является неопределенность тормозной способности используемых эмульсий.

Метод определения массы мезонов по энерговыделению Q в сочетании с использованием точных значений масс покоя π-мезонов является наиболее точным из доступных в настоящее время методов измерения масс покоя K^+-мезонов. При рассмотрении этого метода можно хорошо проиллюстрировать методические ухищрения, связанные с измерениями очень высокой точности. Если измерения ограничить лишь теми случаями, когда общая плоскость распада вторичных π-мезонов наклонена к плоскости эмульсии не больше чем на 15°, и если можно непосредственно определить пробеги всех трех π-мезонов, то

ошибки измерения определяются следующими факторами.



Фиг. 124. Распределение значений энерговыделения Q для 400 τ-мезонов, зарегистрированных в бесподложечных эмульсиях, облученных искусственными K^+-мезонами [28].

Отобраны только те случаи, в которых по крайней мере две вторичные частицы останавливались в эмульсии, так что их пробеги могли быть измерены. Эмульсии не калибровались, и все энергии определялись по соотношению пробег—энергия согласно Барони и др.

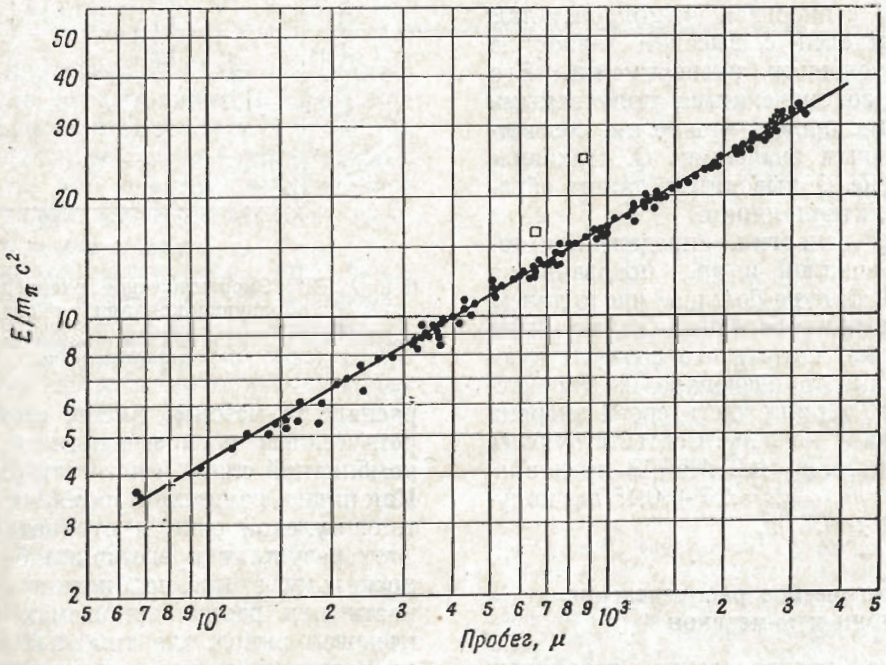
1. Ошибки определения истинных значений пробегов π-мезонов. По данным Хэддока [29], в обычно используемом приближении, когда пробег частицы берется равным сумме длин хорд следа, действительные значения пробегов π-мезонов обычно недооцениваются примерно на 0,5%, что приводит к ошибке в энергии около 0,25%.

2. Явление страгглинга приводит к флуктуациям отдельных значений пробегов около 0,5%. Однако ошибку из-за этого разброса можно значительно уменьшить, измеряя большое количество следов.

3. Ошибки в принятом соотношении пробег — энергия, включая ошибки, связанные с неопределенностью тормозной способности эмульсии. Кроме того, в ошибки определения m_K входят ошибки в значениях масс π-мезонов (см. стр. 158, табл. 5).

Из упомянутых источников ошибок наиболее существенны 1 и 3. Для уменьшения влияния этих ошибок на окончательный результат Бачелла и др. [30] выработали следующий способ. Предположим, что импульс одного из вторичных π-мезонов равен p, а угол между направлениями испускания двух его партнеров в конкретном случае τ-распада равен α. Тогда можно записать

$$\frac{p_1}{\sin\alpha_1} = \frac{p_2}{\sin\alpha_2} = \frac{p_3}{\sin\alpha_3} = m_\pi c\lambda,$$



Фиг. 125. Соотношение пробег—энергия, полученное методом Бачелла и др. [30]

Нормировочная точка, определяемая по среднему пробегу μ-мезонов из распада $\pi \to \mu$, обозначена крестиком. Точки, обозначенные квадратиками, относятся к π-мезонам, которые испытали взаимодействие с ядрами на лету.

где λ — некоторая константа для рассматриваемого случая, m_π — масса покоя π-мезона.

Представив выражение для полной энергии π-мезона в виде

$$E_\pi = \sqrt{p^2c^2 + m_\pi^2 c^4} = m_\pi c^2 \sqrt{1 + \lambda^2 \sin^2 \alpha},$$

получим

$$m_K c^2 = 3m_\pi c^2 + Q = m_\pi c^2 \left\{ \sum_{n=1}^{3} \sqrt{1 + \lambda^2 \sin^2 \alpha_n} \right\}.$$

Как видно из написанных равенств, при любом значении Q для каждого конкретного случая может быть вычислена величина λ и, следовательно, энергия каждого из трех π-мезонов. Полученные таким образом значения можно сравнить с измеренными значениями пробегов. В результате комплекса таких данных определится кривая пробег—энергия. Можно определить несколько таких кривых для нескольких выбранных значений Q вблизи 75 *Мэв*.

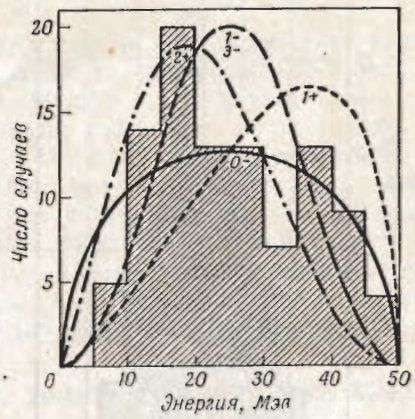
Для определения наиболее вероятного значения Q проводятся также измерения длины R_μ пробега μ-мезонов, образующихся при $\pi \to \mu$-распаде. При этом измерения проводятся на μ-мезонах, зафиксированных в аналогичных условиях, т. е. в тех же самых эмульсиях, теми же методами и с теми же самыми ограничениями, что и для вторичных π-мезонов. Начальная энергия этих μ-мезонов известна и равна 4,12 *Мэв* (см. стр. 158). Поэтому средний пробег π-мезонов с энергией $4{,}12(m_\pi/m_\mu)$ *Мэв* может быть определен с высокой точностью в конкретных условиях эксперимента. Его можно сравнить со значениями, получаемыми с помощью кривых пробег — энергия, соответствующих различным значениям Q. Наиболее вероятное значение Q выводится, таким образом, с помощью интерполяции.

Кривая пробег—энергия, определенная таким способом Бачеллой и др., показана на фиг. 125. На этой фигуре большое число точек, специальным образом обозначенных, не были включены в анализ, потому что соответствующие π-мезоны, как это следовало из характеристик их следов, теряли часть своей энергии при взаимодействиях на лету. Соответствующее значение Q равно $75{,}0 \pm 0{,}2$ *Мэв*. В предположении, что $m_{\pi^+} = m_{\pi^-} = 273{,}25 \pm 0{,}15\ m_e$, получаем $m_K = 966{,}3 \pm 0{,}7\ m_e$.

§ 4. Энергетическое распределение вторичных π-мезонов

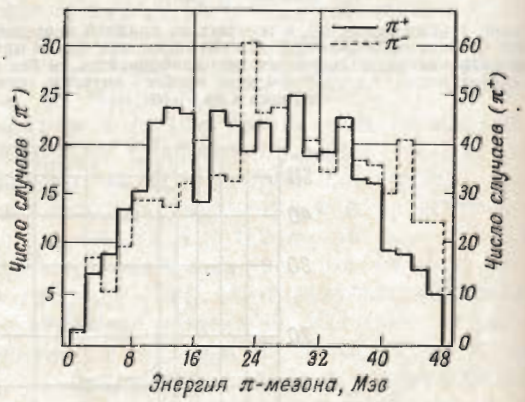
Энергетическое распределение вторичных π-мезонов имеет прямое отношение к спину и четности τ-мезона и, таким образом, к вопросу об идентичности K-мезонов, распадающихся по различным схемам (см. Далиц [31], Фабри [32]).

На фиг. 126 и 127 показаны энергетические распределения π^--мезонов, образующихся при



Фиг. 126. Энергетическое распределение π^--мезонов, образованных при распаде 100 τ^+-мезонов, полученных на бевatроне в Беркли [29].

Кривые показывают распределения, ожидаемые в соответствии с анализом Далица—Фабри, для различных предположений о спине и четности τ-мезона.



Фиг. 127. Энергетическое распределение π-мезонов, образующихся при τ-распаде [28].

Данные для положительных и отрицательных π-мезонов приведены раздельно.

распаде τ^+-мезонов, вместе с ожидаемыми теоретическими распределениями для различных комбинаций спина и четности (см. Хэддок [29]). Как видно, наиболее приемлема комбинация 0^-, т. е. нулевой спин и отрицательная четность. Этот результат представлял большой интерес, поскольку в предположении сохранения четности при различных схемах распада отсюда следовал вывод, что тяжелый мезон не может распадаться на два π-мезона по схеме χ-распада ($K_{\pi 2}$) и что, следовательно, имеется разница между тяжелыми мезонами, распадающимися по различным схемам.

§ 5. Схема распада τ'; $\tau'^+ \to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$

В экспериментах Менона и О'Келли [7, 8] были получены данные, свидетельствующие об испускании π-мезонов с энергией ~ 110 *Мэв* при распаде по схеме $K_{\pi 2}$. Доказательства испускания вторичных π-мезонов с гораздо меньшей энергией были получены в работе Крюссара и др. [33, 34]. Они наблюдали два случая, в которых энергии вторичных частиц были равны соответственно 14,7 и 15,2 *Мэв*, а природа частиц определялась однозначно благодаря наблюдаемому $\pi \to \mu \to \beta$-распаду. Подробные данные о пяти первых случаях этого процесса приведены в табл. 11. Обычно считается, что они представляют собой распад K-мезонов по альтернативной схеме $\tau'^+ \to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$. Полагая массу τ-мезона равной 966 m_e, получаем, что энергия испускаемого π^+-мезона может принимать значения от нуля до 53 *Мэв*.

Хотя и кажется бесспорным, что большинство описанных выше случаев правильно идентифицированы как распады τ-мезонов по альтернативной схеме, возможно также, что некоторые из них соответствуют ядерным захватам K^--мезонов. Такой процесс часто ведет к испусканию π-мезона и небольшая часть энергии уносится α-частицами и протонами. Следовательно, может случиться и так, что несколько испущенных нуклонов испарения окажутся нейтронами. Поглощение K^--мезона и испускание π^+-мезона уменьшают заряд ядра на две единицы, поэтому может оказаться, что после испарения двух или трех нейтронов образующееся ядро останется стабильным. Это замечание не относится к работам с магнитным анализом пучков K-мезонов, где знак заряда мезонов известен.

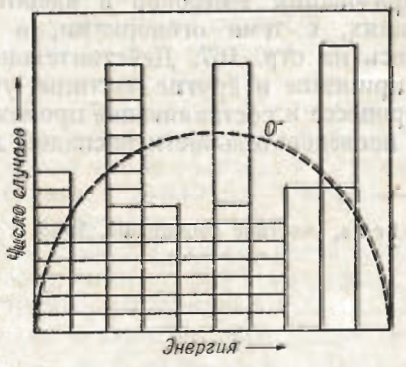
Весьма важно, чтобы построение энергетического спектра π-мезонов, возникающих при распаде по схеме τ', было основано на измерениях, проведенных заведомо без какого-либо систематического отбора частиц, распадающихся по этой схеме. В то же время изменение с энергией частиц плотности зерен на следах увеличивает вероятность регистрации медленных вторичных частиц. Эти эффекты были приняты во внимание при построении по суммарным данным распределения, показанного на фиг. 128, однако соответствующие значения поправочных коэффициентов не являются вполне определенными.

Таблица 11

Первые зафиксированные случаи альтернативного распада $\tau'^+ \to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$

Первичная частица		Вторичная частица		Примечание	Литература
длина следа, *мм*	масса, m_e	длина следа, *мм*	энергия, *Мэв*		
16,0	940 ± 100	4,3	14,7		[32]
13,8	995 ± 100	4,6	15,2	Все вторичные заряженные частицы подвергаются $\pi \to \mu \to e$-распаду	[33]
6,8	930 ± 100	9,7	22,7		[35]
13,0	966 ± 100	0,9	6,0		[36]
6,8	600 ± 160	26	41,5		[37]

На фиг. 128 показаны сводные данные для энергетического спектра π-мезонов, главным образом из экспериментов со стопками, облу-



Фиг. 128. Энергетическое распределение вторичных заряженных π-мезонов при распаде по схеме τ'.

Каждый прямоугольник соответствует одному π-мезону. При построении принята во внимание эффективность наблюдений при различных условиях эксперимента. Представленное распределение аналогично распределению при обычном τ-распаде. Это сходство дает основание считать, что вторичные π-мезоны образуются действительно по предполагаемой схеме. Максимально возможная энергия π-мезонов, образующихся по этой схеме, равна 53 *Мэв*, а энергетическая шкала разделена на десять равных интервалов.

Сторк, частное сообщение, 1956.

ченными искусственно полученными K-мезонами. Сходство этого спектра с распределением π-мезонов при τ-распаде (см. фиг. 127), а также отсутствие π-мезонов с энергиями от 53 до 109 *Мэв*, т. е. до значения, соответствующего χ-распаду, подтверждает, что распад идет по схеме $\tau'^{+} \to \pi^{+} + \pi^{0} + \pi^{0}$.

Леви-Сетти и др. обнаружили один случай распада по схеме τ' с последующим распадом одного из π^0-мезонов по альтернативной схеме, приводящим к появлению связанного следа электронно-позитронной пары. Среди 5000 полученных искусственным путем K^+-мезонов, остановившихся в эмульсии, Харрис и др. [38] обнаружили один случай, когда энергия вторичной заряженной частицы была равна 60 *Мэв*. Они отнесли его к радиационному распаду по схеме $K_{\pi 2}$: $K \to \pi^{+} + \pi^{0} + \gamma$ (см. стр. 199).

§ 6. Непосредственное образование τ-мезонов при ядерных взаимодействиях

Второй важной проблемой, связанной с вопросом о силе взаимодействия τ-мезонов с ядрами и представлявшей в свое время большой интерес, был вопрос о происхождении τ-мезонов. Могут ли они образовываться подобно π-мезонам непосредственно в нуклон-нуклонных взаимодействиях или они являются подобно μ-мезонам продуктами распада других частиц? Два случая, обнаруженных Чекарелли и др. [23] (см. фото 87 и 88) и Питерсом[1], внесли значительный вклад в разрешение этой проблемы. В каждом из этих случаев τ-мезон испускался из „звезды", и это можно было рассматривать как свидетельство непосредственного образования τ-мезонов в ядерных взаимодействиях, с теми оговорками, о которых говорилось на стр. 167. Действительно, могли быть в принципе и другие частицы, участвующие в процессе и составляющие промежуточное звено в последовательности распадов, приводящей к τ-мезону. Такие частицы могут не давать видимых следов из-за их очень малого времени жизни.

Окончательно эта проблема была решена в результате работ Фаулера и др. [39] по совместному образованию K-мезонов и гиперонов (см. стр. 235). Эти работы показали, что π- и μ-мезоны не дают оснований для адекватных аналогий и что явление гораздо сложнее, чем ожидалось.

Радиационный распад τ-мезона; $\tau \to 3\pi + \gamma$. В большинстве случаев τ-мезоны распадаются после остановки в эмульсии и поэтому суммарный импульс вторичных частиц равен нулю, а выделяющаяся энергия равна ~ 75 *Мэв*. В редких случаях τ-мезон может распадаться в эмульсии на лету. Однако было зафиксировано несколько случаев, когда мезон по всем признакам достигает конца своего пробега и тем не менее суммарный импульс вторичных частиц не равен нулю. Первый такой случай описали Даниэл и Яш Пал [41].

На первый взгляд, имеются два возможных объяснения таких случаев. Их можно было бы объяснить либо распадом на лету очень близко к концу пробега, либо радиационным распадом, при котором три заряженных π-мезона сопровождаются испусканием γ-кванта. Однако при работе со стопками эмульсий, когда энергии и импульсы вторичных π-мезонов могут быть точно измерены, можно определить, какая из возможностей осуществляется на самом деле. При распаде на лету полная энергия трех π-мезонов будет больше обычного значения из-за вклада кинетической энергии родительского τ-мезона, а в случае испускания γ-кванта — меньше.

Описанным способом было показано, что в нескольких рассматриваемых случаях действительно испустился γ-квант, т. е. произошел радиационный распад τ-мезона аналогично такому же процессу в случае π-мезонов, приводящему к испусканию короткопробежных μ-мезонов (см. стр. 164).

[1] Peters, частное сообщение, 1953 г.

Глава 10

K-МЕЗОНЫ

(продолжение)

§ 1. Открытие других схем распада заряженных K-мезонов

а) Схема распада $\varkappa$, или $K_{\mu 3}$; $K_{\mu 3} \to \mu + \pi^0 + \nu^0$. Экспериментальные данные, полученные при первых наблюдениях тяжелых мезонов, распадающихся с испусканием вторичных μ-мезонов, приведены в табл. 12. В каждом рассматриваемом случае правильность идентификации вторичной частицы как μ-мезона подтверждается регистрацией ее распада на электрон; это, по-видимому, исключает возможность того, что вторичная частица является π-мезоном.

Таблица 12

Первые примеры распада $\varkappa \to \mu + \pi^0 + \nu^0$, в которых μ-мезон остановился и распался с испусканием электрона

Первичная частица		Вторичная частица		литература
длина следа, *мм*	масса, m_e	пробег, *мм*	энергия, *Мэв*	
5,7	1125 ± 150	1,1	5,9	[1]
9,63	1240 ± 80	23,2	33,0	[2]
20,2	980 ± 130	14,6	28,0	[3]
35,7	980 ± 100	4,8	13,6	[4]
24,2	850 ± 100	5,4	14,5	[5]
15,7	1000	38,4	53	[6]

В большинстве аналогичных случаев удавалось наблюдать вторичные частицы, не достигающие конца своего пробега. Однако их энергии были достаточно малы, а следы достаточно длинны для того, чтобы можно было провести точные измерения масс и получить, таким образом, убедительные аргументы в пользу μ-мезонной природы этих частиц. В таких случаях энергии μ-мезонов тоже изменялись в широких пределах.

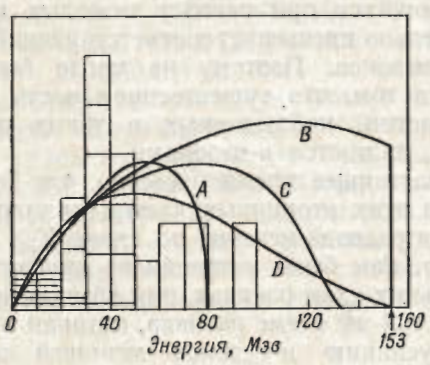
В первых работах по тяжелым мезонам, останавливающимся в небольших стопках фотографических эмульсий, следы большинства вторичных частиц имели плотность зерен, близкую к минимальной, и поэтому их нельзя было идентифицировать. Однако еще до открытия наиболее вероятных схем распада $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$ эксперименты с камерами Вильсона показали, что средний пробег для взаимодействия в металлических пластинах для вторичных частиц, образующихся при распаде тяжелых мезонов, значительно превышает соответствующий пробег для π-мезонов. Поэтому не могло быть сомнений в том, что существенная часть вторичных частиц, наблюдаемых в таких экспериментах, являются μ-мезонами.

В настоящее время известно, что большинство из этих вторичных частиц являлось продуктами распада мезонов по схеме $K_{\mu 2}$. Однако до того, как было установлено существование нескольких схем распада, они обычно приписывались той же схеме распада, которая приводит к испусканию μ-мезонов меньшей энергии, а именно схеме $K_{\mu 3}$.

Несмотря на трудность, связанную с наличием нескольких различных схем распада, уже из первых наблюдений был сделан вывод, что энергии μ-мезонов, образующихся в одной из схем распада K-мезонов, изменяются в широких пределах. Это свидетельствовало о том, что одновременно с μ-мезонами образуются две или более нейтральных частиц и поэтому одну из схем распада можно записать как $\varkappa \to \mu + 2$ нейтральные частицы. Сразу же возник большой интерес к вопросу о природе нейтральных частиц. Вскоре стало ясным, что существенную информацию об этом в прин-

ципе можно было бы получить, определив границу энергетического спектра вторичных частиц. Если все $\varkappa$-мезоны имеют массы, равные массе τ-мезона, то максимальная энергия μ-мезона в случае распада по схеме $\varkappa \to \mu + \pi^0 + \gamma\,(\nu)$ составляет ~ 134 *Мэв*. Если же массы покоя обеих нейтральных частиц равны нулю, т. е. они являются γ-квантами или нейтрино, то соответствующее граничное значение энергии μ-мезонов составляет ~ 153 *Мэв*. Однако этот способ является сложным ввиду наличия альтернативных схем распада и вследствие того, что вероятность испускания вторичного μ-мезона с энергией в интервале 100—160 *Мэв* при распаде по схеме $\varkappa$ очень мала.

Имеющиеся данные об энергетическом распределении вторичных μ-мезонов, образующихся при распаде по схеме $K_{\mu 3}$, приведены на фиг. 129. Что означают эти данные, определить довольно трудно, поскольку они получены при различных условиях эксперимента. Относительные значения эффективности регистрации μ-мезонов с различными энергиями зависят от размеров и типа используемых стопок. Определение детальной формы спектра вторичных частиц является задачей будущего. В настоящее время граничное значение энергии неизвестно, и из имеющихся данных надежной информации о природе нейтральной частицы, испускаемой при распаде, получить нельзя.



Фиг. 129. Спектр μ-мезонов для распада по схеме $\varkappa$.

Каждый прямоугольник соответствует одной вторичной частице. Отдельным случаям был приписан статистический вес, учитывающий разную эффективность регистрации мезонов с различными пробегами в разных экспериментальных условиях. Эти веса содержат большую неопределенность — как статистическую, так и другой природы.

Кривые A, B, C, D соответствуют вычисленным распределениям для различных предполагаемых схем распада: $A \to \mu + 2\pi^0$; $B \to \mu + 2\nu^0$; $C \to \mu + \nu^0 + \pi^0$ и $D \to \mu + 3\nu^0$.

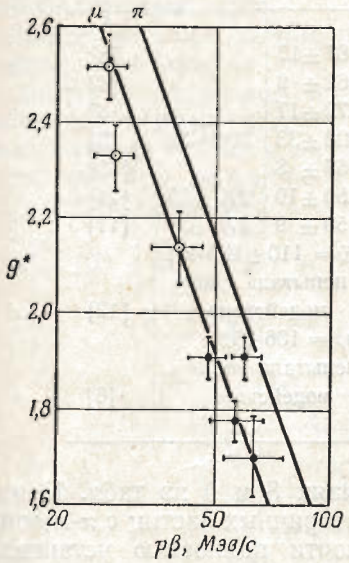
Сторк, частное сообщение, 1956.

Решающее доказательство природы одной из вторичных нейтральных частиц, образующихся при распаде $K_{\mu 3}$, было получено Хуаном и др. [7], которые обнаружили электронно-позитронную пару, испущенную из точки остановки тяжелого мезона. Энергия испущенного при этом же распаде μ-мезона была равна 110 ± 10 *Мэв*. Подобная электронно-позитронная пара почти наверняка относится к маловероятному альтернативному распаду π^0-мезона $\pi^0 \to \gamma + (\beta^+ + \beta^-)$, а поэтому обнаруженный случай дает основание считать, что распад $K_{\mu 3}$ происходит по схеме $K_{\mu 3} \to \mu + \pi^0 + \nu^0$. Если все K-мезоны имеют одинаковые спины и если при распаде по схеме $K_{\mu 3}$ действительно образуются только три вторичные частицы, то, поскольку спин τ-мезона равен нулю, вторая нейтральная частица должна иметь спин $^1/_2$ и поэтому не может быть γ-квантом.

Большинство частиц, которые сопровождаются последовательным распадом $\varkappa \to \mu \to \beta$, являются, по-видимому, положительными, поскольку только 20% μ^--мезонов, останавливающихся в эмульсии, испытывают распад. Для всех вторичных μ-мезонов, образующихся при распаде по схеме $K_{\mu 3}$, в первых экспериментах наблюдалась вся последовательность распадов. Как и в случае τ-мезонов, этот факт свидетельствует о том, что по крайней мере большинство распадающихся частиц являются положительными. Поэтому возникает вопрос, связанный с этой и другими схемами, приводящими к испусканию одиночных вторичных заряженных частиц, — могут ли аналогичным образом распадаться иногда и отрицательные тяжелые мезоны. В ранних экспериментах действительно были зарегистрированы два K-мезона, распадающиеся, по-видимому, в конце своего пробега на L-мезоны, которые останавливались в эмульсии. В конце пробега этих L-мезонов нельзя было различить никаких следов вторичных частиц. Этот результат следовало ожидать, если бы они были μ^--мезонами. Поскольку нельзя провести достаточно точные измерения масс L-мезонов по их следам, нельзя было исключить и другую возможность, заключавшуюся в том, что они могли быть отрицательными π-мезонами, вызвавшими ядерные расщепления без испускания заряженных частиц. Априорная вероятность таких расщеплений равна 20%. При этом подобные случаи могли соответствовать ядерному захвату отрицательного тяжелого мезона с последующим испусканием отрицательного π-мезона или распаду отрицательного K-мезона по схеме τ' (см. стр. 195). Последнее объяснение, однако, кажется невероятным, поскольку среди мезонов, останавливающихся в эмульсии, не было обнаружено ни одного распадающегося по схеме $\tau^- \to \pi^- + \pi^+ + \pi^-$, а альтернативный распад $\tau'^- \to \pi^- + 2\pi^0$ должен происходить еще реже. Можно еще раз подчеркнуть, что в экспери-

ментах с магнитным анализом пучков частиц такие неопределенности не возникают.

Хотя форма энергетического спектра вторичных частиц известна еще недостаточно хорошо для получения информации о вторичных



Фиг. 130. Результаты измерений нормированной плотности зерен (g^*) и импульса $p\beta$ вдоль следа вторичной частицы от тяжелого мезона, показанного на фото 93 (залитые кружки), и вдоль следа μ-мезона (кружки с точками) [8].

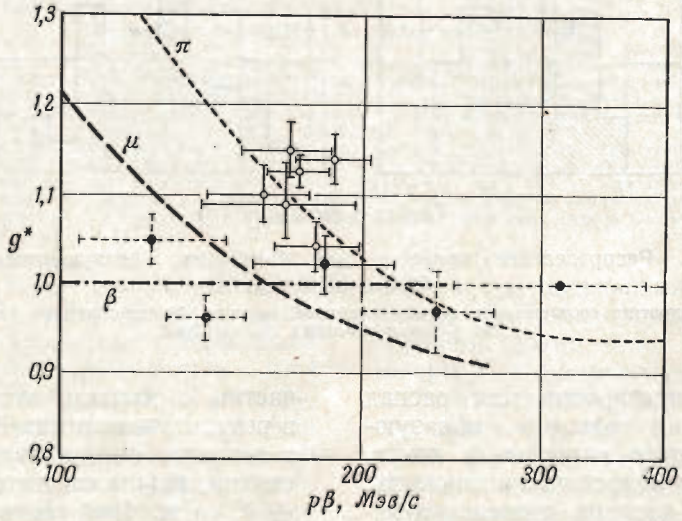
Приведены стандартные статистические отклонения, связанные с отдельными измерениями. Согласно проведенным оценкам, масса вторичной частицы равна $220 \pm 15\ m_e$. Это убедительно показывает, что частица была μ-мезоном.

нейтральных частицах, она показывает, что схему $K_{\mu 3}$ нельзя рассматривать как радиационный распад тяжелых мезонов по схеме $K_{\mu 2}$, по аналогии с известными распадами π- и τ-мезонов (см. стр. 164 и 196). Об этом свидетельствует тот факт, что в подобных процессах γ-кванты образуются обычно с малыми энергиями. Кроме того, распад по схеме $K_{\mu 3}$ должен был бы в этом случае происходить с вероятностью, намного меньшей (по сравнению с вероятностью распада $K_{\mu 2}$), чем наблюдаемая на самом деле.

б) Схема распада χ, или $K_{\pi 2}$; $K^+_{\pi 2} \to \pi^+ + \pi^0$. Первые данные о двухчастичном распаде тяжелого мезона, при котором единственная заряженная вторичная частица является π-мезоном, сведены в табл. 13 и иллюстрируются на фиг. 131. Помимо первоначальных наблюдений Менона и О'Келли [8], эти данные касаются еще 5 случаев.

Отметим три важные особенности этих первых данных.

Во-первых, при интерпретации наблюдений считалось важным, чтобы энергии вторичных частиц согласовывались между собой в пределах ошибок измерений. Требования, предъявляемые при этом к точности методов, были очень высокими; они приводили к необходимости наиболее тщательного и критичного подхода при измерении плотности зерен и рассеяния. Если бы вторичные π-мезоны были немоноэнергетичны, то требования должны были быть намного слабее.



Фиг. 131. Зависимости между нормированной плотностью зерен (g^*) и импульсом для следов вторичных частиц от тяжелых мезонов [8].

Кривые показывают изменение средних значений $p\beta$ в зависимости от g^* для следов π-мезонов, μ-мезонов и электронов.

Точки, приписываемые π-мезонам с энергией 115 *Мэв* и основанные на измерениях отрезков следов трех вторичных частиц, обозначены светлыми кружками [8] (ср. фиг. 135).

Таблица 13

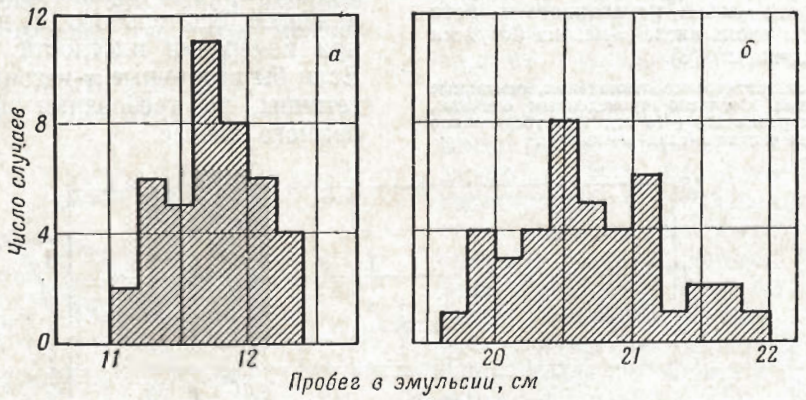
Первые примеры распада $\chi \to \pi + \pi^0$

Случай	Первичная частица			Вторичная частица			Литература
	длина следа, *мм*	масса, m_e	пробег, *мм*	g^*	$p\beta$, *Мэв/с*	масса, m_e	
1	2,6	900±200	7,6	1,14 ±0,025	187±17		[8]
2	0,6	1000	19,5	1,094±0,016	162± 9		[8]
3	4,3	1200±230	6,5	1,15 ±0,03	172±17		[8]
4	1,47	1340±400	2,5	1,06 ±0,04	200±33	300±50	[9]
5	30,0	970±210	58,0	1,02 ±0,02	167± 8		[10]
6	42,5	964± 60	21,0		160±10	270±33	[11]
7	36,5	943± 60	24,0		159± 9	276±30	[11]
8	5,0	937±200	40,5		$E = 110 \pm 10$ *Мэв*; испытала взаимодействие		[12]
9	16,6	965±110	20,5		$p\beta = 166 \pm 15$; испытала взаимодействие		[6]

Во-вторых, после открытия заряженных гиперонов и обнаружения распада одного из них по схеме $\Sigma^\pm \to n + \pi^\pm$ стало ясным, что с некоторой вероятностью распад гиперона может быть ошибочно интерпретирован как распад $K_{\pi 2}$, поскольку энергия π-мезона, образующегося при распаде этого гиперона в покое, равна 94 *Мэв*. Поэтому недостаточно показать, что распадающаяся K-частица тяжелее π-мезона. Необходимо было убедиться и в том, что ее масса меньше массы заряженного гиперона. В первых трех случаях из четырех, обнаруженных Меноном и О'Келли, это условие было выполнено.

В случаях 8 и 9 из табл. 13 идентичность быстрых вторичных частиц с π-мезонами можно считать почти полностью установленной, поскольку зарегистрированы столкновения этих частиц с ядрами, которые были расщеплены в результате взаимодействий. Значения энергий π-мезонов, определенные по измерениям рассеяния, равны соответственно 108 ± 5 и 106 ± ± 10 *Мэв*. Это соответствует массе χ-мезона 967 ± 20 m_e, если предположить, что его распад действительно описывается схемой $\chi^+ \to \pi^+ + \pi^0$.

Наблюдения, описанные выше, не позволяют окончательно установить природу нейтральной



Фиг. 132. Распределение пробегов для L-мезонов, образующихся при распаде $K_{\pi 2}$ (*а*) и $K_{\mu 2}$ (*б*).

Каждый квадратик соответствует одной вторичной частице. Использованные результаты взяты из работ нескольких лабораторий.

частицы, образующейся при распаде χ-мезона. Однако при распаде K-мезонов иногда образуются π^0-мезоны. Этот факт был обнаружен Ходсоном и др. [13]. Ими был зафиксирован в камере Вильсона замечательный случай распада тяжелого мезона на лету на L-мезон и *две* электронно-позитронные пары.

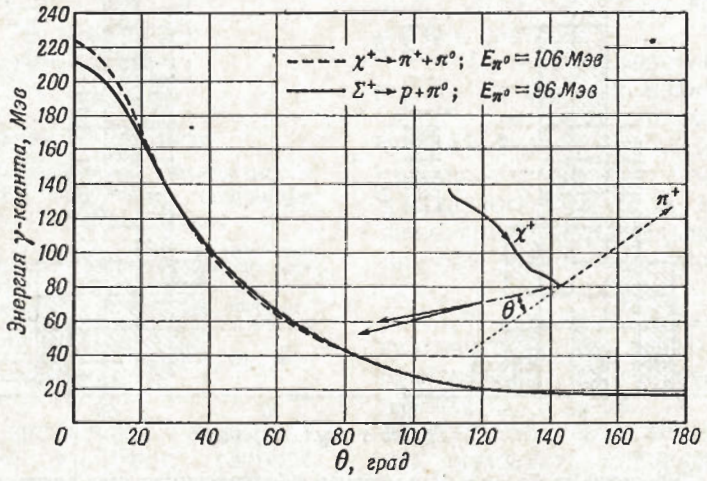
Импульсы вторичных частиц и знаки их зарядов были установлены по наблюдаемой кривизне следов в магнитном поле. Направления движения и энергии двух электронно-позитронных пар находились в согласии с предположением, что они возникли в результате распада π^0-мезона по схеме:

$$\pi^0 \to (\beta^+ + \beta^-) + (\beta^+ + \beta^-).$$

того, энергия предполагаемого π^+-мезона в этой системе равна 106 *Мэв*, т. е. в пределах экспериментальных ошибок равна значению, наблюдаемому при распаде $K_{\pi 2}$ (см. стр. 200).

Схема $K_{\pi 2}$ была установлена окончательно в экспериментах с большими эмульсионными стопками, в которых вторичные π-мезоны могли останавливаться, а их природу можно было определить по наблюдаемому распаду. Постоянство скорости π-мезонов при их испускании было показано на основании распределения пробегов (см. фиг. 134 и стр. 202, где продолжено изложение этого вопроса).

В нескольких случаях были обнаружены электронно-позитронные пары, связанные с тяжелыми мезонами, останавливающимися в эмуль-



Фиг. 133. При двухчастичном распаде типа $\chi^+ \to \pi^+ + \pi^0$, или $\Sigma^+ \to p + \pi^0$, π^0-мезон испытывает отдачу от заряженной частицы.

Если первичная частица распадается в покое, то линия движения π^0-мезона может быть определена из направления движения вторичной заряженной частицы. Энергии π^0-мезонов, образующихся при этих двух типах распада, равны соответственно 106 и 96 *Мэв*. Энергии γ-квантов, образующихся при распаде π^0-мезонов по схеме $\pi^0 \to 2\gamma$, зависят от направления испускания так, как это показано на фигуре.

Любая электронно-позитронная пара, если она приписывается конверсии γ-кванта, образующегося при таком процессе, должна удовлетворять следующим условиям: а) в пределах ошибок измерений биссектриса угла разлета пары должна проходить через точку, совпадающую с концом пробега родительской частицы; б) энергия пары должна соответствовать наблюдаемому углу θ между средней линией движения пары и направлением движения заряженной частицы отдачи.

До сих пор не было больше обнаружено ни одного примера такого распада π^0-мезона[1]. На основании общих теоретических соображений его следовало бы ожидать с вероятностью $\sim 10^{-4}$ по отношению к обычному распаду $\pi^0 \to 2\gamma$. Если предположить, что L-мезон является π^+-мезоном, то импульсы вторичных частиц оказываются сбалансированными в системе центра инерции родительской частицы, а масса последней оказывается равной $\sim 970\, m_e$. Кроме

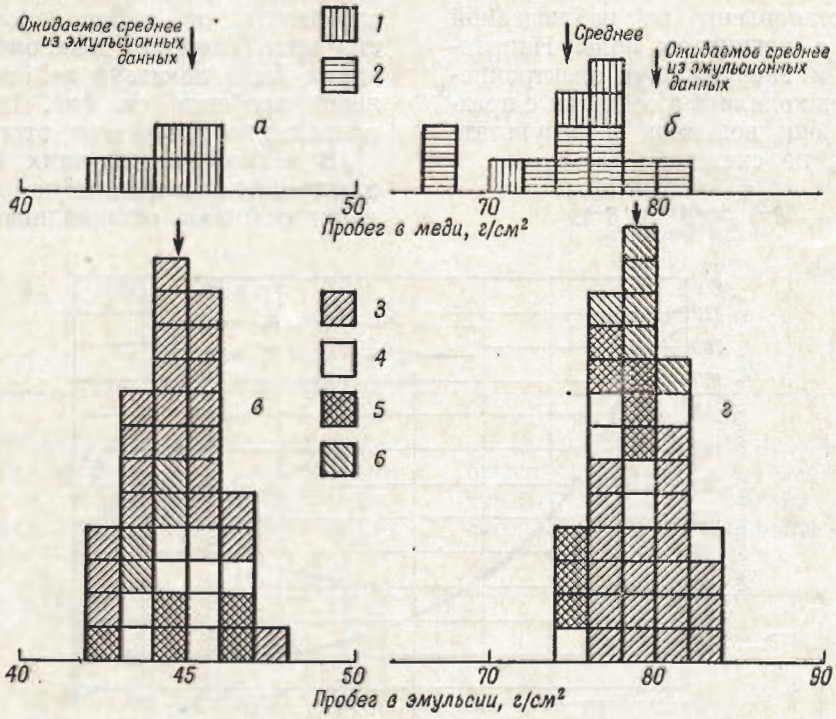
[1] Распад $\pi^0 \to (\beta^+ + \beta^-) + (\beta^+ + \beta^-)$ наблюдался также советскими авторами [Будагов и др., ЖЭТФ, 36, 1080 (1959)]. — *Прим. перев.*

сии и распадающимися явным образом по схеме $K_{\pi 2}$ (см., например, Честер и др. [14]). Иногда можно было показать, что значения энергий и направления движения электрона и позитрона соответствовали распаду π^0-мезона по схеме $\pi^0 \to (\beta^+ + \beta^-) + \gamma$ (фиг. 133). При этом значения энергии π^0-мезона находились в согласии с предположением о том, что он компенсирует импульс связанного с ним вторичного заряженного π-мезона. Кроме того, генетически связанные электронно-позитронные пары наблюдались с частотой, которую и следовало ожидать, если они образуются действительно при альтернативном распаде π^0-мезона,

а эта частица во всех случаях является продуктом χ-распада (Бирдж и др., частное сообщение, 1956).

Некоторые авторы обозначают распад на два π-мезона символом $\theta^{\pm}$ по аналогии с одной из схем распада K^0-частицы: $\theta_1^0 \to \pi^+ + \pi^-$ (см. стр. 218).

вание единой группы частиц с постоянной энергией. Это свидетельствовало о двухчастичном распаде родительских мезонов. Кроме того, было обнаружено, что вторичные частицы проходили через металлические пластины без видимых признаков ядерных взаимодействий. Поэтому было предположено, что эти частицы



Фиг. 134. Сравнение пробегов π- и μ-мезонов, образующихся при распадах $K_{\pi 2}$ и $K_{\mu 2}$.

а и *б* — значения пробегов из экспериментов с камерами Вильсона с пластинами (в *г/см²* Cu); *в* и *г* — значения пробегов из экспериментов с эмульсиями (*в г/см³* эмульсии).
Результаты выражены в единицах массы проходимого вещества как для эмульсии, так и для меди (тормозные способности этих веществ приблизительно равны между собой). Там, где было достаточно данных, результаты для эмульсии были нормированы к плотности 3,82 *г/см³*. Стрелками указано ожидаемое среднее из эмульсионных данных.
Результаты взяты из работ: *1* — Бриджа и др. [16], *2* — Арментероса и др. [93], *3* — Бирджа и др. [17], *4* — группы „G-Stack Collaboration" [25], *5* — Крюссара и др. [26], *6* — Ритсона и др. [27].

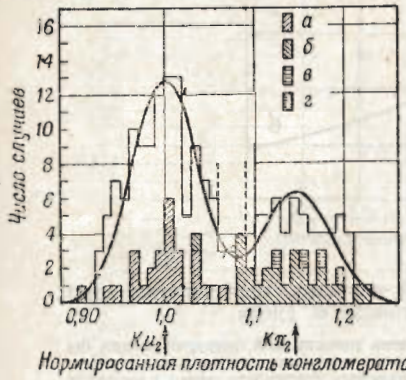
в) Схема распада η, или $K_{\mu 2}$; $K_{\mu 2} \to \mu + \nu^0$. Как уже отмечалось выше, использование двух камер Вильсона, одна из которых была помещена в магнитное поле, а в другой имелись металлические пластины, позволяло определять массы K-частиц, а в отдельных случаях и пробеги (в металлических пластинах) вторичных частиц, образующихся при их распаде.

Грегори и др. [15] показали, что с помощью такой установки можно легко распознавать K-мезоны и измерять их массы. Они смогли установить, что большинство тяжелых мезонов, не распадающихся достаточно долго и способных пройти обе камеры, являются положительно заряженными. Они нашли также, что распределение вторичных частиц по пробегам в металлических пластинах указывает на существование являются μ-мезонами. Родительские мезоны были обозначены символом $K_{\mu 2}$, а схема их распада представлена в виде $K_{\mu 2} \to \mu + \nu^0$, где ν^0 означает нейтральную частицу.

Данные, свидетельствующие о наличии двух моноэнергетичных групп среди вторичных частиц, были получены Бриджем и др. [16] в аналогичных экспериментах. Их результаты представлены на фиг. 134. Наблюдаемые пробеги вторичных частиц пересчитаны на соответствующие пробеги в меди (в *г/см²*).

С появлением больших стопок бесподложечных эмульсий стало возможным регистрировать полные пробеги μ-мезонов, образующихся при $K_{\mu 2}$-распаде. Распределение по пробегам первых обнаруженных таким образом случаев показано на фиг. 132, а соответствующие

значения, выраженные в единицах массы эмульсии, использованы при построении распределения, представленного на фиг. 134. Тормозная способность меди почти равна тормозной способности обычной эмульсии. Разница, наблюдающаяся между результатами, полученными с камерой Вильсона, с одной стороны, и с эмульсиями — с другой, хотя и небольшая по величине, до сих пор не получила объяснения.



Фиг. 135. Распределение нормированной плотности конгломератов в следах вторичных частиц, возникающих при различного типа распадах K-мезонов.

Основные группы образованы π- и μ-мезонами от распадов $K_{\mu 2}$ (а) и $K_{\pi 2}$ (б), однако есть некоторый вклад и от редких распадов $K_{\beta 3}$ (г) и $K_{\mu 3}$ (в). Представленные результаты показывают, что при благоприятных для измерений условиях два основных типа распада можно различить при помощи счета зерен в следах вторичных частиц [17].
Между штриховыми линиями заключены допустимые пределы при определении масс.

Испускание моноэнергетичных μ-мезонов свидетельствует о том, что при распаде испускается одна нейтральная частица. При этом она является нейтрино, а не γ-квантом или π^0-мезоном. Это заключение следует из того факта, что в экспериментах с камерами Вильсона с металлическими пластинами не было обнаружено никаких признаков каскадных ливней от электронов, связанных со случаями распада по схеме $K_{\mu 2}$ и развивающихся в направлении, противоположном испусканию μ-мезона. Дальнейшее обсуждение этих вопросов см. на стр. 205.

Распределение пробегов вторичных μ-мезонов из распада $K_{\mu 2}$ не сильно отличается от распределения, которое следовало бы ожидать из-за страгглинга. Поэтому можно считать очевидным, что всякие эффекты, связанные с радиационным распадом, должны быть малы.

г) β-распад тяжелых мезонов; схема ε, или $K_{\beta 3}$; $K^+_{\beta 3} \to \beta^+ + 2$ нейтральные частицы. Как указали Мишель и Стора [18], имеются достаточные теоретические основания считать, что K-мезоны, распадающиеся с испусканием μ-мезона, должны также распадаться и по альтернативной схеме с испусканием электрона. Первые экспериментальные данные о таком процессе были получены Фридлендером и др. [19] (см. также Даханаяке и др. [20], Джонстон и др. [21]). Вторичные электроны идентифицировались:

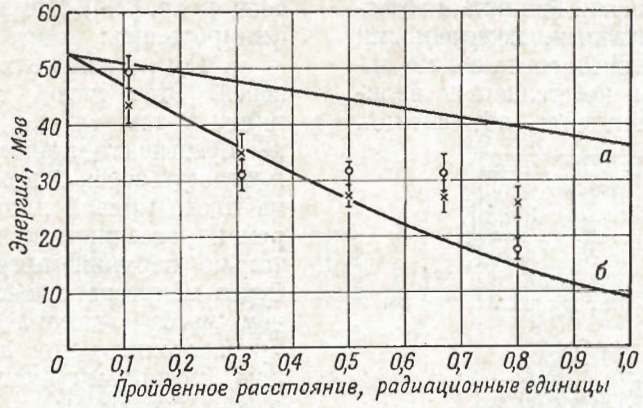
1. Путем измерений рассеяния и плотности зерен. Этот метод может быть использован лишь в том случае, если энергия электрона не превышает примерно 80 *Мэв*. Поскольку плотность зерен в этом случае равна значению на плато кривой плотности зерен, то из измерений рассеяния можно в принципе получить только верхний предел массы. Однако если будет получено существенно меньшее значение, чем масса μ-мезона m_μ, то вполне разумно предположить, что частица является электроном, поскольку неизвестны никакие другие легкие частицы.

2. Путем исследования тормозного излучения. На фиг. 136 показаны результаты измерений рассеяния вторичной частицы, образующейся при распаде K-мезона, в различных точках ее траектории. Эти результаты находятся в удовлетворительном согласии со средними значениями, ожидаемыми для электронов, если принять во внимание эффекты тормозного излучения, и не согласуются с параметрами рассеяния для μ-мезонов, которые теряют свою энергию почти исключительно на ионизацию. Детальные сведения, относящиеся к другим случаям, приведены в табл. 14. Поскольку значения энергий вторичных частиц изменяются в широких пределах, предполагается, что процесс распада совершается по схеме $K_{\beta 3} \to \beta + 2$ нейтральные частицы. Однако нельзя исключить и возможность того, что некоторые из электронов образуются при распадах типа $K_{\beta 2} \to \beta + \nu^0$.

Как и в случае распада по схеме $\varkappa$ ($K_{\mu 3}$), интересно выяснить природу нейтральных частиц, образующихся при распаде $K_{\beta 3}$. Некоторые данные по этому вопросу могут быть получены из определения граничного значения энергии в спектре электронов. Если нейтральные частицы имеют равные нулю массы покоя, т. е. являются нейтрино или γ-квантами, то максимальная энергия электронов в соответствии с законами сохранения оказывается равной 246 *Мэв*. Если же одна из частиц является π^0-мезоном, то соответствующее значение равно 220 *Мэв*. Однако в действительности и здесь имеются лишь отрывочные сведения, и экспериментальный спектр, построенный по этим данным (фиг. 137), следует рассматривать как ориентировочный. Измерения в рассматриваемом случае представляют еще более трудную задачу, чем при исследовании μ-мезонов,

образующихся при распаде $K_{\mu 3}$, так как точное определение энергии электронов оказывается очень трудным из-за энергетических потерь

До сих пор еще не было зафиксировано ни одной электронно-позитронной пары, которую можно было бы приписать альтернативному



Фиг. 136. Значения энергии вторичной заряженной частицы, образованной при распаде тяжелого мезона, в различных точках ее следа.

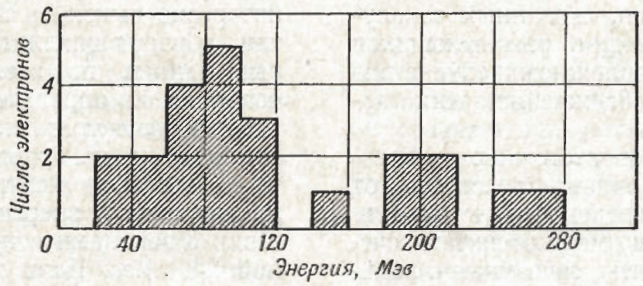
Быстрое уменьшение энергии не может быть объяснено одной лишь ионизацией, которая могла бы вызвать уменьшение в соответствии с кривой *а*. Среднее изменение энергии в следах электронов показано в виде кривой *б*. Несмотря на малое значение энергии частицы, плотность зерен в ее следе равна значению на плато кривой плотности зерен g_p, и это также служит доказательством того, что частица является электроном. Радиационная единица в эмульсии принята равной 2,9 *см* [20].

Таблица 14

Первые примеры β-распада тяжелых мезонов

Первичная частица		Вторичная частица			Литература
длина следа, *мм*	масса, m_e	длина следа, *мм*	нормированная плотность зерен g^*	начальная энергия, *Мэв*	
8,7	1050 ± 100	23	$1{,}01 \pm 0{,}02$ (g_p)	$88{,}5 \pm 6$	[19]*
9,2	970 ± 70	9	$0{,}99 \pm 0{,}03$ (g_p)	81 ± 9	[21]
11,8	970 ± 100	25,6	(g_p)	49 ± 17	[20]**

* Наблюдается внезапная потеря энергии; вылетел медленный электрон.
** Частица теряет энергию на тормозное излучение.



Фиг. 137. Энергетическое распределение 23 электронов, образованных при распаде $K_{\beta 3}$ [17, 25].

Около половины этих электронов были идентифицированы при систематических измерениях вторичных частиц от *K*-мезонов с целью обнаружения энергетических потерь на тормозное излучение.

на тормозное излучение, а также потому, что распад по схеме $K_{\beta 3}$ совершается редко (см. стр. 210).

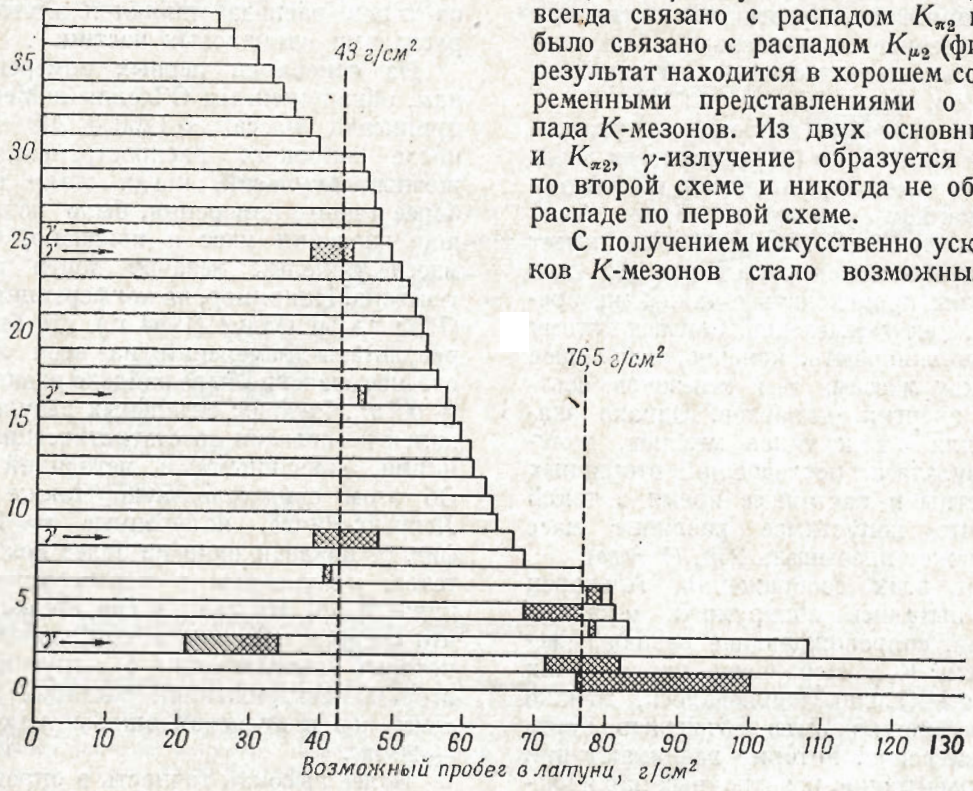
распаду π^0-мезона, возникающего при распаде тяжелого мезона по схеме $K_{\beta 3}$. Если родительские *K*-мезоны имеют спин, равный нулю,

и если при распаде $K_{\beta 3}$ образуются только две нейтральные частицы, то, как и в случае схемы $K_{\mu 3}$, эти частицы должны иметь разные спины.

д) Испускание γ-излучения при распаде K-мезонов. Как уже отмечалось выше, эксперименты по обнаружению γ-квантов, связанных с распадом K-мезонов, сыграли большую роль при выяснении природы вторичных нейтральных частиц. γ-кванты могли в принципе появиться как непосредственно при самом распаде, так и в результате распада π^0-мезонов. Первые работы были проведены лишь с камерами Вильсона, и они показали, что иногда действительно образуется γ-излучение, связанное с процессами распада K-частиц на заряженные L-мезоны. γ-излучение регистрировалось по небольшим электронным каскадам, которые возникали при прохождении γ-излучения через металлические пластины. Было обнаружено, что γ-излучение появляется примерно в 25% случаев распада K-частиц. Возникающие кванты испускаются всегда в полусферу, противоположную направлению вылета L-мезона. Их можно было приписать как отдельным квантам, испускаемым при распаде тяжелых мезонов, так и парам квантов от распада π^0-мезонов. Сделать выбор между этими двумя объяснениями не представлялось возможным. Бриджу и др. [16] удалось показать, что γ-излучение было всегда или почти всегда связано с распадом $K_{\pi 2}$ и никогда не было связано с распадом $K_{\mu 2}$ (фиг. 138). Этот результат находится в хорошем согласии с современными представлениями о схемах распада K-мезонов. Из двух основных схем, $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$, γ-излучение образуется при распаде по второй схеме и никогда не образуется при распаде по первой схеме.

С получением искусственно ускоренных пучков K-мезонов стало возможным проводить эксперименты в контролируемых условиях. Это позволило использовать более эффективные методы со счетчиками. Стало возможным различать между собой основные схемы распада $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$, выясняя, образуются ли при распаде тяжелого мезона γ-кванты или нет. Этот способ позволил определить времена жизни отдельно для двух схем распада (см. стр. 213).

После того как свойства тяжелых мезонов, распадающихся по различным схемам, были установлены, стало ясно, что любое различие между свойствами этих мезонов должно быть очень мало. Это послужило сильным доводом



Фиг. 138. Гамма-кванты, связанные с остановкой K-мезонов.

Приведены результаты наблюдений в камере Вильсона для 38 останавливающихся K-мезонов [16]. Для каждого мезона был определен полный возможный пробег вторичной частицы в камере Вильсона, т. е. путь, который мог быть зафиксирован при бесконечном распадном пробеге частицы. Значения этих пробегов для каждого случая изображены в виде прямоугольников. Наблюдаемый пробег частиц, остановившихся в камере, в пределах ошибок, определяемых конечными размерами металлических пластин, заштрихован. Хорошо видно наличие двух групп частиц: одной с пробегами частиц ~43 г/см², сопровождаемых γ-квантами, и другой с пробегом ~77 г/см².

в пользу того, что существуют лишь частицы одного типа, распадающиеся по различным схемам. Однако при этом возникала серьезная теоретическая трудность. Спин и четность мезонов, распадающихся по схеме $K_{\pi 2}$, должны быть либо четные, либо нечетные. С другой стороны, в соответствии с анализом Далица для τ-мезона наиболее вероятной должна быть комбинация четного спина и отрицательной четности (0^- или 2^-). Конкретные экспериментальные данные по энергетическому спектру вторичных π-мезонов из τ-распада убедительным образом свидетельствовали в пользу комбинации 0^- (см. фиг. 126).

В качестве способов разрешения указанной трудности Ли и Орир [22] выдвинули предположение, что τ-мезон распадается на θ-мезон (χ) с испусканием γ-квантов. Далее было предположено, что образующийся θ-мезон имеет очень малое время жизни и поэтому оба типа распада должны происходить с таким же временем жизни, как у τ-мезонов. Согласно этому допущению, должно быть, конечно, небольшое различие между массами τ- и θ-мезонов, соответствующее энергии γ-квантов. Однако значения масс для обоих типов мезонов, полученные по результатам исследования вторичных частиц, известны в настоящее время с такой точностью, что допустимое различие масс $m_\tau - m_\theta$ не может превышать $2\,m_e$ (1 *Мэв*).

Исходя из этих соображений, Альварец и др. [23] пытались обнаружить γ-кванты малой энергии, сопровождающие распад K-мезонов по схеме $K_{\pi 2}$. Небольшое число таких квантов действительно наблюдалось, однако их появление можно было объяснить аннигиляцией позитронов, которые возникают при образовании электронно-позитронных пар в каскадах, вызываемых γ-квантами *высокой энергии* от распада π^0-мезонов, образующихся при распаде $K_{\pi 2}$. Результаты этой работы показали, что если γ-излучение и образуется в процессе, постулированном Ли и Ориром, то энергия квантов должна быть меньше 0,5 *Мэв*. Эти эксперименты способствовали развитию того направления исследований, которое в конечном счете привело к доказательству несохранения четности в слабых взаимодействиях (см. стр. 182).

§ 2. Массы заряженных K-мезонов

а) Ранние измерения. Когда было установлено несколько типов распада тяжелых мезонов, то стало ясно, что очень важно точно измерить массы частиц. В период 1951—1953 гг. было проведено много измерений фотографическим методом в экспериментах с фотоэмульсиями, наклеенными на стекло. При таких условиях редко случалось, чтобы и след тяжелого мезона, останавливающегося в некоторой пластинке, и след вторичной частицы, испускающейся при распаде, имели бы длину, достаточную для проведения точных измерений. Поэтому трудно было установить, имеют ли мезоны, распадающиеся по различным схемам, одинаковые массы или разные. Если бы массы оказались одинаковыми, то было бы разумно предположить, что по крайней мере некоторые из типов распада являются альтернативными распадами одинаковых частиц.

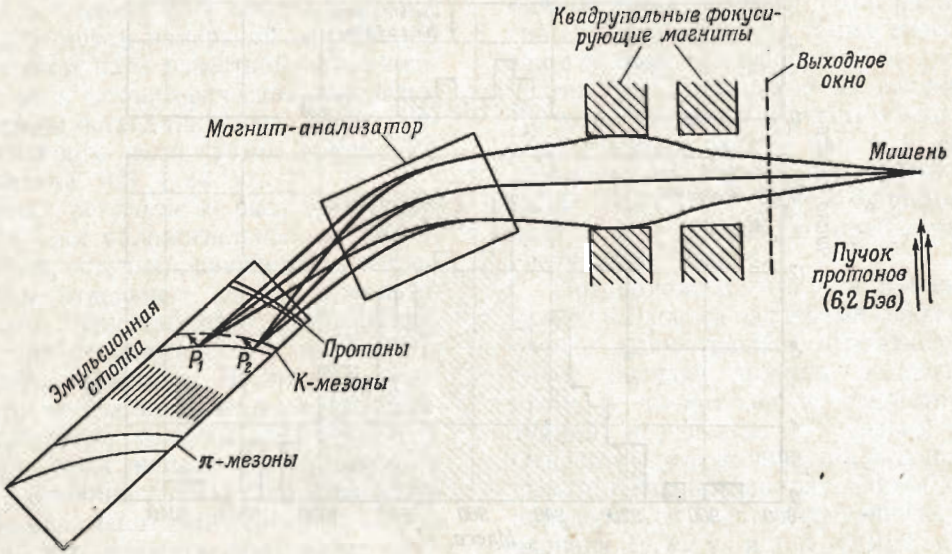
На основании первых измерений K-мезонам, обнаруженным О'Келли и Меноном, была приписана масса $\sim 1200 \pm 200\ m_e$. Однако после широкого распространения бесподложечных эмульсий, когда стали возможными более точные измерения, были получены меньшие значения масс и показано, что средняя масса тяжелых мезонов почти равна массе τ-мезона. Например, на конференциях в Баньере (1953 г.) и Падуе (1954 г.), где были собраны результаты измерений из всех лабораторий, среднее значение было найдено равным $\sim 1000 \pm \pm 50\ m_e$. Разброс отдельных результатов находился в согласии со статистическими флуктуациями, связанными с методикой измерений. Об этом свидетельствуют также результаты Лепренс-Ринге, полученные в 1953 г. На фиг. 60 показан один из более поздних результатов, полученных в новых условиях Даханаяке и др. Эти данные свидетельствуют о том, что среднее значение массы тяжелых мезонов, которые распадаются с испусканием одной вторичной заряженной частицы, равно массе τ-мезонов в пределах ошибок измерений, т. е. $\pm 20\ m_e$.

Более высокая точность в определении масс была также достигнута при использовании метода двух камер Вильсона (Грегори и др. [15]). Среднее значение, полученное из измерений масс двадцати положительно заряженных K-частиц, оказалось равным $945 \pm 20\ m_e$.

б) Точное определение массы положительных K-мезонов. Хотя в результате изложенных усовершенствований и было показано, что любое различие масс тяжелых мезонов, распадающихся по различным схемам, на самом деле намного меньше, чем представлялось раньше, возможность существования небольшого различия все же оставалась. Так, эксперименты с камерами Вильсона [15] (по исследованию распада $K_{\mu 2}$) давали указание на то, что масса родительских мезонов была на $20 \div 40\ m_e$ меньше массы τ-мезона. Поэтому был большой стимул к дальнейшему повышению точности. Этого удалось достигнуть двумя методами.

Во-первых, в экспериментах с большими эмульсионными стопками, экспонированными в космических лучах и на ускорителях, когда в стопках могли останавливаться вторичные частицы основных распадов $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$. При этом массы первичных частиц можно определять по законам сохранения, исходя из данных о среднем пробеге моноэнергетичных вторичных частиц и соотношения пробег—энергия. На фиг. 132 представлено распределение пробегов вторичных π- и μ-мезонов для этих двух типов распада. Соответствующие значения масс, определенные этим методом четырьмя различными группами исследователей, приведены в табл. 15. Наиболее значительный источник ошибок при таком способе определения связан с неточностью соотношения пробег—энергия.

Во-вторых, большие возможности для разрешения указанной проблемы появились с получением „искусственных" K-мезонов, особенно тогда, когда был пущен ускоритель в Беркли на 6 *Бэв* и стало возможным получение пучков относительно большой интенсивности. Потоки частиц были достаточны для проведения магнитного анализа пучка K-мезонов значительной интенсивности (фиг. 139) и направления его на большие эмульсионные стопки. Импульс частиц, попадающих в любую область стопки, был постоянным в узких пределах (2%). Вообще говоря, в том случае, когда магнитное поле пропускало положительно заряженные частицы, в любой точке входа в эмульсию оказывалось несколько типов частиц с одинаковыми значениями импульсов: тритоны, дейтроны, протоны, K-мезоны и π-мезоны. Однако при использованных значениях импульса ~ 300 *Мэв/с* для различных частиц наблюдалась большая разница в пробегах и в плотности зерен. Поэтому K-мезоны можно было легко идентифицировать по их следам на расстоянии нескольких сантиметров от точки их входа в стопку, т. е. за пределами области, в которой останавливались дейтроны и протоны.



Фиг. 139. Горизонтальный разрез установки в эксперименте по сравнению масс K-частиц методом (p, R).

Отдельные эмульсионные слои расположены в вертикальной плоскости так, что частицы, регистрируемые в одном слое, имеют приблизительно одинаковые импульсы, в то время как при переходе от слоя к слою (поперек стопки) значения импульсов постепенно изменяются [28]. На фигуре указана разница в пробегах частиц различного типа и разброс пробегов, определяемый страгглингом и разбросом значений импульсов. Использование сильнофокусирующих магнитных полей позволило значительно увеличить интенсивности пучков вторичных частиц.

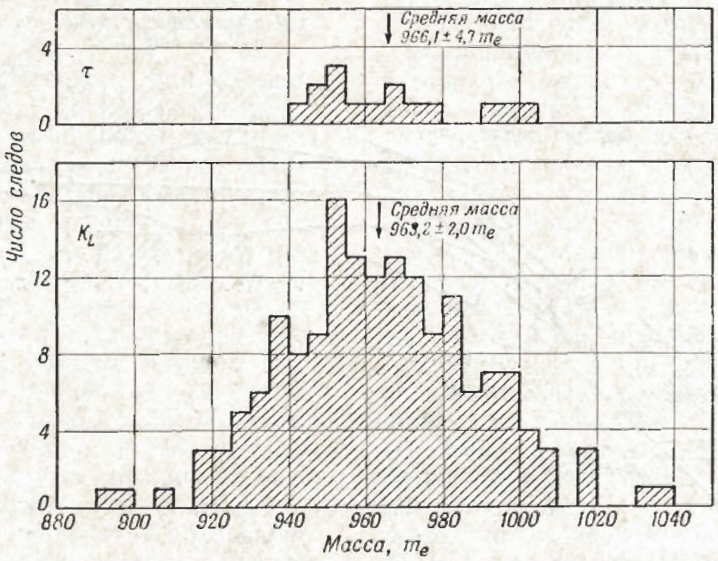
Таблица 15

Массы тяжелых мезонов, распадающихся по схемам $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$, определенные из пробегов вторичных частиц

Все энергии определялись по кривым пробег—энергия Баркаса и Янга [24]

Масса в единицах m_e		Литература
K_μ	K_π	
963 ± 4	969 ± 3	[25]
952 ± 4	969 ± 4	[26]
962 ± 5	964 ± 4	[27]
966 ± 2	963 ± 2	[28]

Если найденные таким образом следы K-мезонов проследить до конца пробега, то можно установить тип их распада. Затем можно провести сравнение пробегов K-мезонов, которые распадаются различным образом и импульсы которых заключены в узком интервале (фиг. 140). В частности, массы мезонов, распадающихся по схеме τ, определенные с хорошей точностью по законам сохранения, можно сравнить с массами мезонов, распадающихся по схеме $K_{\mu 2}$, $K_{\pi 2}$ и другим. Как отмечалось в гл. 5, этот метод особенно пригоден, поскольку любое различие масс приводит к относительно большому изменению пробегов $(\Delta M/M) \sim 2(\Delta R/R)$, а получаемые результаты не зависят от небольших ошибок в используемом соотношении пробег—энергия (см. стр. 121).



Фиг. 140. Значения масс K-мезонов, определенные по измерениям пробега и импульса [29].

Результаты, полученные при использовании этого метода Бирджем и др. [28], показаны в табл. 16. Приведенные значения масс для разных типов распада определены в предположении $m_\tau = 966\ m_e$. В таблицу включены также значения, определенные по законам сохранения. Как видно, нет никакой существенной разницы между результатами, полученными с помощью обоих методов (см. стр. 209).

Таблица 16

Относительные значения масс положительных K-мезонов, распадающихся различным образом [метод (p, R)], и значения масс, полученные из измерений вторичных частиц [28]

Приведенные ошибки являются стандартными отклонениями от средних

Схема распада	Масса в единицах m_e	
	метод (p, R)	по пробегу вторичных частиц в эмульсии
τ	(966,3 ± 2,1)	966,1 ± 0,7
τ'	967,7 ± 4,0	
η или $K_{\mu 2}$	967,2 ± 2,2	965,8 ± 2,4
χ или $K_{\pi 2}$	966,7 ± 2,0	962,8 ± 1,8
$\varkappa$ или $K_{\mu 3}$	969 ± 5	
ε или $K_{\beta 3}$	967 ± 8	

Кроме определения отношений масс мезонов, распадающихся по различным схемам, можно провести сравнение массы каждого из этих мезонов с массой протона. Этот метод основан на измерении пробегов K-мезонов и протонов, имеющих почти одинаковые импульсы. В первых экспериментах с использованием этого метода имелось небольшое различие между средними значениями импульсов K-мезонов и протонов в каждой заданной точке входа в стопку. Это вызывалось тем, что протоны и K-мезоны имеют различные скорости и разные удельные ионизации, и поэтому имеется небольшое различие в энергетических потерях и траекториях при прохождении пути в воздухе через магнитное поле. Влияние этих эффектов можно значительно уменьшить, если поместить на пути частиц газообразные водород или гелий, заключенные в полиэтиленовые мешки.

в) Масса отрицательных K-мезонов. Определение массы отрицательных K-мезонов мето-

дами, в принципе аналогичными тем, которые использовались для положительных частиц, представляет собой еще более трудную задачу, поскольку отрицательные K-частицы образуются с относительно небольшим сечением. Просмотр пластинок в этом случае еще более трудоемкий. Кроме того, поскольку отрицательные K-мезоны не распадаются в покое, нет ни одного легко распознаваемого типа распада (каким, например, являлся τ-распад в случае положительных частиц) с хорошо установленным значением массы, с которым можно было бы проводить сравнение.

Хорнбостел и Салант [30] провели прямое определение масс путем измерений отклонения частиц в магнитном поле известной напряженности и пробегов в фотографической эмульсии, в которой частицы останавливались после прохождения магнитного поля (метод p, R). Они получили значение $931 \pm 24\ m_e$.

Более точные результаты были получены при сравнении масс положительных и отрицательных K-частиц, останавливающихся в эмульсии. В каждом отдельном случае использовались K-мезоны, испускаемые из мишени под углом $\sim 90°$ по отношению к направлению пучка ускоренных протонов. Частицы выделялись по очереди путем изменения направления поля анализирующего магнита (см. фиг. 139). Поскольку при этом нельзя было изменять направления рассеянного поля магнита ускорителя, возникала некоторая трудность, связанная с тем, что имелось небольшое различие в импульсах частиц, регистрируемых во время этих двух экспозиций. Порядок величины этого эффекта можно было, однако, определить из измерений соответствующей разности средних пробегов π^+ и π^--мезонов, регистрируемых при том же облучении.

Эти эксперименты показали, что допустимое различие масс положительных и отрицательных K-мезонов наверняка является очень малым. Так, из сравнения пробегов и импульсов положительных и отрицательных частиц Уэбб и др. [31] нашли отношение $m_{K^-}/m_{K^+} = 0{,}998 \pm 0{,}013$, что соответствует величине $m_{K^-} = 964 \pm 12\ m_e$, если $m_{K^+} = 966\ m_e$.

Значения масс отрицательных частиц были определены также по их упругому рассеянию на протонах методом, описанным на стр. 112. Пробег и направление вылета протона отдачи и угол рассеяния K-частицы являются более чем достаточными данными для определения ее массы. Исследуя отдельные случаи, Джильберт и др. [32] нашли таким способом значения m_{K^-}, равные 1008 ± 26, 980 ± 220 и $993 \pm 11\ m_e$, а в работе Хэнни и др. [33] было получено значение $m_{K^-} = 979 \pm 11\ m_e$.

Наиболее точным образом значения m_{K^-} были определены при исследовании реакции $K^- + p \to \Sigma^+ + \pi^-$. Это дало $m_{K^-} = 965 \pm 1{,}5 m_e$ (см. стр. 229). О способе определения, основанном на анализе отдельных случаев ядерного захвата K^--мезонов, см. фото 114.

§ 3. Относительные вероятности распадов по различным схемам

Хотя точность измерений масс и была повышена, стало ясно, что с помощью этих измерений нельзя провести разделение K-мезонов на различные типы, поэтому были рассмотрены другие способы. Один из таких способов был связан с возможным различием во временах жизни частиц, распадающихся по различным схемам. До того как были получены пучки искусственно образованных частиц большой интенсивности, позволяющие определять время жизни прямыми методами, был предпринят косвенный подход к разрешению проблемы с помощью следующего метода.

Предположим, что все K-мезоны действительно являются частицами одного типа. В этом случае относительные вероятности различных типов распада должны оставаться постоянными (с точностью до статистических флуктуаций) независимо от условий эксперимента. Относительные количества мезонов, подвергающихся распадам по различным схемам, будут определяться соответствующими константами распада $k_\varkappa$, k_τ, k_χ и т. д., сумма которых определяет среднее время жизни частиц t_m

$$k_\tau + k_\varkappa + k_\chi + \ldots = \frac{1}{t_m}\,.$$

Однако если существуют два (или более) типа частиц с различным временем жизни, то относительные количества частиц, распадающихся по разным схемам, будут зависеть от экспериментальных условий. Например, в экспериментах с камерами Вильсона, где частица может пролетать путь, равный 1 или 2 *м*, и только после этого останавливаться, мезоны со временем жизни меньше 10^{-8} *сек* уже имеют большую вероятность распада на лету. С другой стороны, в фотоэмульсиях мезоны со временем жизни порядка 10^{-10} *сек* обычно не распадаются до конца своего пробега. Приведенные соображения показывают, почему так важно определить относительные вероятности различных типов распада при разных условиях эксперимента, хотя рассматриваемый вопрос представляет интерес и сам по себе.

Наиболее значительные исследования относительных вероятностей различных типов распада положительных K-мезонов были прове-

Таблица 17

Относительные вероятности (в %) осуществления различных типов распада тяжелых мезонов (по [28])

Тип распада \ Литература	[25]	[26]	[27]	[34]	[35]	[36]	[28]
τ	(5,6)	(5,6)	(5,6)	7,8 ± 1,4	5,2 ± 1,6	6,5 ± 0,6	5,56 ± 0,41
τ'	1,1 ± 0,6	0,8 ± 0,4	1,6 ± 0,8	1,9 ± 0,8	3,5 ± 1,4	3,9 ± 1,6	2,15 ± 0,47
$K_{\mu 2}$	63 ± 8	57 ± 6	60 ± 10	65 ± 10	59 ± 8	51 ± 6	59 ± 3
$K_{\pi 2}$	19 ± 5	25 ± 5	20 ± 10	21 ± 6	21 ± 6	28 ± 4	28 ± 3
$K_{\mu 3}$	2,5 ± 1,2	3,8 ± 2,3	1,3 ± 0,7	1,1 ± 0,7*	6 ± ?*	7,2 ± 2,1	2,83 ± 0,95
$K_{\beta 3}$	9,1 ± 4,1	7,9 ± 3,5	2 ± 2	2,6 ± 2,0*	5 ± 3,5*	3,9 ± 1,6	3,23 ± 1,30
Первичный пучок	Космические лучи	Протоны 6,2 *Бэв* (беватрон)	Протоны 6,2 *Бэв* (беватрон)	Протоны 4,8 *Бэв* (беватрон)	Протоны 2,9 *Бэв* (космотрон)	Протоны 6,2 *Бэв* (беватрон)	Протоны 6,2 *Бэв* (беватрон)
Мишень	Эмульсионная стопка	Эмульсионная стопка	Ta	Ta	Cu	Cu	Cu
Угол вылета K-частиц	0—180°	В основном 90°	90°	90°	60°	90°	90°
Энергия K-частиц, *Мэв*	Различная	100—240	100	126	63	114	114
Собственное время пролета, *сек*	$5 \cdot 10^{-10}$	$(3-9) \cdot 10^{-10}$	$1{,}5 \cdot 10^{-8}$	$1{,}2 \cdot 10^{-8}$	$2{,}2 \cdot 10^{-8}$	$1{,}4 \cdot 10^{-8}$	$1{,}4 \cdot 10^{-8}$

* Основано на исследовании части полного спектра.

дены с помощью фотографических эмульсий. Результаты этих измерений сведены в табл. 17. Все эксперименты можно, вообще говоря, разделить на два класса. В одном из них K-мезоны образовывались в самих стопках, так что время их пролета до конца пробега было порядка $5 \cdot 10^{-10}$ *сек*; ко второму относятся подобные же эксперименты, в которых искусственно образуемые K-мезоны проходили через анализирующие магниты, на что обычно требовалось время порядка 10^{-8} *сек*. К первому классу относятся данные, полученные группой „G-Stack Collaboration" (первый столбец), исследовавшей K-мезоны, генерированные космическим излучением, и другие результаты (второй столбец), относящиеся к K-мезонам, образованным в эмульсионной стопке, облученной несколькими импульсами протонного пучка с энергией 6 *Бэв* на ускорителе в Беркли.

Несмотря на то что экспериментальные условия изменялись в самых широких пределах, не было обнаружено никакого существенного различия между частотами различных распадов. Единственный тип распада, относительная вероятность которого представляется не вполне постоянной, является распад $K_{\beta 3}$. Этот тип распада наблюдается как будто бы в большем числе для тяжелых мезонов, образуемых в самой стопке (столбцы первый и второй). Однако статистический вес соответствующего экспериментального материала настолько ограничен, что кажущееся различие может быть на самом деле вызвано статистическими флуктуациями.

В настоящее время известно (см. стр. 213), что время жизни мезонов, распадающихся по наиболее вероятным схемам $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$, равно $(1{,}3 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-8}$ *сек*. Постоянство частот, с которыми встречаются различные типы распада, свидетельствует о том, что времена жизни первоначальных частиц, распадающихся по другим схемам (за возможным исключением типа $K_{\beta 3}$), равны с хорошей точностью времени жизни частиц, распадающихся по основным схемам. Возможность того, что некоторые из родительских мезонов имеют относительно очень большое время жизни, может быть исключена по крайней мере для мезонов, распадающихся по схемам τ и $\varkappa$. Если бы они были действительно долгоживущими, то их число заметным образом не уменьшилось бы в результате распада на лету в экспериментах со временем пролета мезонов $(1—2) \cdot 10^{-8}$ *сек*. С другой стороны, в тех же самых условиях число мезонов, распадающихся по основным схемам, существенно уменьшилось бы (примерно на 50%) и это привело бы к заметному изменению относи-

тельных частот различных типов распада, в противоположность полученным экспериментальным результатам.

Следует заметить, что описанные выше эксперименты по выяснению вопроса об идентичности различных типов K-мезонов весьма эффективны, поскольку они были проведены не только при разных временах пролета мезонов, но и при различных способах их генерации. В экспериментах с космическими лучами, например, мезоны образовывались в результате взаимодействия быстрых протонов и π-мезонов как с легкими, так и с тяжелыми элементами, причем K-мезоны вылетали во всех направлениях по отношению к линии движения родительских частиц, а энергии мезонов были заключены в широком интервале. Имеющиеся данные свидетельствуют о том, что различные типы распада осуществляются в одинаковых пропорциях при всех условиях эксперимента без исключения.

§ 4. Образование тяжелых мезонов; преобладание положительно заряженных частиц

Аналогично тому, как это было в случае τ-распада, после обнаружения распада остановившихся тяжелых мезонов по другим схемам возникли вопросы о природе этих частиц, аналогичные вопросам, встречавшимся при изучении π- и μ-мезонов. Являются ли все или большинство тяжелых мезонов, подвергающихся распаду, положительно заряженными? И если это действительно так, то что происходит с отрицательно заряженными частицами в конце их пробега? Образуются ли все K-мезоны непосредственно при ядерных взаимодействиях или они являются, подобно μ-мезонам, продуктами распада более тяжелых частиц? Эти вопросы широко обсуждались в 1952—1954 гг.

а) Образование мезонов при ядерных расщеплениях. Непосредственное образование K-мезонов впервые наблюдали Леви-Сетти и Томазини [37], а также Изаксен и др. [38]. В каждом из обнаруженных ими случаев тяжелые мезоны вылетали из ядерных расщеплений в эмульсии и в конце своего пробега распадались с испусканием одной заряженной частицы (см. фото 95 и 96). Позже, когда стали широко использоваться бесподложечные эмульсии, было найдено много других случаев; при этом было обнаружено образование мезонов всех типов.

б) Преобладание положительных мезонов. После наблюдений непосредственного образования K-мезонов еще более усилился интерес к вопросу о судьбе отрицательных частиц. К началу 1953 г. было известно около двадцати примеров распада тяжелых мезонов в фотографических эмульсиях (τ, $\varkappa$ и др.), но было только одно или два сообщения о случаях, которые можно было интерпретировать как ядерное взаимодействие отрицательных тяжелых мезонов. Один из них был описан Лепренс-Ринге и др. [39], о чем уже упоминалось выше. Другой случай, наблюдавшийся Фраем и Лордом [40], был интерпретирован как ядерное расщепление, вызванное тяжелым мезоном в конце своего пробега. В результате ядерного взаимодействия были испущены три заряженные частицы, одна из которых на основании измерений величин $\bar{\alpha}$ и g была классифицирована как π-мезон.

Эти данные свидетельствовали о том, что имеются „звезды", вызываемые отрицательными K-мезонами, но их число мало по сравнению с количеством распадающихся частиц. Правильно оценить соответствующее отношение в то время было трудно из-за малого статистического веса данных, а также потому, что большинство случаев было найдено при общем характере просмотра эмульсий. Относительные эффективности, с которыми различные наблюдатели могли регистрировать случаи распада тяжелых мезонов, с одной стороны, и продукты их ядерного захвата — с другой, были весьма неопределенными, особенно потому, что была неизвестна природа таких взаимодействий и их конечных продуктов. Однако Фридлендер и др. [41], проводя на большой площади поиск расщеплений, связанных с ядерным захватом тяжелых мезонов, проанализировали около 3000 „σ-звезд" в пластинках, облученных космическим излучением. Они не обнаружили ни одного случая, который был бы вызван не π^--мезоном. Если бы ядерные взаимодействия K-мезонов и их распады встречались приблизительно в равных количествах, то в тех же условиях следовало ожидать около 5 таких случаев. Этот результат указывал на то, что осуществляется одна из трех возможностей: а) положительные K-частицы испускаются при ядерных расщеплениях, образуемых космическим излучением, в гораздо большем числе, чем отрицательные; б) некоторые из отрицательных частиц распадаются в конце своего пробега до взаимодействия с ядром; в) характеристики ядерных взаимодействий таковы, что вторичные частицы образуются в очень малом числе или вообще не образуются, и поэтому случаи взаимодействия зарегистрировать очень трудно. При работе с фотографическими эмульсиями, экспонированными в космических лучах, K-ме-

зоны обнаруживаются обычно по вторичным процессам в конце их пробега. Без этих явлений различить их среди существенно большего числа протонов невозможно, пока не будут проведены многочисленные измерения масс.

Решающие доводы в пользу значительного преобладания положительных частиц по крайней мере среди некоторых типов тяжелых мезонов, образуемых космическими лучами на высотах гор, были получены Грегори и др. [15] в экспериментах с двумя камерами Вильсона на Пик-дю-Миди. Более ранние эксперименты показали, что среди заряженных V-частиц имеются положительные и отрицательные частицы. Однако редко оказывалось возможным измерить массу падающей частицы, и поэтому вся проблема усложнялась из-за наличия среди K-мезонов некоторой примеси заряженных гиперонов. В новых экспериментах можно было точно измерять массы частиц, поэтому положительно и отрицательно заряженные частицы регистрировались с одинаковой эффективностью независимо от вторичных явлений в конце пробега. Полученное таким образом отношение K^-/K^+ для мезонов с энергиями от 100 до 200 *Мэв* оказалось меньше 0,1.

Тот факт, что преобладание K^+-частиц, образующихся при ядерных расщеплениях и распадающихся в конце своего пробега, действительно имеет место, был доказан экспериментами Даханаяке и др. [42]. Они провели систематический просмотр пластинок эмульсионной стопки, облученной космическими лучами, и идентифицировали тяжелые мезоны независимо от вторичных процессов в конце их пробега.

С этой целью они измерили методом (g, R) массы 2000 частиц, испущенных из ядерных расщеплений со скоростями от 0,2 c до 0,5 c. Помимо 1700 протонов, 450 дейтронов, 150 тритонов и нескольких α-частиц, они обнаружили 50 π-мезонов и 11 K-мезонов. Все эти K-мезоны распались в конце пробега с испусканием одной заряженной частицы. В тот же период времени Фаулер и Перкинс [43] провели исследование вторичных частиц с более высокими скоростями, от $\sim 0{,}5\,c$ до $0{,}8\,c$, определяя массы частиц методом (g^*, $\bar{\alpha}$). Наряду с 304 протонами, 21 дейтроном, 2 тритонами, 2 гиперонами и 150 π-мезонами они нашли 8 K-частиц, из которых 3 остановились в эмульсии. Все K-мезоны распались, причем один по схеме τ.

Вместе с другими результатами эти эксперименты показали, что по схеме τ распадается лишь относительно небольшая часть K-мезонов, испускаемых из ядерных расщеплений типа $n_s > 2$ со скоростями, лежащими в исследованном интервале. Они показали также, что в условиях данных экспериментов количество K-мезонов, останавливающихся в эмульсии и взаимодействующих с ядрами, мало по сравнению с числом мезонов, распадающихся в конце пробега.

Знак заряда отдельных K-мезонов, образуемых космическим излучением и распадающихся после остановки в эмульсии, может быть установлен в очень редких случаях. Тем не менее отсутствие связанных с ними электронов Оже является доказательством того, что среди этих частиц имеется очень мало или нет вообще отрицательных частиц. Такие электроны Оже, связанные с ядерным взаимодействием K-мезонов, в некоторых случаях регистрировались (см. фото 99). Аналогичные наблюдения в случае π^-- и μ^--мезонов дают основания считать, что электроны Оже должны появляться с вероятностью не меньше 20% (см. стр. 152).

Преобладание положительных K-частиц над отрицательными характеризуется отношением $> 20:1$. Эта замечательная черта K-мезонов, которая наряду с другими свойствами так резко отличает их от L-мезонов, была надежно установлена в экспериментах с искусственно ускоренными протонами. В таких экспериментах положительно и отрицательно заряженные частицы можно разделять с помощью магнитов и таким образом определять их заряд.

§ 5. Среднее время жизни заряженных K-мезонов

В первых экспериментах по определению времени жизни K-мезонов участвовало несколько групп, работающих с космическими лучами. Мезетти и Кейфел [44] определили времена запаздывания распада частиц более тяжелых, чем π-мезоны, и останавливающихся внутри или вблизи черенковского счетчика, который регистрировал быстрые, идущие снизу вверх вторичные частицы. Аналогичные измерения провели Баркер и др. [45]. Они определяли время запаздывания момента прихода мезона относительно момента пролета вторичной частицы через счетчик, расположенный внутри камеры Вильсона с металлическими пластинами. Фотография следа вторичной частицы служила дополнительным подтверждением правильности интерпретации события. Ряд работ был проведен также по измерению наблюдаемого собственного времени пролета тяжелых нестабильных частиц в камере Вильсона и определению на основании этих измерений времени жизни методом максимального правдоподобия (см. Бартлет [46]). Этот метод основан на

Таблица 18

Определение среднего времени жизни K^+-мезонов

Метод	Время жизни (в единицах 10^{-8} сек) для типов распада				Литература
	K_L***	$K_{\mu 2}$	$K_{\pi 2}$	τ	
Счетчики*	$0{,}96 \pm 0{,}08$				[44]
Счетчики*	$1{,}08^{+0{,}36}_{-0{,}22}$				[45]
Эмульсия**	$0{,}70^{+0{,}15}_{-0{,}10}$			$0{,}8^{+0{,}5}_{-0{,}2}$	[48]
Эмульсия**	$1{,}0^{+0{,}3}_{-0{,}2}$				[52]
Эмульсия**				$1{,}0^{+0{,}7}_{-0{,}3}$	[47]
Счетчики**	$1{,}3 \pm 0{,}1$	$1{,}4 \pm 0{,}2$	$1{,}3 \pm 0{,}2$		[51]
Счетчики**		$1{,}17 \pm 0{,}08$	$1{,}21 \pm 0{,}10$		[50]

* Эксперимент проведен с космическими лучами.
** Эксперимент проведен на ускорителе.
*** K_L означает тяжелый мезон, в результате распада которого образуется одна вторичная заряженная частица любого типа.

сравнении в каждом отдельном случае действительно наблюдаемой длины пути, проходимого частицей до распада, с длиной пути, которую можно было бы наблюдать, если бы частица не распадалась. Результаты этих экспериментов, которые включены в табл. 18, показали, что среднее время жизни по порядку величины равно 10^{-8} *сек*.

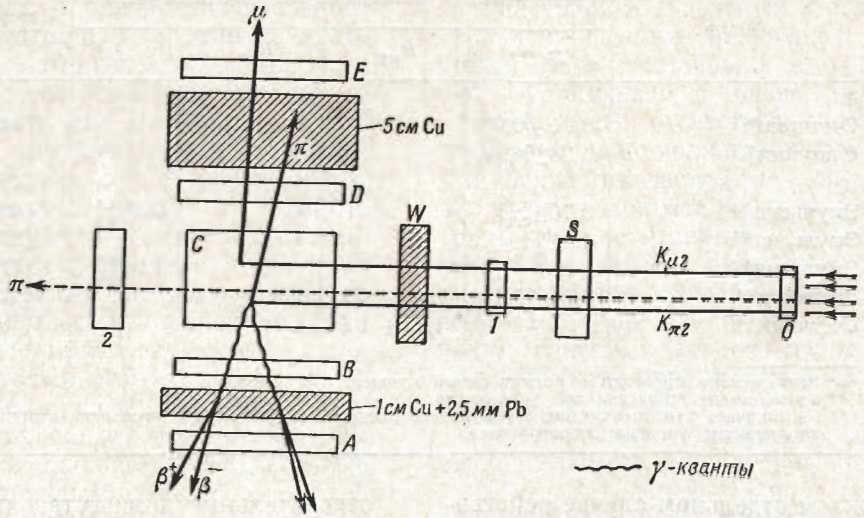
Несмотря на ограниченную точность, эти первые эксперименты имели большое значение, так как с их помощью был правильно определен порядок величины времени жизни заряженных тяжелых мезонов. Данные, полученные с камерами Вильсона, показывали, что нейтральные V-частицы имели время жизни $\sim 3 \cdot 10^{-10}$ *сек*. Если бы время жизни заряженных K-частиц было столь же коротким, то было бы очень трудно проводить эксперименты с пучками K-частиц, генерируемых быстрыми протонами, циркулирующими внутри вакуумной камеры ускорителя. Такое положение действительно имеет место в случае заряженных гиперонов (см. стр. 233). Дополнительные данные о том, что время жизни заряженных K-мезонов намного больше времени жизни по крайней мере некоторых нейтральных частиц, были получены в тот же период в экспериментах с мезонами, образованными космическими лучами в эмульсионных стопках (см., например, Даханаяке и др. [20]).

Когда были получены пучки искусственно образованных K-мезонов, стало возможным проводить эксперименты в условиях, гораздо более выгодных. Альварец и Голдхабер [47] облучали эмульсионные стопки на различных расстояниях от мишени, бомбардируемой протонами с энергией 6 *Бэв*. Затем они сравнили относительные количества протонов и τ-мезонов, зарегистрированных на расстояниях, соответствующих времени пролета $0{,}2 \cdot 10^{-8}$ и $1{,}3 \cdot 10^{-8}$ *сек*, и пришли к выводу, что время жизни мезонов, подвергающихся τ-распаду, равно $(1{,}0^{+0{,}7}_{-0{,}3}) \cdot 10^{-8}$ *сек*. Аналогичные эксперименты были проведены Харрисом и др. [48], в то время как Илоф и др. [49] определили время K^+-мезонов по частоте, с которой наблюдались распады K-мезонов на лету в большой эмульсионной стопке, облученной хорошо сфокусированным пучком из беватрона в Беркли.

Наиболее точные определения времени жизни K-частиц были проведены Фитчем и Мотли [50], а также Альварецом и др. [51]. В поставленных ими экспериментах со счетчиками можно было выделять мезоны, распадающиеся по наиболее часто осуществляющимся схемам распада $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$. Это достигалось с помощью установки, схематически показанной на фиг. 141. Распределения по времени запаздывания, полученные Фитчем и Мотли для двух типов распада, приведены на фиг. 142, а соответствующие значения времени жизни включены в табл. 18. Эти результаты показывают, что времена жизни положительных K-мезонов, распадающихся по двум основным схемам распада, одинаковы. Кажется весьма вероятным, что времена жизни всех K-мезонов одинаковы. Как уже отмечалось выше, массы мезонов, соответствующих различным схемам распада, равны между собой в пределах нескольких десятых процента. В гл. 13 будет показано, что сечения ядерного взаимодействия быстрых K-мезонов также не зависят от конкретного типа распада. Таким образом, с точки зрения масс, времени жизни, образования и ядер-

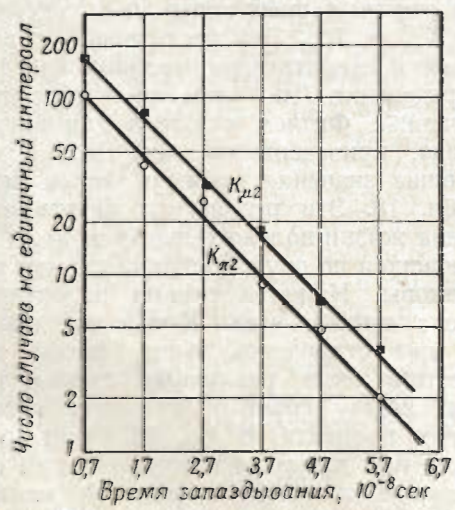
ного взаимодействия, свойства различных типов положительных K-мезонов идентичны, и это является сильным аргументом в пользу того, что здесь мы имеем дело с одной частицей с шестью альтернативными схемами распада.

Как упоминалось выше, было обнаружено лишь возможное различие в характеристиках спина и четности для схем распада τ и $K_{\pi 2}$.



Фиг. 141. Типичная экспериментальная установка по определению времени жизни K-мезонов, распадающихся по схемам $K_{\pi 2}$ и $K_{\mu 2}$ [51].

Протоны, K-мезоны и π-мезоны, испускаемые из мишени бевatрона, после анализирующего магнита проходят через счетчики *0* и *1*, по одновременному срабатыванию которых в сущности и отождествляется пучок. Черенковский счетчик S служит для исключения π-мезонов из дальнейшей регистрации, W — поглотитель в виде клина, в котором останавливаются протоны и с помощью которого устраняется разброс поперечных импульсов (см. фиг. 138). В результате большинство K-мезонов останавливается в середине счетчика C. В противоположность π-мезонам, которые проходят через все счетчики, K-мезоны не вызывают счета в счетчиках S и *2* и поэтому их можно отличить от π-мезонов. Время запаздывания между импульсом в счетчике C от K-мезона и импульсами в боковых счетчиках A, B, D, E, служит мерой времени жизни отдельных частиц. Разные типы распадов могут давать различные сочетания разрядов в четырех боковых счетчиках. Так, μ-мезон от распада $K\mu 2$ может пройти слой меди толщиной 5 *см* между счетчиками D и E, при этом нейтрино отдачи, пройдя через счетчики A и B, не вызывает в них разрядов ($D+E-A-B$). С другой стороны, π-мезон от распада $K\pi 2$ может вызвать разряд в счетчике D, но не в счетчике E, потому что он не может пройти через медный поглотитель. Однако при этом распаде γ-излучение от π^0-мезона отдачи проходит через счетчик B, не вызывая разряда в нем, и затем конвертирует в электронно-позитронные пары в поглотителе из меди и свинца, так что в результате счетчик A срабатывает ($D - E - B + A$). τ-мезон может вызвать разряд в счетчиках D и B, но не в счетчиках A или E.



Фиг. 142. Распределение мезонов, распадающихся по схемам $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$, по времени запаздывания.

Первые эксперименты по определению времени жизни отрицательных частиц были трудными из-за очень малой интенсивности пучков, которые удавалось получить. В принципе время жизни можно было бы определить при изучении следов частиц, инжектированных в стопку пластинок. Отдельные K-мезоны могут быть идентифицированы по их следам в месте входа в стопку с помощью измерений плотности зерен и импульса. Затем их можно проследить до конца пробега или до точки распада на лету в эмульсии. Таким способом можно определить полное собственное время пролета некоторого набора частиц и количество распадающихся частиц из этого набора. Этот метод очень трудоемок, однако с его помощью можно провести прямое определение времени жизни. Среднее значение, полученное из результатов экспериментов ряда групп (см. Голдхабер [53]) и основанное на данных о 13 случаях распада, равно $(0{,}95^{+0{,}36}_{-0{,}25}) \cdot 10^{-8}$ *сек*. Этот результат в пределах ошибок опыта равен времени жизни

положительно заряженных частиц. Используя аналогичный метод, Баркас и др. [54] получили значение $(1{,}46 \pm 0{,}38) \cdot 10^{-8}$ *сек*. Описанный метод имеет тот недостаток, что иногда оказывается очень трудно определить, действительно ли рассматриваемый случай является распадом на лету. Так, например, ядерные взаимодействия приводят иногда к испусканию только одного заряженного π-мезона. Энергия π-мезона, образующегося при таких взаимодействиях, может быть заключена в очень широких пределах, от 10 до 100 *Мэв*. В результате идентификация τ'-распада на лету оказывается особенно трудной. Распад по схеме $K_{\pi 2}$ может быть идентифицирован с меньшей вероятностью ошибки благодаря тому, что вторичный π-мезон образуется с более высокой энергией. Измеряя с помощью счетчиков уменьшение интенсивности пучка K^--мезонов с известными импульсами по мере увеличения расстояния от мишени, в которой частицы образовывались, Корк и др. [55] нашли время жизни равным $(1{,}32 \pm \pm 0{,}17) \cdot 10^{-8}$ *сек*.

Хотя относительные вероятности распада отрицательных частиц по различным схемам в настоящее время неизвестны, обнаруженное равенство времен жизни положительных и отрицательных частиц дает основание считать, что те же самые типы распада и в тех же пропорциях осуществляются как в случае положительных, так и в случае отрицательных K-мезонов. Идентифицировать типы распадов отрицательных частиц очень трудно, поскольку они распадаются только на лету. Тем не менее уже были идентифицированы следующие типы: $K^-_{\pi 2}$, $K^-_{\pi 3}$, $K^-_{\beta 3}$ и $K^-_{\mu 2}$. Подробные сведения и ссылки см. в работе Франчинетти и Морпурго [56].

§ 6. Ядерный захват медленных K—мезонов

а) Первые наблюдения. Благодаря широкому распространению эмульсионных стопок были обнаружены новые примеры расщеплений, вызываемых ядерным захватом отрицательных K-мезонов (см. Лал и др. [57]). Один из них приведен на фото 97. Вскоре же было найдено, что полная регистрируемая энергия, выделяющаяся при обусловленном K^--мезонами расщеплении в виде энергии вторичных заряженных частиц, меньше, чем можно было бы ожидать по распределению энергии ~ 470 *Мэв* между нуклонами ядра.

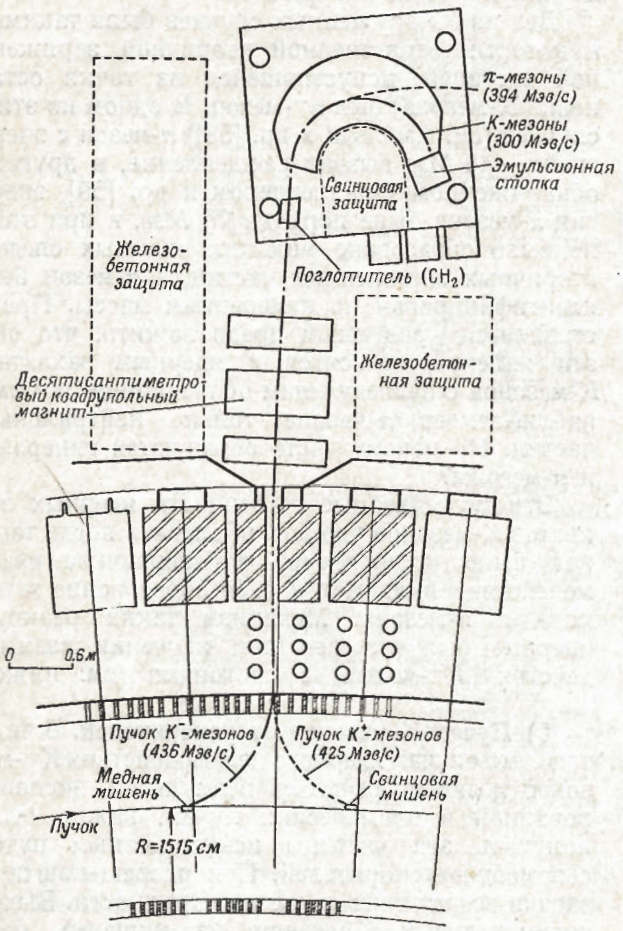
Из первых двенадцати зарегистрированных расщеплений в четырех случаях испускались только протоны и α-частицы и в трех из них один из протонов имел высокую энергию порядка 100 *Мэв*. В семи случаях были образованы быстрые π-мезоны, сопровождаемые обычно испусканием „испарительных" протонов и α-частиц. Энергии π-мезонов были заключены в интервале от 27 до 54 *Мэв*. В двух расщеплениях были испущены заряженные гипероны. Одно из них показано на фото 98.

Два из обнаруженных случаев были такими, в которых единственной вторичной заряженной частицей, испустившейся из точки остановки K-мезона, был π^--мезон. В одном из этих случаев (см. Амальди и др. [58]) π-мезон с энергией ~ 44 *Мэв* вызвал расщепление, в другом, обнаруженном Фридлендером и др. [59], энергия π-мезона была порядка 75 *Мэв*, и при этом не было образовано никаких видимых следов вторичных заряженных частиц, а π-мезон был идентифицирован по измерениям массы. Представляется разумным предположить, что оба эти явления относятся к ядерным захватам K-мезонов с последующим испусканием, помимо наблюдаемого π-мезона, только нейтральных частиц. Но почему часто образуются гипероны и π-мезоны?

Эти существенные особенности ядерных захватов K-мезонов удалось объяснить после того, как было установлено, что первичное взаимодействие включает в себя образование гиперона и π-мезона. Механизм таких реакций впервые был выяснен при изучении взаимодействия K^--частиц с протонами (см. ниже).

б) Пучки K-мезонов от ускорителей. В виду того, что случаи ядерного взаимодействия K^--мезонов редко встречались в эмульсии, экспонированной в космических лучах, важно было получить эти частицы искусственным путем с помощью ускорителей. При разрешении этой задачи встретились серьезные трудности. Выход отрицательных K-мезонов из мишеней, бомбардируемых протонами с энергией 2,5 *Бэв*, которая стала доступна в 1953 г. благодаря пуску ускорителя в Брукхэйвене, был очень мал. При первых экспозициях на Брукхэйвенском ускорителе в каждой пластинке стопки регистрировалось только несколько K-частиц, которые приходилось разыскивать среди большого числа π-мезонов и протонов (см., например, Хорнбостел и Салант [60, 61]). Более благоприятные условия были обеспечены Баркасом и др. [54] в экспериментах на синхрофазотроне в Беркли. Они пропускали пучок, представлявший смесь вторичных K^-- и π^--мезонов, сначала через первую ступень отклоняющей и фокусирующей магнитной системы (фиг. 143). Удельные ионизационные потери K^-- и π^--мезонов, имеющих одинаковые импульсы, различны и поэтому различны их энергетические потери при прохождении поглотителя.

В итоге они выходят из поглотителя с различными значениями импульса и могут быть разделены с помощью второй ступени магнитной системы. За счет этого примесь π^--мезонов



Фиг. 143. Установка для облучения эмульсионных стопок пучками K^+- и K^--мезонов, очищенными от примесей других частиц [54].

Мезоны образуются при бомбардировке мишеней частицами, ускоренными на синхрофазотроне. Мезоны с определенным импульсом уходят из вакуумной камеры в результате действия магнитного поля ускорителя. Затем они фокусируются квадрупольными магнитами, проходят через углеводородный поглотитель, в результате чего их энергия уменьшается, и в конечном счете перед входом в эмульсионную стопку снова отклоняются магнитным полем.

Частицы с различными массами входят в углеводородный поглотитель с одинаковыми импульсами, но благодаря различию в удельных ионизациях выходят из него с равными импульсами. Большинство π-мезонов, таким образом, не попадает в стопку.

в пучке K^--мезонов была резко уменьшена и стала практически несущественной. Таким образом, стало возможным проводить подробные исследования ядерных взаимодействий K^--мезонов в условиях, благоприятных для измерений, и, накапливая данные, получать результаты с большим статистическим весом. Следует заметить, однако, что такой метод очистки пучка неприменим для частиц с релятивистскими скоростями.

в) Взаимодействие K^--мезонов с протонами. K^--мезоны, останавливающиеся в водородсодержащем веществе, иногда захватываются свободными протонами. Происходящие при этом реакции, имеющие большой теоретический интерес и значение, могут быть записаны в общем виде как $K^- + p \to Y + \pi$, где в качестве гиперона Y может быть любая Σ-частица (Σ^+, Σ^-, Σ^0) или более легкий нейтральный гиперон Λ^0. Знак π-мезона определяется в каждом отдельном случае законом сохранения заряда в реакции.

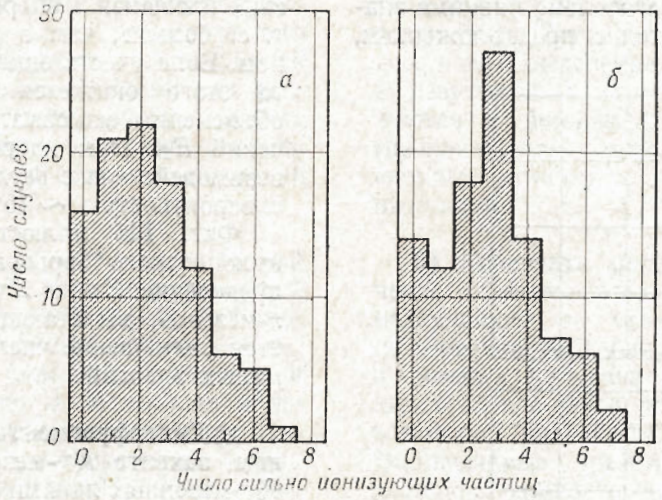
Написанная выше реакция взаимодействия K^--мезона с протонами впервые была обнаружена в фотографических пластинках (см. Хорнбостел и Салант [62], Фридлендер и др. [59]). Когда K^--мезон достигал конца своего пробега, то образовывались только две вторичные частицы, вылетающие в противоположных направлениях. Одна из них являлась заряженным Σ-гипероном, а другая — заряженным π-мезоном. Однако импульсы частиц компенсировались не полностью, поскольку линии движения двух частиц были наклонены друг к другу под углом $\sim 3°$. Такие случаи происходят при взаимодействии K^--мезона с периферическим протоном ядра, захватывающего мезон. Начальное движение протона, его энергия связи и взаимодействие вылетающих частиц с остаточными нуклонами ядра могут привести к нарушению точного равенства импульсов, которое наблюдается при захвате мезона свободным протоном. Взаимодействия со свободными протонами были вскоре обнаружены (см., например, Фрай и др. [63], Чапп и др. [64]), однако в эмульсии они происходят редко по сравнению с процессами на связанных протонах.

Подробное обсуждение особенностей реакции $K^- + p \to Y + \pi$ будет отложено до гл. 11, поскольку они существенным образом связаны со свойствами Σ-гиперонов. Однако уже здесь можно отметить, что осуществление этой реакции на свободных протонах убедительным образом свидетельствует о сильном взаимодействии между этими двумя частицами. Как мы видели (см. стр. 172), после захвата π^--мезонов протонами в фотоэмульсии они никогда не взаимодействуют или взаимодействуют очень редко с протонами и мигрируют в виде π-мезоатома водорода, который лишается π-мезона в столкновениях с более тяжелыми ядрами.

г) Захват K^--мезонов более тяжелыми ядрами. Детальное изучение расщеплений, образуемых

при ядерном захвате K^--мезонов в эмульсии, связано с большим числом методических трудностей. В частности, при таком исследовании

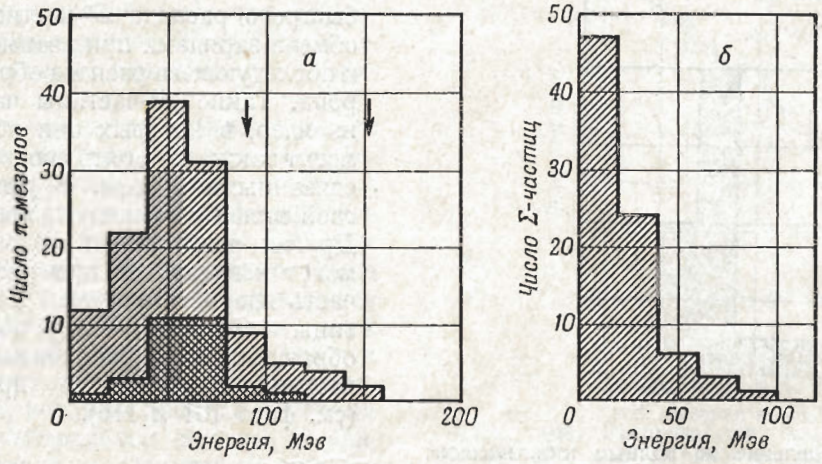
Результаты измерения энергетических спектров π-мезонов и Σ-частиц, образующихся в результате ядерного захвата K^--мезонов в эмуль-



Фиг. 144. Распределение по числу вторичных заряженных частиц, образующихся при ядерном захвате в эмульсии: *а* — остановившихся K^--мезонов; *б* — K^--мезонов „на лету" (когда кинетическая энергия K^--мезонов была мала по сравнению с их энергией покоя).

очень важно определить частоту испускания Σ^-- и Σ^+-гиперонов и π-мезонов, а также их энергетические распределения. Проблема идентификации Σ-гиперонов усложняется тем, что

сии, представлены на фиг. 145 и 146, где отдельно приведены распределения для положительных и отрицательных частиц. Отдельно представлены также данные, относящиеся к случаям,



Фиг. 145. Энергетическое распределение π-мезонов (*а*) и Σ-частиц (*б*), образуемых при ядерном столкновении K^--мезонов в эмульсии.

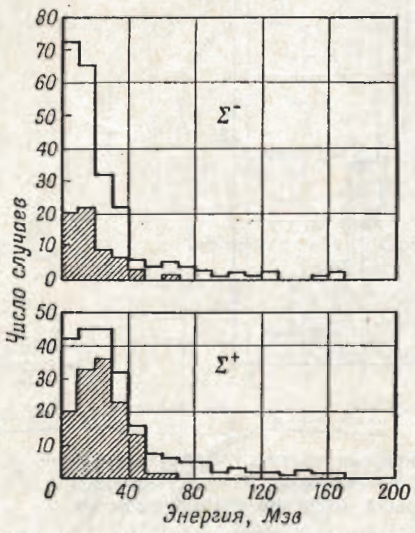
Дважды заштрихованная область в случае (*а*) соответствует событиям, в которых вылетела также и Σ-частица.

бо́льшая часть отрицательных частиц, достигая конца своего пробега, вызывает расщепления без испускания заряженных частиц. Методы идентификации гиперонов обсуждаются в гл. 11 (см. стр. 230).

в которых испускаются как заряженный гиперон, так и заряженный π-мезон, но не испускаются другие заряженные частицы. Удобно обозначить их символом (Σ, π). Они обусловливаются взаимодействием с отдельными прото-

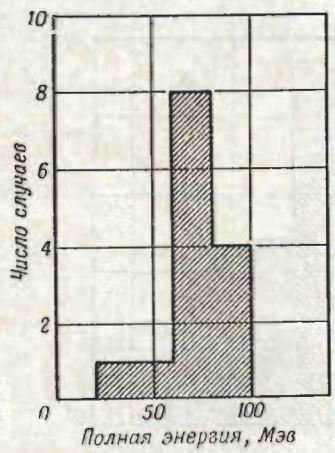
нами как свободными, так и находящимися на поверхности ядра.

Рассмотрение фиг. 145, *а* и 146 ясно показывает, что энергии π-мезонов и Σ-частиц в (Σ, π)-случаях ограничены относительно низкими значениями. Это согласуется с предположением,



Фиг. 146. Энергетическое распределение Σ^+- и Σ^--гиперонов, испускаемых при расщеплениях в результате ядерного захвата K^--мезонов в эмульсии.

Заштрихованные области соответствуют случаям наблюдения генетически связанного π-мезона.



Фиг. 147. Распределение по полным кинетическим энергиям для Σ-частиц и π-мезонов, образуемым одновременно при захвате K^--частиц.

что они на самом деле образуются при взаимодействии K^--мезона с одним протоном. Разброс по энергиям в случае взаимодействия со связанным протоном вызывается фермиевским движением нуклонов. Однако этим движением нельзя объяснить появление гиперонов более высокой энергии, которые наблюдаются в некоторых случаях. Эти частицы приписываются взаимодействию K^--мезона с двумя нуклонами в реакциях типа $K^- + p + p \to \Sigma^+ + n$ или $K^- + p + n \to \Sigma^- + p$. В таких реакциях выделяющаяся энергия равна ~ 140 *Мэв*, т. е. больше, чем в реакции с одним нуклоном. Если учесть еще и фермиевское движение, то этого окажется вполне достаточно для объяснения максимальных наблюдаемых значений E_Σ. При ядерном захвате в эмульсии взаимодействие с *двумя* нуклонами происходит с вероятностью $\sim 15\%$.

Фиг. 146 иллюстрирует эффект влияния кулоновского барьера на энергетическое распределение Σ^+- и Σ^--частиц. Как и в случае π-мезонов, вылетающих из „звезд", наблюдается уменьшение числа положительных частиц малых энергий.

д) Гиперфрагменты, образующиеся при ядерном захвате K^--мезонов. При столкновении K^--мезонов с ядрами могут произойти и другие реакции, схемы которых можно представить в виде

$$K^- + n \to \Sigma^0 + \pi^-,$$
$$K^- + n \to \Sigma^- + \pi^0,$$
$$K^- + n \to \Lambda^0 + \pi^-.$$

Таким образом, Λ^0-частицы могут образовываться различным образом, или непосредственно в первичном взаимодействии, или путем быстрого распада Σ^0-частиц, или в результате обмена зарядами при взаимодействии $\Sigma^\pm$-частиц и последующего распада образующегося Σ^0-гиперона. Такие Λ^0-частицы чаще всего вылетают из ядер, в которых они образовались, но они могут также потерять свою энергию и оказаться связанными в ядре. В результате они внесут свой вклад в окончательное расщепление ядра. Другая возможность состоит в том, что они могут испускаться при расщеплении ядра как часть ядерного осколка. Если пробег этой частицы (гиперфрагмента) достаточно велик, то образуется ясно различимый след. Распадается частица в конце ее пробега в эмульсии (см. фото 101 и 116).

§ 7. Нейтральные K-мезоны

В то время как основные сведения о свойствах заряженных K-мезонов были получены в экспериментах с фотоэмульсиями, исследование нейтральных частиц проводилось почти исключительно с камерами Вильсона. Изучение этого вопроса привело к выяснению одной весьма интересной особенности. Если эксперименты с заряженными K-мезонами при-

вели к выводу о том, что их различные превращения являются альтернативными распадами одинаковых частиц, то исследование нейтральных K-мезонов показало, что они представляют собой смесь частиц, но смесь принципиально нового типа. Своеобразные усложнения, которые безуспешно пытались найти среди заряженных K-мезонов, такие, как различие времен жизни частиц, распадающихся по различным схемам, были обнаружены среди нейтральных частиц, но в совершенно другой форме.

а) Схема распада θ_1^0; $\theta_1^0 \to \pi^+ + \pi^-$. Первый „нейтральный V-случай", зарегистрированный Рочестером и Батлером в 1947 г. [65], был приписан нейтральной частице с массой $\sim 1000\, m_e$, распавшейся на два L-мезона с зарядами противоположных знаков. В последующий период происходило постепенное накопление данных по экспериментам с камерами Вильсона (см., например, Сериф и др. [66], Арментерос и др. [67, 68]), которые подтвердили ту точку зрения, что среди вторичных частиц часто встречаются π-мезоны. В 1953 г. с помощью прецизионных экспериментов с камерой Вильсона в магнитном поле Томпсон и др. [69] установили, что существует нейтральный K-мезон, подвергающийся распаду на две частицы: π- и L-мезоны (последний, вероятно, является тоже π-мезоном), причем при распаде выделяется энергия около 214 *Мэв* (см. Баркер [70]). Этот тип распада обозначается символом θ_1^0. Масса частицы равна $975 \pm 3\, m_e$, т. е. заметно больше массы заряженного K-мезона.

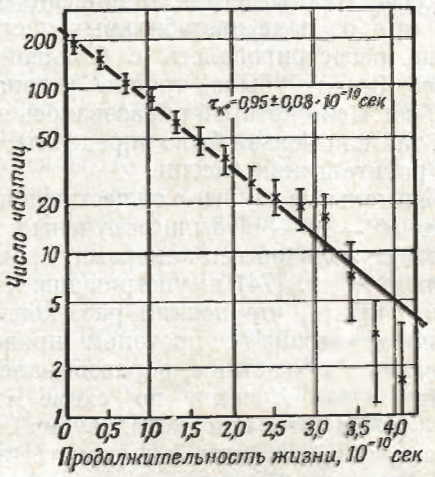
Тот факт, что частица распадалась только на две вторичные частицы, был установлен следующим образом. Исследовались лишь те случаи, где можно было идентифицировать вершину ядерного расщепления, в котором образовалась K^0-частица. В результате было обнаружено, что в большинстве таких случаев направления движения K^0-частицы и двух заряженных вторичных частиц, образующихся при распаде, были компланарны. Следовательно, никакого импульса, который приходился бы на нерегистрируемые нейтральные частицы, вообще говоря, не наблюдалось. Идентификация по крайней мере некоторых вторичных частиц, как π-мезонов, зависела от подтверждения следующих данных:

1) массы, определенные по измерениям ионизации вдоль следов, и кривизны следов в магнитном поле должны были быть приблизительно равны этим же характеристикам для L-мезонов;

2) частицы должны взаимодействовать с ядрами. Все эти данные получались из детального динамического анализа случаев (общий обзор см. в работе Франчинетти и Морпурго [56]).

В фотографической эмульсии до сих пор было зафиксировано мало примеров распада по типу θ_1^0 (см., однако, Язин [71], ди-Корато и др. [72]). Трудности идентификации связаны с большим выделением энергии ($Q \sim 214$ *Мэв*), в результате чего вторичные π-мезоны образуются с большими остаточными пробегами (по сравнению с размерами используемых эмульсионных стопок) и поэтому обычно выходят из стопки.

б) Константа распада для схемы θ_1^0. Значение среднего времени жизни частиц, распадающихся по схеме θ_1^0, было определено по измерениям V-случаев, зарегистрированных в камерах Вильсона и пузырьковых камерах, когда можно было различить также и точку, в которой произошло первичное расщепление. Наблюдаемые времена пролета до момента распада можно сравнить с максимальными значениями продолжительности жизни, которые можно было бы измерить в конкретных условиях эксперимента до выхода частиц из регистрируемой зоны. Исходя из полученных таким образом данных, время жизни частиц можно определить методом Бартлета [46, 73].



Фиг. 148. Распределение по продолжительностям жизни для ~200 K^0-мезонов, распады которых были зафиксированы в пузырьковой камере [74].

Для каждого конкретного значения t результаты показывают полное число частиц, не распадающихся в течение времени больше t.

Первые работы были проведены с космическим излучением. В таких экспериментах точно определить импульсы распадающихся K^0-мезонов удавалось редко, и соответственно оценки времени пролета до точки распада были

неточными. Более благоприятные условия были обеспечены в экспериментах с пузырьковыми камерами, в которых K^0-мезоны образовывались вместе с Λ^0-частицами при взаимодействии π^--мезонов большой энергии с протонами по схеме $\pi^- + p \to K^0 + \Lambda^0$. Из динамики реакции можно было определить импульс K^0-мезона с большей точностью, чем в экспериментах с космическим излучением. Распределение по временам жизни для группы из $\sim$200 K^0-мезонов, определенное таким способом Эйслером и др. [74], показано на фиг. 148. Соответствующее значение среднего времени жизни равно $(0{,}95 \pm 0{,}08) \cdot 10^{-10}$ *сек*.

в) Схема распада $K^0 \to \pi^0 + \pi^0$. Первые эксперименты по обнаружению распадов K-мезонов и гиперонов с испусканием нейтральных частиц были проведены со счетчиками Коллинсом, Риджуэем и Берли [75—77]. Телескоп из счетчиков γ-квантов был установлен таким образом, чтобы он мог регистрировать любые кванты высокой энергии, возникающие при распаде быстрых вторичных частиц, образующихся при столкновении протонов из синхрофазотрона с соответствующей мишенью. Телескоп не был направлен непосредственно на мишень. Через него могло проходить излучение, возникающее лишь в области, расположенной в нескольких сантиметрах от мишени. Образующееся при распаде нестабильных частиц γ-излучение регистрировалось с большой надежностью. Однако было трудно устанавливать схему, согласно которой образовалось это излучение, так как нельзя было определить скорость и тип родительских частиц.

Убедительные данные о существовании схемы распада $K^0 \to \pi^0 + \pi^0$ были получены в экспериментах с пузырьковыми камерами, проведенных Эйслером и др. [74] и упоминавшихся выше. Можно считать, что всякий раз, когда столкновение π^--мезона с протоном приводило к образованию Λ^0-частицы, образовывался также и нейтральный K-мезон по схеме $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$ и что при используемой энергии π^--мезонов (1,3 *Бэв*) это был единственный способ образования K^0-частиц. Поэтому если регистрировался распад Λ^0-частицы, то отсюда следовало, что образовывалась также K^0-частица, об импульсе и направлении движения которой можно было составить заключение из анализа динамики столкновения, независимо от того, был ли при этом зарегистрирован ее распад. Ввиду того, что Λ^0-частицы могут образоваться и другим возможным способом (в реакциях по схемам $\pi^- + p \to \Sigma^0 + K^0$; $\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$), возникает некоторая неопределенность, однако не очень существенная.

В восьми случаях описанного выше типа были обнаружены электронно-позитронные пары, генетически связанные с образованием Λ^0-частицы. В шести из них линии движения родительских γ-квантов, определенные из первоначальных направлений движения пар, пересекали в пределах ошибок опыта расчетную линию движения K^0-частицы. В одном случае следы двух электронно-позитронных пар приводили к одинаковым выводам о том, что оба родительских γ-кванта вылетали из одной и той же точки предполагаемой линии полета K^0-мезона. Исходя из энергии электронно-позитронных пар, можно было определить энергию родительского γ-кванта, а следовательно, и соответствующее значение энергии предполагаемого родительского K^0-мезона в системе центра инерции. Полученные таким образом результаты находились в согласии с предполагаемой схемой распада на два π^0-мезона, но они не согласовывались со схемами $K^0 \to \nu + \gamma$ или $K^0 \to 2\gamma$. Для обоих типов распада все или большинство γ-квантов должны быть моноэнергетическими в системе центра инерции родительской частицы, тогда как в экспериментах был обнаружен широкий спектр, характерный для γ-лучей, источником которых являются движущиеся π^0-мезоны (см. стр. 138). Экспериментальные данные противоречили также предположению о том, что большой вклад вносился за счет распада $K^0 \to \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$, так как средняя энергия γ-квантов была для этого слишком большой.

Зная вероятность конверсии γ-квантов в условиях своих экспериментов, Эйслер и др. [74] могли определять относительные частоты, с которыми осуществляются два типа распада: а) $K^0 \to \pi^+ + \pi^-$ и б) $K^0 \to \pi^0 + \pi^0$. Они получили значение $N_б/N_а = 0{,}14 \pm 0{,}06$. Кроме того, зная время жизни, соответствующее распаду на два $\pi^\pm$-мезона, они могли сравнить количества K^0-мезонов, распадающихся по этим двум схемам, с полным числом образующихся K^0-частиц (предполагая опять-таки, что каждая наблюдаемая Λ^0-частица образовалась в паре с K^0-мезоном). Они нашли при этом, что около половины K^0-мезонов нельзя объяснить рассматриваемым распадом. Эти мезоны распадаются по другим схемам со временем жизни, намного большим, чем время жизни для распада θ_1^0.

г) Другие схемы распада K^0-мезонов; θ_2^0. Одно из первых указаний на существование других типов распада K^0-мезонов было получено в экспериментах с камерами Вильсона ван-Линтом и др. [78], изучавшими космические лучи. Они обнаружили случаи, когда

обе вторичные частицы являлись L-мезонами, но энерговыделение при этом было слишком малым, чтобы можно было отнести их к распаду θ_1^0. Не было согласия и со схемой $K^0 \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, однако можно было привлечь другие типы распада на три частицы. Идентификация распада на три вторичные частицы, одна из которых нейтральная, была основана на отсутствии компланарности траектории K^0-мезона и следов двух *заряженных* вторичных частиц.

Как отмечалось выше, не все нейтральные K^0-мезоны, которые распадаются с испусканием вторичных заряженных частиц, образуют компланарные следы. Эксперименты с космическими лучами показали, что эти случаи, часто называемые „аномальными", встречаются с вероятностью около 10% по отношению к компланарным случаям. Дальнейшие сведения были получены Коуэном [79], Д'Андло и др. [80] и другими исследователями, которые показали, что при распаде K^0-мезонов на три вторичные частицы среди заряженных продуктов наряду с π-мезонами присутствуют электроны. Интерес к таким случаям значительно возрос после того, как Пайс и Гелл-Манн [81] показали, что нейтральные K-мезоны должны представлять собой смесь частиц, распадающихся различным образом с двумя разными временами жизни (см. стр. 310).

Решающее доказательство существования долгоживущей компоненты среди нейтральных K-мезонов, которые распадаются на три вторичные частицы, было получено Ланде и др. [82]. Они провели эксперименты с камерой Вильсона, расположенной на расстоянии 6 *м* от мишени, бомбардируемой протонами с энергией 2 *Бэв* из Брукхэйвенского синхрофазотрона. Время пролета любого K^0-мезона, достигающего камеры Вильсона, было примерно в 100 раз больше среднего времени жизни частиц, распадающихся по схеме θ_1^0. Если все K^0-мезоны распадаются по этой схеме с характерным для данного распада временем жизни, то в условиях эксперимента не следовало ожидать ни одного V-следа. На самом же деле было обнаружено 23 распада, и ни один из них не был компланарным. Анализ этих распадов показал, что процесс $K^0 \to \pi + \beta + \nu$ происходит чаще, чем процесс $K^0 \to \pi + \mu + \nu$, и что типы распадов $K^0 \to \mu + \beta + N$ или $K^0 \to \beta + \beta + N$, где N является некоторой нейтральной частицей, если и осуществляются, то очень редко. Константа распада, связанная с этим типом распада, обозначаемым как θ_2^0, соответствует времени жизни порядка 10^{-6} *сек*.

Два или более типов распада θ_2^0, о существовании которых свидетельствуют описанные выше результаты, не могут представлять собой альтернативные схемы распада частиц, которые могут распадаться и по схеме θ_1^0 аналогично тому, как это было найдено для заряженных K-мезонов. Дело в том, что распады θ_1^0 и θ_2^0 связаны с частицами, распадающимися с существенно разными временами жизни. Взятые сами по себе, эти данные можно было бы интерпретировать, исходя из предположения о простой смеси частиц. Однако это предположение было найдено несостоятельным, когда были проанализированы данные по соотношениям различных K^0-частиц при их образовании и данные по их взаимодействию с ядрами. Мы вернемся к этому вопросу в гл. 11 и 13.

О природе нейтральной частицы, образующейся при этих распадах на три вторичные частицы, можно судить по следующему факту. Максимальная энергия заряженных вторичных частиц простирается до значений, указывающих на то, что масса покоя нейтральной частицы равна нулю. Ланде и др. [83] обнаружили также распад на три π-мезона: $K^0 \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$. Статистический вес имеющихся в настоящее время данных очень мал, и это не позволяет провести исчерпывающий анализ. Может оказаться и так, что имеются другие, не обнаруженные до сих пор типы распадов с заметной интенсивностью.

§ 8. Несохранение четности при распаде заряженных K-мезонов

По мере того как накапливалась основная часть данных, свидетельствующих об идентичности масс и времен жизни положительных и отрицательных K-мезонов, выяснялось также, что различные схемы распада осуществляются всегда в одинаковой пропорции. Вследствие этого стало очень трудно оспаривать предположение о том, что все эти частицы принадлежат одному типу частиц, а именно K^+-мезонам и их античастицам K^--мезонам. Выше уже отмечалось, что одно время это заключение казалось неприемлемым, поскольку оно допускало нарушение принципа сохранения четности при распаде K^+-мезонов (см. стр. 182, 206). При создавшемся положении Ли и Янг [84] поставили под сомнение справедливость этого принципа в отношении слабых взаимодействий, которые имеют место при распаде мезонов. Эти взаимодействия настолько слабы, что константа распада, например, для процесса $K^+ \to \pi^+ + \pi^0$ примерно на 12 порядков величины меньше значения, которое следует ожидать для сильных взаимодействий.

Эти соображения привели непосредственно к доказательству несохранения четности при

распаде π-мезона (см. стр. 182). Тем самым было устранено единственное возражение против того, чтобы считать K-мезоны частицами одного типа с различными схемами распада.

После того как было доказано существование асимметрии в направлениях испускания электронов при последовательном распаде $\pi \to \mu \to \beta$, было очень важно провести аналогичное исследование для распада тяжелых мезонов по схеме $K_{\mu 2}(K \to \mu + \nu,\ \mu \to \beta + 2\nu)$. Такие эксперименты были успешно проведены с помощью счетчиков. μ-мезоны от распада $K_{\mu 2}$ идентифицировались по их большому пробегу аналогично тому, как это делалось в экспериментах по определению константы распада (см. фиг. 141). Как и в экспериментах по последовательному распаду $\pi \to \mu \to \beta$, вызывалась прецессия первичных поляризованных μ-мезонов и определялось угловое распределение образующихся в конечном счете электронов. Было найдено, что в пределах статистических ошибок это распределение обнаруживает такие же характерные черты, как и при распаде $\pi \to \mu \to \beta$.

Аналогичные исследования могут быть проведены и с помощью фотометода путем идентификации K-мезонов, распадающихся по схеме $K_{\mu 2}$, прослеживания вторичных μ-мезонов до остановки в большой стопке и определения направления испускания электронов относительно родительских μ-мезонов. Однако такие эксперименты оказываются очень трудоемкими, поскольку они предусматривают прослеживание каждого μ-мезона на пути около 21 *см* до их остановки в эмульсии или до выхода из стопки.

Орир и др. [85, 86] указали, что эти трудности могут быть значительно уменьшены следующим образом. Некоторые из K^+-мезонов, образуемых искусственным путем с помощью синхрофазотрона, останавливаются в небольшом слое поглотителя, где они и распадаются. Часть мезонов распадается по схеме $K_{\mu 2}$, а некоторые из образующихся μ-мезонов вылетают в таких направлениях, что они долетают до стопки эмульсии и останавливаются в ней, пройдя расстояние около 21 *см*. Направление поляризации вторичных μ-мезонов при их прохождении через поглотитель сохраняется с помощью магнитного поля напряженностью около 10 000 *эрстед*, параллельного их среднему направлению движения. В результате можно определять направления испускания электронов распада относительно направления движения родительских μ-мезонов, поскольку последнее определяется с хорошей точностью размером поглотителя и точкой остановки μ-мезона. Преимущество такого способа состоит в том, что оказывается необходимым просматривать лишь объем эмульсии вблизи ожидаемого места остановки μ-мезонов от распада K-мезонов по схеме $K_{\mu 2}$. В хорошо рассчитанном эксперименте с соответствующей экранировкой большинство обнаруживаемых таким образом μ-мезонов будет являться μ-мезонами от распада K-мезонов. Точное значение этой доли можно было бы определить путем прослеживания найденных таким способом μ-мезонов в обратном направлении для выяснения, действительно ли они возникают в слое поглотителя, где останавливаются K-мезоны.

Глава 11

ГИПЕРОНЫ И ГИПЕРЯДРА

Нестабильные частицы как заряженные, так и нейтральные со значениями масс больше массы протона и меньше массы дейтрона обозначаются символом Y и носят общее название „гиперонов". Отдельные типы частиц обозначаются заглавными буквами греческого алфавита. В табл. 19 приведены данные об основных свойствах гиперонов различных типов, существование которых в настоящее время установлено[1].

Таблица 19

Заряженные и нейтральные гипероны

Символ	Масса, m_e	Схема распада	Q, *Мэв*
Λ^0	2181 ± 1	$\Lambda^0 \to p + \pi^-$	$37{,}2 \pm 0{,}2$
		$\Lambda^0 \to n + \pi^0$	
Σ^+	2327 ± 1	$\Sigma^+ \to p + \pi^0$	$116{,}1 \pm 0{,}5$
		$\Sigma^+ \to n + \pi^+$	110 ± 1
Σ^0	2323 ± 7	$\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$	$72 \pm 3{,}5$
Σ^-	2342 ± 2	$\Sigma^- \to n + \pi^-$	$117{,}7 \pm 1$
Ξ^-	2583 ± 6	$\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^-$	65 ± 3

§ 1. Нейтральный гиперон Λ^0

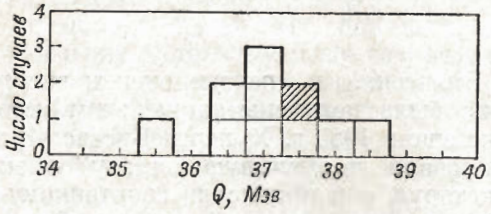
а) Схема распада $\Lambda^0 \to p + \pi^-$. Λ^0-частица, которая в ранних работах часто обозначалась как тяжелая нейтральная V-частица (V_1^0), распадается на протон и π^--мезон с выделением энергии $Q \approx 37$ *Мэв*: $\Lambda^0 \to p + \pi^-$ (см. Арментерос и др. [1], Томпсон и др. [2], Лейгтон и др. [3]). Существование этой схемы распада было установлено в экспериментах с камерами Вильсона, и первые оценки энерговыделения были получены также этим методом. Однако еще в 1950 г. Хупер и Бисвас [4] зарегистрировали двухлучевую „звезду" в эмульсии, которую они приписали спонтанному распаду тяжелой нейтральной частицы. Они идентифицировали две вторичные частицы соответственно как протон и π-мезон и оценили массу первичной частицы в $2370 \pm 60\ m_e$. Однако эти авторы в условиях своего эксперимента не могли полностью исключить возможность того, что этот случай был на самом деле ядерным расщеплением, хотя они и находили такое объяснение очень маловероятным.

Позже было зарегистрировано большое число подобных случаев в фотографических пластинках. Микрофотографии типичных примеров таких распадов показаны на фото 102. Эксперименты со стопками бесподложечных эмульсий имеют то преимущество, что в удачных случаях обе частицы, π-мезон и протон, могут останавливаться в эмульсии. В результате можно определить природу частиц (и, в частности, знак заряда π-мезона) вместе с их пробегами и углом между направлениями вылета. Это позволяет определять энерговыделение Q, а следовательно, и массу Λ^0-частицы с большей точностью, чем в обычных работах с камерами Вильсона.

При изучении Λ^0-частиц с помощью фотографических пластинок возникает трудность, связанная с тем, что при ядерных взаимодействиях относительно небольшой энергии (например, при взаимодействии протонов и π-мезонов с ядрами) могут образовываться двухлучевые „звезды", внешне аналогичные тем, которые образуются при распаде Λ^0-частиц. Для того чтобы провести различие между этими процессами, использовался следующий метод.

[1] Более поздние данные о свойствах гиперонов можно найти в обзоре Сноу и Шапиро [90*]. — *Прим. ред.*

Во-первых, отбирались лишь те случаи, для которых можно было доказать, что обе вторичные частицы выходят из точки распада в виде π^--мезона и протона. Затем вычислялись соответствующие значения Q в предположении, что наблюдаемые случаи обусловлены превращением $\Lambda^0 \to p + \pi^-$. И наконец, строилась гистограмма распределения полученных значений Q. Если значительная часть отбираемых таким образом случаев соответствует распадам Λ^0-частиц и притом по одной схеме, то при построении гистограммы должен обнаруживаться явно выраженный пик в области значений Q около 37 *Мэв*. На фиг. 149 показаны результаты, полученные Фридлендером



Фиг. 149. Распределение значений энерговыделения Q, определенное по 11 случаям распада Λ^0-частиц, зарегистрированных в фотографических эмульсиях.

Заштрихованный квадрат соответствует случаю, когда энергия π-мезона была определена по плотности зерен вдоль следа. Во всех других случаях обе частицы, протон и π-мезон, остановились в стопке и поэтому были измерены их пробеги (см. [6]).

и др. [6], которые работали со стопкой эмульсий, экспонированной на высоте около 27 *мм*. Как видно из фигуры, число случаев, относящихся к двухлучевым „звездам", мало по сравнению с числом распадов Λ^0-частиц, и поэтому неопределенность, связанная с фоном двухлучевых „звезд", не очень велика. В работе [6] было найдено значение $Q = 36{,}9 \pm 0{,}2$ *Мэв*.

Один из основных источников ошибок при использовании описанного выше метода заключается в том, что среди отобранных для анализа „звезд" наряду со случаями действительного распада Λ^0-частиц может оказаться также небольшое число двухлучевых „звезд", для которых вычисления величины Q случайным образом привели к значениям, близким к 37 *Мэв*. Влияние этих ошибок оценить довольно трудно. Используя метод, аналогичный методу Фридлендера, Баркас [7] получил значение Q, равное $37{,}4 \pm 0{,}3$ *Мэв*.

Знать точное значение массы Λ^0-частицы очень важно, поскольку оно связано с энергией, выделяющейся при распаде гиперфрагментов, и с константой связи Λ^0-частиц и нуклонов. Поэтому желательно провести эксперименты с бо́льшим статистическим весом.

б) Совместное образование Λ^0-частиц и K-мезонов. Из экспериментов с камерами Вильсона было ясно, что Λ^0-частицы образуются, по всей видимости, непосредственно в ядерных столкновениях высокой энергии. Далее, данные, полученные Фреттером и др. [8], указывали на то, что при столкновении π^--мезонов с ядрами Λ^0-частицы могут образовываться и при таких условиях, когда начальная кинетическая энергия системы меньше энергии покоя всех этих частиц. Кроме того, как мы видели, Λ^0-частица превращается в протон. Эти данные свидетельствовали о том, что Λ^0-частицу можно было бы рассматривать как „возбужденный нуклон", который возвращается в свое нормальное состояние путем испускания „тяжелого кванта", т. е. π-мезона. При образовании π-мезона в нуклон-нуклонных столкновениях вся энергия, включая энергию, соответствующую его массе покоя, обеспечивается за счет кинетической энергии сталкивающихся частиц. Иначе происходит в случае Λ^0-частиц.

Эксперименты по образованию гиперонов, имевшие решающее значение для данной проблемы, были выполнены в Брукхэйвене Фаулером и др. [9]. π^--мезоны с энергией 1,5 *Бэв*, создаваемые искусственным образом с помощью синхрофазотрона на 2,2 *Бэв*, попадали в диффузионную камеру, наполненную водородом. Было показано, что в результате происходят реакции, которые в общем виде могут быть записаны как $\pi^- + p \to Y + K$. В частности, в одном случае реакция протекала по схеме $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$. В другом случае Λ^0- и K^0-частицы возникли в результате столкновения вне камеры и, следовательно, почти наверняка при бомбардировке π^--мезоном более тяжелого ядра. В остальных случаях при столкновениях возникали заряженные Y- и K-частицы. Такие процессы получили название „совместного образования" тяжелых мезонов и гиперонов и будут обсуждаться в дальнейшем (см. стр. 235).

Было установлено, что Λ^0-частица не всегда является непосредственным продуктом взаимодействия π^--мезонов и нуклонов. Так, например, обнаружено, что в некоторых случаях совместного образования, приводящего к появлению нейтральных K-мезонов и гиперонов, последние оказываются более тяжелыми частицами Σ^0, которые с испусканием γ-квантов сразу же превращаются в Λ^0-частицы: $\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$. Масса Σ^0-частицы равна массе заряженной Σ-частицы или не очень сильно отличается от нее. Время жизни Σ^0-частицы очень мало, $\sim 10^{-17}$ *сек*. Данные, свидетельствующие об этом, обсуждаются на стр. 233.

Вскоре после обнаружения совместного образования гиперонов и тяжелых мезонов в

ядерных столкновениях искусственно образованных π-мезонов Томпсон и др. [10] зафиксировали в камере Вильсона случай, соответствующий совместному образованию Λ^0-частицы и K^0-мезона под действием космических лучей. Два V-следа позволили провести детальный анализ, так что можно было идентифицировать природу и определить энергии также нейтральных частиц.

Результаты, полученные в Брукхэйвене, позволили разрешить противоречие между относительно большим сечением образования Λ^0-частиц при ядерных взаимодействиях, с одной стороны, и их большим в ядерном масштабе временем жизни, — с другой. Эти факты было трудно совместить с предположением, что Λ^0-частицы могут рождаться одиночным образом при столкновениях нуклонов. Подобная трудность не возникает, если эти частицы образуются только в паре с другими частицами, что и было доказано экспериментально. Таким образом, благодаря этим экспериментам было разрешено указанное противоречие и были установлены схемы по крайней мере некоторых из реакций, в которых образуются две частицы, включая гиперон.

в) Распад на две нейтральные частицы: $\Lambda^0 \to n + \pi^0$. Первые указания о распаде Λ^0-частиц по схеме $\Lambda^0 \to n + \pi^0$ были получены в работе со счетчиками Ошера и др. [11], которая аналогична работе, описанной в связи с рассмотрением K^0-мезонов (см. стр. 220), а также в экспериментах по совместному образованию гиперонов и K-мезонов (см. Будде и др. [12]). В некоторых из регистрируемых таким образом случаев рождались Λ^0- и K^0-частицы. К рассмотрению привлекались лишь те случаи, в которых наблюдался распад K^0-мезонов. При этом иногда наблюдались распады Λ^0-частиц в газе камеры. Можно провести сравнение числа случаев наблюдения Λ^0-распада с тем числом их, которое следовало бы ожидать на основании известного среднего времени жизни этих частиц, в предположении, что образование K^0-мезона во всех случаях сопровождается появлением Λ^0-частицы. Такое сравнение возможно потому, что независимо от наблюдения Λ^0-частицы можно применить законы сохранения импульса и энергии к анализу первичного столкновения, в котором эти частицы образуются. Зная импульсы связанных K^0-мезонов, можно рассчитать скорость Λ^0-частицы и время ее пролета в освещаемом объеме камеры. Выполненные таким образом вычисления показали, что наблюдается слишком мало случаев распада Λ^0-частиц. Было разумно отнести это различие за счет распада, при котором образуются только нейтральные частицы: $\Lambda^0 \to \pi^0 + n$.

Более непосредственные данные об этой схеме распада были получены в аналогичных экспериментах с пузырьковыми камерами, содержащими углеводородные соединения, в которых были обнаружены электронно-позитронные пары, генетически связанные с распадающимися K^0-частицами (см. Шварц и др. [13]). В благоприятных случаях этого типа по наблюдаемой энергии электронно-позитронной пары можно было определить энергию ее родительского γ-кванта, а следовательно, и импульс γ-кванта в системе центра инерции предполагаемой родительской Λ^0-частицы, связанной с K^0-мезоном. Найденные таким образом значения противоречили схеме распада $\Lambda^0 \to n + \gamma$, при которой спектр γ-квантов должен был бы представлять собой линию при значении $h\nu \sim$ $\sim$165 *Мэв*. Однако они находились в согласии со схемой $\Lambda^0 \to n + \pi^0$, с последующим распадом π^0-мезона на два γ-кванта, имеющих широкий энергетический спектр, как это и наблюдалось на самом деле. Из частоты, с которой электронно-позитронные пары наблюдались вместе с распадом Λ^0-частицы, можно было оценить относительные частоты $N_a/N_б$ распада Λ^0-частиц по двум схемам: а) $\Lambda^0 \to n + \pi^0$ и б) $\Lambda^0 \to$ $\to p + \pi^-$. Среднее значение, полученное на основании всех имеющихся данных, было найдено равным $N_a/N_б = 0{,}32 \pm 0{,}05$ [1].

г) Время жизни, масса и спин Λ^0-частиц. Впервые среднее время жизни Λ^0-частиц было определено в экспериментах с камерами Вильсона, в которых можно было регистрировать первичные расщепления, приводящие к образованию этих частиц. Статистический анализ совокупности этих данных позволяет оценивать время жизни.

Результат, полученный таким образом в экспериментах с космическими лучами (Пейдж [14]), равен $(3{,}7 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-10}$ *сек*. Используя аналогичные в принципе методы и работая с искусственно образованными Λ^0-частицами, регистрируемыми в пузырьковых камерах, Шварц и др. [13] нашли $t_{\Lambda^0} = (2{,}8 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-10}$ *сек*, а Альварец и др. [15] определили $t_{\Lambda^0} = (3{,}25 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-10}$ *сек*. Средневзвешенное значение из более поздних экспериментов равно $(2{,}42 \pm 0{,}13) \cdot 10^{-10}$ *сек* [2].

В предположении, что $m_\pi = 273\, m_e$ и $Q =$ $= 37$ *Мэв*, масса Λ^0-частицы составит 2181 m_e. Исходя из наблюдаемой схемы распада частицы,

[1] По Сноу и Шапиро [90*] $N_a/N_б = 0{,}36 \pm 0{,}03$. — *Прим. ред.*

[2] По Сноу и Шапиро [90*] $t_{\Lambda^0} = (2{,}51 \pm 0{,}09) \cdot 10^{-10}$ *сек*. — *Прим. ред.*

разумно предположить, что ее спин равен спину протона и является полуцелым:

$$\Lambda^0_{1/2} \to p_{1/2} + \pi_{(0)}.$$

§ 2. Сигма-гипероны

Первые убедительные данные о существовании заряженных гиперонов были получены в экспериментах с фотографическими пластинками, описанных Бонетти и др. [16]. Эти авторы зарегистрировали частицу, которая остановилась в эмульсии, пройдя путь, равный 15,8 *мм*. В конце ее пробега была испущена вторичная заряженная частица. Масса первичной частицы была найдена равной $2210 \pm 250\, m_e$ (см. фото 103 а). Вдоль следа вторичной частицы нельзя было провести никаких существенных измерений.

Одновременно с фотографическими работами и независимо от них Йорк и др. [17] пришли к аналогичным заключениям из экспериментов с камерами Вильсона. Эти исследователи обнаружили среди *заряженных V*-случаев признаки двух типов частиц. Один из этих типов соответствовал частицам со значительно меньшим временем жизни, чем другой. В двух случаях положительно заряженная частица, возникающая в свинцовой пластине внутри камеры, распадалась на лету в газе камеры. Полученные в результате измерений значения масс вторичной частицы незначительно отличались от массы протона. При этом нельзя было провести никаких измерений выделяющейся энергии Q. Случаи были ориентировочно приписаны превращениям, которые в современных обозначениях следовало бы записать как $Y \to p + \pi^0$. Теперь известно, что долгоживущие заряженные V-частицы были на самом деле K-мезонами, а короткоживущие — заряженными Σ-частицами. Средние времена жизни этих двух типов частиц равны соответственно $1{,}3 \cdot 10^{-8}$ и $\sim 10^{-10}$ *сек*.

Подробные данные о семи других случаях заряженных гиперонов, зарегистрированных в то время в фотографических пластинках, даны в табл. 20. В каждом из этих случаев идентификация родительских частиц как гиперонов основывалась на определении их масс. Ошибки таких измерений были часто большими, однако из полученных результатов вытекала очень малая вероятность того, что массы этих частиц меньше массы протона. Три частицы распались на лету. На фото 104 показан характерный пример такого распада, наблюдавшийся Фридлендером [18]. Данные о природе одиночных вторичных частиц в каждом из этих случаев были не очень убедительными, но они указывали на то, что частицы были мезонами и, вероятно, π-мезонами. В предположении, что распад правильно описывается схемой $\Sigma^{\pm} \to n + \pi^{\pm}$ (здесь n означает нейтрон), все данные, касающиеся трех случаев, согласуются с предположением об энерговыделении Q, равном ~ 110 *Мэв* во всех случаях. Соответствующее значение массы первичной частицы оказывается равным $m_{\Sigma^{\pm}} \approx 2327\, m_e$.

Среди первых зарегистрированных случаев распада заряженных гиперонов, достигающих конца своего пробега, был один, о котором сообщила Вашингтонская группа и в котором вторичная частица была, по всей видимости, π-мезоном. Значение энергии этого мезона находилось в согласии со схемой распада частицы на нейтрон и π-мезон с выделением энергии ~ 110 *Мэв*. В другом случае, который был зарегистрирован также одним из первых (Миланская группа, случай 3), вторичная частица была идентифицирована как протон с энергией 15 *Мэв*. В предположении, что при этом произошел альтернативный распад $\Sigma^+ \to p + \pi^0$, энерговыделение было найдено равным 115 ± 3 *Мэв*. Соответствующее значение массы m_{Σ^+} находилось в согласии со значением, приведенным выше, т. е. $\sim 2327\, m_e$ (см. фото 103 б).

В то время как в первых экспериментах был установлен факт существования нестабильных заряженных частиц тяжелее протона, несколько важных проблем оставалось все еще неразрешенными. В частности, не были установлены точные значения массы и времени жизни частиц. Кроме того, по-прежнему важно было определить характер взаимодействия частиц с ядрами.

Данные, свидетельствовавшие о существовании Σ^--гиперонов, получались в различных экспериментах. Фаулер и др. [9] зарегистрировали в водородной диффузионной камере распад на лету отрицательного гиперона с испусканием L-мезона. Значение Q для предполагаемой двухчастичной схемы распада на π-мезон и нейтрон было найдено равным 130 ± 20 *Мэв*. Представлялось маловероятным, чтобы этот случай можно было бы приписать Ξ^--частице, существование которой к тому времени было уже установлено (см. стр. 234). Подробные данные о последующих случаях, зарегистрированных в эмульсиях, приведены в табл. 20. И наконец, Дебенедетти и др. [23] получили убедительные данные о том, что легкий мезон, образующийся при распаде Σ^--гиперона на лету, является отрицательным π-мезоном. В предположении, что распад произошел по приведенной выше схеме, значение Q составило 107 ± 15 *Мэв*.

Таблица 20

Первые экспериментальные данные о заряженных гипе ронах

Первичная частица			Вторичная частица		Примечания	Литература
Происхождение	Длина следа, *мм*	Масса, m_e	п.-полный пробег н.-наблюдаемый пробег, *мм*	$p\beta$ (или энергия)		
а) Распад или взаимодействие в покое						
—	15,8	2350 ± 250	0,12 (н.)	—	Первый наблюдавшийся случай	[16]
—	1,25	2360 ± 700	Очень короткий	—	—	
—	0,90	2330 ± 700	1,67(п.)	Вероятно, *р*. След оканчивается внутри эмульсии	В предположении: $Y^+ \to \pi^0 + p$, $Q = 115 \pm 3$ *Мэв*	
$31+3n$	4,6	2440 ± 300	13,20 (н.)	$E = 100 \pm 15$ *Мэв*	Вторичная частица—протон	[18]
„Звезда" с 29 „черными" или „серыми" следами	— 7,35	2250 ± 400	4μ (п.) частица отдачи $\sim$2,0 *мм* (п.)	—	Две вторичные частицы свидетельствуют о взаимодействии	[19]
—	3,7	2900 ± 800	2,2 (н.)	$p\beta = 150 \pm 35$ *Мэв/с*	В предположении: $Y^\pm \to \pi^\pm + n$ $Q = 103^{+22}_{-15}$ *Мэв*	[20]
б) Распад на лету						
$13+10\alpha$	19,0	2360 ± 350	14,0 (н.)	$p\beta = 160 \pm 13$ *Мэв/с*	В предположении: $Y^\pm \to \pi^\pm + n$, $Q = 135$ *Мэв*	[21]
$26+14p$	4,7	2740 ± 500	12,2 (н.)	$p\beta = 87 \pm 3$ *Мэв/с*	В предположении: $Y^\pm \to \pi^\pm + n$, $Q \sim 100$ *Мэв*	[18]
$11+1p$	3,25	2100 ± 400	4,3 (н.)	$E = 70$ *Мэв*	$Q = 131 \pm 24$ *Мэв*	[22]

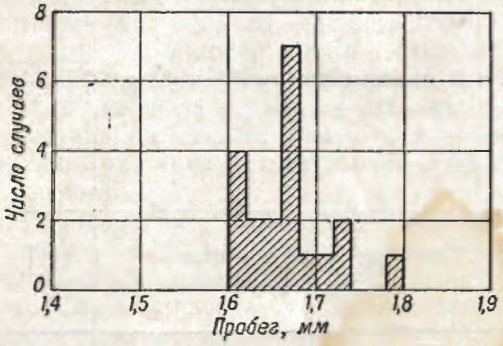
§ 3. Массы Σ^+- и Σ^--гиперонов

Возможности для проведения экспериментов по установлению детальных свойств Σ-частиц значительно возросли с получением однородных пучков искусственно образованных K-мезонов. Мы видели (см. стр. 216), что Σ-частицы образуются с большой вероятностью при ядерном захвате K-мезонов. При этом становятся возможными точные определения массы и времени жизни Σ-частиц. Для этого обычно применяются следующие методы.

а) Анализ схем распада. В экспериментах, в которых K^--мезоны использовались как источник Σ-частиц, были подтверждены первые данные, свидетельствовавшие о схемах распада

$$\Sigma^+ \to p + \pi^0,$$
$$\Sigma^+ \to n + \pi^+,$$
$$\Sigma^- \to n + \pi^-,$$

и было показано, что оба типа распада положительных частиц осуществляются приблизительно с одинаковой вероятностью (см. Фрай и др. [24, 25], Баркас и др. [26]). Измерения энергий испускаемых вторичных заряженных частиц позволили определить массы первичных частиц. На фиг. 150 приведено распределение по пробегам для протонов из первых зарегистрированных случаев распада Σ^+-частиц в покое по схеме $\Sigma^+ \to p + \pi^0$. Определенное описанным способом значение массы равно $2327 \pm 1\ m_e$, что находится в соответствии с менее точным значением, найденным при измерении энергии заряженных π-мезонов, образующихся при распаде $\Sigma^+ \to n + \pi^+$.



Фиг. 150. Распределение по пробегам для протонов, образованных в первых 20 случаях, приписанных распаду $\Sigma^+ \to p + \pi^0$.

Четко выделяется моноэнергетичная группа вторичных частиц. Разброс значений энергии несколько больше, чем следовало бы ожидать для строго моноэнергетичной группы при наличии только страгглинга. Отчасти этот эффект мог быть вызван колебаниями значений плотности использованных эмульсий. Плотность эмульсий обычно не фиксировалась.

Значительно труднее определить массу отрицательных частиц по их продуктам распада. Такие измерения могут быть проведены лишь с гиперонами, которые распадаются на лету, поскольку Σ^--частицы в конце своего пробега обычно взаимодействуют с ядрами. Измерения при этом заключаются в определении: 1) скорости гиперона в момент распада; 2) энергии вторичного π-мезона и 3) направления движения π-мезона по отношению к направлению движения родительской частицы. Полученные данные можно затем представить в системе центра инерции гиперона, однако получающиеся при этом результаты менее точны, чем при измерениях вдоль следов останавливающихся частиц. В то время как первые результаты Дебенедетти и др. [23] указывали на то, что масса отрицательной Σ-частицы мало отличается от массы положительной частицы, более поздние работы показали небольшое различие в их массах (порядка 15 m_e), причем отрицательная частица оказалась более тяжелой (см. Штейнбергер [27], Будде и др. [12], Эдвардс и др. [28]).

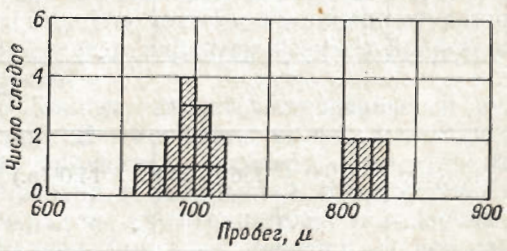
б) Использование реакции $K^- + p \to \Sigma^{\mp} + \pi^{\pm}$. Убедительное доказательство различия масс Σ^-- и Σ^+-частиц и точное значение его величины были получены в экспериментах по захвату K^--мезонов протонами. Микрофотографии первых обнаруженных примеров таких взаимодействий показаны на фото 110. Эти взаимодействия могут происходить по одной из следующих схем:

$$K^- + p \to \Sigma^+ + \pi^-, \qquad \text{(а)}$$
$$K^- + p \to \Sigma^- + \pi^+ \qquad \text{(б)}$$

или, как было показано работами с пузырьковыми камерами, по схемам:

$$K^- + p \to \Sigma^0 + \pi^0 \qquad \text{(в)}$$
$$K^- + p \to \Lambda^0 + \pi^0. \qquad \text{(г)}$$

В первых двух примерах этих процессов, зарегистрированных Чаппом и др. [29] с помощью фотографической эмульсии в Беркли, пробеги образовавшихся Σ-частиц были равны соответственно 695 и 809 μ, причем в первом случае Σ-частица была отрицательной, а во втором — положительной. Различие в пробегах было настолько большим, что его вряд ли можно было объяснить страгглингом. Поэтому можно



Фиг. 151. Распределение по пробегам для Σ-гиперонов, возникающих в результате взаимодействия K^--мезонов в конце их пробега со свободными протонами.

Результаты получены со стандартной эмульсией Ильфорд G5. Четко разделяются две группы, соответствующие Σ^+- и Σ^--гиперонам, причем более короткие пробеги имеют отрицательные частицы. Во многих случаях, но не всегда, знак заряда гиперона может быть установлен по тем процессам, которые происходят в конце его пробега.

было сделать вывод о существовании различия масс двух Σ-частиц. Вскоре это заключение было подтверждено работами других лабораторий. Первые данные по пробегам Σ-частиц, основанные на результатах работ нескольких авторов, показаны на фиг. 151. Соответствующие значения масс Σ^-- и Σ^+-частиц приведены в табл. 19. Существование различия масс частиц показывает, что они не являются античастицами по отношению друг к другу (дальнейшее обсуждение этого вопроса см. на стр. 233). Можно отметить, что данные по пробегам частиц позволяют определить разность $m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^+}$ с большой точностью независимо от принятого значения массы K^--частицы и от детального поведения соотношения пробег—энергия.

Реакция $K^- + p \to \Sigma^+ + \pi^-$ позволяет наиболее точным образом определить также массу K^--мезона. При исследовании распада $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ может быть точно измерена масса Σ^+-гиперона. Если определить полное выделение энергии в реакции $K^- + p \to \Sigma^+ + \pi^-$ по средним пробегам Σ^+-гиперонов и π^--мезонов, то можно получить массу K^--мезона. Полученное таким образом среднее значение равно $965 \pm 1{,}5\ m_e$ (см. Фрай и др. [24, 25], Баркас и др. [26]).

Для успешного использования вышеописанного метода существенно, чтобы анализируемые взаимодействия происходили на свободных протонах, присутствующих в эмульсии в виде ядер водорода, а не на периферических протонах более тяжелых ядер, поскольку во взаимодействиях с периферическими протонами баланс импульсов и энергий может быть в значительной степени нарушен. Частицы, возникающие в результате таких периферических столкновений, могут образовать события, которые по виду будут очень похожими на случаи взаимодействия со свободными протонами с очень мало заметными признаками того, что во взаимодействии участвовало более тяжелое ядро (см. фото 110). Однако в таких случаях две заряженные вторичные частицы вылетают обычно не строго вдоль одной линии. Поэтому образующиеся в результате два следа не будут коллинеарными. Тем не менее следует заметить, что был обнаружен один пример такого процесса, в котором образовалась Σ-частица с пробегом 520 μ, хотя следы Σ- и π-частиц были, как казалось, точно на одной линии. Разумно отнести этот случай к такому взаимодействию K^--мезона со связанным протоном, в результате которого две вторичные частицы испустились под малым углом к направлению первоначального импульса протона, в результате чего коллинеарность сохранилась.

в) K-мезоатом водорода. Дальнейшие характеристики взаимодействия отрицательных K-мезонов при захвате их в конце пробега протонами относятся к поведению образующегося мезоатома водорода. Мы видели, что π-мезоны будучи захвачены водородными соединениями никогда не взаимодействуют с протонами таким образом, чтобы мог образоваться π^0-мезон по схеме $\pi^- + p \to n + \pi^0$. Это происходит вследствие того, что мезоатом водорода, представляя собой небольшую компактную нейтральную структуру, мигрирует в веществе, в результате чего возможно взаимодействие π-мезона с более тяжелыми ядрами, связь с которыми будет значительно сильнее благодаря бо́льшим значениям заряда и приведенной массы. Поэтому захват π^--мезона протоном в веществе никогда не наблюдался. С другой стороны, частота, с которой наблюдается реакция $K^- + p \to \Sigma + \pi$, показывает, что все или очень большая часть K^--мезонов, захватываемых свободными протонами в эмульсии, действительно взаимодействуют с ними. Отсюда следует, что процессы, аналогичные тем, которые происходят с π-мезонами, в данном случае не осуществляются или являются очень редкими.

Приведенный выше результат показывает, что, находясь на своих ближайших к ядру орбитах вокруг протона, K^--мезон взаимодействует с протоном гораздо быстрее, чем π^--мезон. Это может происходить отчасти из-за меньшего „радиуса" орбит K-мезона (благодаря его большей массе), т. е. вследствие большей вероятности того, что мезон окажется в ближайшем соседстве протона. Однако эти результаты можно рассматривать и как убедительное свидетельство того, что K-мезон взаимодействует с протоном не менее сильно, чем π-мезон.

Аналогичные исследования взаимодействия K^--мезонов со свободными протонами были проведены в экспериментах с пузырьковыми камерами, и, в частности, с водородными пузырьковыми камерами. При этом были получены подобные же результаты, хотя точность, с которой могли быть определены массы, была значительно ниже, чем в работах с эмульсиями. Наиболее важное преимущество пузырьковых камер проявилось в экспериментах с нейтральными частицами, особенно при доказательстве существования и изучении свойств K^0- и Σ^0-частиц (см. стр. 234). В экспериментах с пузырьковыми камерами удалось определить относительные вероятности реакций с образованием различных гиперонов. Так, Альварецом и др. [15] было показано, что гипероны, возникающие в результате захвата K^--мезонов протонами, образу-

ются приблизительно в следующих пропорциях Σ^-: Σ^+: Σ^0: $\Lambda^0 = 4{:}2{:}2{:}1$. Этот результат существенным образом связан с изотопическим спином состояний системы участвующих в реакции частиц (см., например, Франинетти и Морпурго [30]).

§ 4. Ядерные взаимодействия заряженных гиперонов

а) Первые наблюдения. Два первых наблюдавшихся случая с участием заряженных гиперонов нельзя было приписать распаду частицы с массой $\sim 2330\ m_e$ по одной из схем, обсуждавшихся выше. В случае, обнаруженном Дублинской группой (см. фото 105), в конце пробега появились две вторичные частицы. Поэтому было предположено, что в конце пробега произошло взаимодействие Σ^--частицы с ядром. В случае, обнаруженном Бристольской группой (см. табл. 20 и фото 105), вторичной частицей являлся протон с энергией 100 ± 15 *Мэв*. Если бы это был спонтанный распад гиперона по схеме $Y \to p + \pi^0$, то масса первичной частицы должна быть равна $\sim 2900\ m_e$. Поэтому представляется предпочтительным отнести этот случай также к ядерному взаимодействию Σ^--частицы.

Вслед за этими случаями было обнаружено много других, исследование которых позволило установить основные характеристики расщеплений, вызываемых Σ^--частицами. Было найдено, что: 1) примерно в $^1/_3$ случаев испускается протон большой энергии, от ~ 30 до 100 *Мэв*; 2) число лучей в «звездах», образуемых в результате расщеплений, обычно мало — меньше, чем при ядерном захвате π^--мезонов, и 3) π-мезоны, если вообще и испускаются, то очень редко.

Описанные выше особенности взаимодействия Σ^--частиц с ядрами можно легко объяснить, если предположить, что основное взаимодействие происходит с обменом заряда согласно одной из следующих схем:

$$\Sigma^- + p \to n + \Sigma^0, \qquad \Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$$

или

$$\Sigma^- + p \to n + \Lambda^0.$$

Доказательство того, что такие реакции действительно происходят после захвата свободными протонами, было получено в экспериментах с водородными пузырьковыми камерами, проведенных Альварецом и др. [15] (см. стр. 234). Если один из таких процессов произойдет в ядре и Λ^0-частица не сможет вылететь из ядра, то образующееся в результате расщепление должно быть аналогично расщеплениям гиперфрагментов. Правильность такого предположения была подтверждена двумя наблюдавшимися случаями, в которых ядерное взаимодействие отрицательного гиперона привело к испусканию гиперфрагмента (см. Чекарелли и др. [31], Шайн и др. [32]). В случае, описанном Шайном [32], гиперфрагментом являлось ядро ${}_\Lambda H^4$. Более того, поскольку любое наблюдаемое ядерное взаимодействие гиперона должно происходить на ядре с зарядом $Z \geqslant 6$, то образующиеся расщепления будут обычно относиться к так называемому „безмезонному" типу (см. стр. 243). Таким образом, находит объяснение факт отсутствия вторичных π-мезонов и наличия протонов большой энергии, который является характерным для „безмезонного" распада.

б) Характеристики расщеплений, вызываемых ядерным захватом Σ^--частиц. Мы видели, что ядерный захват K^--частиц часто приводит к испусканию Σ-частиц, из которых одни могут быть заряженными положительно, а другие отрицательно. Следовательно, для проведения подробного исследования расщеплений, вызываемых K^--захватами, и природы первичных взаимодействий было необходимо с высокой эффективностью идентифицировать вторичные Σ-частицы.

В случае Σ^+-частиц, которые распадаются в конце пробега, идентификация обычно может быть основана на измерениях вторичных частиц. Распознавание распада $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ является нетрудным делом. При идентификации распада $\Sigma^+ \to \pi^+ + n$ необходимо обращать внимание на условия эксперимента и, в частности, на эффективность регистрации следов с малой плотностью зерен при различных углах наклона следа к плоскости эмульсии; в принципе никаких серьезных трудностей при этом не возникает. Распознавание же распада на лету более затруднительно. В этих случаях следует иметь в виду возможность того, что за след распадающегося гиперона может быть принят след протона, рассеянного на ядре.

При идентификации распадов отрицательных Σ-гиперонов на лету встречаются аналогичные трудности, но эти трудности невелики. Правда, когда частицы достигают конца своего пробега, они обычно захватываются ядрами и взаимодействуют с ними. В результате возникает проблема, связанная с тем, что при ядерных расщеплениях образуются „звезды" с очень малым числом лучей или вообще без вылета заряженных частиц. Это является следствием основных взаимодействий $\Sigma^- + p \to n + \Sigma^0$ и

$\Sigma^- + p \to n + \Lambda^0$. Две тяжелые частицы отлетают друг от друга и около половины всей энергии уносится Λ^0-частицей. Любая возникающая „звезда" образуется благодаря вторичным взаимодействиям тяжелых частиц при вылете их из ядра. При этом обычно испускается также несколько частиц за счет испарения. Λ^0-частица может „застрять" внутри ядра или вылететь вместе с другими нуклонами в виде гиперядра с коротким пробегом (см. стр. 239). Такие гиперядра распадаются обычно безмезонным образом.

Если Σ^--частица достигает конца своего пробега и образует „звезду" с двумя или большим количеством лучей, то ее распознать легко. В случае двухлучевых „звезд" имеется некоторая вероятность спутать их со следами, образующимися при упругом рассеянии протонов на свободных протонах эмульсии. Однако такие случаи редки и обычно они легко идентифицируются. Значительно большие трудности возникают, когда „звезда" образуется с одним лучом, и особенно, если пробег вторичной частицы меньше 1 *мм*, поскольку такие случаи выглядят аналогично рассеянию протонов вблизи конца их пробега. Измерения рассеяния методом постоянной стрелы прогиба могут оказаться тогда очень полезными для того, чтобы установить, достигла или нет родительская частица конца своего пробега. В других случаях наличие четко различимого следа электрона Оже или конгломерата, образованного электроном Оже с коротким пробегом, могут сыграть важную роль при доказательстве того, что частица была отрицательно заряженной и что она остановилась.

Однако наиболее серьезные трудности встречаются при идентификации очень большого числа случаев, в которых Σ^--частица взаимодействует с ядром без образования вторичных заряженных частиц. Для оценки относительной доли f_0 взаимодействующих таким образом Σ^--частиц по отношению ко всем вторичным частицам, образующимся в результате захвата K^--мезонов в эмульсии, было использовано много методов.

в) Исследование Σ^--частиц, образуемых в реакции $K^- + p \to \Sigma^- + \pi^+$. В принципе наиболее эффективный метод изучения распределения числа лучей в „звездах", образуемых при ядерном захвате Σ^--гиперонов, заключается в исследовании большого числа случаев захвата K^--мезонов свободными протонами. Такие случаи идентифицируются легко, так как следы вторичных частиц на начальных участках коллинеарны. Следовательно, если рассматривать те случаи, в которых можно с определенностью идентифицировать Σ^--частицу, то можно непосредственно установить распределение „звезд" по числу лучей при расщеплениях, вызываемых этими частицами. Благоприятной особенностью метода является то, что пробег Σ^--гиперона в таких случаях явно отличается от пробегов Σ^+-частиц, образующихся в аналогичных реакциях $K^- + p \to \Sigma^+ + \pi^-$ (см. фиг. 151).

Трудность при использовании описанного метода заключается в том, что такие случаи встречаются редко и соответственно статистический вес наблюдений мал. Однако в работе Боумика и др. [33] таким методом было найдено, что при ядерном взаимодействии Σ^--гиперонов в обычной эмульсии G5 доля f_0, соответствующая расщеплениям без испускания заряженных частиц, равна $0{,}72 \pm 0{,}12$.

г) Наблюдение электронов Оже и следов ядер отдачи. Второй метод определения доли f_0 основан на регистрации электронов Оже. Некоторые из Σ^--звезд с двумя и большим количеством лучей имеют следы генетически связанных электронов Оже. Если определить относительную долю таких „звезд" с электронами Оже, то по числу аналогичных случаев, в которых обнаруживаются электроны Оже, но никакие другие заряженные частицы не вылетают, можно оценить полное число захватов Σ^--частиц без образования вторичных заряженных частиц.

Методические трудности при использовании этого метода заключаются, во-первых, в том, что электроны Оже часто имеют короткие пробеги. При этом их следы выглядят как неразличимые конгломераты зерен, которые могут быть обусловлены как электронами Оже малой энергии, так и ядрами отдачи. Эффективность регистрации таких следов может изменяться в зависимости от вида сопровождающего расщепления. Она может зависеть, например, от возможности точного установления точки расщепления по следам тяжелых вторичных частиц. Затем, следы таких частиц могут заслонить собой следы электронов. Кроме того, идентификация электронов Оже может быть осложнена из-за присутствия фоновых электронов, которые чисто случайно могут выглядеть связанными с концом пробега Σ-частицы. Вклад таких случайных совпадений можно оценить путем рассмотрения следов протонов в конце их пробега (см. фото 106, случаи b и c).

д) Абсолютное число электронов Оже. Третий метод, разработанный Фраем и др. [24, 25], также основан на наблюдении электронов Оже

и на определении их абсолютного числа следующим способом.

Когда μ-мезоны останавливаются в эмульсии, то около 40% их захватываются ядрами легких элементов (C, N, O) и около 60% — тяжелыми ядрами (Ag, Br, J). Разумно предположить, что те же самые пропорции имеют место при захвате K^--мезонов. Далее, около 35% μ^--мезонов, захваченных тяжелыми ядрами, приводят к образованию распознаваемых электронов Оже. При захвате более тяжелых частиц следует ожидать, что эта доля будет больше. Из теоретических соображений следует, что она должна изменяться приблизительно как $M^{1/3}$, где M — масса захватываемой частицы. Если это действительно так, то около 75% Σ^--гиперонов, захватываемых тяжелыми ядрами, должны приводить к образованию связанных следов электронов Оже.

В одной из исследованных групп „звезд", образованных в результате Σ^--захвата, в 40 случаях имелись электроны Оже, что свидетельствовало о наличии $^4/_3 \times 40 = 53$ захватов тяжелыми ядрами. Кроме того, в 93 случаях не наблюдалось вылета заряженных частиц, но были зафиксированы электроны Оже. Это соответствует $^4/_3 \times 93 \doteq 124$ случаям захвата тяжелыми ядрами. Полное число всех захватов тяжелыми ядрами равно, таким образом, 177. Если к тому же учесть, что число захватов легкими ядрами составляет $^2/_3$ от числа захватов тяжелыми ядрами, то окончательное число всех расщеплений, вызываемых захватами Σ^--частиц, оказывается равным 296. Значение f_0, полученное с помощью этого метода Боумиком и др. [33], равно 0,69.

е) Распределение „Σ^--звезд" по числу лучей и теория „испарения". Четвертый метод основан на использовании распределения по числу лучей для тех „звезд" от Σ^--захвата, которые имеют не менее одного луча. Теория испарения нуклонов по Ле-Кутеру (см. гл. 13) позволяет для любого выбранного значения энергии возбуждения предсказать среднее число лучей $\bar{n}$ в звездах, образуемых в эмульсии в результате расщепления ядер серебра и брома, а также дисперсию этого числа $\overline{\sigma^2}$. Если N_r — число „звезд" с r лучами, то

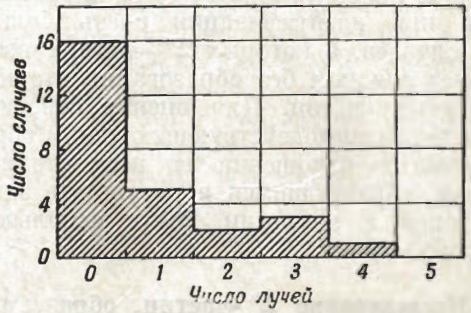
$$\bar{n} = \frac{\sum\limits_{r=0} N_r r}{\sum\limits_{r=0} N_r}.$$

„Звезды" с числом лучей $r \geqslant 1$ могут быть идентифицированы так, что величина $\Sigma N_r r$ может быть определена для данного набора „звезд". „Звезды" с $r = 0$, число которых N_0 нужно определить, не дают вклада в эту сумму. Для любого принятого значения энергии возбуждения E можно вычислить величину $\bar{n}$, а затем определить сумму $\sum\limits_{r=0} N_r$, сравнить с величиной $\sum\limits_{r=1} N_r$, которая может быть непосредственно определена, и таким образом получить N_0.

При описанном способе принятое значение энергии возбуждения приводит к конкретной величине N_0, а следовательно, и к определенному распределению „звезд" по числу лучей. Это распределение можно сравнить с соответствующим значением дисперсии, определяемой соотношением

$$\sum_{r=0} (r-\bar{n})^2 N_r = \overline{\sigma^2} \sum N_r.$$

Для каждого принятого значения E можно таким образом вычислить значение $\overline{\sigma^2}$ и сравнить с соответствующей величиной, даваемой теорией испарения. Принимается то значение E, для которого оба способа приводят к одинаковым значениям. При использовании этого метода необходимо различать процессы на легких и тяжелых ядрах. Это можно сделать, предположив, что все „звезды", в которых есть следы протонов с энергией меньше 5 *Мэв* или следы α-частиц с энергией меньше 10 *Мэв*, образованы на легких ядрах. Действуя таким образом, Боумик и др. [33] нашли, что результаты согласуются с энергией возбуждения около 45 *Мэв*. Соответствующее значение f_0 оказалось равным 0,70. Как видно, результаты, полученные различными методами, находятся в удовлетворительном согласии.



Ф и г. 152. Распределение по числу вторичных заряженных частиц в расщеплениях, вызываемых ядерным захватом Σ^--частицы в обычной ядерной эмульсии [33].

Распределение „звезд" по числу лучей, полученное Боумиком и др. [33], показано на фиг. 152. Видно, что около 60% Σ^--частиц, останавливающихся в эмульсии, взаимодействуют без образования видимых „звезд" (без-

лучевые „звезды"). Непосредственная идентификация таких частиц в отдельных случаях обычно является трудной, поскольку она, вообще говоря, зависит от измерений масс, а гипероны, образуемые при K^--захвате, часто имеют короткие пробеги.

§ 5. Время жизни $\Sigma^\pm$-частиц

Первые работы показали, что большинство гиперонов, распады которых наблюдались в эмульсии, являлись частицами одного типа, хотя и с разными знаками заряда. Тот факт, что столь большая часть гиперонов распадалась на лету, указывал на существенно меньшее их время жизни, чем у K-мезонов, большинство которых достигает конца своего пробега. Первые наблюдения были недостаточными для точных оценок, однако они указывали на то, что время жизни составляет около 10^{-10} *сек*.

Поскольку Σ^+-частица может распадаться по любой из двух схем, а Σ^--частица только по одной схеме, то было очевидно, что почти наверняка их времена жизни различны, причем именно отрицательная частица является более долгоживущей. Первые данные о таком различии были получены Фраем [34] и Будде и др. [12]. Усреднение их результатов дает

$$t_{\Sigma^-} = (1{,}4^{+1{,}6}_{-0{,}5}) \cdot 10^{-10} \text{ сек},$$

$$t_{\Sigma^+} = (0{,}7 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-10} \text{ сек}.$$

Более благоприятные для измерений условия были обеспечены в экспериментах с пузырьковыми камерами, проведенных Альварецом и др. [15]. Из распределения наблюдаемых точек распада Σ^+- и Σ^--частиц, образуемых при захвате K-мезонов свободными протонами, они получили $t_{\Sigma^+} = (0{,}86 \pm 0{,}17) \cdot 10^{-10}$ *сек*. Исследуя распад Σ^+-частиц по схеме $\Sigma^+ \to p + \pi^0$, Фрай и др. [24, 25] получили значение $t_{\Sigma^+} = (0{,}96 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-10}$ *сек*. Для отрицательных частиц Альварец и др. нашли $t_{\Sigma^-} = (1{,}83 \pm 0{,}26) \cdot 10^{-10}$ *сек*, а Фрай и др., исследуя распады $\Sigma^- \to n + \pi^-$ на лету, пришли к результату $t_{\Sigma^-} = (2{,}5 \pm 0{,}8) \cdot 10^{-10}$ *сек*. Наиболее надежные значения, полученные такими методами и определенные из усредненных данных нескольких экспериментов, равны (по Эйслеру и др.[1])

$$t_{\Sigma^-} = (1{,}71 \pm 0{,}16) \cdot 10^{-10} \text{ сек},$$

$$t_{\Sigma^+} = (0{,}79 \pm 0{,}08) \cdot 10^{-10} \text{ сек}.$$

[1] Eisler et al., частное сообщение, июнь 1958 г. {Согласно Сноу и Шапиро [90*],

$t_{\Sigma^-} = (1{,}61^{+0{,}10}_{-0{,}09}) \cdot 10^{-10}$ *сек*,
$t_{\Sigma^+} = (0{,}81^{+0{,}06}_{-0{,}05}) \cdot 10^{-10}$ *сек*. — *Прим. ред.*}

Другие типы распада заряженных нейтральных гиперонов. Эйслер и другие искали также другие типы распада Λ^0- и Σ^--частиц, особенно такие, при которых среди образующихся частиц могли появиться электроны и нейтрино. Авторы исследовали продукты распада частиц, регистрируемых в пузырьковых камерах, и пришли к выводу, что если такие распады вообще и происходят, то они должны быть очень редкими по сравнению с теми, существование которых уже установлено.

§ 6. Σ^0-частица

Соответственно теориям Гелл-Манна [35], Нисидзимы и др. [36, 37] (см. стр. 237 и далее) изотопический спин Σ-частиц равен единице. Поэтому они должны существовать в трех зарядовых состояниях: положительном, нулевом и отрицательном. Еще до открытия Σ^0-частицы можно было предсказать, что зарегистрировать ее будет очень трудно, ибо она быстро распадается на Λ^0-частицу с испусканием γ-кванта: $\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$. Поскольку нет никаких правил отбора, запрещающих такой переход, ожидалось, что время жизни частицы должно быть очень коротким, $\sim 10^{-22}$ *сек*, и поэтому самостоятельное существование Σ^0-частицы обнаружить трудно.

Первые данные, свидетельствующие о существовании Σ^0-частицы, были получены в ранних экспериментах по совместному образованию K-мезонов и гиперонов π-мезонами с энергией $\sim 1{,}5$ *Бэв* (на эти эксперименты уже делалась ссылка выше; см. Фаулер и др. [9]). Когда реакции происходили по схеме $\pi^- + p \to \Sigma^- + K^+$, следы двух вторичных заряженных частиц были компланарны со следом первичного π-мезона. Однако в тех случаях, когда имел место процесс $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$, траектории трех частиц оказывались иногда некомпланарными, хотя при этом и можно было показать, что вторичные нейтральные частицы вылетают из точки взаимодействия π-мезона. Это указывало на то, что испускалась еще какая-то нейтральная частица, уносящая некоторую долю энергии и импульса. Необходимый баланс импульсов можно восстановить, если предположить, что образуется также γ-квант с энергией около 70 *Мэв*. В тех случаях, когда в камере регистрировались распады обеих частиц, K^0-мезона и Λ^0-частицы, энергию и импульс предполагаемого γ-кванта можно было определить независимым способом. Было найдено, что полученные таким способом два значения в пределах ошибок опыта соответствовали друг другу. Кроме того, в некоторых случаях γ-квант конвертировал в электронно-позитронную пару

внутри камеры, так что можно было определить направление его движения и энергию (см. Шварц и др. [13]). Эти случаи позволили провести детальный анализ реакций и определить значение Q для процесса $\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$. Полученное таким образом в работе [13] значение оказалось равным $Q = 73 \pm 3{,}5$ *Мэв*, что соответствует массе покоя $m_{\Sigma^0} = 2323 \pm 7\ m_e$.

Аналогичные результаты были получены Альварецом и др. [15] в экспериментах с K^--мезонами, останавливающимися в водородной пузырьковой камере. Мы видели, что происходящие при этом взаимодействия могут иногда приводить к образованию Σ^0-гиперонов. В водородной пузырьковой камере эти частицы также должны либо распасться, либо провзаимодействовать с водородом в конце своего пробега. Реакции, которые в результате происходят, могут быть записаны в виде:

$$\Sigma^- + p \to \Lambda^0 + n, \qquad \text{(а)}$$

или

$$\Sigma^- + p \to \Sigma^0 + n, \quad \Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma. \qquad \text{(б)}$$

Если реакция (а) происходит на покоящемся протоне, то, поскольку в ней образуются лишь две частицы, все возникающие Λ^0-частицы имеют одну и ту же энергию $T_{\Lambda^0} = 37$ *Мэв*. Для того чтобы реакция (б) также оказалась возможной, масса Σ^--гиперона должна быть больше массы Σ^0-частицы. Образующиеся в результате Λ^0-частицы неоднородны по энергии, так как γ-квант может испускаться в широком интервале углов в системе центра инерции движущейся Σ^0-частицы.

Следует отметить трудоемкость экспериментов с камерами Вильсона. Так, например, в опытах по совместному образованию тяжелых мезонов и гиперонов быстрыми π-мезонами Уокером и Шепардом [38, 39] было найдено двенадцать случаев среди 60 000 фотографий. Более благоприятные условия обеспечиваются в экспериментах с водородными пузырьковыми камерами, однако для получения надежных результатов здесь также необходимо исследовать большое число фотографий. Шварц и др. [13], например, нашли около 200 случаев образования тяжелых мезонов и гиперонов на 20 000 фотографий. Но большая затрата труда полностью оправдывается тем, что получаемые результаты представляют большой интерес, и этот метод является незаменимым для изучения свойств нейтральных частиц. Однако он имеет тот недостаток, что значения пробегов измеряются, как правило, с гораздо меньшей точностью, чем в эмульсии, и поэтому большинство точных измерений масс заряженных частиц проведено фотографическим методом.

§ 7. Ξ^--частица

Помимо заряженных Σ-частиц, в экспериментах с камерами Вильсона было установлено существование более тяжелого отрицательно заряженного гиперона Ξ^-, который распадается по схеме $\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^-$ (см. Арментерос и др. [40], Коуэн и др. [41]). Масса этой частицы, определенная путем детального изучения распада, равна $\sim 2583\ m_e$[1]. Первые работы были проведены в опытах с космическими лучами.

Несколько случаев распада, которые могут быть отнесены к Ξ^--частице, были найдены и в фотографических пластинках. Идентификация основывалась на результатах измерения энерговыделения Q при распаде. Найденные значения соответствовали величине Q для Ξ-частицы и отличались от подобных значений для Σ-частиц (табл. 21).

Таблица 21

Первые зарегистрированные случаи распада гиперонов $\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^-$

Измеренное значение массы, m_e	Энерговыделение Q, *Мэв*	Литература
а) В камерах Вильсона*		
	$15 < Q < 60$	[40]
	60 ± 15	[41]
	66 ± 6	[42]
	67 ± 12	[43]
	~ 55	[44]**
	63 ± 9	[45]
	76 ± 15	[46]***
б) В эмульсиях		
2200 ± 500	59 ± 11	[47]
2500 ± 900	72 ± 20	[48]
2640 ± 300	71 ± 5	[49]
2500 ± 500	63 ± 27	[50]

Средние значения: $Q = 67 \pm 3$ *Мэв*, $M_{\Xi^-} = 2583 \pm 6\ m_e$.

* Было показано, что во всех наблюдавшихся случаях частицы были отрицательными.

** Вторичный мезон провзаимодействовал в металлической пластине и это свидетельствует о том, что он является π^-, а не μ-мезоном.

*** Ξ^--частица вылетела при расщеплении вместе с двумя θ^0-мезонами.

§ 8. Связь между K-частицами и гиперонами

По мере накопления значений о тяжелых мезонах и гиперонах становилось ясным, что между этими двумя типами частиц существует самая тесная связь. Первыми результатами, которые, как мы теперь знаем, относились

[1] По Сноу и Шапиро [90*] $m_{\Xi^-} = 2580\ m_e$. — *Прим. ред.*

непосредственно к этой проблеме, были во-первых, данные по ядерным взаимодействиям остановившихся отрицательных K-мезонов и, во-вторых, первые сведения по образованию K-мезонов и гиперонов в одном и том же ядерном расщеплении. Так, например, характеристики наблюдавшихся расщеплений, вызываемых ядерным захватом отрицательных K-мезонов, показали, что K-мезоны взаимодействуют с нуклонами иначе, чем π-мезоны. Кроме того, в стопке из бесподложечных эмульсий Лал и др. [51] обнаружили „звезду", из которой был испущен τ-мезон и заряженный гиперон, причем последняя частица распалась на лету. Лейгтон и др. [52], работая с камерой Вильсона, зарегистрировали два V-случая, относящиеся соответственно к θ_1^0-мезону и Λ^0-частице, причем обе частицы испустились в результате одного и того же расщепления. Гипероны и тяжелые мезоны наблюдаются настолько редко, что вероятность случайного совпадения таких двух событий очень мала. Лалом и др. [51] было отмечено, что обнаруженный ими случай мог иметь существенное значение для выяснения свойств гиперонов и тяжелых мезонов.

Уместно подытожить все экспериментальные факты, свидетельствующие о тесной связи между гиперонами и тяжелыми мезонами, а затем изложить вытекающие отсюда общие принципы. Некоторые из наиболее существенных свойств уже были описаны и поэтому для них будет достаточно краткого резюме. Мы повторим их для того, чтобы дать обзор, касающийся этой важной темы.

а) Совместное образование гиперонов и тяжелых мезонов. Как мы видели, убедительное доказательство совместного образования тяжелых мезонов и гиперонов при столкновениях между ядерными частицами было получено Фаулером и др. [9] в экспериментах с пучками искусственно образованных π-мезонов большой энергии. Работая с диффузионной камерой, эти авторы показали, что столкновения π-мезонов с протонами приводят иногда к превращениям, схема которых может быть представлена в виде:

$$\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$$

или

$$\pi^- + p \to \Sigma^- + K^+.$$

Вскоре после этих экспериментов в фотографических эмульсиях, облученных космическими лучами, было найдено несколько других примеров совместного испускания заряженных гиперонов и тяжелых мезонов из „звезд", аналогичных тем, которые были обнаружены Лалом и др. Так, например, при систематическом поиске тяжелых мезонов, образующихся в расщеплениях, вызываемых космическими лучами в фотографической эмульсии, Даханаяке и др. [50] зарегистрировали одиннадцать тяжелых мезонов, причем из двух родительских „звезд" были испущены также заряженные гипероны. Готтштейн [53] обнаружил аналогичный случай, в котором K-частица была τ-мезоном. В двух других случаях, найденных Фридлендером и др. [54—56], а также Фаулером и Перкинсом [57], K-мезоны распались соответственно по схемам $\varkappa$ и χ. Кажется вполне очевидным, что в таких экспериментах с фотографическими пластинками часто встречаются случаи совместного образования, которые, однако, не удается зарегистрировать, так как одна из двух частиц или даже обе явля-

Таблица 22

Первые зарегистрированные случаи совместного образования K-мезонов и гиперонов, в которых были установлены схемы распада K-мезонов

Первичная звезда	K-мезон		Гиперон, Y			Литература
	тип	энергия, *Мэв*	тип	измеренная масса, m_e	распад	
$13 + 10\alpha$	τ	34	Σ	1570	$Y \to L$, вероятно, Σ	[51]
$28 + 29p$	τ^+	63	Σ		$Y \to L$; $Q \approx 135 \pm 20$ *Мэв*, если L-частица π-мезон (предположительно)	[53]
$1 + 2p$	$\varkappa$	800	Σ	2020 ± 350	$Y \to L$; $Q = 97 \pm 15$ *Мэв*	[54—56]
$18 + 20\alpha$	χ	36	Σ		$Y \to L$; $Q = 109 \pm 10$ *Мэв*	[57]
$21 + 7p$	τ^+	54	Связанная Λ^0-частица в возбужденном тритоне ${}_{\Lambda}H^3$			[58]

ются незаряженными. Эти соображения наряду с данными о частоте, с которой действительно наблюдается совместное образование, дают основание считать, что по крайней мере большая часть K-частиц образуется в совместном процессе. Во всех первых наблюдавшихся случаях K-мезоны были положительно заряженными.

Исследование совместного образования K-мезонов и гиперонов при ядерных расщеплениях в эмульсии позволяет произвести дополнительную проверку идентичности или различия тяжелых мезонов, распадающихся по разным схемам. Распадаются ли образованные таким образом мезоны по тем же схемам и с теми же относительными вероятностями, что и обычно наблюдаемые K-мезоны, или некоторые типы распада являются более вероятными? По мере накопления данных были обнаружены примеры совместного образования с распадом заряженных K-мезонов по всем известным схемам. Как выяснилось, и в этих случаях нельзя было провести никакого различия между K-мезонами в том числе в отношении схем распада.

б) Образование отрицательных K-частиц и парное образование $K^{\pm}$-частиц. Во всех первоначально зарегистрированных случаях совместного образования K-мезонов и гиперонов все без исключения K-мезоны оказались положительно заряженными. На первый взгляд, этот факт можно было бы отнести за счет существенного преобладания положительно заряженных тяжелых мезонов и за счет статистических флуктуаций. Можно предположить, что K^+- и K^--частицы образуются в аналогичных реакциях, но при этом отрицательные частицы образуются очень редко. Однако, как было найдено позже, это предположение несостоятельно. Отрицательные K-мезоны не образуются совместно с гиперонами. В таком случае встает вопрос: каким образом они возникают? Существенным вкладом в решение этой проблемы явилась регистрация двух случаев, в каждом из которых K^--мезон, испустившийся при расщеплении в эмульсии, сопровождался второй, положительно заряженной K-частицей. Очень важно, что в то время, как обнаружено большое число примеров совместного образования положительных K-частиц и заряженных гиперонов, в первых же двух зарегистрированных случаях образования K^--мезонов, совместно с которыми образовались также другие тяжелые частицы, второй частицей был не гиперон, а другой тяжелый мезон (см. Фридлендер и др. [54—56]).

Мы увидим, что данные этих наблюдений явились серьезным аргументом в пользу введения нового закона сохранения, к открытию которого привели все возрастающие сведения о связи между тяжелыми мезонами и гиперонами.

в) Образование Ξ^--частицы совместно с двумя K^0-мезонами. Очень важным с теоретической точки зрения представлялся также один случай, зарегистрированный в камере Вильсона Соррелсом и др. [46]. Ξ^--частица, распавшаяся на лету в газе камеры на π^--мезон и Λ^0-частицу, была образована при расщеплении, из которого вылетали также две K^0-частицы, и обе они распались на π-мезоны.

г) Захват K^--частиц и испускание вторичных гиперонов. Как уже отмечалось выше, в большинстве первых зарегистрированных случаев расщеплений, вызываемых ядерным захватом K^--мезонов, кинетическая энергия вторичных частиц оказывалась меньше того значения, которое соответствовало бы исчезновению всей массы покоя родительской частицы, т. е. выделению энергии, равной 470 *Мэв*. На фиг. 144 показано распределение числа N_h сильно ионизующих частиц, испускаемых в расщеплениях при ядерном захвате K^--частиц, останавливающихся в эмульсии. Это распределение мало отличается от соответствующего распределения в случае π^--мезонов, хотя масса покоя K-мезона почти в 4 раза больше массы покоя π-мезона.

В свете того, что видимая кинетическая энергия, выделяющаяся при ядерном взаимодействии K^--частиц, была обычно малой, наблюдавшийся ди-Корато и др. [59] случай с испусканием заряженного Σ-гиперона при ядерном захвате K^--мезона (см. фото 98) наводил на ряд мыслей.

Масса покоя Σ-гиперона равна $\sim 2330\ m_e$. Для образования такой частицы путем „возбуждения" нуклона необходимо ~ 257 *Мэв*, так что количество энергии, за счет которой может идти „испарение" ядра, значительно уменьшается по сравнению с полной энергией, которую получает система при превращениях энергии покоя мезона в кинетическую. Предположив, что такие процессы происходят часто при ядерных взаимодействиях K^--мезонов, можно было объяснить две наиболее существенные особенности образующихся „звезд": во-первых, небольшое количество энергии, выделяющейся при „испарении" с протонами и α-частицами, и, во-вторых, частое образование π-мезонов. Действительно, предположим, что взаимодействие K^--мезона происходит по схеме:

$$K^- + n \rightarrow Y + \pi.$$

В тех случаях, когда гиперон является Λ^0-частицей, его обычно нельзя зарегистриро-

вать (см., однако, фото 107). С другой стороны, как мы видели, могут произойти следующие процессы:

$$K^- + p \to \Sigma^+ + \pi^-,$$

$$K^- + p \to \Sigma^- + \pi^+,$$

$$K^- + n \to \Sigma^- + \pi^0.$$

Кинетическая энергия Q, выделяющаяся в реакции $K^- + p \to \Lambda^0 + \pi^0$, равна всего лишь ~ 170 *Мэв*; согласно законам сохранения, бо́льшая часть этой энергии уносится легкой частицей и только около 20 *Мэв* — гипероном. Следовательно, этот гиперон может „застрять" внутри ядра или вызвать расщепление ядра и испуститься в составе ядерного осколка, который может иметь очень короткий пробег. Распад гиперона будет в конечном счете приводить к испусканию π-мезона с энергией ~ 40 *Мэв*, как это часто наблюдается, или к испусканию быстрого протона. Если такая картина действительно имеет место, то возникающие здесь проблемы весьма аналогичны тем, которые встретились при изучении гиперядер, открытых Данышем и Пневским [62].

Случай, который, по-видимому, являлся примером описанного выше процесса, был обнаружен Ноглом и др. [60]. Они обнаружили тяжелый мезон, который достиг конца своего пробега в эмульсии и провзаимодействовал с ядром. При последующем расщеплении этого ядра испустился тяжелый ядерный осколок, который остановился в эмульсии и затем распался на π-мезон и две медленные частицы: протоны или α-частицы. Было известно, что расщепления такого типа характерны для тех случаев, когда внутри осколка находится Λ^0-частица (см. стр. 239). Поэтому данный случай можно было приписать второй из написанных выше реакций с той особенностью, что гиперон испустился в сочетании с другими нуклонами.

Помимо сведений, позволяющих сделать некоторые выводы о деталях истинного механизма захвата, в этих наблюдениях были получены убедительные данные о том, что в процессе захвата обнаруживается тесная связь гиперонов, K-мезонов и π-мезонов. Они в значительной степени стимулировали выяснение закономерностей в соотношениях между свойствами гиперонов и тяжелых мезонов и установление новых законов сохранения. Отметим кстати, что с появлением интенсивных пучков искусственно образованных K^--мезонов основным методом генерации гиперфрагментов стал способ, при котором эти частицы образуются в результате ядерного захвата K^--мезонов.

§ 9. Новые правила отбора

В период 1950—1953 гг. основная проблема, связанная с тяжелыми мезонами и гиперонами, заключалась в том, чтобы найти объяснение относительно большому сечению образования этих частиц при ядерных взаимодействиях, с одной стороны, и их большому времени жизни, — с другой. Аналогичная трудность для π-мезонов легко разрешается, поскольку они подвергаются распаду на две частицы, $\mu + \nu$, которые слабо взаимодействуют с ядрами, так что обратные процессы весьма маловероятны. Однако τ-мезон, например, распадается на сильно взаимодействующие π-мезоны и имеет при этом среднее время жизни $\sim 10^{-8}$ *сек*. Это время настолько велико, что с τ-распадом успешно конкурируют столь медленные процессы, как распад $K \to \mu + \nu$.

Как уже указывалось, ключ к решению этой проблемы был найден благодаря обнаружению совместного образования тяжелых мезонов и гиперонов. В отличие от π-мезонов, которые могут рождаться при нуклон-нуклонных взаимодействиях в единственном числе, K-мезоны образуются обычно совместно с гиперонами или парами. Было установлено, что основные описанные выше особенности ядерных взаимодействий с участием этих частиц можно объяснить путем простого введения нового закона сохранения (см. Гелл-Манн [35], Нисидзима [36, 37] и другие).

При наблюдаемых реакциях и превращениях элементарных частиц, помимо законов сохранения массы, заряда и спина, существенную роль играют еще два принципа, связанные соответственно с понятиями изотопического спина и зарядового сопряжения.

Идея о том, что протон и нейтрон должны рассматриваться как различные зарядовые состояния по существу одной и той же частицы, была впервые выдвинута Гейзенбергом. Позже такая точка зрения распространилась среди физиков и оказалась очень полезной при систематическом анализе энергетических уровней ядер и исследовании взаимодействий с участием элементарных частиц различных типов. Частицам, образующим одно семейство, таким, как, например, нуклоны, приписывается некоторое значение величины T, называемой изотопическим спином. Число зарядовых состояний у такого семейства равно $2T + 1$, по очевидной аналогии с числом возможных спиновых состояний $(2s + 1)$ для частицы со спином s. Для нуклонов $T = \frac{1}{2}$, и у них имеется только два зарядовых состояния: $+$ и 0. Для π-мезонов $T = 1$, и имеется три состояния: $+$, 0 и $-$ и т. д. Любой член семейства характеризуется

определенным значением „третьей составляющей" изотопического спина T_3. Так, для протона $T_3 = \frac{1}{2}$, а для нейтрона $T_3 = -\frac{1}{2}$. Для π^+-, π^0- и π^--мезонов T_3 равно соответственно $+1$, 0 и -1.

Согласно другому принципу (зарядового сопряжения), для любой частицы в природе существует подобная ей античастица и законы физики инвариантны к операции, при которой каждая частица, участвующая во взаимодействии или распаде, заменяется на свою античастицу.

Некоторые следствия, к которым ведут эти принципы, обсуждаются в краткой форме в последующих главах. Здесь же отметим, что члены семейства с данным изотопическим спином могут отличаться друг от друга не только зарядом, но и другими свойствами (массой, средним временем жизни и т. п.). Однако частица и античастица имеют одинаковые массы и времена жизни, но противоположные по знаку значения заряда и магнитного момента.

Основные характеристики сильных взаимодействий частиц могут быть объяснены в предположении, что при этих взаимодействиях сохраняется как изотопический спин T, так и третья составляющая T_3. Поэтому значения изотопического спина K-мезонов и гиперонов могут быть получены следующим образом.

По-видимому, не существует других гиперонов с массой, близкой к массе Λ^0-частицы. Поэтому последняя рассматривается как единственный представитель семейства с изотопическим спином $T = 0$ и $T_3 = 0$. Далее, в реакции $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$ начальное значение изотопического спина системы равно $1 + \frac{1}{2}$ или $1 - \frac{1}{2}$. Поскольку $T_{\Lambda^0} = 0$, то $T_{K^0} = \frac{1}{2}$ или $T_{K^0} = {}^3/_2$. Аналогично третья компонента изотопического спина системы в начальном состоянии, равная $-1 + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}$, должна соответствовать значению $T_{3(K^0)}$, так как $T_{3(\Lambda^0)} = 0$. Если бы изотопический спин K-мезонов был равен ${}^3/_2$, то их семейство состояло бы из четырех членов соответственно с четырьмя античастицами. Поскольку у нас нет данных, свидетельствующих о наличии такого большого числа частиц, то значение $T_{K^0} = \frac{1}{2}$, соответствующее семейству из двух членов, является более правдоподобным. В качестве заряженного партнера K^0-мезона берется K^+-мезон ($T = \frac{1}{2}$, $T_3 = +\frac{1}{2}$). Их античастицы K^- и K^0 имеют, таким образом, $T = \frac{1}{2}$ и соответственно $T_3 = -\frac{1}{2}$ и $T_3 = +\frac{1}{2}$. Аналогично можно определить количество партнеров в различных семействах. Полученная таким образом классификация частиц согласуется с наблюдаемыми соотношениями сечений их образования. Следует заметить, что у частицы и античастицы значения T одинаковы, но значения T_3 равны по величине и противоположны по знаку. Более подробное изложение см., например, в работах Франчинетти и Морпурго [30] и Далица [61].

Описанные выше правила, выполняющиеся при сильных взаимодействиях, эквивалентны сохранению некоторого нового квантового числа, странности S, которое определяется для каждой частицы с помощью следующего соотношения: $S = 2(Q - T_3) - N$, где Q — заряд частицы, а N равно 1 для нуклонов и гиперонов, —1 для их античастиц и нулю для π- и K-мезонов. Преимущество использования величины S как нового квантового числа по сравнению с T и T_3 состоит в том, что оно одинаково для всех членов данного семейства. Значения S всех сильно взаимодействующих частиц, существование которых установлено или предполагается, приведены в табл. 23. Если какая-то реакция происходит быстро в масштабе ядерных времен, т. е. за время порядка 10^{-22} *сек*, то полное значение S для всех взаимодействующих частиц должно сохраняться. Это правило не является абсолютным. Однако если превращение связано с изменением S на единицу,

Таблица 23

Значения странности для частиц с сильным взаимодействием, существование которых установлено или предполагается

Странность S	— 2	— 1	0	+ 1	+ 2
Частицы	Ξ^-, Ξ^0	Λ^0 Σ^-, Σ^0, Σ^+ $\bar{K}^-$, $\bar{K}^0$	n, p; $\bar{n}$, $\bar{p}$ π^-, π^0, π^+	$\bar{\Lambda}^0$ $\bar{\Sigma}^+$, $\bar{\Sigma}^0$, $\bar{\Sigma}^-$ K^+, K^0	$\bar{\Xi}^+$, $\bar{\Xi}^0$

Черта над символом означает соответствующую античастицу.

т. е. с $\Delta S = 1$, то оно может произойти, но со скоростью, на много порядков меньшей скорости быстрых реакций.

И наконец, необходимо сформулировать еще один принцип. Обозначим число нуклонов и гиперонов некоторой системы элементарных частиц, участвующих во взаимодействии, через N_+, а число антинуклонов и античастиц соответственно через N_-. Разность $N_+ - N_-$ носит название барионного числа системы и тоже сохраняется. Если бы этот закон не выполнялся, то в принципе не было бы никаких препятствий для превращения всего вещества в излучение.

В качестве иллюстрации сохранения странности ниже приводятся в краткой форме основные свойства реакций с тяжелыми мезонами и гиперонами.

Совместное образование

$\underset{S=(0)}{\pi^-} + \underset{(0)}{p} \to \underset{(+1)}{K^+} + \underset{(-1)}{\Sigma^-}$, $|\Delta S| = 0$ реакция разрешена,

$\to \underset{(-1)}{K^-} + \underset{(-1)}{\Sigma^+}$, $|\Delta S| = 2$ реакция запрещена,

$\to \underset{(+1)}{K^0} + \underset{(-1)}{\Lambda^0}$, $|\Delta S| = 0$ реакция разрешена,

$\to \underset{(-1)}{\bar{K}^0} + \underset{(-1)}{\Lambda^0}$, $|\Delta S| = 2$ реакция запрещена.

Парное образование

$$\underset{(0)}{p} + \underset{(0)}{p} \to \underset{(+1)}{K^+} + \underset{(-1)}{K^-} + \underset{(0)}{p} + \underset{(0)}{p},$$

$|\Delta S| = 0$ реакция разрешена.

Образование Ξ^-

$$\underset{(0)}{p} + \underset{(0)}{p} \to \underset{(-2)}{\Xi^-} + \underset{(+1)}{K^0} + \underset{(+1)}{K^0} + \underset{(0)}{2\pi^+} + \underset{(0)}{p},$$

$|\Delta S| = 0$ реакция разрешена.

Ядерный захват

$\underset{(-1)}{K^-} + \underset{(0)}{p} \to \underset{(-1)}{\Sigma^+} + \underset{(0)}{\pi^-}$, $|\Delta S| = 0$ реакция разрешена.

$\underset{(-1)}{K^-} + \underset{(0)}{p} \to \underset{(-1)}{\Sigma^-} + \underset{(0)}{\pi^+}$, $|\Delta S| = 0$ то же.

Распад

$\underset{(-1)}{\Lambda^0} \to \underset{(0)}{p} + \underset{(0)}{\pi^-}$, $|\Delta S| = 1$ медленная реакция,

$\underset{(+1)}{K^+} \to \underset{(0)}{\pi^+} + \underset{(0)}{\pi^0}$, $|\Delta S| = 1$ то же,

$\underset{(-2)}{\Xi^-} \to \underset{(-1)}{\Lambda^0} + \underset{(0)}{\pi^-}$, $|\Delta S| = 1$ то же.

Аналогично могут быть рассмотрены и другие реакции по образованию частиц и их распаду. В них также не обнаруживается отклонений от этих простых правил. Мы увидим, что эти правила распространяются также на процессы взаимодействия быстрых тяжелых мезонов с ядрами (см. гл. 14).

Следует заметить, что не все частицы, перечисленные в табл. 23, открыты к настоящему времени. Так, например, $\bar{\Lambda}^0$-частица является единственным антигипероном, для которого получены убедительные данные о его существовании (см. стр. 257)[1]. $\bar{\Sigma}^+$, $\bar{\Sigma}^-$, $\bar{\Sigma}^0$-частицы (античастицы Σ-гиперонов) при распаде должны превращаться в антинуклоны по схемам $\bar{\Sigma}^+ \to \pi^+ + \bar{n}$; $\bar{\Sigma}^- \to \bar{p} + \pi^0$ или $\bar{\Sigma}^- \to \pi^- + \bar{n}$. При их рождении должны образовываться нуклон-антинуклонные пары, и поэтому энергетические пороги их рождения соответственно выше, чем для обычных гиперонов. Если основные идеи, на которых основана схема Гелл-Манна—Нисидзимы, в общем справедливы, то, по-видимому, для других однозарядных элементарных частиц, кроме перечисленных в табл. 23, места уже не остается.

§ 10. Открытие гиперядер

Λ^0-частицы в составе атомных ядер. Первое из наблюдавшихся событий, свидетельствующих о том, что гипероны могут существовать не только в свободном, но и в связанном состоянии внутри ядер, было опубликовано Данышем и Пневским [62]. Они обнаружили тяжелый ядерный осколок с зарядом $Z \sim 5$, испущенный при ядерном расщеплении, которое было зарегистрировано в фотографической пластинке, экспонированной космическими лучами (см. фото 111). Частица достигла, по-видимому, конца своего пробега, где она распалась на три, а возможно и четыре заряженные частицы. Такие осколки, испускаемые при расщеплениях, называются теперь гиперфрагментами, или в более широком смысле слова гиперядрами.

Удивительная особенность таких случаев состоит в том, что расщепление осколка происходит в конце пробега, когда частица находится в покое или движется с очень малой скоростью. Поэтому вторичное расщепление не может быть вызвано столкновением осколка с другим ядром. Вместо этого оно было приписано спонтанному расщеплению осколка. Это предположение, однако, испытывает следующую трудность.

[1] К настоящему времени уже получены достаточно веские экспериментальные сведения также о существовании $\bar{\Sigma}^+$- и $\bar{\Sigma}^-$-частиц [см., в частности, Ван Ганчан, Ван Цу-дзен, Векслер В. И., Вирясов Н. М., Врана И., Дин Да-цао, Ким Хи Ин, Кладницкая М. Е., Кузнецов А. А., Михул А., Нгуен Дин Ты, Никитин А. В., Соловьев М. И., ЖЭТФ, 38, 1358 (1960)]. — *Прим. ред.*

Когда с ядром сталкивается ядерная частица, такая как протон, ядру может быть передано большое количество энергии, так что оно становится очень сильно возбужденным. Можно представить, что нуклоны приходят в состояние сильного движения, движения „теплового возбуждения", в результате чего несколько нуклонов ядра „испаряются" из него и оно таким образом расщепляется. Время такого процесса должно быть порядка 10^{-20} *сек*. Однако в случае, наблюдавшемся Данышем, время полета осколка от момента испускания до момента остановки (в конце его пути) составляло $\sim 3 \cdot 10^{-12}$ *сек*. Таким образом, частица просуществовала до своего распада по крайней мере в несколько миллионов раз дольше, чем можно было бы ожидать, исходя из обычной картины процесса ядерного возбуждения (см. Честон и др. [63]).

Для того чтобы разрешить эту трудность, Даныш и Пневский выдвинули предположение, согласно которому наблюдаемые процессы были вызваны присутствием гиперона, т. е. возбужденного нуклона, среди нуклонов осколка. В этом случае наблюдаемое расщепление могло быть связано с распадом этого гиперона. В качестве альтернативы они предложили другое объяснение. Осколок мог испуститься при первичном расщеплении вместе с мезоном, движущимся вокруг него по связанной орбите. Расщепление осколка при этом следовало бы объяснить захватом мезона и передачей нуклонам осколка энергии, соответствующей массе покоя мезона.

Сразу же после первого случая Тидманом и др. [64] был зарегистрирован второй подобный случай с испусканием ядерного осколка, заряд которого Z был равен 2 или 3 (см. фото 112). Наблюдение этого случая имело большое значение, так как оно исключало возможность (хотя и очень маловероятную) того, что первый случай можно было объяснить случайным совпадением конца следа ядерного осколка с центром другого небольшого расщепления, не относящегося к первому.

Несколько позже Крюссар и Морелле [65] и Фрайер и др. [66] обнаружили два других случая, которые, по всей видимости, исключали возможность того, что рассматриваемое явление можно было приписать взаимодействию π-мезонов, находящихся на связанных орбитах. В каждом из этих случаев испускаемые ядерные осколки с малым зарядом приводили в конце своего пробега к небольшим расщеплениям с тремя вторичными заряженными частицами, одну из которых можно было отождествить с π-мезоном. Такие процессы нельзя было интерпретировать как ядерный захват π-мезона, поскольку выделяющейся при таком захвате энергии недостаточно для объяснения расщепления. Эту трудность можно обойти, если предположить, что захватываемый мезон имеет бо́льшую массу, например массу K-мезона. Однако в обоих случаях выделяющаяся кинетическая энергия равна по порядку величины 40 *Мэв*, т. е. значению, которое находилось в согласии с первоначальным предположением о присутствии Λ^0-частицы среди нуклонов вылетающего осколка. Очень убедительные данные, свидетельствующие о справедливости такой интерпретации, были получены позже в результате наблюдения двух следующих примеров, которые позволили провести очень точный анализ вследствие простоты участвующей в реакции ядерной системы.

В случае, описанном Хиллом и др. [67], испущенная частица была, вероятно, ядром с массовым числом 4 и зарядом $Z = 2$. В конце пробега она, по всей видимости, распалась на π-мезон и две другие заряженные частицы. В предположении, что распад описывается схемой ${}_{\Lambda}He^4 \rightarrow H^1 + He^3 + \pi^-$, импульсы вторичных заряженных частиц оказываются сбалансированными, а выделяющаяся энергия равна ~ 37 *Мэв*. Если приведенная интерпретация правильна и если первоначальный осколок действительно содержал внутри себя Λ^0-частицы, то, как показал более детальный анализ, энергия связи Λ^0-частицы равна ~ 4 *Мэв*. Это значение можно сравнить с энергией, необходимой для отделения нейтрона от α-частицы и равной ~ 20 *Мэв*.

Случай, описанный Бонетти и др. [68] (см. фото 113), позволил провести еще более подробный анализ. Такие случаи помогли, по-видимому, окончательно исключить возможность того, что рассматриваемые процессы связаны с мезоном, находящимся на орбите вокруг ядра. В случае легкого мезона (π) такое объяснение оказывалось несостоятельным уже потому, что при распаде осколков наблюдалось испускание π^--мезонов, но оставалась некоторая возможность для процесса с участием тяжелого мезона. Однако в последних описанных случаях векторная сумма импульсов вторичных заряженных частиц равнялась нулю, а полная выделяющаяся энергия была равна ~ 40 *Мэв*. Если приписать эти расщепления ядерным захватам отрицательного тяжелого мезона, то остается неясным, куда девается энергия около 300 *Мэв*. В этом случае пришлось бы предположить, что при распаде осколка испускается одна или несколько нейтральных частиц с большой энергией и импульсом. Кроме того, при этом следовало бы считать случайным как наблюдаемое равенство нулю суммарного

импульса частиц (что так убедительно было продемонстрировано в случае Бонетти и др.), так и значения энергий связи Λ^0-частиц, определенных при альтернативном предположении. Такая возможность была чрезвычайно маловероятна и поэтому отвергнута. В итоге единственно приемлемым можно было считать объяснение, связанное с Λ^0-частицей.

В начальный период были обнаружены и гиперфрагменты, наверняка являющиеся ${}_{\Lambda}H^3$ или ${}_{\Lambda}H^4$, при распаде которых нуклоны вылетали в виде отдельных протонов или дейтронов и нейтронов.

Указанные в табл. 24 энергии π-мезонов, образующихся при распаде ${}_{\Lambda}H^3$, с одной стороны, и ${}_{\Lambda}H^4$ — с другой, заключены в очень

Таблица 24

Первые зарегистрированные случаи распада гиперядер ${}_{\Lambda}H^3$ и ${}_{\Lambda}H^4$, содержащих Λ^0-частицы

Гиперфрагменты ${}_{\Lambda}H^3 \to \pi^- + He^3$

$R^*_{\pi^-}$, *мм*	E_{π^-}, *Мэв*	R_{He^3}, *μ*	Энергия связи, *Мэв*	Литература
23,8	39,4	9,6	$0{,}7 \pm 1$	[68]
>17	$39{,}8 \pm 4$	9,0	$0{,}3 \pm 4$	[58]
>6	$38{,}8 \pm 4{,}5$	10,3	$1{,}2 \pm 4{,}5$	[69]

${}_{\Lambda}H^4 \to \pi^- + He^4$

R_{π^-}, *мм*	E_{π^-}, *Мэв*	R_{α}, *μ*	Энергия связи, *Мэв*	p'^{**}, *Мэв/с*	p''^{**}, *Мэв/с*	Литература
38,22	52 ± 1	8,5	$2{,}4 \pm 1$	133 ± 2	137 ± 2	[70, 71]
37,6	51,5	8,3	$2{,}7 \pm 1$	132 ± 1	130 ± 6	[72, 73]
$>34{,}3$	$54{,}5 \pm 2{,}4$	$8{,}7 \pm 1$	$0{,}1 \pm 2{,}4$	135 ± 4	137 ± 7	[74, 75]
Средние значения	53,3	8,5		133 ± 2	135 ± 4	

* R_{π^-}, R_{He^3} и R_{α} — измеренные пробеги вторичных частиц.
** Приведены полученные в результате измерений значения импульсов π^--мезона (p') и α-частицы (p'').

Вслед за наблюдением возбужденного тритона ${}_{\Lambda}H^3$ было обнаружено несколько примеров распада гиперфрагментов ${}_{\Lambda}H^4$ и ${}_{\Lambda}He^5$. Подробные данные о первых наблюдениях приведены в табл. 24. Сам факт существования этих частиц представляет особый интерес, поскольку соответствующие им обычные ядра нестабильны. В случае ядра H^4 третий нейтрон, добавляющийся к H^3, должен вследствие принципа Паули попадать на уровень, отличный от уровня, на котором находятся два других нейтрона, и это состояние является, по-видимому, нестабильным. Однако замещение одного нейтрона Λ^0-частицей устраняет этот запрет, и соответствующее ядро становится стабильным. Аналогичные рассуждения применимы, по-видимому, и к He^5. Следует отметить, что, в то время как в случаях, приведенных в табл. 24, имеется лишь по одному ядру отдачи, узких интервалах, что убедительным образом свидетельствует в пользу предполагаемых схем распада.

Сразу же после открытия Λ^0-частиц стало ясным, что их можно было бы рассматривать как возбужденные нуклоны. Однако вскоре выяснилось, что эта аналогия справедлива лишь в ограниченных пределах.

Возбужденный атом водорода, который можно рассмотреть в качестве простейшего примера, состоит из протона и электрона, находящегося на более высоком энергетическом уровне, чем при нормальном состоянии атома. В связи с проводимой аналогией можно было бы предположить, что возбужденный нуклон состоит из протона и связанного π^--мезона и что, таким образом, Λ^0-частица является сложной частицей. Такую возможность нельзя было полностью отвергать до тех пор, пока наши

знания касались лишь распада свободных Λ^0-частиц, однако их относительная стабильность внутри ядер позволяет, по-видимому, исключить ее.

Обычно считается, что при захвате ядром π^--мезон взаимодействует с его нуклонами за время, малое по сравнению с 10^{-12} *сек*, и в результате превращения энергии покоя в кинетическую выделяется энергия расщепления. Однако в случае, описанном Бонетти и др., ядерный осколок не распадался в течение времени больше $2 \cdot 10^{-10}$ *сек*. Если предположить, что Λ^0-частица состоит из π^--мезона, связанного с протоном, то трудно объяснить, почему ядерный осколок смог просуществовать в течение такого длительного промежутка времени в масштабе ядерных времен. В этом случае следовало бы ожидать, что связанный π^--мезон расщепит ядро так же, как это происходит при ядерном захвате π^--мезона извне.

§ 11. Подробные исследования гиперядер

Гиперядра представляют собой особую разновидность ядерных частиц, подробное изучение которой возможно лишь с помощью фотографического метода. Это является следствием того факта, что частицы имеют среднее время жизни около 10^{-10} *сек*. Обычно они испускаются при расщеплении ядер с небольшими скоростями, так что их пробеги малы. Только в твердых веществах или жидкостях они останавливаются до своего распада и только в фотографических эмульсиях можно идентифицировать такие короткие следы и проводить подробные и точные измерения следов продуктов распада гиперфрагментов на лету или в покое. Таким образом с гиперядрами связана такая область исследования, в которой уникальным образом обнаруживаются особые преимущества фотографического метода.

Мы видели, что существование гиперядер вообще и некоторых из их конкретных типов было открыто в экспериментах с космическими лучами. Однако для подробного исследования свойств частиц необходимо было провести измерения в большом числе случаев и в этом смысле имело огромное значение получение пучков K^--мезонов большой интенсивности (см. стр. 216). При расщеплениях, образуемых при ядерном захвате этих частиц в эмульсии, с вероятностью $\sim 1\%$ испускаются отождествимые гиперфрагменты. Таким образом, стопка, в которую „инжектировано" $\sim 50\,000$ K^--мезонов, является источником примерно 500 гиперфрагментов, которые можно относительно легко обнаружить.

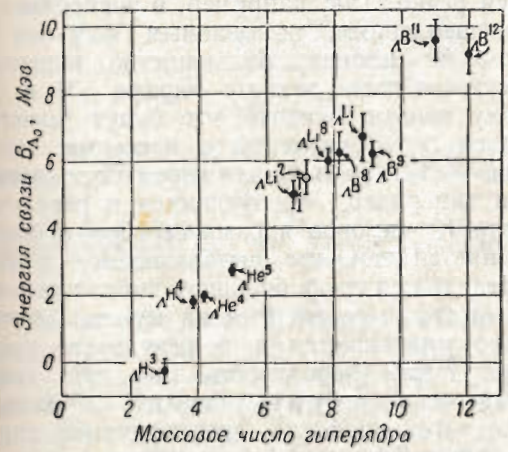
а) Коллинеарные случаи. После того как число зарегистрированных случаев распада гиперядер возросло, стало возможным проведение подробного исследования масс и схем распада различных типов гиперфрагментов. Благоприятные условия для измерений обеспечиваются в тех случаях, когда гиперфрагмент распадается только на две заряженные частицы: на π^--мезон и остаточное ядро (см. фото 113). Коллинеарность направлений движения двух образующихся частиц является, вообще говоря, свидетельством двухчастичного распада. Если пробег π^--мезона может быть измерен, то с хорошей точностью определяется его импульс, а следовательно, и импульс ядра отдачи. Знание пробега этого ядра и его импульса позволяет определить его массу и заряд. Примеры, в которых применяется этот метод, обсуждаются в подписи к фото 118. Дополнительные данные, свидетельствующие о правильности идентификации, могут быть получены путем определения заряда родительского гиперфрагмента, если его след имеет достаточно большую длину, чтобы можно было провести надежные измерения профиля следа или числа генетически связанных δ-электронов.

Во многих случаях, когда гиперядра распадаются только на π^--мезон и остаточное ядро, удается точно измерить полное выделение энергии и в результате определить массу частицы и энергию связи Λ^0-частицы с остальными нуклонами ядра.

Возможность определения энерговыделения с достаточной степенью точности связана с тем, что бо́льшая часть этой энергии уносится π-мезоном и только небольшая часть — ядром отдачи, импульс которого оказывается известным. Наиболее серьезная трудность, встречающаяся при детальном исследовании таких случаев, заключается в том, что при $Z > 3$ пробег и импульс ядра отдачи не позволяют точно определить его массу, например невозможно отличить Li^6 от Li^7. Большие ошибки в определении энергий связи Λ^0-частиц B_{Λ^0} возникают обычно при неправильной идентификации родительского ядра. И наоборот, если установлены точные значения энергии связи, то гиперфрагменты могут быть идентифицированы в отдельных случаях по значениям энергии связи, к которым приводят различные предположения.

б) Компланарные случаи. Точные значения масс могут быть получены также при исследовании тех случаев распада с испусканием трех вторичных заряженных частиц, в которых направления движения этих частиц компланарны. Разумно предположить, что в таких случаях не испускается ни одной нейтральной

частицы, так как в противном случае было бы нарушено равенство нулю векторной суммы импульсов частиц, а следовательно, и компланарность их следов. Природа вторичных заряженных частиц (протонов, дейтронов и т. п.), которую часто не удается установить с определенностью, в подобных случаях может быть установлена таким образом, чтобы соблюдался баланс импульсов в общей плоскости распада. В результате оказывается вполне определенным значение выделяющейся при распаде энергии.



Фиг. 153. Значения энергий связи B_Λ гиперядер с различными массами.

Для $_\Lambda Li^7$ имеются три точки. Одна из них, обозначенная залитым кружком, соответствует среднему значению, определенному для распадов, схема которых может быть представлена в виде $_\Lambda Li^7 \to \pi^- + H^1 + Li^6$, если предположить, что Li^6 образуется в своем основном состоянии. Точка, обозначенная крестиком, получена при анализе случая, фотография которого приведена на фото 114. Третья точка (светлый кружок) была определена по данным исследования распадов, приписываемых схеме $_\Lambda Li^7 \to Be^7 + \pi^-$.
Идентификация этих случаев не вполне определенная. Еще одно осложнение связано с тем, что даже при правильной идентификации ядра Be^7 могут образовываться, как правило, в возбужденном состоянии. Первое возбужденное состояние Be^7 соответствует энергии возбуждения 0,43 *Мэв*. Эти две возможности (связанные с основным и первым возбужденным уровнем) вряд ли можно различить при измерениях современными методами. Для результатов, обозначенных залитыми кружками, которые соответствуют, как предполагалось, образованию Li^6, можно считать исключенной вероятность образования этого ядра в возбужденном состоянии, так как первый возбужденный уровень находится при энергии 2,2 *Мэв*.

Следует заметить, что компланарные случаи, в которых импульс отдачи π^--мезона передается двум или большему количеству заряженных частиц, одна из которых часто оказывается протоном, имеют свое преимущество. Действительно, природа первоначального ядра может быть установлена с большей определенностью, чем в тех случаях, когда вылетает одно тяжелое ядро отдачи. Это следует из того, что из пробега одиночного ядра отдачи трудно определить его заряд и массу при малых значениях импульса, а при трехчастичных типах распада импульс, передаваемый самой тяжелой из вторичных заряженных частиц, часто оказывается бо́льшим, чем при двухчастичном распаде.

Значения энергий связи B_Λ для гиперядер B^{11} и B^{12}, приведенные на фиг. 153, были получены (см. Леви-Сетти и др. [77]) путем применения аналогичного метода к исследованию гиперядер, распадающихся по схемам: $_\Lambda B^{11} \to \pi^- + He^4 + He^4 + He^3$; $_\Lambda B^{12} \to \pi^- + 3He^4$. Если бы ядро отдачи осталось целым, то его пробег был бы очень коротким и было бы невозможно провести различие между альтернативными интерпретациями.

в) Случаи с испусканием нейтронов. Если, помимо заряженных частиц, при распаде испускается один нейтрон, то его энергия может быть в некоторых случаях определена по значению векторной суммы импульсов вторичных заряженных частиц. Значения масс гиперядер с массовыми числами вплоть до ~ 10 в настоящее время известны сравнительно точно, так что обоснованность любой предполагаемой схемы распада может быть проверена по значению массы, к которому эта схема приводит (см. стр. 242).

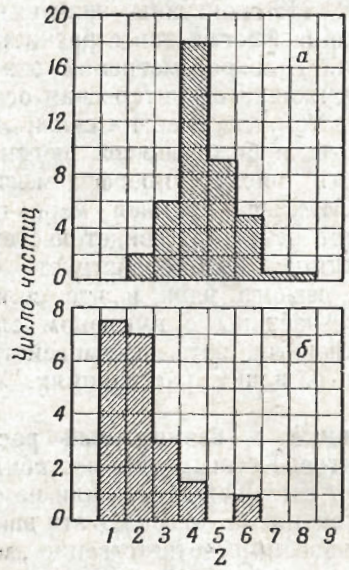
На фиг. 153 показаны значения энергий связи для гиперфрагментов с разными массами и зарядами. При рассмотрении этих данных легко обнаруживается интересная особенность, состоящая в том, что энергия связи Λ^0-частицы с остаточным ядром зависит почти линейно от массового числа гиперфрагмента: $B_\Lambda \sim (A-2)$ *Мэв*, по крайней мере вплоть до $A \sim 10$. Этот результат свидетельствует о том, что Λ^0-частица взаимодействует со всеми нуклонами легкого ядра и что сила взаимодействия Λ^0-частицы с нуклоном слабее, чем между нуклонами, зато взаимодействие проявляется на бо́льших расстояниях.

г) Мезонный и безмезонный распады гиперфрагментов. Расщепление нестабильного осколка может сопровождаться или не сопровождаться испусканием π-мезона, и эти два типа распада носят названия соответственно „мезонного" и „безмезонного" распадов. При безмезонном распаде полная энергия, уносимая ядерными осколками, будет, вообще говоря, примерно на 140 *Мэв* больше, чем в случаях с образованием π-мезона. В большинстве случаев не вся эта энергия будет обнаруживаться в виде наблюдаемой энергии вторичных заряженных частиц, так как обычно будут испускаться также и нейтроны. Кроме того, те случаи, в которых не наблюдается вылет заряженного π-мезона, могут на самом деле соответствовать мезонным

распадам с испусканием нейтрального π-мезона. Доказательства существования таких процессов были получены в результате наблюдения электронно-позитронных пар, образующихся при альтернативном распаде π^0-мезонов (см. фото 116).

Вопрос о том, испустился ли π^0-мезон в каждом конкретном случае, может быть решен, если регистрируемое выделение энергии достаточно велико, чтобы исключить эту возможность. В других случаях баланс энергии и импульса заряженных частиц может соответствовать испусканию одной нейтральной частицы с массой покоя, равной массе π^0-мезона. Но иногда нельзя сделать никаких окончательных заключений, особенно в тех случаях, когда при расщеплениях были испущены нейтральные частицы.

Относительные вероятности мезонного и безмезонного распадов гиперфрагментов быстро изменяются с изменением массового числа частицы A. При $A < 4$ преобладает мезонный распад, а при $A > 4$ — безмезонный. Первые результаты по определению относительной частоты наблюдения двух типов распада частиц с разными массами приведены на фиг. 154.



Фиг. 154. Экспериментально наблюдаемое распределение по зарядам для гиперфрагментов, распадающихся различным образом.

а — безмезонный распад; *б* — мезонный распад с образованием заряженного π-мезона большой энергии.

Следует подчеркнуть, что преобладание безмезонного распада для более тяжелых осколков не может быть объяснено таким механизмом, при котором Λ^0-частица распадается на π-мезон и нуклон, а затем π-мезон взаимодействует с нуклонами ядра. Такие процессы могут иногда происходить, но их вероятность слишком мала, чтобы ими можно было объяснить наблюдаемую частоту мезонного распада в столь легких ядрах, как ядра бериллия и бора.

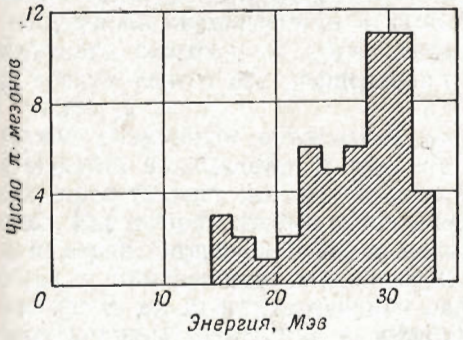
Измерения, аналогичные тем, в результате которых были получены приведенные на фиг. 153 данные, было бы очень интересно провести и при больших значениях масс осколков. Однако это представляется трудным по следующим причинам.

Во-первых, более тяжелые гиперядра наблюдаются редко. Так, например, в экспериментах по расщеплениям, вызываемым ядерным захватом K^--мезонов, большинство гиперядер испускается после захвата ядрами C^{12} и O^{16}, поэтому нельзя ожидать, что будут регистрироваться гиперфрагменты с массовым числом больше ~ 12. Очень малая вероятность регистрации гиперядер, образующихся в результате захвата K^--мезонов ядрами серебра и брома, объясняется тем, что выделяющаяся энергия распределяется среди большого числа нуклонов. Среднее значение энергии на нуклон соответственно уменьшается и в результате уменьшается также вероятность того, что испускаемый осколок будет содержать Λ^0-частицу. Кроме того, проблема идентификации гиперядер большей массы, образующихся при таких расщеплениях, усложняется не только ввиду малой вероятности их образования, но также и потому, что они обычно имеют малую энергию. Вследствие большого заряда пробег их мал, и поэтому расщепление гиперфрагмента часто происходит в точке, расположенной на небольшом расстоянии от родительской „звезды".

При расщеплениях, образуемых частицами существенно большей энергии, такими, какие регистрируются при облучении пластинок космическими лучами или частицами высокой энергии из ускорителей, могут испускаться тяжелые гиперядра с большими пробегами, однако находить такие случаи очень трудно. Ко всем перечисленным трудностям добавляется еще одна, связанная с тем, что мезонный распад таких гиперядер (с массовым числом > 12) осуществляется очень редко. Следует ожидать, что точная идентификация будет, как правило, трудной задачей вследствие испускания нейтронов и нескольких вторичных заряженных частиц.

д) Расщепления некоторых типов гиперядер. По мере возрастания числа зарегистрированных распадов гиперядер становилось возможным проведение подробного исследования отдельных типов распада, в частности распадов

${}_{\Lambda}H^4$, ${}_{\Lambda}He^4$ и ${}_{\Lambda}He^5$, которые встречаются наиболее часто. Особый интерес представляет собой гиперфрагмент ${}_{\Lambda}He^5$, который обычно распадается по схеме: ${}_{\Lambda}He^5 \to H^1 + He^4 + \pi^-$. На фиг. 155 показано энергетическое распределение



Фиг. 155. Энергетическое распределение π^--мезонов, образованных при распаде гиперядра ${}_{\Lambda}He^5 \to {}_{\Lambda}He^4 + H^1 + \pi^-$.

Результаты свидетельствуют о том, что образуется короткоживущее промежуточное ядро $*Li^5$, которое распадается затем на α-частицу и протон [77].

π^--мезонов, образующихся при распаде этого гиперфрагмента. Как видно, в этом распределении имеется группа частиц в широком интервале энергий, появление которой следовало бы ожидать, если бы реакция происходила в две стадии: ${}_{\Lambda}He^5 \to *Li^5 + \pi^-$; $*Li^5 \to He^4 + H^1$ с образованием Li^5 в возбужденном состоянии с широким энергетическим уровнем. Если бы вообще не образовывалось никакого промежуточного ядра, то энергии π^--мезонов были бы распределены в интервале от 0 до 34 *Мэв* более равномерно. Так как скорость ядра отдачи $*Li^5$ известна, можно определить угловое распределение α-частиц и протонов в системе центра инерции родительского ядра отдачи (см. Леви-Сетти и др. [77]).

е) Гиперфрагменты, содержащие Σ-гипероны. Хотя Σ-гипероны часто образуются при ядерном захвате K^--мезонов, принято считать, что гиперядра, содержащие Σ-частицы, могут существовать в течение очень короткого времени. Это объясняется тем, что Σ-гиперон, находясь внутри ядерной материи и взаимодействуя с нуклонами, очень быстро превращается в Λ^0-частицу по схеме $\Sigma^- + p \to \Lambda^0 + n$ или $\Sigma^+ + n \to \Lambda^0 + p$. Как и следует ожидать в соответствии с этими представлениями, имеется очень мало данных, свидетельствующих о существовании гиперядер, в которых Σ-частицы замещают Λ^0-частицу. Были сообщения об одном или двух случаях, в которых полное выделение энергии в расщеплении, образующемся, по-видимому, в конце пробега ядерного осколка, было равно ~ 300 *Мэв* и значительно превышало то, которое можно было бы приписать Λ^0-частице (см. Фрай и др. [79, 80], Кастаньоли и др. [81]). Интерпретация этих случаев неопределенна.

Имеется, однако, большое число комбинаций других, отличных от Λ^0-частицы гиперонов с нуклонами, которые могли бы быть стабильными вплоть до момента распада гиперона (см. Холладей и Сакс [82], Далиц [83]). В качестве примера можно привести комбинацию протона и Σ^+-гиперона, которую можно было бы обозначить как ${}_{\Sigma}He^2$. В таком сочетании вследствие закона сохранения заряда Σ-частица не может превратиться в Λ^0-частицу аналогично тому, как это могло бы произойти в более тяжелых ядрах, и, таким образом, гиперфрагмент может оставаться неизменным вплоть до момента распада гиперона: ${}_{\Sigma}He^2 \to H^1 + n^1 + \pi^+$. Путем аналогичных рассуждений можно было бы прийти к заключению о возможности существования отрицательно заряженной частицы, состоящей из нейтрона и Σ^--гиперона. Распад этой частицы $(\Sigma^-, n) \to n + n + \pi^-$ было бы очень трудно зарегистрировать, так как он был бы похож на распад одиночной Σ^--частицы, и идентифицировать его можно было бы лишь путем точных измерений масс. При остановке эта частица вызывала бы, по всей вероятности, расщепления, не отличимые от соответствующих расщеплений, вызываемых отдельными Σ^--гиперонами. Один случай, который, по-видимому, соответствует гиперядру ${}_{\Sigma}He^2$, был описан в работе Бальдо-Кеолина и др. [84].

Как заметил Далиц [85], другая интересная возможность заключается в образовании гиперядра, содержащего две Λ^0-частицы. Такое ядро могло бы очень редко образовываться, например, в результате ядерного захвата Ξ^--гиперона по схеме $\Xi^- + p \to \Lambda^0 + \Lambda^0$. Если, к примеру, существует гипотетическое гиперядро ${}_{\Lambda\Lambda}He^6$, то оно могло бы иногда распадаться по схеме ${}_{\Lambda\Lambda}He^6 \to \pi^- + H^1 + {}_{\Lambda}He^5$ с последующим распадом ${}_{\Lambda}He^5$. Представляло бы большой интерес получение каких-либо сведений об энергии связи второй Λ^0-частицы в таком ядре.

Глава 12

АНТИПРОТОНЫ

§ 1. Первые указания на существование антипротона

Как отмечалось в гл. 7, развитая Дираком теория электрона оказалась справедливой в самом общем случае; из этой теории следует, что для каждой элементарной частицы со спином ½ должна существовать соответствующая ей античастица и столкновение между частицами любой такой пары должно приводить к их взаимной аннигиляции. В течение многих лет на основе этих соображений строились различные теории, относящиеся к антинуклонам, и велись поиски данных, подтверждающих их существование. До постройки больших ускорителей эти исследования были по необходимости ограничены опытами с космическими лучами. Энергия, необходимая для образования пары нуклонов (частицы и античастицы), равна приблизительно 2 *Бэв* и для получения такой энергии в системе центра инерции взаимодействующих частиц минимальная кинетическая энергия протона, сталкивающегося с другим покоящимся протоном, должна составлять около 6 *Бэв*.

До того как существование протона было окончательно установлено, в опытах с космическими лучами были обнаружены два важных случая, относящихся к рассматриваемому вопросу. Бридж и др. [1], проводя в 1954 г. на высоте около 1500 *м* опыты с камерой Вильсона, перегороженной латунными пластинами, наблюдали событие со следующими характеристиками. В результате ядерного расщепления, произошедшего вне камеры, была испущена заряженная частица, которая оказалась захваченной в одной из пластин. Из точки захвата частицы, или из близлежащих точек, вылетели три γ-кванта, которые, проходя через металлические пластины, образовали небольшие электронные каскады.

Масса первичной частицы, остановившейся в пластине, не могла быть измерена, и при отсутствии магнитного поля нельзя было определить знак ее заряда. Разумно отнести происхождение трех γ-квантов к распаду двух или нескольких π^0-мезонов, причем полная „видимая" энергия превышала 1 *Бэв*. Никакого другого видимого источника γ-квантов, кроме медленной заряженной частицы, из конца следа которой они вылетели, не было и поэтому была выдвинута рабочая гипотеза о том, что данный акт представляет собой захват и аннигиляцию отрицательного протона. При этом бóльшая часть энергии покоя должна была быть затрачена на образование двух или трех π^0-мезонов. Естественно было предположить, что если в процессе аннигиляции участвует протон ядра, находящегося в толще металлической пластины, то получающиеся при соответствующем расщеплении частицы с малой энергией не попадут в газ камеры и поэтому не будет зарегистрированы.

Второй случай распада, также приписанного антипротону, наблюдался Амальди и др. [2] в 1955 г. в эмульсиях, облученных во время экспедиции на Сардинию в 1953 г. Микрофотография этого события показана на фото 122. Из расщепления большой энергии в эмульсии вылетает частица с пробегом 150 μ. В самом конце своего пробега частица рассеялась на угол 91° и в точке, совпадающей с точкой захвата, произошло второе расщепление. При этом расщеплении вылетели две быстрых заряженных частицы, по всей вероятности два π-мезона, причем полное выделение энергии, приходящееся на заряженные частицы, составляло от 1,5 до 2 *Бэв*. Поэтому авторы выска-

зали предположение, что наблюдаемое ими событие представляло собой рождение антипротона при расщеплении и его аннигиляцию с нуклоном другого ядра.

После сообщения Амальди и др. появилось сообщение Тойхера и др. [3] о наблюдении в эмульсии, облученной космическими лучами, второго аналогичного события. В этом случае длина следа, соединяющего два расщепления, составляла ~ 300 μ.

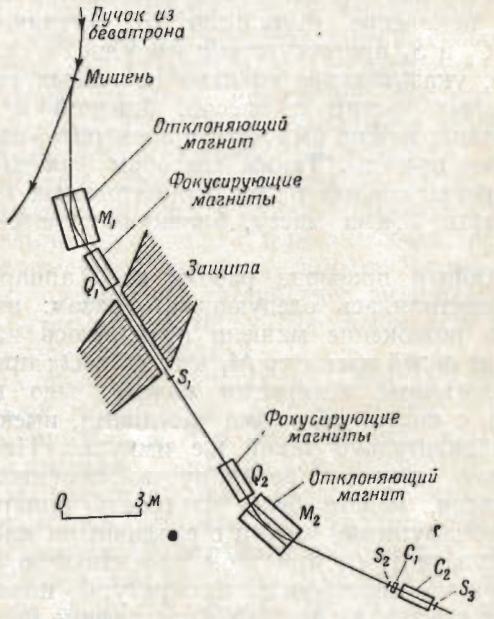
Другое возможное объяснение описанных выше событий заключается в том, что каждое из них представляет собой два независимых процесса. Вероятность такого совпадения в опытах с камерой Вильсона гораздо меньше, чем в опытах с эмульсиями, поскольку в первом случае, кроме их пространственной связи, два явления должны произойти в течение очень короткого временного интервала; это обстоятельство делает случайное совпадение еще более невероятным. С другой стороны, в опытах с эмульсиями каждое из двух событий, которые кажутся взаимосвязанными, могло произойти в любой момент на протяжении эффективного времени облучения; благодаря этому вероятность случайного наложения значительно возрастает. Оценка значимости первых данных о существовании антипротона зависит от этих соображений; при этом возникают принципиально важные вопросы, которые будут рассмотрены в конце главы.

§ 2. Искусственное получение отрицательных протонов

Одна из основных целей постройки ускорителя (беватрона) в Беркли состояла в получении антинуклонов, если такие частицы действительно существуют, и именно это требование определило максимальную энергию ускоряемых протонов, а именно ~ 6 *Бэв*.

Доказательство существования антипротонов было получено в 1955 г. Чемберленом и др. [4], в опытах которых использовалась аппаратура, схематически показанная на фиг. 156. Отрицательно заряженные частицы со средним импульсом 1,19 *Бэв/с*, вылетающие из мишени при бомбардировке ее протонами с энергией 6,2 *Бэв*, выводились из беватрона за счет отклонения в рассеянном поле магнита. Далее они последовательно отклонялись с помощью магнитов M_1 и M_2 и проходили также через сильные фокусирующие магниты Q_1 и Q_2; в результате на сцинтилляционные счетчики S_1 и S_2 попадали частицы, импульсы которых лежали в узком диапазоне значений.

Среди отрицательных частиц в выбранном диапазоне импульсов преобладали отрицательные π-мезоны, создававшие сильный фон, на котором необходимо было выделить все более тяжелые частицы. Это достигалось двумя методами, основанными на различии скоростей частиц с одинаковыми импульсами, но разными массами; в первом методе скорости отдельных



Фиг. 156. Схема установки для наблюдения антипротонов при наличии сильного фона отрицательных π-мезонов.

S_1, S_2 и S_3 — сцинтилляционные счетчики; C_1 и C_2 — черенковские счетчики.

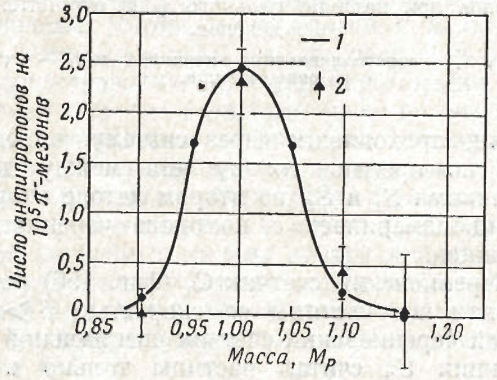
частиц, проходящих через систему, определялись по времени их пролета между двумя счетчиками S_1 и S_2; во втором методе скорость частиц измерялась с помощью черенковских счетчиков.

Черенковский счетчик C_1 (фиг. 156) регистрировал все частицы со скоростью $\beta > 0{,}79$; второй черенковский счетчик специальной конструкции C_2 считал частицы только в том случае, если их скорости лежали в интервале $0{,}75 < \beta < 0{,}78$. Время пролета частиц между счетчиками S_1 и S_2 измерялось с помощью осциллографа, на котором записывались два импульса, отстоящие друг от друга на расстоянии, пропорциональном временно́му интервалу. Осциллограф регистрировал также каждый импульс со счетчика C_1.

При данных экспериментальных условиях π^--мезон с выбранным средним импульсом имел скорость $\beta = 0{,}99$, а соответствующее время пролета между S_1 и S_2 составляло $40 \cdot 10^{-9}$ *сек*. Отрицательная частица с массой, равной массе протона, после потери части энергии в счетчи-

ках должна была бы иметь скорость $\beta = 0{,}765$ и время ее пролета между счетчиками S_1 и S_2 составляло бы $51 \cdot 10^{-9}$ *сек*. В результате прохождение через установку π^--мезона характеризовалось наличием импульсов со счетчиков S_1, S_2, C_1 и S_3 и отсутствием импульса со счетчика C_2, тогда как антипротон вызвал бы появление импульсов со счетчиков S_1, S_2, C_2 и S_3 при отсутствии импульса с C_1. Данные, указывающие на наличие любых отрицательных частиц с массой, близкой к массе протона, можно было затем проверить, измеряя время пролета. Таким способом был зарегистрирован слабый поток отрицательных частиц, которые имели массу, близкую к массе протона.

Общая проверка работы всей аппаратуры осуществлялась следующим образом: изменялось положение мишени и менялось направление полей магнитов M_1, M_2, Q_1 и Q_2; при этом аналогичные измерения можно было проводить с положительными частицами, имеющими приблизительно такой же импульс. Незначительно изменяя величину выбираемых импульсов, можно было настроить аппаратуру на обнаружение частиц с различными массами. Получающуюся при этом эффективную разрешающую способность аппаратуры иллюстрирует кривая на фиг. 157; на графике нанесены

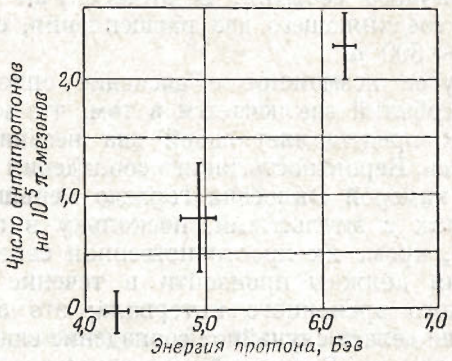


Фиг. 157. Распределение измеренных значений массы протонов M_p (*1*) и антипротонов (*2*).

Кривая для числа протонов дана в произвольных единицах.

также точки, полученные в аналогичных опытах с отрицательными частицами. Как видно из этих экспериментов, масса тяжелых отрицательных частиц отличается от массы протона (если она вообще отличается) меньше чем на 5%.

Полученные результаты, казалось бы, соответствовали наблюдению отрицательных протонов; для проверки того, что они не обусловлены другими процессами, был исследован выход этих частиц в зависимости от энергии первичных протонов. Эти данные приведены на фиг. 158; они указывают на наличие „порога", ниже которого такие частицы не возникают; затем следует быстрое возрастание выхода с увеличением энергии протонов. Значение



Фиг. 158. Изменение выхода антипротонов, отнесенного к выходу π^--мезонов с таким же импульсом (1,09 *Бэв/с*), в зависимости от энергии первичных протонов.

Отчетливо видно наличие „порога" между 4 и 5 *Бэв*.

энергии порога ($\sim$4,5 *Бэв*) хорошо согласуется с ожидаемой энергией образования нуклонных пар при столкновении двух нуклонов, если учитывать кинетическую (фермиевскую) энергию нуклона внутри ядра мишени.

Для дальнейшей проверки правильности идентификации тяжелых отрицательных частиц был поставлен эксперимент по обнаружению излучения, возникающего при их аннигиляции (см. Брабант и др. [5]). После прохождения сцинтилляционного счетчика S_3 (см. фиг. 156) частицы впускались в цилиндр из свинцового стекла длиной около 35 *см*. Четыре фотоумножителя были расположены вокруг цилиндра так, что они регистрировали черенковское излучение, испускаемое в направлении, противоположном направлению основного потока отрицательных частиц. Интенсивный поток π-мезонов, проходящий через стекло, вызывает сильное черенковское излучение, часть которого могла бы отражаться от торца цилиндра; для поглощения отраженного света поверхность цилиндра была зачернена. Таким образом, регистрируемое излучение вызывалось быстрыми вторичными частицами, образующимися при ядерном взаимодействии тяжелых отрицательных частиц или при их распаде. Оно обусловлено в основном каскадами быстрых электронов, которые образованы γ-лучами, получающимися при распаде π^0-мезонов, и заряженными π-мезонами с энергией больше 40 *Мэв*. Интенсивность черенковского излучения измерялась с по-

мощью калиброванных фотоумножителей. Таким способом было обнаружено, что при прохождении через стекло некоторых тяжелых частиц в задней (по отношению к направлению их движения) полусфере возникает излучение, обусловленное вторичными частицами, полная энергия которых превышает 1,1 *Бэв*. Очевидно, полная энергия, освобождаемая при таких актах, должна быть больше этой величины, поскольку в соответствии с законом сохранения импульса некоторая часть энергии должна испускаться вперед.

Полученный результат трудно согласовать с тем предположением, что наблюдаемое излучение вызвано спонтанным распадом частицы, например, тяжелого мезона с массой приблизительно равной массе протона, поскольку наблюдаемое выделение энергии иногда превышает полную энергию падающей частицы (т. е. оказывается больше $m_p c^2$). Однако он легко объясняется аннигиляционным процессом, при котором в кинетическую энергию переходит энергия покоя двух протонов. Наиболее вероятное значение энергии, регистрируемое черенковским счетчиком, составляло 0,4 *Бэв*; эта величина (при надлежащем учете эффективности счетчиков) находится в хорошем согласии с тем результатом, который можно ожидать, если предположить, что при аннигиляции образуются несколько π-мезонов, из которых примерно $^1/_3$ составляют нейтральные.

Наблюдения с ядерными эмульсиями. Опыты со счетчиками, выполненные Чемберленом и др. [4], убедительно свидетельствовали в пользу существования отрицательной частицы с массой, примерно равной массе протона. Этот результат, а также данные, представленные на фиг. 158, привели к предположению, что такие частицы всегда образуются как одна из частиц пары нуклон—антинуклон. Последний шаг, необходимый для доказательства того, что эти частицы являются антипротонами, состоял в том, чтобы с полной уверенностью установить, действительно ли выделение энергии при распаде, вызванном одной из них в конце своего пробега, больше полной энергии покоя одной частицы. На самом деле, если считать, что не происходит нарушения закона сохранения массы—энергии, то такой результат заставляет прийти к заключению, что кинетическая энергия выделяется не только за счет энергии покоя самой этой частицы, но также и за счет аннигиляции другой частицы. Данные Брабанта и др. [5] по этому вопросу были уже убедительны, однако только опыты с эмульсиями, выполненные Чемберленом и др. [6, 7] в 1956 г. и Баркасом и др. [8] в 1957 г., со всей несомненностью продемонстрировали этот факт. Стопка помещалась приблизительно на месте счетчика S_1 (см. фиг. 156), но прежде чем попасть в нее, частицы проходили через слой меди толщиной 132 *г/см*^{2}. Этот медный блок, в дальнейшем называемый замедлителем, применялся для уменьшения энергии частиц, так чтобы каждый антипротон оказался захваченным в стопке. Кроме того, уменьшение скорости антипротонов приводило к соответствующему увеличению удельной ионизации, так что их следы легко выделялись среди следов π-мезонов, обладающих минимальной ионизацией.

При этих условиях и в предположении, что эффективное сечение ядерного взаимодействия для антипротонов, как и для π-мезонов, равно геометрическому, в стопке должно было, согласно опытам со счетчиками, остановиться около семи антипротонов. На самом деле был обнаружен лишь один.

Единственный антипротон, обнаруженный в первой облученной стопке, достиг конца своего пробега и его аннигиляция привела к образованию „звезды" (см. фото 119), из которой вылетели семь сильно ионизующих частиц и два заряженных π-мезона, причем полное „видимое" выделение энергии составляло 830 *Мэв*. Масса частицы, определенная методами (g, R), ($\overline{\alpha}$, R) и (p, R), равна (0,99 $\pm$ $\pm$ 0,03) m_p, где m_p — масса протона.

Несколько позднее Бирдж и др.[1)] подвергли облучению вторую стопку. В этом опыте энергия отрицательных частиц с импульсом ~ 1 *Бэв/с* также снижалась путем пропускания через вещество (бериллиевый блок); затем частицы проходили через фокусирующее и отклоняющее магнитные поля и уже потом попадали в стопку. Поскольку потери энергии и импульса при прохождении через замедлитель для более медленных протонов гораздо больше, чем для π-мезонов, вторые фокусирующий и отклоняющий магниты позволяли частично разделить π-мезоны и антипротоны. Таким образом, стало возможным увеличить время экспозиции без образования недопустимо высокого фона от π-мезонов. В этом случае также ожидалось, что будет зарегистрировано несколько антипротонов, однако снова был обнаружен лишь один (см. фото 121).

Первые две экспозиции были выполнены еще до того, как из экспериментов со счетчиками были получены указания на большую величину эффективного сечения антипротонов. Более поздние исследования показали, однако, что ослабление потока антипротонов в толще

[1)] Birge, Haddock, Kerth, Peterson, Sandweiss, Stork, Whitehead, 1956 г., неопубликовано.

замедлителя гораздо сильнее, чем это следовало бы ожидать, если бы эффективное сечение было равно геометрическому. Полученный результат ясно свидетельствовал о том, что замедлитель существенно уменьшает количество антипротонов, попадающих в стопку. Вторая трудность состояла в том, что замедлитель приводил к возникновению сильного потока положительных протонов, вылетающих при соударениях π^--мезонов с ядрами, и эти протоны создавали значительный фон, на котором необходимо было выделить каждый антипротон.

Уже на ранних стадиях исследований было ясно, что можно отказаться от использования замедлителя, отбирая частицы с достаточно малым импульсом, например ~ 600 *Мэв/с*, так как антипротоны при этом давали бы следы с плотностью зерен $\sim 2g_{\text{мин}}$. Однако считалось, что поток антипротонов с таким импульсом будет очень слабым. Для того чтобы выйти из мишени с малым импульсом, антипротон должен образоваться с большим импульсом в системе центра инергии тех частиц, при взаимодействии которых он возникает, после чего он должен испускаться почти назад по отношению к направлению движения первичного протона. Предполагалось, что выход таких частиц будет очень малым. Тем не менее, принимая во внимание трудности экспериментов с использованием замедлителя, Баркас и его сотрудники облучили стопки непосредственно потоком отрицательных частиц с импульсом ~ 700 *Мэв/с*. Оказалось, что при этих условиях поток антипротонов с малым импульсом был больше, чем поток, наблюдавшийся в более ранних экспериментах. В опытах Баркаса и др. [8] использовались по два отклоняющих и фокусирующих магнита; в результате этого угловое расхождение частиц, входящих в стопку, было настолько малым, что роль фоновых следов, обусловленных, например, взаимодействием некоторых π-мезонов с ядрами на поверхности полюсов магнитов, была пренебрежимо малой.

§ 3. Масса антипротонов

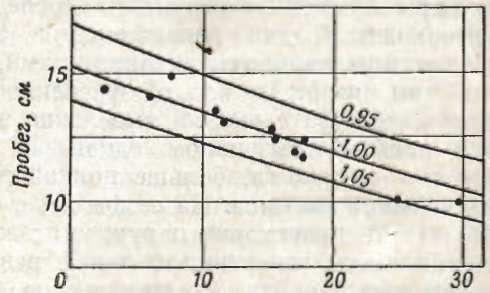
При улучшенных условиях облучения, получающихся в опытах с частицами с малым импульсом (~ 700 *Мэв/с*), можно изучить свойства антипротонов. Ввиду трудоемкого характера работы было организовано широкое сотрудничество ученых (см. Баркас и др. [8]). При просмотре фотоэмульсий из нескольких стопок было обнаружено 35 расщеплений, детальный анализ которых позволил установить многие важные свойства антипротонов, а также процессов, сопровождающих их аннигиляцию с нуклонами.

В стопках, облученных в Беркли, пучок π-мезонов, антипротонов и других отрицательных частиц ограничивался фокусирующей и отклоняющей системами и был хорошо коллимирован, так что в точке вхождения в эмульсию его расхождение относительно среднего направления составляло около $\pm 1°$. Хорошая коллимация являлась первым важным фактором, который при просмотре позволял отбросить почти все случайные следы. Кроме того, при выбранной величине импульса ~ 700 *Мэв/с*, плотность зерен в следах π-мезонов была близка к своему минимальному значению, тогда как для отрицательных протонов она составляет $\sim 2g_{\text{мин}}$.

Все следы, которые в области нескольких миллиметров от входа в эмульсию удовлетворяли угловым условиям и имели плотность зерен, примерно отвечающую отрицательным протонам, прослеживались через всю стопку либо до конца их пробега, либо до той точки, в которой они на лету взаимодействовали с ядром эмульсии. Из 35 следов, просмотренных таким образом, 14 достигли конца своего пробега и 21 провзаимодействовали на лету. Так как средний пробег антипротона с импульсом 700 *Мэв/с* равняется около 13 *см*, то приведенный выше результат снова указывает на сильное взаимодействие антипротонов с ядрами, поскольку он означает, что длина их пробега до взаимодействия составляет лишь около половины „геометрического" значения.

Изучая следы 14 частиц, достигших конца своего пробега, можно было определить массу несколькими методами, описанными в гл. 5.

а) Измерение импульса и пробега; метод (p, R). Средний импульс, соответствующий

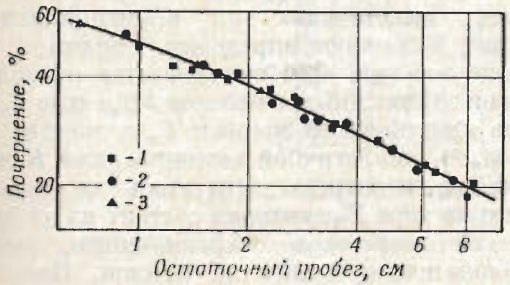


Фиг. 159. Зависимость величины измеренного пробега антипротонов (которые, по-видимому, остановились до взаимодействия) от координаты места их входа в стопку (точки).

Ожидаемое изменение величины среднего пробега для частиц с массой 0,95; 1,0 и 1,05 от массы протона, вычисленное на основании измеренных напряженностей отклоняющих магнитных полей, показано сплошными кривыми.

любой точке входа частицы в стопку, может быть вычислен из измеренной величины напряженности отклоняющих магнитных полей, причем разброс в величине импульса составляет приблизительно ± 1,5%. В таком случае соответствующая длина пробега является мерой массы. Результаты, полученные этим методом, приведены на фиг. 159.

б) Плотность зерен и остаточный пробег; метод (g, R). На фиг. 160 показаны результаты измерений почернения для следов антипротонов в зависимости от остаточного пробега,



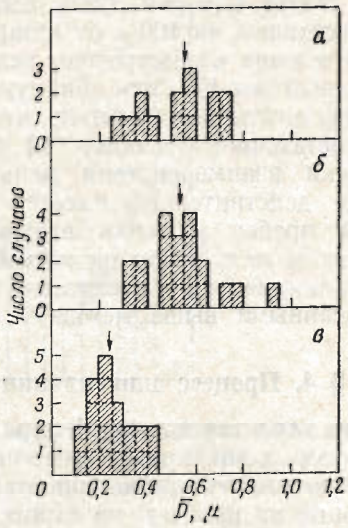
Фиг. 160. Почернение следа в зависимости от остаточного пробега антипротонов и протонов.

1 — антипротон; *2* — протон; *3* — дейтрон. Для дейтронов значения были нормированы путем уменьшения вдвое измеренных величин остаточного пробега в точке наблюдения.

а также для протонов и дейтронов (в последнем случае — после соответствующей нормировки).

в) Плотность зерен и многократное рассеяние; метод (g, $\bar{\alpha}$). Этот метод обладает тем преимуществом, что он применим и к частицам, провзаимодействовавшим на лету. Средние результаты для всех трех методов приведены в табл. 25.

г) Остаточный пробег антипротонов у точки их взаимодействия. Как отмечалось выше, уже в первой работе, где из 35 антипротонов 21 провзаимодействовали на лету и, по-видимому,



Фиг. 161. Средние значения вторых разностей, полученные из обработки следов отдельных частиц методом постоянной стрелы прогиба.

а и *б* относятся соответственно к антипротонам и протонам при измерениях на последних 150 μ следа; *в* относится к протонам при измерениях с тем же самым набором ячеек на участке следа между 100 и 250 μ от конца пробега.

только 14 достигли конца своего пробега, было подтверждено предположение о том, что эффективное сечение приблизительно в 2 раза превышает „геометрическое" значение. Ввиду сильного взаимодействия возник вопрос, достигают ли вообще антипротоны конца своего пробега. Представлялось возможным, что эффективное сечение взаимодействия может быстро возрастать с уменьшением скорости, и тогда

Таблица 25

Масса антипротона

Метод	p, R	g, R	g, $\bar{\alpha}$
Средняя масса, m_p	1,010 ± 0,006	1,009 ± 0,027	0,999 ± 0,043

Среднее значение, получаемое при объединении результатов для методов (g, R) и (g, $\bar{\alpha}$), не зависящих от измерения импульса, равно 1,004 ± 0,025; указанные здесь пределы соответствуют стандартным ошибкам, связанным со статистическими флуктуациями. Кроме того, возможны систематические ошибки порядка 3%.

взаимодействие с ядром должно почти наверняка произойти до того, как антипротон окажется захваченным на боровскую обриту.

Для проверки этого предположения методом постоянной стрелы прогиба (см. стр. 98) были проведены измерения на следах 14 частиц, которые, по-видимому, достигли конца своего пробега, причем полученные данные сравни-

вались с результатами аналогичных наблюдений, проделанных с обычными протонами. Распределение величин $\bar{D}$ показано на фиг. 161. На фиг. 161,*в* показаны результаты, полученные для протонов в случае, когда измерения с тем же самым набором ячеек были начаты в точке, отстоящей на 100 μ от конца пробега. Это распределение иллюстрирует величину эффекта, который мог бы быть обнаружен. Полученные результаты показывают, что средняя величина остаточного пробега 14 антипротонов у точки взаимодействия меньше 10 μ. Если даже действительно имеется конечный остаточный пробег у точки взаимодействия, то он слишком мал, чтобы оказать сколь-либо заметное влияние на результаты измерения массы описанными выше методами.

§ 4. Процесс аннигиляции

а) Общие характеристики. Четыре зарисовки явлений в эмульсии, приведенные на фиг. 167, иллюстрируют аннигиляцию отрицательных протонов в конце их пробега; из зарисовок видно широкое разнообразие образующихся „звезд". В тех случаях, когда „звезды" образуются внутри стопки, можно произвести тщательные измерения для выяснения природы и энергии вторичных частиц; при этом ввиду большой редкости аннигиляционных „звезд" оправданными являются серии кропотливых исследований, необходимых для того, чтобы извлечь всю возможную информацию из экспериментального материала.

При попытках истолкования результатов измерений возникла трудность, состоящая в том, что нуклон, с которым взаимодействует антипротон, обычно входит в состав сложного ядра. Поэтому интерпретация затрудняется тем, что некоторые из вторичных частиц могут взаимодействовать с этим ядром при вылете из центра аннигиляции, и в итоге наблюдаемая картина не будет представлять собой непосредственного результата аннигиляции. Несмотря на эту трудность, анализ первых распадов позволил установить много важных деталей аннигиляционного процесса. Прежде чем перейти к описанию использовавшихся методов, представляется целесообразным подытожить важные выводы.

В результате каждого акта аннигиляции испускаются в среднем около 5 заряженных и нейтральных π-мезонов. Аннигиляция часто происходит в тот момент, когда антипротон находится на расстоянии от центра захватывающего ядра, превышающем обычный ядерный радиус. При выходе из точки аннигиляции некоторые π-мезоны часто направлены так, что они проходят через ядро, взаимодействуя с нуклонами и вызывая распад ядра. При этом некоторые π-мезоны поглощаются и таким образом уменьшается среднее число вылетающих π-мезонов.

Кроме π-мезонов, среди частиц, образующихся при аннигиляции, встречаются также K-мезоны; из принципа сохранения „странности" следует, что если эти мезоны являются непосредственными продуктами аннигиляции, то они должны возникать парами (K, $\bar{K}$).

б) Выделение энергии с заряженными частицами. Измерения массы и энергии вторичных частиц, вылетающих из аннигиляционных „звезд", позволяют определить „видимое" выделение энергии. Оно складывается из полной энергии заряженных π-мезонов $\Sigma E_{\pi^\pm}$ (где $E_{\pi^\pm}$ — сумма кинетической энергии T_π и энергии покоя $m_\pi c^2$), аналогичной величины для K-мезонов $\Sigma E_{K\bar{K}}$, и энергии „испарения" заряженных частиц из ядра E_H, которая состоит из их кинетической энергии и энергии связи, равной приблизительно 8 *Мэв* на нуклон. Получающуюся полную энергию следует сравнить с энергией, выделяющейся при превращении энергии покоя в кинетическую в процессе аннигиляции, т. е. $2m_pc^2$. В ранних экспериментах при анализе рассматривались также 21 звезда, обусловленная аннигиляцией на лету; в этом случае полная имеющаяся энергия $W = T_{\bar{p}} + 2m_pc^2$, где $T_{\bar{p}}$ — кинетическая энергия антипротона в момент аннигиляции.

На самом деле не все вылетающие из аннигиляционной „звезды" ливневые частицы (т. е. частицы с плотностью зерен на следах меньшей чем $\sim 1{,}4\, g_{\text{мин.}}$) могли быть идентифицированы; однако во всех случаях, когда были возможны измерения массы с достаточной точностью, они оказывались π-мезонами. Поэтому разумно было предположить, что это справедливо всегда. Результаты измерений приведены на фиг. 162; они дают для каждой из исследованных аннигиляционных „звезд" отношение $E_{\text{вид.}}/W$ и показывают, как „видимая" энергия распределена между различными частицами. Можно отметить, что более чем в половине случаев энергия $E_{\text{вид.}} > \frac{1}{2} W$, и этот результат совместим только с аннигиляционным процессом, но не с превращением, при котором освобождается только полная энергия одной падающей частицы.

Распределение по энергиям для вторичных π-мезонов показано на фиг. 164. Эти данные отвечают среднему значению кинетической энергии $\bar{T}_{\pi^\pm} = 182 \pm 15$ *Мэв* или $\bar{E}_{\pi^\pm} = 322 \pm 15$ *Мэв*. Здесь снова следует подчеркнуть, что эта величина не является средней энергией частиц,

образовавшихся непосредственно в процессе аннигиляции, а отвечает более низкому значению, обусловленному неупругими столкновениями некоторых мезонов при прохождении их через ядро, в котором произошла аннигиляция.

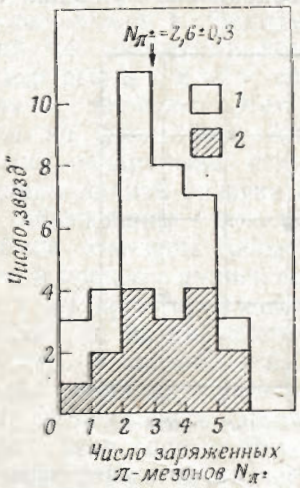
35 *Мэв*) появляются в результате отдачи при столкновениях с быстрыми π-мезонами, тогда как бо́льшая часть этих частиц с меньшей энергией может быть приписана „испарению" сильно возбужденного ядра после вылета из



Фиг. 162. Отношения „видимого" выделения энергии $E_{вид}$ с заряженными частицами к полной имеющейся энергии W для 35 аннигиляционных „звезд".

Штриховка показывает, как в каждом отдельном случае видимая энергия распределена между различными частицами.

На фиг. 165 показано распределение по энергии для протонов, дейтронов и α-частиц, испущенных из ядра в результате аннигиля-

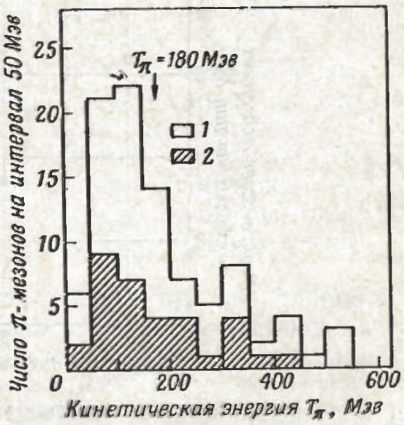


Фиг. 163. Относительная частота случаев образования различного числа заряженных π-мезонов в аннигиляционных „звездах".

Распределение не исправлено на эффективность просмотра, которая составляла 90% для частиц, дающих следы с $g>1,4$ $g_{мин}$. *1* — „звезды", образованные на лету; *2* — „звезды", образованные в покое.

ции. Для оценки полной энергии, выделяемой таким образом, а также дополнительного вклада, обусловленного нейтронами, следует различать два основных процесса. Большинство протонов и α-частиц с высокой энергией (больше

него быстрых частиц (см. гл. 13). Это различие важно, поскольку отношение числа нейтронов к числу протонов среди быстрых частиц может быть принято равным их отношению в ядрах вещества эмульсии $N_n/N_p = 1{,}2$, тогда как в про-



Фиг. 164. Распределение по энергиям для 93 вторичных π-мезонов из аннигиляционных „звезд".

1 — мезоны с углом погружения >20°; *2* — мезоны с углом погружения <20°.

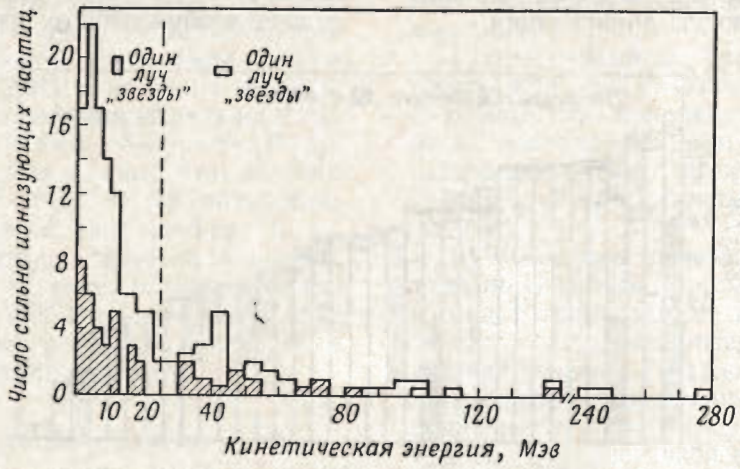
цессе „испарения" медленные нейтроны получаются гораздо чаще, $N_n/N_p \sim 4$. Из этих соображений средняя величина полной энергии E_H, обусловленной вылетом тяжелых частиц, равна

$$\overline{E}_H\,(Мэв) = 2{,}2\,\overline{T}_g N_g + \overline{T}_b(N_b + 4N_b) + 8(N_b + N_g),$$

и полученное таким способом значение состав-

ляет 400 ± 30 *Мэв*. Здесь индекс *b* относится к „черным" следам с энергией < 35 *Мэв*, а индекс *g* — к „серым" следам с энергией > 35 *Мэв*.

Выше отмечалось, что в соответствии с законом сохранения „странности" все *K*-мезоны, образовавшиеся непосредственно в процессе



Фиг. 165. Распределение по энергиям для сильно ионизующих частиц, испущенных из аннигиляционных „звезд".

Считается, что частицы с энергией, меньшей 35 *Мэв*, получаются в результате испарения из возбужденных ядер; частицы с большей энергией — протоны, выбитые действием быстрых π-мезонов.

в) Образование *K*-мезонов. При анализе 35 аннигиляционных „звезд" путем измерения масс методом (g, $\overline{\alpha}$) были получены данные о вылете четырех *K*-частиц. Ни в одном из этих

аннигиляции нуклона и антинуклона, должны образовываться парами, поскольку для совместного образования *K*-мезона и гиперона необходимо сохранение нуклона. Тем не менее



Фиг. 166. *а* — корреляция между $\overline{N_h}$ — средним числом сильно ионизующих частиц из аннигиляционных „звезд" и числом $N_{\pi\pm}$ одновременно испускаемых заряженных π-мезонов.

Общая тенденция к корреляции объясняется поглощением π-мезонов, энергия которых при этом идет на увеличение энергии расщепления.

б — корреляция между $\overline{\Sigma E_H}$ -полной энергией, выделяемой при разлете нуклонов из ядра в результате произшедшего в нем акта аннигиляции, и $N_{\pi\pm}$ — числом наблюдаемых при этом π-мезонов.

случаев частицы не остановились внутри стопки; однако для некоторых следов точность измерения была достаточно высокой и идентификация достаточно надежной. Две из четырех *K*-частицы были испущены из одной „звезды".

обнаружение вылета одного заряженного *K*-мезона из аннигиляционной „звезды" совсем необязательно должно означать, что может быть найден также и второй *K*-мезон. Во-первых, существует некоторая вероятность вы-

лета K^0-частиц, которые трудно обнаружить в эмульсии. Во-вторых, если K^+-мезон проходит через ядро, то он вылетит из него после упругого или неупругого соударения, тогда как образовавшийся в ядре отрицательный или нейтральный K-мезон, имеющий „странность" другого знака ($S = -1$), может провзаимодействовать с нуклоном и образовать гиперон и π-мезон (см. стр. 239)

$$\underset{S=-1}{\overline{K}^0} + \underset{0}{N} \rightarrow \underset{-1}{\Sigma} + \underset{0}{\pi}.$$

В-третьих, если при аннигиляции образуется иногда, например, два или три π-мезона, то один из них может обладать энергией, достаточной для того, чтобы вызвать образование K-мезона и гиперона, взаимодействуя с нуклоном, находящимся в том же ядре. Пример аннигиляции антипротона, согласующийся с таким процессом, показан на фиг. 208.

г) Корреляция между n_s и N_h в аннигиляционных „звездах". Сравнение числа вылетающих из аннигиляционных „звезд" различных типов заряженных π-мезонов ($N_{\pi^\pm}$) и тяжелых частиц (N_h) с соответствующими средними величинами полной энергии, приходящейся на различные частицы, свидетельствует о справедливости, в общих чертах, той картины процессов, о которой говорилось в предыдущем параграфе. Так, для тех „звезд", в которых $N_{\pi^\pm}$ велико, например равно 4 или 5, среднее значение N_h мало и наоборот. Этот результат иллюстрируется на фиг. 166,*а*. Аналогичная корреляция была обнаружена между $N_{\pi^\pm}$ и средним значением полной энергии ΣE_H, необходимой для образования тяжелых частиц (фиг. 166,*б*). Если π-мезоны, образовавшиеся непосредственно в процессе аннигиляции, вылетают из ядра, в котором произошел процесс, слабо или вообще не взаимодействуя с ним, то ни один из них не поглощается, и при последующем расщеплении ядра выделяется мало энергии или же энергия совсем не выделяется. С другой стороны, если поглощается несколько π-мезонов, то число N_π уменьшается, а энергия расщепления увеличивается. Эти соображения могут быть изложены теперь в количественной форме.

Предположим, что из всего числа π-мезонов, образовавшихся непосредственно в результате аннигиляции, только часть ν мезонов взаимодействует с ядром и что из них доля α поглощается, а доля β испытывает неупругие столкновения. Следует подчеркнуть, что в процессе участвуют как заряженные, так и нейтральные π-мезоны, хотя наблюдаются только заряженные. В тех случаях, когда величины будут относиться и к заряженным, и к нейтральным π-мезонам, мы будем пользоваться индексом π, если же речь будет идти только о заряженных, — индексом $\pi^\pm$.

Полная энергия U, передаваемая ядру, определяется соотношением

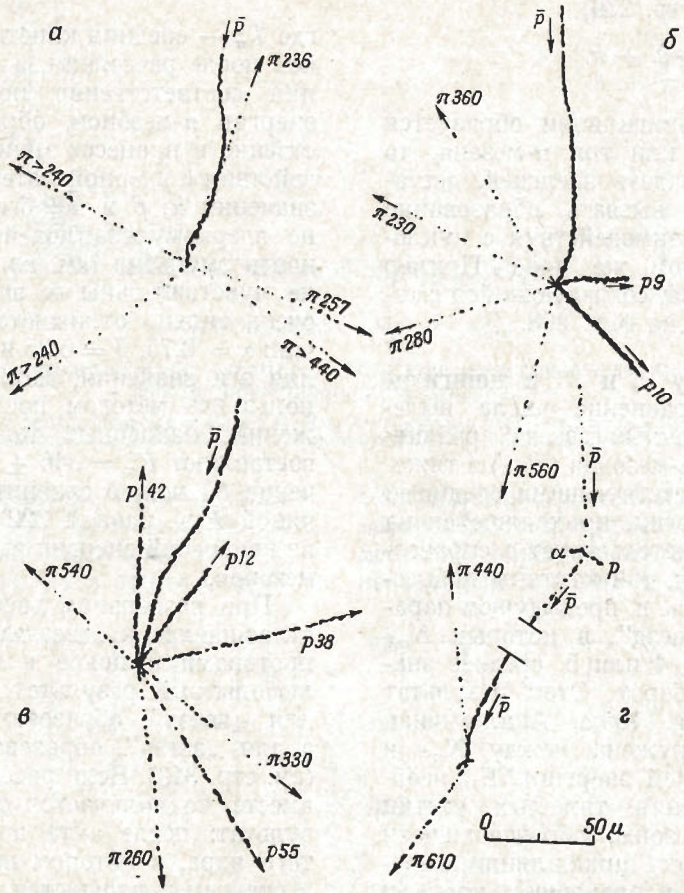
$$U = \alpha\nu\bar{E}'_\pi + \beta\nu(\bar{T}'_\pi - \bar{T}^0_\pi),$$

где $\bar{T}^0_\pi$ — средняя кинетическая энергия π-мезонов после рассеяния, а $\bar{E}'_\pi$ и $\bar{T}'_\pi$-средние значения соответственно полной и кинетической энергии π-мезонов, образовавшихся непосредственно в процессе аннигиляции до их взаимодействия с ядерной материей. Приблизительные значения α, β и $\bar{T}^0_\pi$ были измерены в опытах по ядерному взаимодействию быстрых π-мезонов в эмульсии (см. гл. 14); известно, что они не чувствительны к энергии π-мезонов и не очень сильно отличаются от следующих величин: $\alpha = 0{,}75$, $\beta = 0{,}25$ и $\bar{T}^0_\pi = 40$ *Мэв*. Подставляя эти значения, можно определить $\bar{E}'_\pi$ и ν, пользуясь методом последовательных приближений; найденные таким образом значения составляют $\bar{E}'_\pi = 346 \pm 20$ *Мэв* и $\nu = 1{,}3$. Значение $\bar{E}'_\pi$ можно сравнить с наблюдаемой величиной $\bar{E}_{\pi^\pm}$, равной 322 ± 15 *Мэв*, полученной из измерений энергии вылетающих заряженных мезонов.

При раздельном рассмотрении результатов, относящихся к „звездам", образованным антипротонами в покое и на лету, был получен любопытный результат, состоящий в том, что для „звезд", образованных в покое, $\nu = 0{,}9$, а для „звезд", образованных на лету, $\nu = 1{,}7$ (см. стр. 318). Если рассматривать все „звезды" вместе, то получается следующий важный результат: после акта аннигиляции в веществе того ядра, в котором произошел этот процесс, в среднем поглощается один π-мезон.

д) Баланс энергии при аннигиляции. Изложенные выше методы позволяют рассчитать среднее значение энергии, выделенной с различными типами вторичных заряженных частиц в аннигиляционных „звездах". Для всех „звезд", образовавшихся как в покое, так и на лету, полная видимая энергия составляется из $\bar{E}_{\pi^\pm} = 913$ *Мэв*, $U = 400 \pm 30$ *Мэв* и $E_{K,\overline{K}} = 150 \pm 120$ *Мэв*. Различие между суммой этих составляющих и полной имеющейся энергией ($W = 1948$ *Мэв*) дает среднее значение энергии, уносимой нейтральным излучением, не считая относительно медленных нейтронов, которые уже были учтены; эта энергия может уноситься π^0-мезонами или γ-лучами; найденная таким способом величина недостающей энергии составляет 485 ± 170 *Мэв*. Из принципа заря-

довой независимости (согласно которому вероятность образования каждой из частиц, входящих в состав изотопического триплета, при данном состоянии системы не зависит от заряда этой частицы) следует, что π^+-, π^-- и π^0-мезоны должны в среднем уносить равные количества энергии. Поэтому энергия нейтральных π-мезонов должна составлять в среднем половину энергии заряженных, т. е. $\frac{1}{2}$ (913 $\pm$ $\pm$ 120) *Мэв*. Хорошее согласие между измеренными и предсказанными величинами является сильным аргументом в пользу того, что принцип зарядовой независимости справедлив в этих условиях и что доля энергии, приходящаяся на γ-лучи, мала или вообще равна нулю.



Фиг. 167. Зарисовки „звезд", получающихся при аннигиляции антипротонов в конце их пробега.

Указаны тип частиц и оценка их энергии в *Мэв* (например, π 540, p 55 и т. д.).

е) Среднее число π-мезонов, образующихся при аннигиляции. На основании изложенных выше результатов можно оценить полное число π-мезонов, образующихся при аннигиляции антипротона. Так, среднее число наблюдаемых заряженных π-мезонов составляет 2,6 $\pm$ 0,3 (см. фиг. 166,*б*). Внося в это число поправку на эффективность обнаружения частиц и предполагая, что в соответствии с принципом зарядовой независимости нейтральных π-мезонов в 2 раза меньше, чем заряженных, получаем, что в среднем при каждом расщеплении, связанном с аннигиляцией, вылетает 4,3 $\pm$ 0,6 π-мезона. К этой величине следует добавить среднее число π-мезонов, поглощенных в ядре, где произошла аннигиляция, равное 1,0. Следовательно, среднее число π-мезонов, образующихся при аннигиляции, $\overline{N}_\pi = 5{,}3 \pm 0{,}6$.

Вторая оценка может быть основана на тех расщеплениях, при которых, по-видимому, очень малая часть энергии передалась соответствующему ядру. В этом случае разумно предположить, что расщепление ядра вызвано неупругим рассеянием одного или нескольких π-мезонов, причем ни один из них не поглотился. Среднее значение наблюдаемого числа мезонов в этих

„звездах" равно 3,3 ± 0,5, что соответствует полному числу

$$\bar{N}_\pi = 1{,}5 \times (1{,}1 \pm 0{,}07) \times (3{,}3 \pm 0{,}5) = 5{,}4 \pm 0{,}8,$$

где множитель (1,1 ± 0,07) учитывает эффективность обнаружения следов вторичных π-мезонов.

Третий метод исходит из средней полной энергии π-мезонов в момент их образования, равной 346 ± 15 *Мэв*. Полная средняя энергия W разделяется между π-мезонами и небольшим количеством K-мезонов. Таким образом, можно записать, что $\bar{N}_\pi = (W - E_{K,\bar{K}})/E_\pi$; подставляя сюда $W = 1948$ *Мэв*, $E_{K,\bar{K}} = 150 \pm 120$ *Мэв* и $E_\pi = 346$ *Мэв*, получаем $\bar{N}_\pi = 5{,}2 \pm 0{,}5$.

Эти результаты, полученные различными методами, хорошо согласуются между собой и подтверждают правильность изложенной картины процессов, сопровождающих аннигиляцию антипротона со связанным нуклоном ядра.

Следует подчеркнуть, что, хотя энергетический спектр вторичных π-мезонов, образующихся при аннигиляции, так же как и их число, искажаются за счет взаимодействия с остальным ядром, этот эффект все же незначителен. В частности, можно вполне определенно сказать, что число π-мезонов, рождающихся при элементарном акте аннигиляции, обычно не равно двум, как это можно было предположить, считая, что в дальнейшем это число возрастает до наблюдаемой величины за счет многократного образования π-мезонов, поскольку ранее образовавшиеся π-мезоны по пути проходят через ядерное вещество. Если бы такие процессы не были очень редкими, то можно было бы часто наблюдать вторичные мезоны с полной энергией $E_\pi \sim 1$ *Бэв*, ибо, как мы видели, аннигиляция обычно происходит на периферии ядра. Если бы при аннигиляции образовывалось только два π-мезона с равными и противоположно направленными импульсами, то один из них с энергией $E_\pi \sim 1$ *Бэв*, как правило, вылетал бы без заметного взаимодействия с нуклонами ядра, в котором произошла аннигиляция.

§ 5. Антигипероны

Открытие антипротона и успехи теории, в которой соотношения между мезонами и гиперонами описываются новыми квантовыми числами, послужили серьезным подтверждением той точки зрения, что законы природы, которым подчиняются элементарные частицы, инвариантны по отношению к операции зарядового сопряжения, преобразующей частицы в античастицы. Таким образом, если частица K^+ распадается по схеме $K^+ \to \mu^+ + \nu$, то ее античастица K^- будет распадаться с такой же постоянной времени по схеме $K^- \to \mu^- + \bar{\nu}$, где ν и $\bar{\nu}$ обозначают соответственно нейтрино и антинейтрино.

В соответствии с таким представлением частица и античастица должны иметь одинаковые массы и времена жизни, но противоположно направленные магнитные моменты, а в случае заряженных частиц и противоположные заряды. Для некоторых нейтральных частиц с равным нулю спином нельзя провести различия между частицей и ее античастицей. Считается, что это имеет место в случае π^0-мезонов, у которых нельзя различить частицу и ее античастицу. Поэтому одну из возможных схем распада K^+- и K^--мезонов правильно записывать в виде

$$K^+ \to \pi^+ + \pi^0,$$

$$K^- \to \pi^- + \pi^0.$$

Как мы уже убедились (см. стр. 238), очень ценным оказался принцип, состоящий в том, что некое семейство частиц рассматривается как различные зарядовые состояния одной и той же частицы. По аналогии с числом возможных состояний, отвечающих заданной величине спина, число зарядовых состояний, в которых может существовать частица с изотопическим спином T, равно $(2T + 1)$. Например, Σ-гипероны образуют семейство с изотопическим спином $T = 1$ и могут возникать в трех зарядовых состояниях.

Характерное свойство нового квантового числа, странности S, состоит в том, что его значение изменяет знак при переходе от частицы к античастице. Если для всех элементарных частиц действительно существуют пары частица—античастица, то тогда в полный их перечень войдут все частицы, выписанные в табл. 23. Относительно еще необнаруженных частиц можно заметить, что должен существовать изотопический триплет, соответствующий $\bar{\Sigma}$-гиперонам, из которых положительная частица должна быть тяжелее отрицательной и которые распадаются по схемам[1]:

$$\bar{\Sigma}^+ \to \bar{n} + \pi^+,$$

$$\bar{\Sigma}^- \to \bar{p} + \pi^0$$

или

$$\bar{\Sigma}^- \to \bar{n} + \pi^-.$$

[1] Указанные здесь схемы распада действительно подтвердились на эксперименте [см. Ван Ган-чан и др., ЖЭТФ, 38, 1358 (1960)]. — *Прим. ред.*

Аналогично античастица $\overline{\Lambda^0}$ гиперона Λ^0 должна распадаться со временем жизни $\sim 3\times10^{-10}$ *сек* на антипротон и положительный π-мезон: $\overline{\Lambda^0} \to \bar{p} + \pi^+$.

В свете этих соображений большой интерес представляют наблюдения Бальдо-Кеолина и Проуса [9]. В эмульсии, облученной на бевatроне в Беркли π^--мезонами с энергией 4,5 *Бэв*, был обнаружен V-образный след, аналогичный следам, образующимся при распаде Λ^0-частицы. Однако одна ветвь этого следа, которая была прослежена в стопке до конца, закончилась распадом по характерной схеме $\pi \to \mu$. Другая ветвь следа была просмотрена на расстоянии 2 *см*, после чего она, по-видимому, закончилась расщеплением на лету, похожим на то, которое характерно для антипротона; в „звезде" имелось два следа с ионизацией, близкой к минимальному значению. Таким образом, это событие имеет характеристики распада $\overline{\Lambda^0}$-гиперона.

При анализе таких данных важно, во-первых, установить направление движения частицы, по-видимому, являвшейся антипротоном, поскольку наиболее правдоподобное альтернативное объяснение события состояло в том, что V-образный след представляет собой ядерное рассеяние π^+-мезона, *вылетевшего* при расщеплении из „звезды". Однако поскольку след был достаточно длинным, оказалось возможным определить направление движения путем счета зерен, причем оказалось, что удельная ионизация возрастает при движении от вершины V-образного следа по направлению к „звезде".

Наконец, если это событие действительно отвечает распаду $\overline{\Lambda^0}$-частицы, то величина Q в пределах точности измерений должна быть равна 37,3 *Мэв*. Энергия π^+-частицы точно определяется ее пробегом, а энергия антипротона — измеренной длиной его следа и скоростью, определяемой путем счета зерен, на участке следа непосредственно перед аннигиляцией. Найденное таким путем значение $Q = 37{,}0 \pm 1$ *Мэв*.

Приведенные выше данные кажутся весьма убедительными и являются еще одной хорошей иллюстрацией больших возможностей фотографического метода в получении важной информации из анализа отдельного события. Эти доводы были бы решающими, если бы удалось наблюдать, что антипротон вместо взаимодействия на лету аннигилирует, оказавшись захваченным ядром в конце своего пробега в эмульсии, поскольку при этом стало бы возможным совершенно однозначно установить направление его движения.

§ 6. Вероятность случайного совпадения независимых событий

В истории исследований элементарных частиц целый ряд важных наблюдений с фотографическими эмульсиями расшифровывался в предположении, что некоторое число связанных следов обусловлено одновременными и зависящими друг от друга процессами. Значимость таких наблюдений зависит от вероятности получения аналогичного эффекта за счет случайных совпадений и представляет собой проблему, очень важную для фотографического метода.

Рассмотрим пример: априорная вероятность того, что в эмульсии произойдет расщепление в точке, совпадающей с концом пробега не связанного с расщеплением протона или другой частицы, зависит от плотности следов и расщеплений в эмульсии. В условиях, при которых наблюдалось событие, показанное на фото 122, авторы оценивают вероятность случайной связи как $\sim 1 : 10^7$. Эта величина зависит от оценки вероятности того, что взаимодействующая частица достигла конца своего пробега в точке, отстоящей от центра расщепления B не более чем на 1μ.

При оценке значимости события следует учесть то обстоятельство, что уже просмотрены очень большие количества эмульсий, облучавшихся космическими лучами, и для каждой из них имелась возможность случайного возникновения и наблюдения такого же события. Очевидно, что при этом очень важно точное совпадение двух событий; если оно не может быть надежно и точно установлено, то значимость данных заметно уменьшается. Кроме того, хотя априорная вероятность наложения следов с данными характеристиками мала, с ней все-таки следует считаться. Таким образом, весьма существенным подтверждением первого наблюдения всегда является второе наблюдение аналогичного характера.

Вторым важным моментом трактовки, по всей вероятности, связанных друг с другом событий, является установление их природы. Несомненно, что экспериментальные данные должны согласовываться с предполагаемой интерпретацией явления. Например, энергия, выделяющаяся в первичной „звезде" A (см. фото 122), достаточно велика и это позволяет сделать предположение о рождении в ней пары нуклон—антинуклон; „видимая" энергия вторичного расщепления в B также вполне достаточна, чтобы объяснить его аннигиляционным процессом. Очевидно, что случайная связь между „звездами" с данными конкретными характеристиками гораздо менее вероятна, чем связь между расщеплениями вообще.

Эти соображения можно иллюстрировать, исходя из тех же самых принципов, двумя другими важными наблюдениями. В первом случае предполагается наличие τ-распада K-мезонов (см. фото 81), во втором (см. Лепренс-Ринге и др. [10]) — ядерное взаимодействие отрицательного K-мезона в конце своего пробега.

Первые данные, свидетельствующие о τ-распаде, уже обсуждались нами ранее (см. стр. 189). Тем не менее следует подчеркнуть три важные особенности этого процесса: а) точное совпадение между конечным зерном следа предполагаемого K-мезона и точкой расщепления, которое он, казалось бы, вызвал; б) возможность оценки массы предполагаемого родительского K-мезона; в) предполагаемое последующее расщепление имело необычные характеристики, которые, если его считать не связанным с захваченной частицей, было бы трудно объяснить. Эти и другие заключения, подчеркивающие внутреннюю непротиворечивость объяснения, являются важным свидетельством его правильности.

В случае события, наблюдавшегося Лепренс-Ринге и др. [10] и приписанного ядерному взаимодействию K^--мезона в конце его пробега, сами авторы не были вполне уверены в том, что предполагаемая первичная частица достигла конца своего пробега точно в месте происшедшего расщепления. Они считали, что один из следов, который, как казалось на первый взгляд, принадлежит испущенной при расщеплении вторичной частице с коротким пробегом, мог принадлежать последним нескольким микронам следа предполагаемой первичной частицы. В этом случае интерпретация зависела, во-первых, от связи „первичного" следа с расщеплением и, во-вторых, от характера распада, энергия которого могла быть объяснена превращением в кинетическую энергию, соответствующую массе покоя $\sim 1000\, m_e$. К сожалению, этот снимок был получен еще в то время, когда пользовались эмульсиями толщиной порядка 50—100 μ и след первичной частицы оказался слишком коротким, чтобы по нему можно было надежно определить ее массу.

Нам кажется, что в том случае, когда данные о новом явлении получены из наблюдения в эмульсии одного события, необходимо опубликовывать точное его описание, предварительные выводы, сделанные на основании полученных данных, а также альтернативную интерпретацию и критическую оценку значимости результата. Все это привлечет к данному явлению внимание других исследователей, которые могут сообщить о подтверждающих его данных, если им удастся их найти. В противном случае может накопиться большое количество данных, которые в отдельности не являются убедительными, но будучи собраны вместе, позволят прийти к определенным выводам.

Очень редко случается, чтобы результаты одного наблюдения с камерой Вильсона или с эмульсиями могли дать вполне убедительные доказательства существования нового, принципиально важного явления; обычно только последующие наблюдения подтверждают или опровергают предложенную вначале интерпретацию. Каков бы ни был конечный результат, он не изменит значения первого наблюдения, не уменьшит ценности проявленного при его истолковании воображения и осторожности, а также той стимулирующей роли, которую оно сыграло в развитии исследований. Тем не менее может оказаться полезной оценка трех рассмотренных выше событий в свете более поздних данных.

Постепенно накопленные сведения о свойствах антипротона позволили пересмотреть ранние данные, полученные в опытах с космическими лучами. Вначале казалось, что при этом подтверждается правильность интерпретации наблюдавшихся событий, однако позднее выяснились некоторые трудности. Анализ многих „звезд", обусловленных аннигиляцией искуственно полученных антипротонов, показал, что иногда они очень похожи на звезду B, показанную на фото 122. Во время ранних наблюдений аннигиляции подробная картина этого процесса не была еще известна, поэтому на интерпретацию явления не могло повлиять предубеждение, основанное на точном знании вида ожидаемой „звезды", хотя общее количество выделявшейся при распаде энергии должно было составлять ~ 2 *Бэв*.

Наиболее серьезное несоответствие, выяснившееся в более поздних экспериментах, вытекает из полученной для них оценки предполагаемой частоты наблюдения антипротонов при облучении космическими лучами (см. Амальди [11]). Так, выход антипротонов при расщеплениях, вызванных бомбардировкой быстрыми протонами в ускорителе, оказался равным лишь 10^{-5} числа π-мезонов; относительный выход антипротонов в эмульсии, облученной космическими лучами, не должен существенно отличаться от этой величины. Пересматривая старые данные в свете этих соображений, Амальди [11] пришел к заключению, что в эмульсиях, облученных космическими лучами, еще можно было допустить одно событие, обусловленное антипротоном, однако совершенно невероятно, чтобы были найдены два таких события.

Второе расхождение возникает в результате следующих соображений. В обоих упомянутых выше случаях, наблюдавшихся при облучении

космическими лучами, частица, которая считалась антипротоном, вылетала с кинетической энергией, равной всего ~ 4 *Мэв*. При столкновении двух нуклонов, приводящем к образованию $(p, \bar{p})$-пары, скорость сближения в системе центра инерции, обеспечивающая необходимую энергию, должна быть равной $0{,}87\,c$ в случае, если нуклон мишени покоился. Кроме того, если антипротон вылетает с энергией, равной нескольким миллионам электронвольт в покоящейся системе координат, то энергия падающего протона должна быть значительно выше порогового значения и вторичный антипротон должен вылетать в системе центра инерции почти точно назад со скоростью, близкой к скорости движения самой системы. Априорная вероятность такого события кажется исключительно малой. В принципе энергия антипротона (в покоящейся системе координат) могла бы уменьшиться за счет столкновений с нуклонами, находящимися в том ядре, где он образовался; однако известно, что такие столкновения почти всегда ведут к аннигиляции. Таким образом, не только вероятность образования антипротона в пластинках, облученных космическими лучами, но и очень малая доля образовавшихся антипротонов (меньше 1%) имела бы энергию порядка нескольких миллионов электронвольт.

Имеется также и третье соображение, относящееся к оценке первых данных. При случайном наложении следов для не связанных между собой расщеплений можно с равным основанием ожидать, что конец следа предполагаемого антипротона совпадает как с концом пробега одной из вторичных частиц, так и с центром второго расщепления; однако центр расщепления только один, а коротких следов вторичных частиц часто бывает несколько. Таким образом, видимое отклонение следа антипротона на угол 91° не увеличивает убедительности данных, а скорее, наоборот, уменьшает ее.

Аналогичный подход к событию, наблюдавшемуся Лепренс-Ринге и др., приводит к заключению, что данный случай не представляет собой взаимодействия K^--мезона с ядром. Это следует из того, что среди сотен расщеплений, наблюдавшихся в опытах с пучками K^--частиц от ускорителей, не было обнаружено ни одного с характеристиками, похожими на те, которыми обладала предполагаемая вторичная „звезда". Этот вывод отнюдь не уменьшает важности самого факта наблюдения события, поскольку он стимулировал интерес к возможному существованию K-мезонов и способствовал развертыванию исследований в лабораториях всего мира.

Отличительная черта тех методов в ядерной физике, которые основаны на регистрации отдельных следов, состоит в том, что один случай часто играет решающую роль, приводя в конечном счете к открытию явлений, имеющих принципиальное значение. В дополнение к уже упоминавшимся примерам можно перечислить наряду с другими также следующие:

1) обнаружение Рочестером и Батлером [12] в 1947 г. V-образных следов в камере Вильсона; 2) обнаружение Данышем и Пневским (см. стр. 239) гиперфрагментов; 3) первые два наблюдения распадов K^+-частиц (О'Келли, 1950 г. [13]); 4) открытие Фаулером и др. [14] в 1953 г. совместного образования K-мезонов и гиперонов.

Как уже отмечалось выше, наблюдения одного события, как правило, недостаточно, чтобы установить окончательно существование данного процесса; для этого обычно бывает необходимо два или более наблюдений. Однако, как показывает пересмотр первых случаев обнаружения в эмульсиях таких процессов, в большинстве случаев первоначальное истолкование впоследствии подтверждается, и очень редко результаты наблюдения, которые, повидимому, соответствовали новому важному физическому процессу, оказывались обусловленными случайным наложением несвязанных событий. Этот вывод согласуется с исключительно малой вероятностью такого точного совпадения событий, чтобы они могли имитировать реальный процесс при условиях обычно применяющейся экспозиции; он является также лучшей характеристикой могущества и строгости критического научного метода.

Глава 13

РАСЩЕПЛЕНИЯ, ВЫЗВАННЫЕ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 100 МЭВ ДО 30 БЭВ

§ 1. Введение

Имеется несколько причин для детального исследования расщеплений сложных ядер, вызванных столкновениями с быстрыми протонами или другими частицами. Кроме самостоятельного интереса и важности понимания происходящих процессов, эти расщепления связаны с интерпретацией многих важных явлений, изучаемых с помощью ядерных эмульсий; примером могут служить „звезды", получающиеся при аннигиляции антинуклонов или при столкновении мезонов и гиперонов с ядрами. На ранних стадиях исследования были ограничены опытами с космическими лучами, поскольку только в них тогда можно было встретить частицы с достаточной энергией. В тот начальный период большой интерес вызывала важная проблема множественности образования мезонов при столкновении двух нуклонов; исследование характеристик „звезд" дало возможность получить предварительные результаты по этой проблеме — результаты, которые были затем окончательно подтверждены непосредственными наблюдениями с помощью камер Вильсона и пузырьковых камер.

Прежде чем перейти к описанию экспериментальных методов, целесообразно рассмотреть основные процессы, которые, как полагают, происходят при расщеплениях, вызванных быстрыми протонами. Эти сведения послужат нам основой для анализа существенных особенностей экспериментальных результатов.

Ядро брома или серебра можно рассматривать как некоторое образование, содержащее около сотни нуклонов и имеющее форму сферы с диаметром, равным 4—5 диаметрам нуклона. Наблюдающиеся характеристики расщеплений, вызванных протонами с некоторой энергией, будут зависеть от „прицельного параметра", определяющего линию движения падающей частицы по отношению к центру ядра и тем самым число нуклонов, с которыми может взаимодействовать падающий протон и образованные им вторичные частицы. Расщепления можно грубо разделить на два класса: центральные, при которых протон проникает внутрь ядра, и периферические столкновения. В первом случае толщина ядерного вещества составляет для тяжелых ядер эмульсии от 4 до 5 диаметров нуклона, а в случае периферических столкновений — от 1 до 3; расщепления обоих этих классов происходят приблизительно одинаково часто. При взаимодействии с более легкими ядрами (C, N, O) толщина ядерной материи для центральных столкновений будет около 3 диаметров нуклона. Флуктуации в числе вторичных частиц, образованных при столкновении с данным прицельным параметром, еще более усиливают разброс экспериментальных данных.

Быстрый протон с энергией в несколько миллиардов электронвольт, сталкиваясь с ядром, обычно взаимодействует с одним из нуклонов и при этом образуется несколько заряженных и нейтральных π-мезонов. Важно отметить, что, как следует из законов сохранения энергии и импульса, после неупругого столкновения двух нуклонов обе частицы обладают значительной кинетической энергией.

Мезоны, рождающиеся при первом столкновении двух нуклонов, обычно имеют релятивистские скорости и иногда вылетают из ядра, передавая лишь очень малую долю своей энергии нуклонам, находящимся вблизи их линии движения. Сталкиваясь с нуклонами, они могут вызвать образование других мезонов, но только небольшая часть их энергии затрачивается на образование нуклонов отдачи. С другой стороны, протоны отдачи, образующиеся при первом

столкновении, часто могут иметь более низкие скорости; они многократно взаимодействуют с другими нуклонами ядра и частицы отдачи от этих столкновений в свою очередь взаимодействуют с нуклонами ядра. При достаточной толщине ядерной материи такие процессы приведут к нуклонному каскаду, причем первоначальная энергия нуклона отдачи быстро распределится между несколькими нуклонами. Существенным моментом здесь является то, что вероятность столкновения протона с энергией E на данном участке пути в ядерной материи изменяется приблизительно как E^{-1}. Точно так же, как удельная ионизация заряженных частиц быстро возрастает по мере приближения частицы к концу своего пробега, вероятность потери энергии при столкновениях быстрых нуклонов ($E < 200$ *Мэв*) с другими нуклонами возрастает по мере уменьшения их скорости. Эти два процесса очень сходны и связаны с увеличением времени взаимодействия при уменьшении скорости и соответственно с более благоприятными условиями для передачи импульса.

В ядрах толщиной 4 или 5 нуклонных диаметра каскадные процессы не успевают полностью развиться, особенно при периферических столкновениях, и из них вылетает всего несколько нуклонов.

Оставшееся ядро в результате произошедшего внутри него нуклонного каскада оказывается в сильно возбужденном состоянии, что приводит к „испарению" отдельных нуклонов и более тяжелых частиц; последние проявляют себя как медленные вторичные частицы с высокой удельной ионизацией и их следы являются отличительной особенностью образующейся „звезды".

Изложенная выше картина основных физических процессов при расщеплениях была получена из анализов первых опытов с космическими лучами, большинство которых проводилось с пластинками, облучавшимися на высотах гор. Рассматривая основные особенности полученных данных и использованные методы анализа, следует отметить, что результаты и выводы очень незначительно зависят от высоты, на которой проводилось облучение. Таким образом, многие результаты правильны в общем виде, независимо от конкретной формы энергетического спектра нуклонов на разных высотах.

§ 2. Классификация „звезд"; обозначения

Изучая расщепления, возникающие в электронно-чувствительных эмульсиях, облученных на горах, Браун и др. [1] разделили следы заряженных частиц на три класса на основании результатов измерений, приведенных на фиг. 168 и 169. Обоснования такой классификации более подробно излагаются на стр. 266.

а) Следы сильно ионизующих частиц. Сюда относятся следы с плотностью зерен больше 1,4 g_p; число этих следов в данном расщеплении обозначается символами N_h. Как будет показано ниже, большинство таких следов вызвано протонами, дейтронами, ядрами трития и α-частицами. Их удобно подразделять на „черные" и „серые" следы, число которых обозначается как N_b и N соответственно. „Черные" следы образуются частицами (большинство из которых получается при испарении остаточного ядра) с удельной ионизацией, более чем в 10 раз превышающей минимальную величину ионизации для однократно заряженной частицы. Соответствующий этому пробег протона меньше 3 *мм*, а его энергия меньше 25 *Мэв*[1]. „Серыми" называются следы с удельной ионизацией, в 1,4—10 раз превышающей минимальную; обычно они образованы нуклонами отдачи, главным образом протонами, в меньшем числе дейтронами и частицами с массовым числом 3.

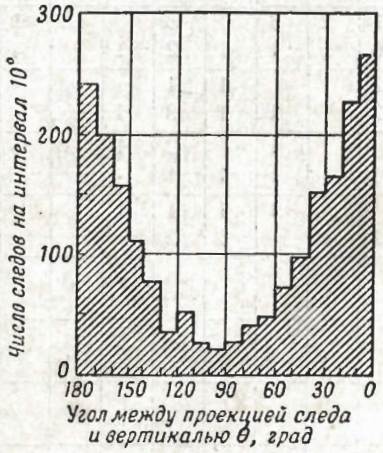
б) Следы ливневых частиц. К этой группе относятся следы с плотностью зерен меньше 1,4 g_p. Число вторичных ливневых частиц обозначается символом n_s. Большинство ливневых частиц составляют π-мезоны, в небольших количествах среди них встречаются K-мезоны, быстрые протоны, антипротоны и гипероны.

в) Следы первичных частиц. В том случае, когда можно различить след однократно заряженной релятивистской частицы, вызывающей расщепление, он обозначается символом p, если на основании каких-то других данных не установлено с достаточной определенностью, что этот след вызван дейтроном, π-мезоном или другой частицей. Нейтральная первичная частица обозначается символом n. При таких обозначениях полная классификация события записывается в форме $N_h + n_s(p)$. Например, на фото 128 и 131 показана „звезда" типа $8 + 5p$, причем пять следов сильно ионизующих частиц относятся к „черным" и три — к „серым". „Звезда" на фото 77 классифицируется как расщепление типа $15 + 0n$.

г) Идентификация следов первичных частиц. На фиг. 168 приведено угловое распре-

[1] Для условного разделения „черных" и „серых" следов применяется иногда и другой критерий, а именно — 7-кратная величина ионизующей способности, которой соответствует пробег протона около 5 *мм* эмульсии и энергия около 45 *Мэв*. — *Прим. ред.*

ление всех следов с плотностью зерен меньше $1{,}4g_p$ для группы „звезд", наблюдавшихся в электронно-чувствительных эмульсиях, облученных на горе Юнгфрау-Йох (на высоте 3300 *м*). В этом опыте все пластинки были установлены в вертикальной плоскости и угол θ для каждого следа определялся как начальный угол между



Фиг. 168. Распределение частиц по углам θ между вертикалью и проекцией следа слабо ионизующей частицы ($g^* < 1{,}4$) на плоскость эмульсии.

При экспозиции все эмульсии располагались в вертикальной плоскости. Угол $\theta = 0°$ соответствует направлению по вертикали вниз от первичной „звезды". Результаты получены из анализа следов частиц (включая падающие частицы и образованные ими вторичные), вылетающих из произвольно выбранных „звезд" всех типов (Юнгфрау-Йох, 3300 *м*) [1].

вертикалью и проекцией следа на плоскость эмульсии. Распределение было бы равномерным, если бы все частицы вылетали изотропно. Однако из приведенного распределения отчетливо видно разделение следов на две группы. Большинство частиц, летящих в верхнюю полусферу ($\theta < 90°$), логично отнести к числу „первичных" частиц, которые вызывают само расщепление.

Во многих случаях (см., например, фото 129) идентификация первичной частицы в данной „звезде" производится по направлениям следов других ливневых частиц, заведомо вылетающих при расщеплении, поскольку за счет большого импульса системы центра инерции сталкивающихся частиц эти направления лежат в узком конусе относительно направления первичной частицы. Однако в небольшом количестве таких случаев в верхней полусфере наблюдается до трех ливневых частиц, следы которых не сильно отклоняются от вертикали. Для идентификации первичной частицы в таких трудных случаях можно воспользоваться измерением значений $\bar{\alpha}$ для этих следов и таким образом установить, обладает ли какая-либо из этих частиц энергией, достаточно высокой для того, чтобы вызвать наблюдаемое расщепление.

§ 3. Природа первичных частиц

а) Заряженные и нейтральные первичные частицы. Из числа всех „звезд", обнаруженных при общем просмотре эмульсий, облученных в горах и содержавших ливневые частицы, примерно половина была вызвана электрически нейтральными первичными частицами, следы которых невозможно было выделить. Почти к такому же выводу пришли Грейзен и Уокер [2] в результате экспериментов со счетчиками. Они нашли, что на высотах гор отношение числа заряженных и нейтральных первичных частиц, вызывающих ливни со средней энергией ~ 80 *Бэв*, равно 0,75. В большинстве случаев нейтральных первичных частиц расщепления вызываются быстрыми нейтронами, поскольку неизвестны какие-либо другие нейтральные частицы, которые встречались бы в количествах, необходимых для объяснения наблюдаемых эффектов.

В табл. 26 приведены результаты Брауна и др. [1], относящиеся к распределению по числу сильно ионизующих N_h и ливневых n_s частиц, образованных нейтральными и заряженными первичными частицами; эти результаты получены из опытов с электронно-чувствительными эмульсиями на горе Юнгфрау-Йох. Для „звезд" с высокой эффективностью обнаружения, т. е. таких, для которых $N_h \geqslant 3$, число случаев, когда первичной, по-видимому, является заряженная релятивистская частица, составляет всего 18%. Однако если ограничиться рассмотрением случаев с $n_s \geqslant 4$, то доля заряженных первичных частиц возрастает до 60%. Анализ данных табл. 26 показывает, что только в расщеплениях с $n_s = 0$ существенно преобладают нейтральные первичные частицы. Эти особенности легко понять, исходя из следующей схемы.

Первичное космическое излучение, входящее в верхние слои атмосферы, состоит исключительно из заряженных ядер — протонов и более тяжелых частиц. Как только эти частицы входят в атмосферу, они начинают взаимодействовать с ядрами воздуха. При этом возникает направленный вниз поток нейтронов, которые летят вместе с протонами и обусловлены следующими процессами: 1) распадом тяжелых ядер на осколки (см. гл. 16); 2) образованием нуклонов отдачи при взаимодействии с первичным ядром и иногда 3) реакциями перезарядки первичных протонов. К тому времени, когда частицы достигают высот гор,

Таблица 26

Классификация ~ 4900 „звезд"*, полученных в эмульсии Кодак NT4, облученной на Юнгфрау-Йох [1], на высоте 3560 *м*

N_h / n_s	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21—26	>27	Итого
0 *n*	1030	1063	741	357	186	103	65	50	37	24	23	17	12	4	4	3	2	4	4		3729
p	41	61	92	91	71	54	46	16	9	13	6	5	6	5	4	1	1	0	2		525
1 *n*	24	33	37	33	19	17	18	14	8	8	4	11	2	3	1	3		2	1		238
p	32	24	34	26	19	10	11	13	4	8	5	6	5	1	1	2	1		4	2	208
2 *n*	5	8	8	6	5	4	5	5	3	2		2	1		1	1					54
p	2	7	6	6	7	6	5	3	4	5	5	2		1	1	3	1				69
3 *n*	1	2	2	1	1		3	2						1		2	1				16
p	1	2	4		4					4	1	1	1	1	1	1					21
4 *n*				2	1			1		2				1	1	1	1			1	11
p	1		1	1	1	1		1		1	1	2			1	2					13
5 *n*					1			1	1												3
p				1	2		1			2	1										7
6 *n*		1																			2
p	1		1			1							1		1			1			6
7 *n*																					0
p		1																			1
8 *n*		1												1							2
p				1																	1
9 *n*								1											1		2
p							1	1									/				2
10 *n*							1														1
p				1			2				1										4
11 *n*																					0
p								1							1						2
12 *n*							2												1		3
p																					0
13 *n*													1								1
p																		↓	↓		
																		17*p*	21*n*		2

* Чтобы перевести приведенные цифры в число „звезд" на 1 $см^2$ в день, нужно их умножить на $\sim 2{,}2 \cdot 10^{-3}$. Получающиеся при этом числа дают оценку интенсивности „звезд" разных типов в условиях, когда над пластинками нет поглощающих материалов.

происходит достаточно большое число этих процессов и количества протонов и нейтронов с энергией $E \geqslant 1$ *Бэв* становятся приблизительно одинаковыми. Однако при меньших энергиях, например ниже 400 *Мэв*, когда остаточный пробег протона становится примерно равным длине пробега для взаимодействия в воздухе, преобладают нейтроны. Это следует из того, что нейтроны выбывают только вследствие взаимодействий с ядрами, тогда как протоны быстро теряют энергию на ионизацию.

Подтверждение правильности изложенных представлений было получено при измерениях с воздушными шарами: оказалось, что число нейтральных первичных частиц сильно уменьшается с высотой. В табл. 27 приведены результаты, полученные при облучении пластинок на промежуточной высоте около 20 *км*. Видно, что для $n_s > 4$ доля „звезд", вызванных нейтральными первичными частицами, составляет только $\sim 25\%$ (150 из 592), а для $n_s > 10$ она равна $\sim 16\%$.

Следует отметить, что на высотах, достигаемых воздушными шарами, зарегистрированы случаи расщеплений, вызванных более тяжелыми ядрами, что несколько затрудняет выделение первичной частицы. При больших значениях n_s обычно с высокой эффективностью можно узнать первичную α-частицу по „струе" вторичных частиц, вылетающих в направлении, близком к первоначальному направлению движения α-частицы. Однако для „звезд"

Таблица 27

Анализ 15 300 „звезд", полученных в пластинках, облученных на воздушных шарах на высоте ~ 20 *км* [3]

N_h / n_s	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	≥30	Итого
0 *n*	2499	2132	1499	938	576	367	238	169	124	100	89	67	47	37	29	14	18	11	7	3	4	1	1	3	2	1		1	8977
p	225	310	356	305	204	137	116	92	75	45	49	53	32	32	22	12	10	11	9	8	3	2	4	1	2	1	1		2117
1 *n*	133	194	195	199	128	97	88	63	51	53	28	34	23	13	25	15	18	3	8	1	2	1	1	2	1	1		1	1378
p	91	146	151	135	96	79	52	50	44	36	28	25	24	15	15	18	11	6	10	5	1	8	6	3	2	3		3	1063
2 *n*	33	36	44	51	37	26	26	23	20	17	16	27	17	15	15	9	3	4	2	7		1	2		1		2	3	437
p	24	42	28	49	32	24	29	29	22	15	20	23	20	10	13	7	7	7	3	8	1	2	3	2	1		1	2	424
3 *n*	9	5	8	7	6	10	5	4	4	5	2	2	5	2		1	2		1		2		1		2				83
p	13	15	25	17	14	14	12	12	18	10	11	16	12	7	1	7	4	5	2	1	6	2	2	1	1			1	229
4 *n*	3	6	7	6	7	2	6	2	2	2	1	4		2		3	1		2	1	1	1			1	1			61
p	3	11	15	11	11	9	9	10	5	4	6	2	5	6	8	1	4	5	4	2	5	4	2	1	3		1	1	148
5 *n*	3	2	1	4	3	1	1	5	1	4	2		1			4	1	1	1					2					37
p	8	5	8	9	7	5	6	6	5	5	2	4	4	4	3	2	1	2	2	1	1	3	1	1	1	1			97
6 *n*		2		3	4	1	3	1	1		5	1				1			1	2		2		1					28
p	5	5	3	7	5	2	5	2	2	5	2	6	2	1	3	4	1	1	1	3	1	1		1					68
7 *n*				1								1	1		2		1												6
p	1	2	1	2	2	1	3	4		5		2	6		1	1			1	2				2			1	2	39
8 *n*				1		2											1												4
p			2	1	4		1	3	3	3		1	1	2	1	2	1		1	2	3	2			1				34
9 *n*	1	1	1			1								1											1				6
p		1	1	2		1	1			1				2				1						3				1	14
10 *n*							1					1		1			1												4
p		2	1		2						1	1		1					1	1	2		1						13
11 *n*																													0
p					1			3					1			1													6
12 *n*																													0
p					1								1							1									3
13 *n*																													0
p				1		1	1					2		1		1				1		1							9
14 *n*										1																			1
p																													0
≥15 *n*																1			2										3
p			1	1		1								2		1	1		1	1	1	1							11

с малым значением n_s, если к тому же все сведения получены из одной пластинки, след первичной α-частицы может часто быть приписан сравнительно медленной вторичной частице, вылетевшей при расщеплении и оставившей след с $g = 4\,g_p$. Подобные ошибки в идентификации увеличивают оценку доли расщеплений, вызванных нейтронами, но они слишком редки, чтобы ими можно было объяснить значительное преобладание „звезд" типа 0*n* по сравнению со „звездами" типа 0*p*.

б) Протоны в составе первичных частиц. Как и при взаимодействии быстрых π-мезонов с ядрами, протон, вызвавший вторичное расщепление, можно идентифицировать в случае его вылета как продукта первичного расщепления, также зарегистрированного в эмульсии, если его энергия меньше ~ 1 *Бэв*, а его след, как бы соединяющий две „звезды", достаточно длинен, чтобы можно было с достаточным статистическим весом измерить $\bar{\alpha}$ и g. Характеристики таких двух „звезд" обычно позволяют установить распад с более высокой энергией и тем самым определить направление движения протона, след которого соединяет эти „звезды". При благоприятных условиях протоны с энергией 3—4 *Бэв* могут быть идентифицированы также благодаря наличию „провала" на кривой зависимости g от $\bar{\alpha}$ при $\beta \sim 0{,}95$ (см. стр. 82); однако в этом случае идентификация менее надежна (см. Камерини и др. [4]).

В большинстве расщеплений, показанных на фото 123—129 и приписываемых протонам с энергией меньше 5 *Бэв*, первичные частицы были идентифицированы описанными выше методами. Для расщеплений с энергией больше 5 *Бэв* нельзя с полной определенностью установить природу частицы и сказать, протон это или мезон, так как среди частиц, проходящих через эмульсию, присутствуют и мезоны. Большинство этих мезонов образуется при ядерном взаимодействии в веществе, непосредственно окружающем эмульсию; π-мезоны, образовавшиеся при столкновениях в атмосфере, редко входят в пластинку, так как обычно они распадаются, пролетев относительно короткое расстояние. Образующиеся в результате их распада μ-мезоны очень слабо взаимодействуют с ядрами и, следовательно, вероятность того, что они вызовут расщепление, мала.

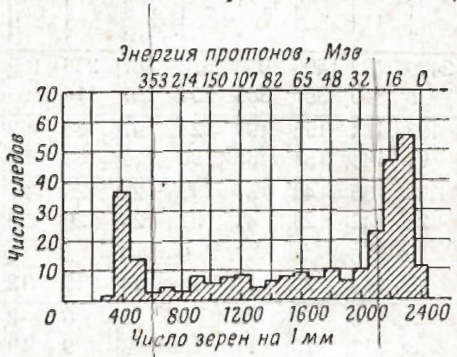
Число π-мезонов в направленном вниз потоке быстрых протонов можно уменьшить, помещая эмульсии на воздушные шары и облучая их на больших высотах, а также используя минимальное количество вещества для защиты эмульсий. Уменьшение количества вещества, окружающего эмульсию, приводит к соответствующему ослаблению потока π-мезонов и других мезонов. Любую частицу, родившуюся в эмульсии и затем столкнувшуюся с ядром, можно отличить от частиц, входящих снаружи; последние при отсутствии близлежащего вещества почти всегда являются протонами.

Примерное равенство числа заряженных и нейтральных первичных частиц, наблюдающееся в опытах с космическими лучами на высотах гор, когда рассматриваются процессы с энергией от 2 до 20 *Бэв*, убедительно показывает, что число π-мезонов среди первичных частиц, вызывающих события этого класса, мало. Если бы это было не так, то присутствие заметного числа положительных и отрицательных π-мезонов, с одной стороны, и полное отсутствие соответствующих нейтральных мезонов (ввиду их быстрого распада) — с другой, привело бы к избытку заряженных первичных частиц по сравнению с нейтральными. Однако при бо́льших энергиях и меньших высотах распад $\pi^{\pm}$-мезонов играет гораздо менее важную роль, поскольку они уже успевают провзаимодействовать с ядрами до распада.

§ 4. Вторичные частицы

а) Обоснование подразделения частиц на три группы. На фиг. 169 и 170 приведены данные, свидетельствующие о том, что разделение вторичных частиц на три группы соответствует различию в физических процессах их образования.

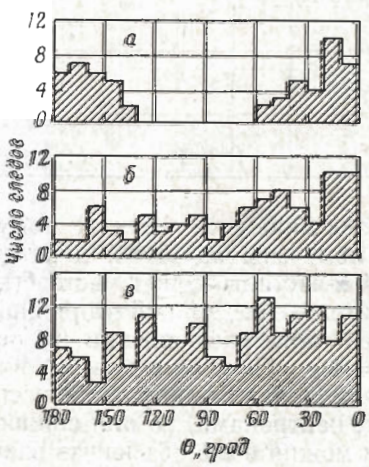
На фиг. 169 показано распределение по величине плотности зерен в 350 следах, полученное в результате систематического анализа произвольно выбранных „звезд" с $N_h \geqslant 7$. Измерения производились с теми же самыми пластинками, из которых были получены данные, приведенные в табл. 26. Рассматривались только следы с длиной проекции свыше 300 μ, толщина эмульсии была равна 200 μ. Видно, что частицы разделяются на три группы:



Фиг. 169. Распределение по плотности зерен для 350 следов из „звезд" с $N_h \geqslant 7$, зарегистрированных в опытах на Юнгфрау-Йох.

Длина каждого следа в эмульсии больше 300 μ. На распределении отчетливо видно наличие трех групп: следы ливневых и первичных частиц, „серые" следы, „черные" следы.

Цифры сверху указывают энергию протонов в *Мэв*, соответствующую данной плотности зерен. Так как толщина эмульсии была 200 μ, то ввиду ограничений, связанных с длиной следа, рассматривались только следы с углом погружения меньше $\sim 33°$ [1].



Фиг. 170. Угловое распределение следов разных типов.

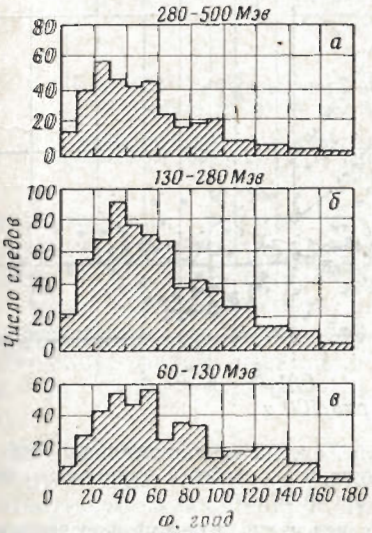
а — следы слабо ионизующих частиц; *б* — „серые" следы; *в* — „черные" следы. Эти результаты получены из измерений на тех же самых 350 следах с малым углом погружения, что и для фиг. 169.

θ — угол между проекцией следа на плоскость эмульсии и вертикалью. Угол $\theta = 0°$ соответствует направлению вертикально вниз (Юнгфрау-Йох) [1].

1) следы, имеющие $g < 600$ на 1 *мм* ($< 1{,}5\ g_p$); 2) „серые" следы, для которых $600 < g < 2100$ на 1 *мм*, и 3) „черные" следы с $g > 2100$ на 1 *мм*. Отчетливо заметно изменение в форме распределения при плотности зерен, отвечающей протонам с энергией от 25 до 30 *Мэв*.

На фиг. 170 приведены угловые распределения для частиц разных групп; здесь также можно провести отчетливое различие между следами ливневых частиц (включая сюда первичную и вторичные частицы), с одной стороны, и „серыми" или „черными" следами — с другой, хотя различие между двумя последними типами частиц выражено менее четко, чем на фиг. 169.

На фиг. 171 приведены угловые распределения „серых" следов относительно направления движения первичной частицы для трех интервалов значений плотности зерен; видно, что с изменением энергии частиц не происходит резкого изменения вида распределения. Результаты, представленные на фиг. 170 и 171,



Фиг. 171. Угловое распределение „серых" следов.

Показаны распределения по углам относительно направления первичной частицы для трех групп „серых" следов, отличающихся значениями плотности зерен. Эти значения выбраны так, что если частицы являются протонами, то их энергии находятся в интервалах, указанных на фигуре. Характерно, что в рассматриваемом интервале угловое распределение очень слабо зависит от энергии частиц [3].

очень похожи и все различие между ними состоит в том, что в случае фиг. 171 данные были получены с помощью пластинок, облученных в стратосфере, и измерялись истинные углы с направлением первичной частицы, а не проекции углов с вертикалью. Для вторичных частиц с меньшей энергией (от 25 до 60 *Мэв*) детальные измерения не проводились, однако имеющиеся сведения указывают на то, что для таких частиц угловое распределение относительно направления падающей частицы не сильно отличается от приведенного на фиг. 171,*в* распределения для интервала энергий 60—130 *Мэв*.

В отличие от „серых" многочисленные „черные" следы, оставленные частицами с энергией меньше 25 *Мэв*, распределены почти изотропно. Так, для распределения, приведенного на фиг. 170, отношение количества следов, лежащих в верхней и нижней полусферах, составляет $82 : 67 = 1{,}2 \pm 0{,}20$; близкие к единице значения были получены и в ранних исследованиях с малочувствительными эмульсиями (B2, C2) (см. Хардинг и др. [5]).

Исходя из общей картины физических процессов, определяющих основные характеристики „звезд", „черные" следы объясняются „испарением" частиц из сильно возбужденных ядер. Частицы большей энергии, образующие „серые" следы, являются в основном нуклонами отдачи; в частности, нельзя считать, что они обусловлены „хвостом" энергетического спектра испаряющихся частиц, поскольку таких частиц слишком много.

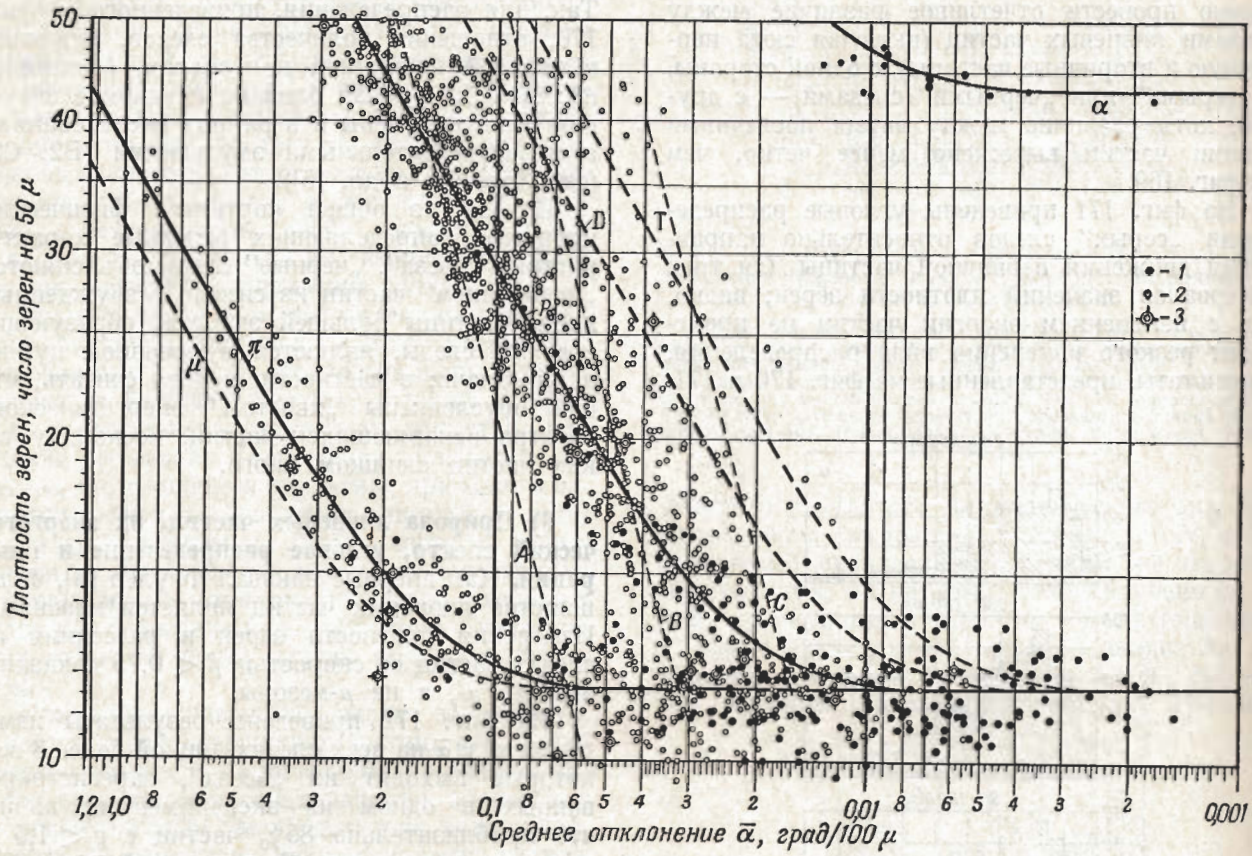
б) Природа ливневых частиц, их энергетический спектр, угловое распределение и генерация. Как впервые показал Фаулер [6], большинство ливневых частиц является мезонами. Измерения плотности зерен и рассеяния на следах частиц со скоростью $\beta < 0{,}75$ доказали, что это π-, а не μ-мезоны.

На фиг. 172 приведены результаты измерений g^* и $\bar{\alpha}$ на всех следах длиной более 3 *мм*, которые выходят из „звезд", зарегистрированных в одном из экспериментов; видно, что приблизительно 85% частиц с $g < 1{,}5\ g_p$ являются π-мезонами. Для значений $\bar{\alpha} > 0{,}025°$ на 100 μ протоны и π-мезоны легко отличить друг от друга, при этом кинетическая энергия π-мезонов меньше или примерно равна 1 *Бэв*. При бо́льших энергиях уже невозможно было различить оба типа частиц, однако экстраполяция их спектров, измеренных для меньших энергий, указывает, что около 70% всех следов с $\bar{\alpha} < 0{,}025°$ обусловлены π-мезонами. Дифференциальный энергетический спектр π-мезонов, усредненный по всем „звездам", приведен на фиг. 178. Кривая спектра имеет максимум при энергии около 70 *Мэв* и медленно спадает приблизительно до 700 *Мэв*; выше этого значения энергии спектр можно представить соотношением $N(E)dE \sim E^{-2,5}dE$, где E — кинетическая энергия. Среди заряженных вторичных частиц с кинетической энергией, превышающей 500 *Мэв*, которые вылетают из „звезд", образованных в эмульсиях космическими лучами, наиболее

часто встречаются π-мезоны. Средняя энергия этих мезонов равна приблизительно 1 *Бэв* и мало зависит от множественности n_s того расщепления, при котором они образуются (см. Камерини и др. [3]).

Как показали измерения, количество протонов среди ливневых частиц почти равно

меняется с изменением множественности n_s, однако оно зависит от величины N_h (фиг. 174). Для „звезд" с большим значением N_h доля ливневых частиц, вылетающих под малыми углами к направлению первичной частицы (например, меньше 10°), существенно меньше, чем для „звезд" с $N_h \leqslant 6$. Эта особенность



Фиг. 172. Результаты измерений плотности зерен и рассеяния на следах приблизительно 2000 частиц, связанных с ядерными расщеплениями, которые были зарегистрированы в опытах с эмульсиями, экспонированными на воздушных шарах (высота около 20 *км*).

Измерения проводились в 87 *см*³ эмульсии на всех следах длиной более 3 *мм* независимо от типа происходящего расщепления. Имелось небольшое различие в степени проявления пластинок, однако никакой нормировки плотности зерен не производилось (см. стр. 81).

1 — первичные частицы; *2* — вторичные частицы; *3* — частицы, соединяющие две „звезды". Линии соответствуют средним распределениям для μ- и π-мезонов, протонов, дейтронов, ядер трития и α-частиц. Все двукратно заряженные частицы вызывали расщепления в эмульсии и почти наверняка являлись α-частицами. Последний результат показывает, что в расщеплениях, вызванных протонами, вторичные *релятивистские* частицы если и встречаются, то очень редко [3].

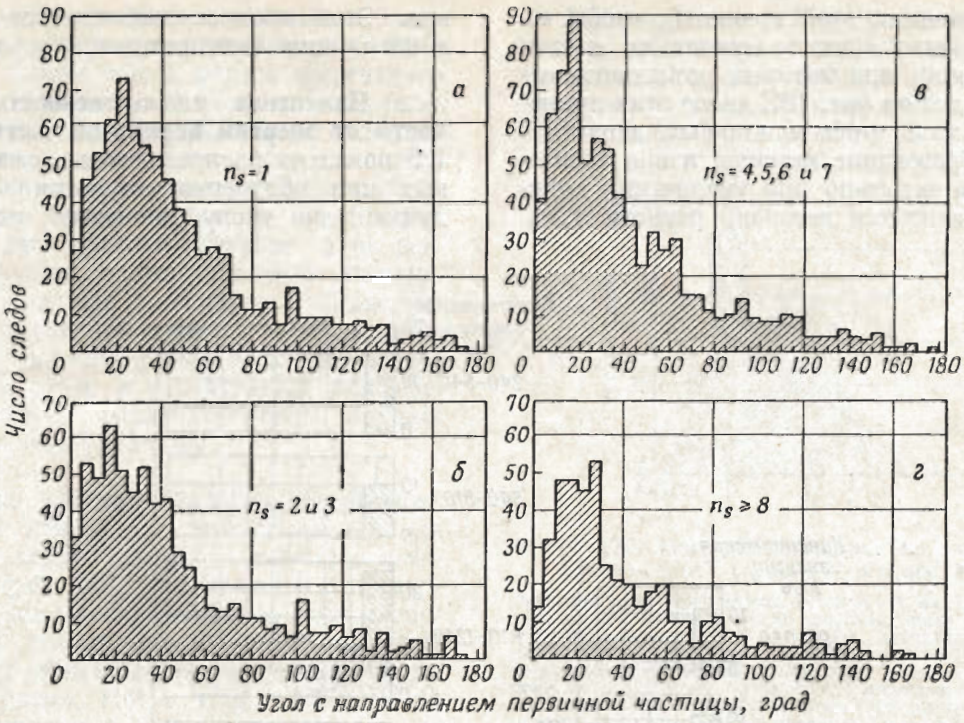
числу тех мезонов с относительно малой энергией, которые образуют „серые" следы. Таким образом, значение n_s для расщепления дает хорошую оценку числа заряженных π-мезонов, образованных при данном взаимодействии[1]).

На фиг. 173 и 174 приведены распределения ливневых частиц по направлениям. Можно заметить, что угловое распределение мало из-

указывает на то, что при вылете из ядра, в котором они образовались, мезоны рассеиваются, взаимодействуя с нуклонами. В результате направления их вылета оказываются лежащими в большем диапазоне углов, а нуклоны отдачи не вносят заметного вклада в образование „серых" и „черных" следов.

На ранних стадиях изучения образования мезонов при соударениях быстрых нуклонов с ядрами большой теоретический интерес представляла проблема: можно ли интерпретировать

[1]) Разумеется, этот вывод пригоден лишь для вполне определенных условий эксперимента. — *Прим. ред.*

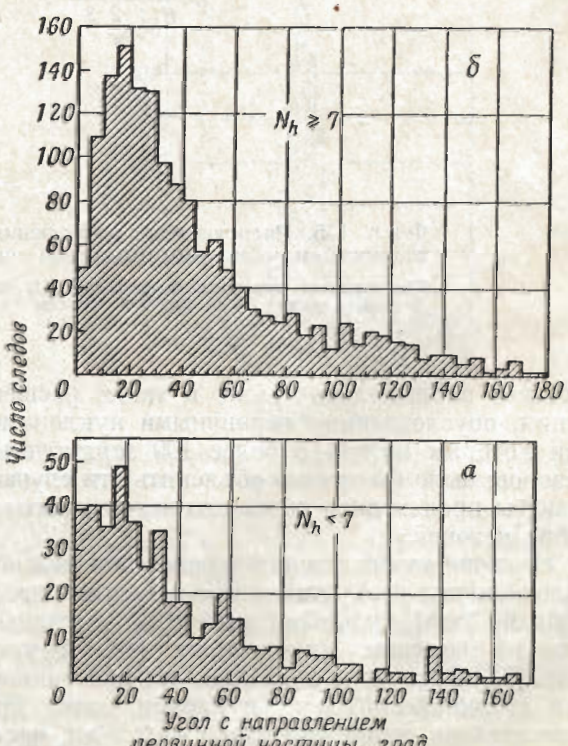


Фиг. 173. Распределение всех ливневых частиц, вылетающих из „звезд" с различными n_s по углам θ относительно направления первичной частицы.

Не наблюдается заметного изменения формы распределения при переходе от $n_s = 1$ к $n_s \geqslant 8$ (среднее значение порядка 11). Данные получены из эмульсий, облучавшихся на воздушных шарах (высота около 20 км) над Южной Англией.

наблюдаемые явления, считая, что каждый π-мезон образуется при отдельном столкновении нуклона с нуклоном (одиночное образование), а в ядре происходит несколько таких актов, или может иметь место также и множественное рождение, когда несколько мезонов образуется при одном столкновении нуклона с нуклоном.

Ввиду сложности процессов столкновений с участием тяжелых ядер не удалось сразу же получить ответа на этот вопрос, но по мере накопления статистических данных становилось все трудней интерпретировать их без предположения о множественном рождении мезонов. Рассмотрим, в частности, число нуклонов, вылетающих из „звезд", с энергиями, достаточно большими (например, больше 500 *Мэв*, хотя те же выводы справедливы и при

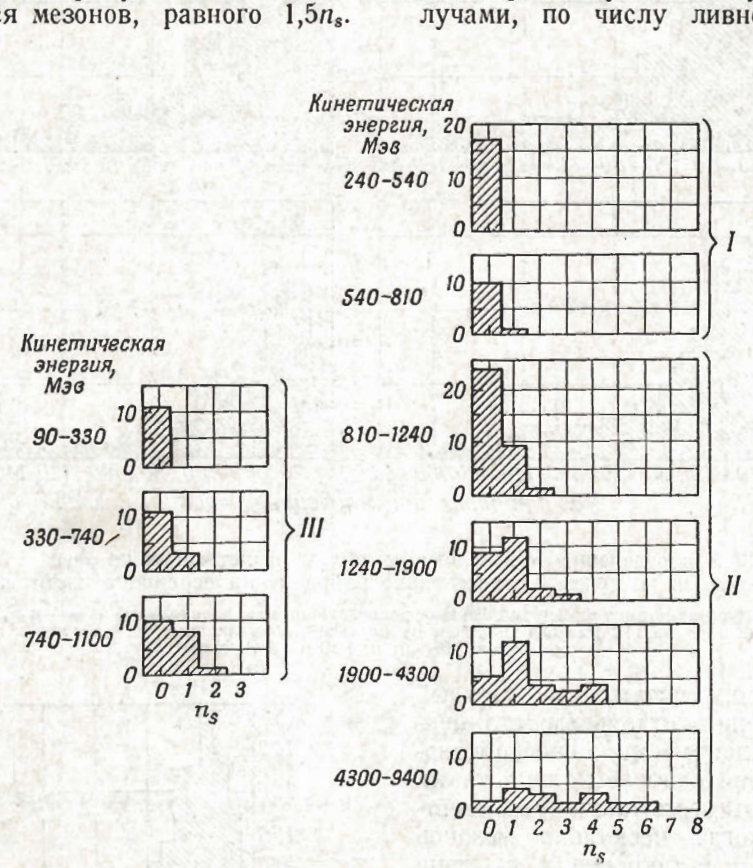


Фиг. 174. Угловое распределение ливневых частиц, вылетающих из „звезд" с различными значениями N_h.

Результаты для обоих интервалов N_h получены из тех же самых измерений, из которых взяты данные фиг. 173. Для углов меньше 5° наблюдается резкое различие в форме приведенных распределений. Видно, что ливневые частицы вылетают в широком диапазоне углов, причем ~15% испускаются в „заднюю" полусферу (относительно линии движения первичной частицы). Число направленных „назад" следов возрастает с увеличением N_h.

меньших значениях этой границы), чтобы их уже можно было считать нуклонами отдачи от столкновений, при которых рождаются мезоны. Как видно из фиг. 181, число этих нуклонов слишком мало, чтобы можно было допустить одиночное образование мезонов, и оно возрастает слишком медленно при увеличении количества получающихся мезонов, равного $1{,}5n_s$.

в) Изменение множественности в зависимости от энергии первичной частицы. На фиг. 175 показано распределение „звезд", полученных при облучении эмульсии космическими лучами, по числу ливневых частиц n_s для



Ф и г. 175. Распределение по значениям n_s для „звезд", образованных в эмульсии вторичными частицами известной энергии, которые вылетают при расщеплениях.

Гистограммы относятся к протонам *(I)*, неидентифицированным частицам *(II)*, мезонам *(III)*. В случае частиц более высокой энергии невозможно установить, являются ли они протонами или мезонами.

Позднее наблюдались также и такие расщепления, обусловленные первичными нуклонами, при которых вылетало более 100 *заряженных* мезонов; было бы трудно объяснить эти случаи, если бы происходило только одиночное образование мезонов.

Наличие множественного рождения мезонов было окончательно установлено в опытах с водородными диффузионными камерами, выполненных на больших ускорителях (см. Фаулер и др. [7]). Эти опыты показали, что при одиночном столкновении двух нуклонов, даже при относительно малой энергии (~ 2 *Бэв*), часто происходит множественное образование π-мезонов. Этот процесс наблюдается также при аннигиляции антипротонов (см. гл. 12).

различных значений энергии первичной частицы. Эти результаты можно сравнить с более поздними данными, полученными в опытах с моноэнергетическими пучками π^--мезонов и протонов. Результаты этих двух различных экспериментов удовлетворительно согласуются между собой.

Как показало изучение „струй" (см. гл. 15), среднее значение n_s лишь незначительно возрастает при увеличении энергии свыше 10 *Бэв*; однако флуктуации n_s для данной энергии E_p остаются очень большими; кроме того, имеется тенденция к уменьшению числа N_h.

Следует подчеркнуть, что „звезды", получающиеся в эмульсиях, облученных косми-

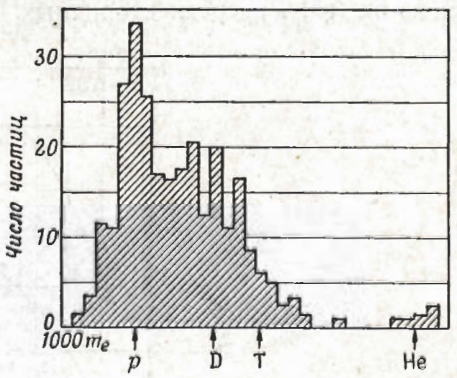
ческими лучами, образованы частицами, энергетический спектр которых имеет вид: $N(E)\,dE = kE^{-2,5}\,dE$. Ввиду такой формы энергетического спектра и больших флуктуаций значения n_s для данной энергии падающей частицы более логично предположить, что наблюдаемые расщепления с большим n_s обусловлены флуктуациями, при которых n_s значительно превосходит свое среднее значение, а не действием первичных частиц высокой энергии. По-видимому, это же соображение объясняет и тот факт, что средняя энергия, приходящаяся на ливневую частицу, очень мало изменяется в зависимости от n_s и что угловые распределения для „звезд" различных типов похожи друг на друга (см. фиг. 173).

г) Природа частиц, образующих „серые" следы. Выше отмечалось, что только малая доля ($\sim 5\%$) „серых" следов обусловлена π-мезонами. На фиг. 178 представлено энергетическое распределение π-мезонов во всем интервале энергий вплоть до 2 *Бэв*. Остальные „серые" следы принадлежат протонам, дейтронам, ядрам трития, He^3 и т. д., большинство которых образуется в результате нуклонного каскада, происходящего в ядре после попадания в него быстрой частицы. Нуклоны отдачи вылетают иногда по одному, а иногда захватывают с собой еще один или реже два нуклона.

Появлению более тяжелых ядер среди частиц, образующих „серые" следы, способствует фермиевское движение нуклонов внутри ядра. Вследствие этого какой-либо нуклон может оказаться движущимся лишь с очень небольшой скоростью относительно другой частицы, приближающейся к границе ядра и обладающей энергией, достаточной для вылета из ядра. В этом случае два нуклона могут вылететь как связанная пара. Реже могут вылетать по три нуклона в виде ядер H^3 или He^3.

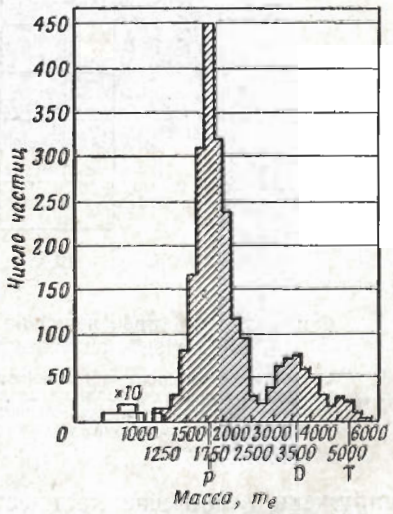
Среди вторичных частиц большой энергии, образующих „серые" следы, протоны и более тяжелые изотопы водорода были идентифицированы на основании измерений массы методом (g^*, $\bar{\alpha}$) (см. работу Фаулера [6], а также опыты с улучшенным разрешением, выполненные Фаулером и Перкинсом [8]). Полученные таким образом данные, свидетельствующие о присутствии значительного количества дейтронов и ядер трития, приведены на фиг. 176. Однако следует отметить, что метод отбора следов в этих экспериментах мог привести к некоторому преувеличению доли более тяжелых ядер. Аналогичные результаты с несколько лучшим разрешением были получены для вторичных частиц с энергией от 30 до 150 *Мэв* при помощи метода (g^*, R) (фиг. 177).

Дейтроны составляют значительную долю частиц, образующих „серые" следы; она равна примерно 30% для частиц с энергией порядка 50 *Мэв* и уменьшается приблизительно до



Фиг. 176. Масс-спектрограмма частиц, образующих „темно-серые" следы с $R > 3$ *мм*, $g > 5g_p$ [3].

Значения масс определялись методом (g^*, $\bar{\alpha}$). При принятом методе отбора следов в число анализируемых частиц попадали протоны с энергией от 25 до 80 *Мэв*, дейтроны с энергией от 33 до 160 *Мэв* и ядра трития с энергией от 40 до 240 *Мэв*. Энергетические спектры частиц таковы, что в результате отбора возрастает роль однократно заряженных тяжелых частиц и поэтому их количество (относительно соответствующего числа протонов) оказывается несколько завышенным. Доля ядер гелия, наоборот, занижена, причем отбирались только те ядра, энергия которых лежала в интервале от $\sim$100 до $\sim$2000 *Мэв*.



Фиг. 177. Распределение по массам для однократно заряженных частиц с длиной пробега больше 4 *мм*.

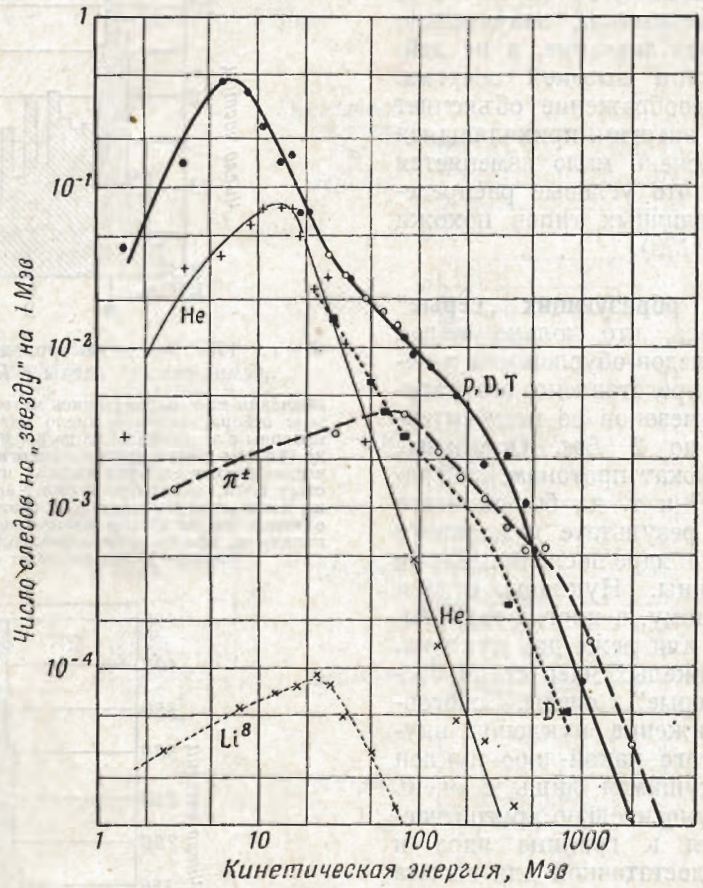
Масса измерялась методом (g^*, R). Данные получены в опытах с облучением эмульсии на высоте $\sim$25 *км* над Англией; следы выбирались произвольно из „звезд" со всеми значениями N_h, но с $n_s > 2$. Кроме приведенных здесь данных, имелась 61 частица с $Z = 2$ [9].

В этом эксперименте использовался принцип отбора, аналогичный применявшемуся для данных фиг. 176, но завышение доли ядер H^3 и H^2 было несколько меньшим. Следует отметить, что относительное содержание ядер H^2 и H^3, а также He^3 и He^4, образующихся при расщеплениях под действием космических лучей, имеет первостепенную важность для объяснения состава остаточного газа в метеоритах; эта величина к настоящему времени еще не определена с достаточной точностью. Большая часть остаточного газа обусловлена расщеплениями, вызванными космическими лучами во время длительных путешествий метеоритов в межзвездном пространстве.

15% при 800 *Мэв*. Доля ядер трития точно неизвестна, однако их гораздо меньше, чем дейтронов, и они значительно реже встречаются при бо́льших энергиях. В упоминавшихся выше опытах Даханаяке и др. [9], в которых использовался метод (g^*, R), среди вторичных частиц

деляется соотношением: $N(E)\,dE = kE^{-3}\,dE$. Количество дейтронов и протонов изменяется с энергией медленнее (фиг. 178).

Приведенные на фиг. 178 данные собраны из различных экспериментов. Обращает на себя внимание характерное различие в спек-



Ф и г. 178. Распределение по энергиям для различных типов частиц, вылетающих из „звезд", зарегистрированных на высоте около 20 *км* над Англией.

Энергетические спектры различных компонент похожи на спектры, получающиеся при облучении на других широтах и разных высотах, однако отношение числа мезонов к числу вторичных нуклонов существенно меняется, что соответствует изменению средней энергии первичных частиц. Так, например, на больших высотах, а также вблизи геомагнитного экватора средняя энергия E_p больше из-за влияния геомагнитного „порога".

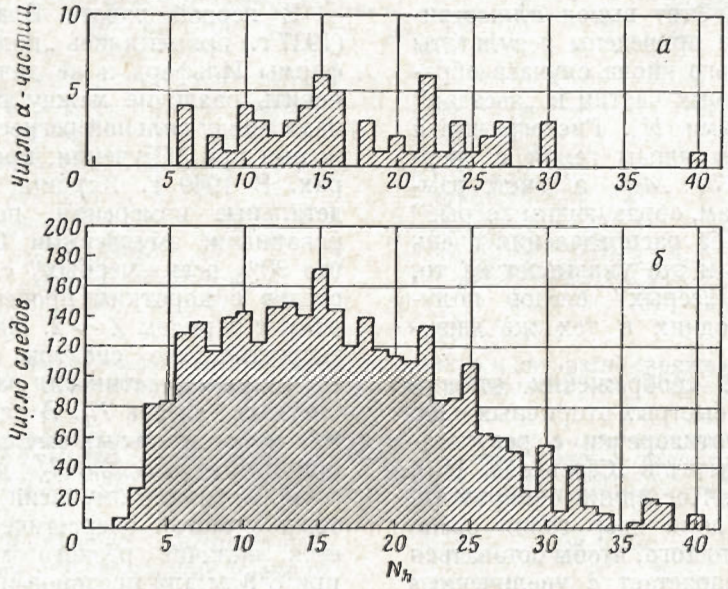
было обнаружено небольшое количество ядер гелия, принадлежащих в основном изотопу с массой 3. Оказалось, что среди произвольно выбранных выходящих из „звезд" следов с пробегом не менее 4 *мм* около 2% обусловлено этими ядрами. Если сравнить относительное число вторичных частиц различных типов при данной величине их кинетической энергии, то доля ядер He^3 среди частиц, образующих „серые" следы, оказывается равной приблизительно 5% при 100 *Мэв* и быстро спадает примерно до 1% при 300 *Мэв*. Дифференциальный энергетический спектр ядер гелия приближенно опре-

трах ядер водорода, с одной стороны, и ядер гелия — с другой. Для ядер водорода энергии определялись следующим образом: до 25 *Мэв* оценки основывались на счете зерен (см. Хардинг и др. [5]) и, таким образом, давали энергию, приходящуюся на один нуклон. Установить при этом различие между дейтронами, протонами и ядрами трития было невозможно. Действительная интенсивность в этом диапазоне энергий была нормирована к четырем ядрам водорода с энергией от 0 до 25 *Мэв*, приходящейся на один нуклон и одну „звезду".

В диапазоне энергий от 25 до 500 *Мэв* результаты получены из энергетических спектров одних только протонов, причем абсолютные значения нормировались так, чтобы они соответствовали наблюдаемому числу (2,6) „серых" следов в одной „звезде". При еще бо́льших энергиях (выше 500 *Мэв*) полное число протонов предполагалось равным всему количеству идентифицированных протонов среди ливневых частиц ($500 \leqslant E \leqslant 800$ *Мэв*) плюс 30% всех ливневых частиц с $\bar{\alpha} > 0{,}025°$ на 100 μ. Предполагается, что наклон кривой протонного спектра определяется тем же самым показателем степени в соотношении $dN = kE^{-2,7}dE$, как и в случае всех ливневых частиц с $E > 1000$ *Мэв*.

Данные для ядер гелия с энергией меньше 50 *Мэв* получены из работы [5]; энергия определялась по измеренному пробегу, при этом предполагалось, что все частицы с зарядом 2 имеют массу 4. Абсолютное число ядер He ($E < 50$ *Мэв*) принималось равным 1,4 на „звезду" и это соответствует допущению, что среди частиц, образующих „черные" следы, 30% составляют дважды заряженные частицы. При бо́льших энергиях форма спектра была получена из распределения по пробегам для гелиевых ядер, идентифицированных методами (g^*, R) и (N_b, R) в бесподложечных эмульсиях. Абсолютное число α-частиц для больших энергий было определено в работе Даханаяке и др. [9], где показано, что 2% вылетающих из „звезд" частиц с пробегом более 2 *мм* и плотностью зерен более $2g_p$ являются ядрами гелия ($E < 80$ *Мэв*). Соответствующее число вторичных ядер гелия равно 0,3 на одну „звезду".

Энергетическое распределение мезонов было получено в результате измерений методом $(g^*, \bar{\alpha})$, который дает возможность идентифицировать



Фиг. 179. Распределение по N_h для расщеплений, при которых вылетают: ядра гелия с пробегом $R > 2$] *мм* (*а*) и однократно заряженные частицы с $R > 2$ *мм* и $g > 2g_p$ (*б*).

Отбирались только следы, выходящие из „звезд" с $n_s > 2$. Характерным является отсутствие существенного различия в форме обоих распределений, т. е. относительное содержание однократно и двукратно заряженных частиц слабо зависит (если оно вообще зависит) от N_h.

частицы, если их энергия лежит в интервале от 20 до 800 *Мэв*. Одна точка, соответствующая низким энергиям, была получена путем подсчета числа вылетающих из „звезд" вторичных π-мезонов, следы которых заканчивались в эмульсии. При больших энергиях спектр определялся, исходя из предположения, что 70° всех ливневых частиц с $\bar{\alpha} < 0{,}025°$ на 100 μ являются π-мезонами.

Для дейтронов с энергией от 30 до 100 *Мэв* спектр был получен из работы [9], на основании которой можно определить долю дейтронов среди вторичных частиц в зависимости от остаточного пробега. Точки при высоких энергиях были взяты из работы Фаулера и Перкинса [8], в которой методом $(g, \bar{\alpha})$ проводились измерения на следах с плотностью зерен $1{,}1g_p \leqslant g \leqslant 2{,}0\,g_p$. Данные для ядер Li^8 были получены следующим образом. Форма энергетического спектра определялась из распределения по длинам пробега для „молоткообразных" следов

из „звезд", образованных в эмульсии пучком π^--мезонов с энергией 4,6 *Бэв*. Затем по полной наблюдаемой частоте появления молоткообразных следов в „звездах", вызванных космическими лучами (см. табл. 31), находилась абсолютная интенсивность.

Состав и угловое распределение частиц, образующих „серые" следы, не зависят также от типа „звезды", из которой они вылетают, по крайней мере для случаев расщепления ядер серебра и брома. Этот вывод иллюстрируется на фиг. 179, где приведены результаты измерений относительного числа случаев образования разных вторичных частиц в „звездах" с различными значениями N_h. Гистограмма *а* относится к вторичным ядрам гелия с энергией, превышающей 70 *Мэв*, а гистограмма *б* — ко всем частицам, образующим „серые" следы. Очевидно, что оба распределения очень похожи друг на друга и это указывает на то, что различные типы „серых" следов получаются в результате одних и тех же физических процессов.

Приведенные выше соображения относительно происхождения быстрых вторичных ядер гелия находятся в противоречии с результатами первых экспериментов Сёренсена [10], выполненных в 1950 г. Последний обнаружил, что для $E > 50$ *Мэв* доля ядер гелия среди вторичных частиц вместо того, чтобы оставаться постоянной, быстро возрастает с увеличением N_h. Расхождение между этим результатом и результатами более поздних экспериментов, по-видимому, можно объяснить отчасти ошибками, вытекающими из метода просмотра, применявшегося Сёренсеном; кроме того, при вычислении доли быстрых вторичных α-частиц среди частиц, образующих „серые" следы, он пользовался распределением по значениям N_h, полученным для произвольного набора всех типов „звезд", вызванных космическими лучами. В этот набор входило большое число „звезд" малой энергии, в которых энергетически невозможно образование быстрых α-частиц. Следует также заметить, что полученная Сёренсеном кривая энергетического спектра вторичных α-частиц имеет более пологий вид по сравнению со спектром, приведенным на фиг. 178; отсюда следует, что в его опытах некоторые α-частицы с коротким пробегом остались незамеченными.

д) Природа и угловое распределение частиц, образующих „черные" следы. Большинство работ по изучению сильно ионизующих вторичных частиц было выполнено в ранних опытах с малочувствительными эмульсиями. Эти эмульсии были обычно настолько тонки (около 40 μ), что энергию вторичного протона редко удавалось определить, измеряя длину пробега, и приходилось полагаться на счет числа зерен. Поэтому лишь в немногих случаях удавалось установить различие между протонами, дейтронами и ядрами трития. Кроме того, в этих первых эмульсиях различие между следами одно- и двукратно заряженных частиц проявлялось гораздо резче, чем в электронночувствительных эмульсиях.

В первой работе Блау и Вамбахер [11] (1937 г.) применялись „полутоновые" пластинки фирмы Ильфорд и не делалось попыток установить различие между протонами и α-частицами ввиду сильной регрессии скрытого изображения при облучении, производившемся в горах. В 1949 г. Хардинг и др. [5] произвели детальные измерения, пользуясь концентрированными эмульсиями С2 и В2, и нашли, что 30% всех „черных" следов и большинство следов с коротким пробегом обусловлены ядрами с зарядом $Z \sim 2$. На фиг. 180 приведены энергетические спектры одно- и двукратно заряженных частиц для разных значений числа „черных" следов N_b. В случае применявшихся малочувствительных эмульсий N_b соответствует приблизительно $0{,}8\,N_h$ для „звезд", зарегистрированных в эмульсии G5. Наиболее характерной чертой энергетических спектров является наличие резкого максимума примерно при 8 *Мэв* для протонов и при несколько большей энергии для α-частиц.

Угловое распределение протонов и α-частиц с энергиями меньше 25 *Мэв* почти изотропно; избыток частиц, направленных вниз, составляет величину порядка $5 \pm 3\%$ для протонов и $4 \pm 2\%$ для α-частиц.

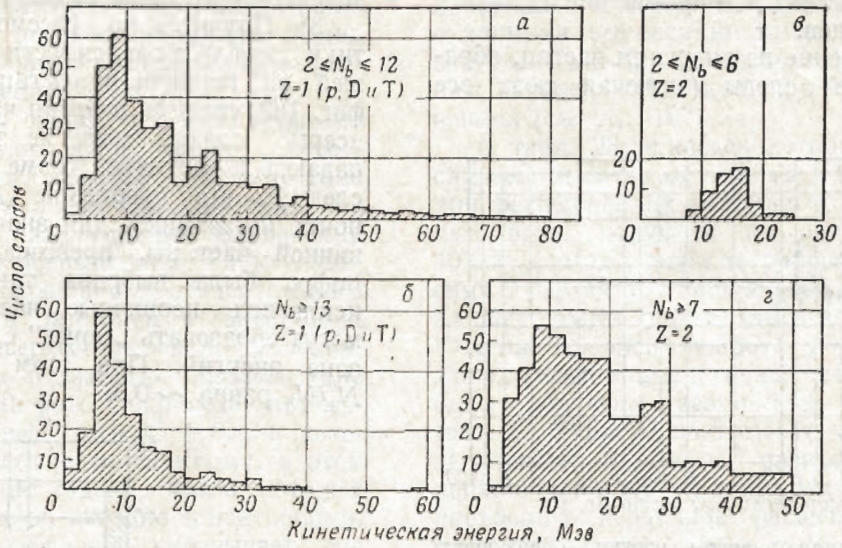
Это небольшое превышение в числе частиц, направленных вниз, объясняется импульсом, полученным ядром, с которым сталкивается быстрая частица. На высотах гор, где проводились эти опыты (Юнгфрау-Йох), излучение, вызывающее „звезды", хорошо коллимировано (см. фиг. 168) и при измерениях относительно вертикали избыток вылетающих вниз частиц не будет сильно отличаться от значения, полученного в измерениях относительно направления падающей частицы.

Можно показать, что в тех случаях, когда ядро возбуждается непосредственно первичной частицей или созданной ею группой хорошо коллимированных релятивистских мезонов, измеренный в единицах *Мэв/с* импульс, приобретаемый остаточным ядром, будет численно равен энергии его возбуждения в *Мэв*. Однако если энергия возбуждения передается ядру при ударе выбитого нерелятивистского нуклона (как это предполагается при обсуждении в п. е),

то средний направленный вниз импульс (в *Мэв/с*) будет лежать в интервале от $U\ \overline{\cos\theta/\beta}$ до $2U\ \overline{\cos\theta/\beta}$; первый предел соответствует потере небольшой доли кинетической энергии частиц, вызывающих возбуждение, второй отвечает случаю потери ими почти всей их энергии; здесь U — энергия возбуждения в *Мэв*, β — характерная скорость выбитых нуклонов („серые" следы), θ — угол между направлениями движения выбитой и первичной частиц, а $\overline{\cos\theta}$ — средняя величина, соответствующая данным значениям энергии и скорости рассматриваемой группы выбитых частиц (см., например, фиг. 172). Было обнаружено, что для „серых" следов, образованных частицами отдачи, величина $\overline{\cos\theta/\beta}$ почти постоянна и равна приблизительно 0,7 независимо от их энергии. Отсюда следует, что численные значения направленного вниз импульса (в *Мэв/с*) и энергии возбуждения ядра (в *Мэв*) также примерно равны между собой.

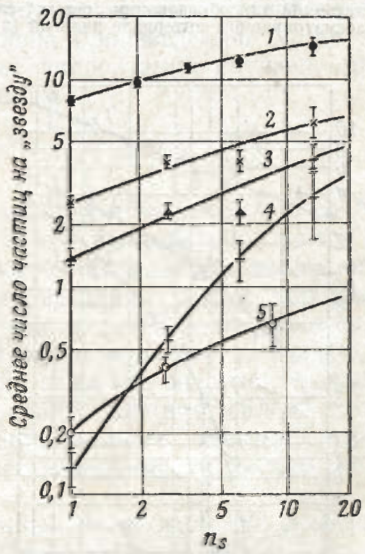
е) Связь между „серыми" и „черными" следами. Кроме разобранных выше характеристик вторичных частиц в „звездах" самых различных типов наблюдаются следующие закономерности:

1) Среднее число „серых" следов в „звездах" N_g пропорционально N_h и в широком диапазоне значений не зависит от n_s, если $n_s > 1$. Это свойство иллюстрируется на фиг. 181, где показана зависимость среднего числа следов разных типов (N_h, N_g и др.) от n_s. Оно



Фиг. 180. Энергетическое распределение однократно и двукратно заряженных частиц в „звездах", зарегистрированных при облучении эмульсии В1 в горах на высоте около 2 *км*.

Энергия однократно заряженных частиц *а* и *б* определялась методом счета зерен, который не дает возможности установить различие между протонами, дейтронами и ядрами трития; таким образом, масштаб энергии соответствует энергии, приходящейся на нуклон. Энергетическое распределение частиц с зарядом 2 (см. *в* и *г*) получено из измерений остаточного пробега.



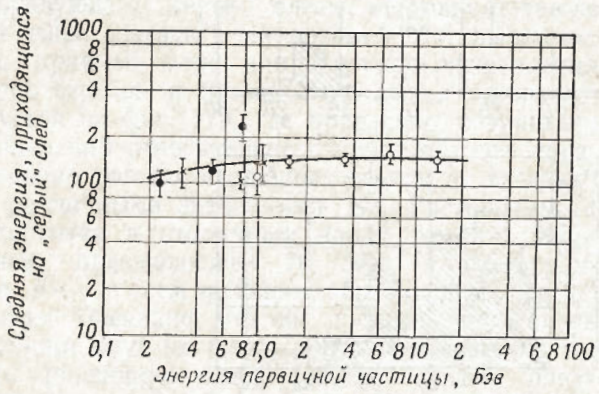
Фиг. 181. Состав „звезд" разных типов.

Средние значения чисел вторичных частиц, вылетающих из „звезд" с разными n_s.
1 — число N_h; *2* — число N_g, здесь N_g — приходящееся на „звезду" число следов с $9 g_p > g > 1{,}4\ g_p$; в случае протонов такие следы соответствуют частицам с энергией от 25 до 500 *Мэв*; *3* — число частиц с плотностью зерен $9\ g_p > g > 5\ g_p$, что в случае протонов соответствует энергии от 25 до 80 *Мэв*; *4* — число ливневых частиц высокой энергии ($\alpha < 0{,}025°$ на 100 μ), природу которых нельзя установить; *5* — число протонов среди ливневых частиц с энергией от 500 до 800 *Мэв*.
Эти результаты показывают, что относительное содержание протонов равной энергии, начиная от частиц „испарения" с энергией $E < 25$ *Мэв* и кончая ливневыми частицами с $E \sim 800$ *Мэв*, практически не зависит от числа n_s образующихся π-мезонов [3].

служит дополнительным аргументом в пользу предположения о том, что π-мезоны дают незначительный вклад в образование „серых" и „черных" следов.

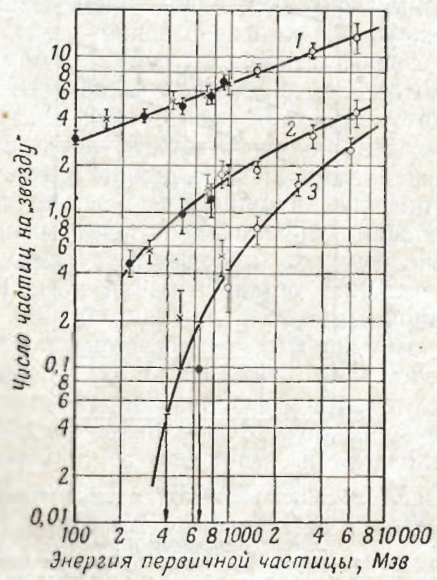
2) Распределение по энергиям частиц, образующих „серые" следы (включая сюда все протоны с энергией $500 \leqslant E \leqslant 800$ *Мэв*), также не зависит от множественности мезонов n_s и возрастает гораздо медленнее, чем n_s.

3) Поучительно рассмотреть характеристики „звезд" в зависимости от энергии вызвавшей их первичной частицы. Как видно из фиг. 182, средняя энергия частиц, образующих „серые" следы, почти не зависит от энергии падающей частицы. Кроме того, из фиг. 183 следует, что отношение N_g/N_h сохраняется почти постоянным для значений энергии первичной частицы, превышающих 1 *Бэв*; эта цифра была выбрана так, чтобы заведомо исключить первичные частицы, которые не могут образовать „серые" следы во всем диапазоне энергий. При этом условии величина N_g/N_h равна $\sim 0{,}3$.



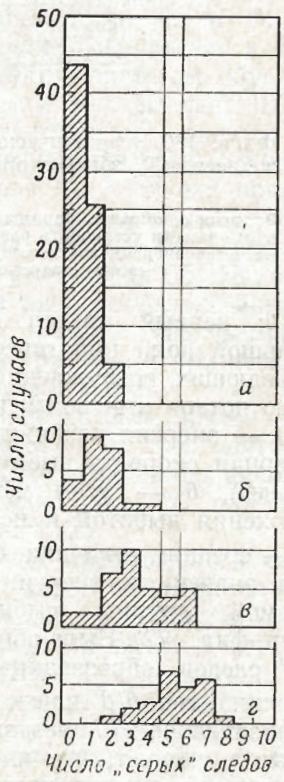
Фиг. 182. Средняя энергия частиц, образующих „серые" следы и рождающихся в „звездах", вызванных первичными частицами разной энергии.

Значения, отмеченные крестиками, соответствуют π-мезонам; залитыми кружками — протонам; светлыми кружками — частицам большой энергии, природу которых установить невозможно (большая часть из них является протонами).
Эти результаты подчеркивают постоянство средней энергии частиц, оставляющих „серые" следы, в диапазоне $25 < E < 500$ *Мэв* в тех случаях, когда первичная частица обладает энергией, достаточной для образования „серых" следов во всем рассматриваемом интервале энергий [3].



Фиг. 183. Средние значения величин N_h — (кривая *1*), N_g — (кривая *2*) и n_s — (кривая *3*) в зависимости от энергии первичной частицы.

Данные взяты из того же набора „звезд", для которого получены результаты, приведенные на фиг. 169. Следует отметить, что при достаточно больших энергиях первичной частицы (~1 *Бэв*) отношение N_g/N_h, а следовательно, и N_g/N_b также стремится к постоянной величине [3].



Фиг. 184. Распределение по числу „серых" следов N_g для „звезд" с разными значениями N_h.

а — $N_h = 4, 5$; *б* — $N_h = 7, 8$; *в* — $12 < N_h < 15$ и *г* — $16 < N_h < 20$ [1].

Все изложенные выше результаты четко указывают на то, что энергия, соответствующая „черным" следам, т. е. энергия возбуждения остаточного ядра, пропорциональна числу протонов и нейтронов, имеющих энергии, характерные для „серых" следов. Таким образом, почти определенно установлено, что бо́льшая доля энергии возбуждения передается ядру

этими нуклонами отдачи, а не π-мезонами, вылетающими из ядра. Конечно, π-мезоны теряют часть энергии при вылете из ядра, однако они передают ее в основном частицам отдачи и вносят лишь незначительный вклад непосредственно в возбуждение ядра.

До сих пор мы имели дело со средними величинами. Действительное число „серых" следов в отдельных „звездах" данного типа может изменяться в очень широких пределах (фиг. 184); однако наблюдаемые отклонения лишь незначительно превышают те флуктуации, которые обусловлены различием относительного числа нейтронов и протонов с энергиями, характерными для „серых" следов, при условии, что полное их число в „звездах" данного типа было постоянным. На фото 77 приведен необычный случай — „звезда" типа $15 + 0n$, в которой нет „серых" следов; по-видимому, в этом примере все частицы отдачи, число которых может быть равно семи, оказались нейтронами. Статистическое рассмотрение показывает, что одна такая „звезда" в среднем должна приходиться на 50 расщеплений с $N_h \sim 15$. Помимо этого, в „звездах" с данными значениями N_h могут наблюдаться флуктуации числа частиц отдачи (независимо от того, являются они нейтронами или протонами), однако экспериментально полученное распределение (фиг. 184) свидетельствует о том, что эти флуктуации невелики.

Перечисленные выше особенности легко понять, исходя из основных процессов, происходящих при нуклонном каскаде внутри ядра. Именно нуклоны отдачи вносят наибольший вклад в число частиц, образующих „серые" и „черные" следы. Число π-мезонов, образующихся одновременно с нуклонами отдачи, может изменяться в широких пределах, не оказывая заметного влияния на значения N_g и N_b, так как мезоны часто вылетают из ядра, передавая нуклонам лишь незначительную часть своей энергии. Отчасти это можно объяснить тем фактом, что они обычно летят в узком телесном угле около направления первичной частицы и, таким образом, несколько нуклонов, вылетающих в направлении основного потока энергии, получают энергию от целой группы частиц, в которую входят мезоны и нуклоны.

ж) Медленные π-мезоны. Выше несколько раз отмечалось, что быстрые π-мезоны, рождающиеся при ядерных столкновениях, обычно вылетают из ядер, теряя при этом малую долю своей энергии, и поэтому их вклад в образование „серых" следов и в ядерное „испарение" незначителен. Тем не менее они не всегда вылетают наружу без вторичного взаимодействия. Действительно, иногда они могут замедлиться до малых скоростей, превратившись в короткопробежный π-мезон. В ранних экспериментах с тонкими эмульсиями такие частицы играли важную роль при демонстрации непосредственного образования π-мезонов в ядерных столкновениях (см. стр. 167).

В табл. 28 приведено относительное число случаев вылета медленных π^-- и π^+-мезонов при расщеплениях различных типов. Эти данные были получены из анализа примерно 40 000 „звезд", зарегистрированных в эмульсиях Ильфорд G5 толщиной 600 μ, облучавшихся на воздушных шарах (высота $\sim$ 20 *км*) над Южной Англией (широта $\lambda \sim 55°$); условия экспериментов аналогичны тем, при которых были получены результаты, приведенные в табл. 27. Табл. 28 показывает число π-мезонов, вылетевших из „звезд" разных типов и остановившихся в той же самой эмульсии, в которой произошло первичное расщепление. Среднее значение энергии таких π-мезонов составляет приблизительно 10 *Мэв*. Общая вероятность наблюдения медленного π-мезона, вылетевшего из „звезды", составляет $\sim 0{,}005$.

Сравнивая количество отрицательных π-мезонов с числом „звезд" различных типов, приведенных в табл. 27, можно увидеть, что вероятность вылета π^--мезона с малой энергией пропорциональна произведению N_h на n_s, причем абсолютное число таких случаев определяется соотношением

$$p(\pi^-) = \frac{n_s N_h}{2000}.$$

Зависимость вероятности вылета от N_h говорит о том, что эти частицы образуются в результате столкновения быстрых π-мезонов с нуклонами внутри ядра. Таким образом, мезоны теряют свою энергию в процессе замедления. Если допустить обратное и считать, что они рождаются с малой энергией и вылетают из ядра без взаимодействия вблизи нижней границы энергетического спектра, можно было бы ожидать зависимости только от n_s, а не от N_h.

Медленные положительные π-мезоны встречаются реже, чем отрицательные, и вероятность их вылета по-другому зависит от N_h. Так, вероятность $p(\pi^+)$ вылета медленного π^+-мезона, отнесенная к одной „звезде", может быть записана в виде:

$$p(\pi^+) \sim \frac{n_s}{2000}.$$

Эту особенность легко понять, если учесть эффект кулоновского барьера. Большая величина этого барьера у ядер серебра и брома

Таблица 28

Частота испускания медленных π-мезонов из „звезд" разных типов

n_s \ N_h	$\leqslant 2$	3	4, 5	6, 7	8, 9	10, 11	12, 13	14, 15	16, 17	18, 19	20, 21	22, 23	24, 25	26, 27	$\geqslant 28$	Всего
π^--мезоны																
0*n*	5	5	4	11	3	3	6	2	2	1						42
0*p*	3		3	2	2	3	3	2	1	1		1			2	23
1	2	3	6	7	7	7	3	4	1	1	1	4				46
2	3			6	3	2		2	2		1					19
3		2	3	2	1	4		2	2		3		2			21
4					1	2				1			1			5
5		1		1				1		2	2				2	9
6			1	1			1		1		1				1	6
7								1	1						1	3
8											1					1
9								1								1
$\geqslant 10$							1			2		1	2	2	1	9
Всего	13	11	17	30	17	21	14	15	10	8	9	6	5	2	7	185
π^+-мезоны																
0*n*	2	1	1	1			1									6
0*p*	3		1	2		2		1								9
1	1	1	2	1			1									6
2	1		3													4
3																
4																
5																
6			2													2
7						1										1
8																
9																
$\geqslant 10$				1										1		2
Всего	7	2	9	5		3	2	1						1		30

приводит к значительному уменьшению количества медленных положительных частиц, вылетающих из этих элементов, по сравнению с наблюдающимся для легких ядер (C, N, O). Таким образом, полное число медленных положительных π-мезонов сильно уменьшается и всего несколько таких частиц зарегистрировано в „звездах" с $N_h > 6$.

§ 5. Ядерное „испарение"

а) Введение. Как мы видели, сразу же после столкновения первичной частицы большой энергии с ядром могут образоваться мезоны и быстрые нуклоны. Эти частицы проходят через ядро за очень короткое время, порядка 10^{-22} *сек*. Обычно они испытывают мало столкновений, пролетая через ядро, и поэтому хорошо коллимированы вблизи направления движения падающей частицы; вылетая, они образуют так называемые ливневые частицы.

Однако, пролетая через ядро, ливневые частицы могут все же иногда взаимодействовать с другими нуклонами и выбивать их. Протоны, имеющиеся среди образованных таким образом частиц отдачи, могут либо вылететь из ядра, не взаимодействуя больше (в этом случае они

обычно дают „серые" следы), либо столкнуться также с другими нуклонами, образуя небольшой нуклонный каскад; в некоторых случаях они могут вообще „застрять" в ядре.

В процессе развития нуклонного каскада каждой ступени каскада соответствует некоторое распределение энергии среди нуклонов. Те нуклоны, кинетическая энергия которых значительно превышает энергию связи (приходящуюся на один нуклон), имеют относительно бо́льшую длину свободного пробега в ядерном веществе и поэтому такие частицы обычно вылетают из ядра после одного или двух столкновений. Для нуклонов с несколько меньшей энергией (порядка 50 *Мэв*) ядро гораздо менее прозрачно, и они могут вылететь лишь после нескольких столкновений. В результате направление их вылета при расщеплениях гораздо сильнее отклоняется от направления падающей частицы, чем это имеет место для вторичных нуклонов большей энергии. И, наконец, те нуклоны, кинетическая энергия которых меньше энергии связи, после нескольких столкновений окажутся захваченными внутри ядра. Действительное расстояние, проходимое каждой частицей до ее столкновения внутри ядра, определяется законами случая, и развитие каскада представляет собой стохастический процесс.

Энергетический спектр частиц, вылетающих за пределы ядра в результате таких процессов, можно оценить с помощью так называемого „метода Монте-Карло" (см. Голдбергер [12]). В этом методе характеристики типичного каскада, вызванного столкновением первичной частицы с ядром, получаются в результате случайного выбора значений параметров, определяющих развитие каскада. Если выполнить достаточно большое количество таких расчетов, то можно получить оценки общих характеристик каскадов, энергетического спектра вторичных частиц и т. д. Однако такой способ является слишком громоздким и было показано, что спектр частиц низкой энергии можно вычислить с помощью гораздо более простого статистического метода, хотя последний применим только в случае расщепления тяжелых ядер. Отличительная черта этого второго метода состоит в том, что рассматривается распределение энергии в ядре как целом, а не прослеживается по отдельности история каждой индивидуальной частицы.

Частицы, образующие ливневые и „серые" следы, вылетают из ядра через очень короткий промежуток времени после столкновения и оставляют ядро в сильно возбужденном состоянии. Так, иногда энергия возбуждения может оказаться сравнимой с полной энергией связи ядра. Однако испускание частиц из такого ядра происходит уже относительно медленно. Для вылета из ядра частице приходится „ждать", пока в результате беспорядочных столкновений между нуклонами не осуществится благоприятная статистическая флуктуация, при которой она будет находиться около границы ядра, двигаться наружу и при этом обладать кинетической энергией, превышающей энергию связи. После „испарения" этой частицы обычно проходит относительно длительное (в ядерном масштабе) время порядка 10^{-17} *сек*, прежде чем создадутся благоприятные условия для вылета второй частицы; этот процесс будет происходить до тех пор, пока энергия возбуждения остаточного ядра не окажется настолько малой, что более вероятным станет переход в основное состояние за счет испускания γ-квантов.

В системе центра инерции ядра направления вылета „испаряющихся" частиц распределены изотропно. Однако в лабораторной системе координат эта изотропия будет несколько нарушена, поскольку остаточное ядро получает некоторый импульс при столкновении с быстрой частицей, и до завершения процесса испарения лишь небольшая часть его кинетической энергии теряется на ионизацию.

Рассмотренный выше механизм испускания возбужденным ядром частиц низкой энергии можно уподобить механизму охлаждения капли жидкости за счет испарения; такую картину процессов иногда называют „капельной моделью". Она была введена Френкелем [13] и развита Вайскопфом [14] в соответствии с идеями Бора об образовании составных ядер. Однако существует несколько важных различий в процессах испарения ядра и капли жидкости. Во-первых, число нуклонов в ядре намного меньше количества молекул в видимой капле жидкости. Как следствие малого числа частиц в ядре испускание отдельного нуклона приводит к значительному уменьшению энергии возбуждения и „температуры" ядра. Во-вторых, отношение площади поверхности к объему для ядра гораздо больше, чем для капельки жидкости. Таким образом, следует ожидать, что в ядре существенную роль играет „тепловое" возбуждение, принимающее характер поверхностных и объемных колебаний. В-третьих, испускание заряженных частиц усложняется влиянием кулоновского барьера. Существуют также и другие характерные для ядерной „жидкости" факторы, которые будут рассмотрены позднее.

б) Теория процесса „испарения"; энергетический спектр. Фотографический метод является наиболее эффективным орудием изучения

ядерного „испарения", и поэтому представляется целесообразным подробнее рассмотреть происходящие при этом физические процессы. Необходимо развить теорию, которая позволяла бы установить природу частиц, испускаемых в процессе „испарения", и оценить их энергетическое распределение для различных типов ядер при любом значении энергии возбуждения.

Предположим, что ядро можно рассматривать как фермиевский газ, состоящий из частиц с массой m и занимающий весь объем ядра W. Тогда внутри ядра распределение частиц по импульсам будет определяться соотношением:

$$\frac{dN}{N} = \frac{\alpha\, p^2\, dp}{\exp\left\{\left(\frac{p^2}{2m} - \varepsilon\right)\Big/ T\right\} + 1}, \qquad (13.1)$$

где ε — энергия Ферми, равная приблизительно 20 *Мэв*, N — число частиц в объеме ядра и α — соответствующий коэффициент. Величину T, имеющую размерность энергии, можно приравнять произведению постоянной Больцмана на „температуру" ядра, однако в дальнейшем мы для удобства будем называть T просто температурой ядра.

Исходя из этой модели, можно определить число частиц, падающих на поверхность ядра за единицу времени и обладающих энергией, достаточной для того, чтобы пройти через потенциальный барьер с эффективной высотой V' *Мэв*. Отсюда получается соотношение для числа частиц, вылетающих в единицу времени. Для наших настоящих целей можно ограничиться разумным приближением, при котором в знаменателе равенства (13.1) отбрасывается член $+1$, что соответствует переходу к статистике Больцмана. При расчетах предполагается, что каждый нуклон, встречающийся с поверхностью ядра под углом, меньшим некоторого критического значения θ_c, вылетает из ядра, тогда как для бо́льших углов падения происходит полное внутреннее отражение. Угол θ_c определяется из соотношения

$$\sin\theta_c = \frac{\lambda_I}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{\left(\frac{p^2}{2M} - \varepsilon - B - V'\right)}{\frac{p^2}{2M}}} = \sqrt{\frac{E - V'}{E + B + \varepsilon}},$$

где λ_I и λ_0 — длины волн де-Бройля внутри ядра и непосредственно на вершине кулоновского барьера соответственно, E — кинетическая энергия частицы вдали от ядра, B — энергия связи частиц. Тогда число частиц $N(E)$ с энергией E, вылетающих в 1 *сек* из ядра при температуре T, можно представить в следующем виде:

$$N(E)\,dE = \frac{\alpha N M}{2W} \exp\left(-\frac{B + V'}{T}\right) \times$$

$$\times (E - V') \exp\left(-\frac{E - V'}{T}\right) dE \quad \text{при} \quad E > V'$$

и (13.2)

$$N(E)\,dE = 0 \quad \text{при} \quad E < V'.$$

В этом выражении выделена зависящая от энергии часть. Интегрируя по всему энергетическому спектру, можно найти полную частоту испускания $p(M)$ частиц с массой M; она определяется выражением:

$$p(M) = \frac{\alpha N M T^2}{2W} \exp\left(-\frac{B + V'}{T}\right). \qquad (13.3)$$

В тех случаях, когда испущенные частицы являются нейтронами (для них $V' = 0$), форма распределения аналогична той, которая наблюдается для молекул, вылетающих через узкое отверстие из сосуда, содержащего газ. Распределение для заряженных частиц имеет такую же форму, но сдвинуто в сторону больших энергий на величину V' (фиг. 185). Следует подчеркнуть, что в формулу для энергетического спектра не входит ни зависимость температуры T от энергии возбуждения U, ни массовое число A, ни значение ε — фермиевской энергии частиц в ядре.

Эффективное число частиц N в выражении (13.3) определяется очевидным образом для нуклонов, однако для более тяжелых образований, таких, как H^2, He^3 и т. п., его необходимо оценить. Снова рассматривая ядро как фермиевский газ, получим выражение для плотности состояний $\varrho(U, A)$ для ядра с массовым числом A при энергии возбуждения U:

$$\varrho(U, A) \sim \exp\sqrt{\frac{2}{T} AU}. \qquad (13.4)$$

Так как энтропия $\Sigma = \ln\varrho = dU/T$, то

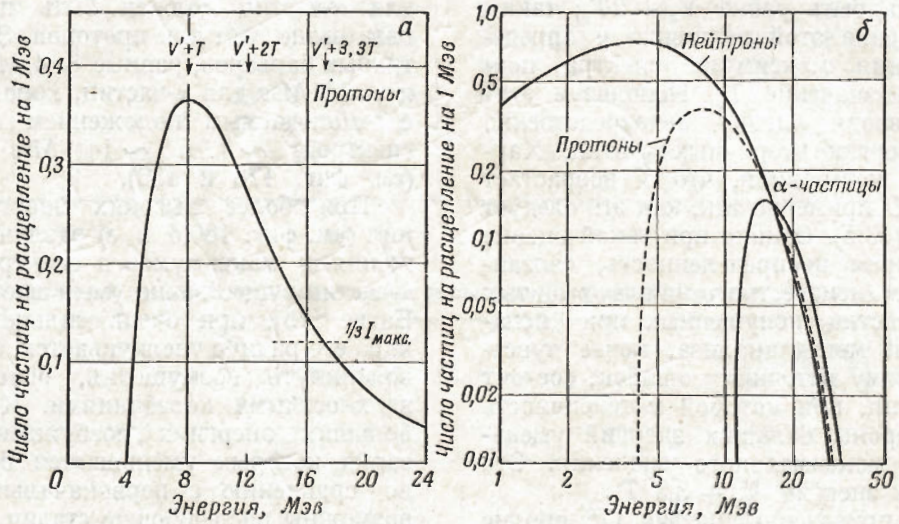
$$U(Мэв) = \frac{AT^2}{10}. \qquad (13.5)$$

Выбранные численные значения величин в (13.4) соответствуют ядру с $A \sim 80$. Это соотношение между энергией возбуждения и „температурой" удовлетворительно согласуется с результатами измерений спектров испарения тяжелых ядер.

Перейдем теперь к проблеме испускания более тяжелых частиц.

Из почти непрерывного набора уровней с энергией от U до $U + dU$ некоторые уровни можно считать соответствующими частице внутри ядра с массой M и импульсом p, а также разности масс $A - M$ при энергии возбуждения $U - (p^2/2M)$. Именно эти уровни и являются потенциальными излучателями осколков с массой M. С помощью выражения (13.4) можно получить N в функции от A, U, M, T частиц. Кроме того, на испускание заряженных частиц оказывает влияние наличие кулоновского барьера, который также изменяет свою величину в процессе „испарения". Эти эффекты играют тем большую роль, чем выше начальная энергия возбуждения.

Однако качественно можно считать, что в то время как энергия возбуждения U быстро меняется в зависимости от T (как T^2 или



Фиг. 185. Энергетические спектры различных частиц, полученные из элементарной теории испарения.

Кривые рассчитаны по формуле (13.2) для температуры 4 *Мэв*. На графике *а* в линейном масштабе показан спектр протонов, полученный в предположении, что эффективная высота барьера $V' = 4$ *Мэв*. Средняя энергия, полученная суммированием по всему спектру „испарения", составляет $V' + 2T$, наиболее вероятная—составляет $V' + T$, т. е. 8 *Мэв*. Интенсивность спадает до $^1/_3$ максимального значения при $E = V' + 3{,}3\ T$.

На графике *б* в логарифмическом масштабе приведены спектры для нейтронов, протонов и α-частиц. Они также соответствуют температуре $T = 4$ *Мэв*, а значение V' было взято равным 11 *Мэв* для α-частиц, 4 *Мэв* для протонов и 0 для нейтронов. Эти спектры можно сравнить с приведенными на фиг. 178. В частности, интенсивность экспериментальных спектров спадает при больших энергиях гораздо менее быстро, чем этого можно было бы ожидать, если бы процесс испарения был единственным механизмом образования частиц.

Для обоих графиков интенсивности, отнесенные к интервалу 1 *Мэв* и к одному расщеплению, соответствуют типичной „звезде", из которой за счет „испарения" вылетают 8 нейтронов, 4 протона и 1,6 α-частиц.

и спином s. Подставляя найденное таким путем значение в (13.3), получаем выражение:

$$p(M) \sim (2s + 1)\, M \exp\left[-\left(\frac{B + V'}{T} + \frac{MT}{10}\right)\right], \qquad (13.6)$$

где $(2s + 1)$ — число спиновых состояний частицы со спином s, а B и V' имеют значения, соответствующие типу рассматриваемой частицы.

в) Сравнение предсказанных энергетических спектров с экспериментом. Как уже отмечалось выше, сравнение теории испарения с экспериментом усложняется тем, что температура ядра уменьшается по мере „испарения" быстрее), большинство частиц испускается прежде, чем температура упадет до половины своего первоначального значения. Эффективная средняя температура T_e, по-видимому, имеет величину порядка $0{,}7\ T_{макс.}$, где $T_{макс.}$ — начальная температура. Для заряженных частиц (а только для них обычно и возможны измерения) эффективная температура почти наверняка еще ближе к $T_{макс.}$, поскольку из-за наличия кулоновского барьера с уменьшением T ядра возрастает вероятность вылета нейтронов.

Как видно из фиг. 180, в широком диапазоне значений энергии возбуждения положение максимума энергетического спектра однократно заряженных частиц близко к 8 *Мэв* (см. также фиг. 178, где приведены данные, усредненные

по всем „звездам"). Максимум спектра должен соответствовать сумме средних эффективных значений температуры и высоты барьера, т. е. $V_e + T_e$. По-видимому, нет ничего удивительного в том, что эта сумма оказывается почти постоянной при разных величинах энергии возбуждения, так как с увеличением U температура T_e медленно возрастает, а высота барьера V_e уменьшается.

Средняя энергия однократно заряженной частицы должна быть равна $V_e + 2T_e$; таким образом, измерение этой величины и определение положения максимума спектра позволяет оценить значение T_e. Используя этот метод и производя оценку непосредственно по числу и энергии вторичных частиц, Хардинг и др. [5] установили, что T возрастает с увеличением U примерно так, как это следует из выражения (13.5). Однако при такой оценке имеется некоторая неопределенность, связанная с наличием неизвестного числа выбитых частиц среди частиц, испущенных при „испарении". Другой метод анализа, менее чувствительный к этому источнику ошибок, состоит в оценке энергии, при которой интенсивность спектра со стороны бо́льших энергий уменьшается до $^1/_3$ максимального значения. Это происходит при энергии $V_e + 3{,}3\ T_e$.

Результаты, приведенные на фиг. 178, вполне определенно указывают на то, что в процессе ядерного испарения вылетает мало частиц с энергиями, превышающими 20—30 *Мэв*, и что большинство таких частиц обусловлено другими процессами. Таким образом, ожидаемый энергетический спектр одних только „испарившихся" частиц должен был бы обрываться значительно резче, чем спектр вторичных ядер гелия на фиг. 178 (см. для сравнения фиг. 185); на самом деле наблюдаемая интенсивность однократно заряженных частиц в области свыше 20 *Мэв* спадает гораздо медленнее; так, например, при 100 *Мэв* она во много раз больше, чем этого следовало бы ожидать, если бы все частицы были испущены за счет „испарения". Для энергий ниже 20 *Мэв* кривая, отмеченная индексом *p, d*, T, согласуется со значением $T_e \sim$ ~ 3 *Мэв*, что соответствует $T_{\text{макс.}} \sim 4$ *Мэв* и энергии возбуждения ~ 160 *Мэв*. Следует отметить, что значения энергии однократно заряженных частиц, приведенные на фиг. 180, вычислены по плотности зерен их следов в предположении, что все они являются протонами. Действительные средние значения, если учитывать наличие некоторого количества дейтронов и ядер трития, должны быть приблизительно на 25% выше указанных. Поэтому правильнее оценить энергию возбуждения для „средней звезды" примерно в 200 *Мэв*.

Перейдем теперь к энергетическому спектру α-частиц. Как видно из фиг. 180, при малых энергиях возбуждения ($2 \leqslant N_b \leqslant 6$) наиболее вероятная энергия α-частиц почти в 2 раза превышает ту же величину для однократно заряженных частиц. Этот эффект легко объясняется большей высотой потенциального барьера для частиц с $Z = 2$. Если учесть квантово-механические эффекты и конечные размеры вылетающих частиц, то эффективный барьер для α-частиц должен быть примерно в 2,5 раза выше, чем для протонов. Значения эффективных барьеров, равные ~ 4 *Мэв* для протонов и ~ 10 *Мэв* для α-частиц, хорошо согласуются с наблюдаемым положением максимумов их спектров, ~ 7 и ~ 14 *Мэв* соответственно (см. фиг. 178 и 180).

При более высоких энергиях возбуждения (см. фиг. 180, *б* и *г*) различие между положениями максимумов в спектрах протонов и α-частиц существенно уменьшается. Как указал Багге [15], при очень сильном возбуждении ядра его радиус увеличивается, а также должны возникнуть возмущения, обусловленные поверхностными колебаниями. Кроме того, при больших энергиях возбуждения для ядер, заряд которых уменьшается более чем вдвое по сравнению с первоначальным значением, возможны последующие стадии испарения. Эти эффекты способствуют испусканию α-частиц с низкой энергией, поскольку уменьшение высоты барьера играет более важную роль для многократно заряженных частиц, чем для частиц с $Z = 1$.

Максимум энергетического спектра „осколков" Li^8 лежит при энергии ~ 22 *Мэв* (см. фиг. 178), что отвечает значительно большей высоте кулоновского барьера. Эта величина согласуется с соответствующими значениями для частиц с $Z = 1$ и $Z = 2$.

г) Относительные вероятности вылета различных частиц. Формула (13.6) позволяет вычислить вероятность вылета различных частиц при разных значениях температуры ядра T, энергии связи B и эффективного кулоновского барьера V''. Соответствующие значения этих величин приведены в табл. 29. Эффективный барьер V'' соответствует ядру с $Z = 35$ и был получен путем умножения классической высоты барьера $[Z_1 Z_2 e^2/(r_1 + r_2)]$ на коэффициент проникновения, который был принят равным 0,7 для протонов, 0,8 для дейтронов, 0,9 для ядер H^3 и He^3 и 1 для α-частиц и более тяжелых осколков.

Включенные в табл. 29 величины B соответствуют ядрам с $A \sim 80$ и выражены через мгновенное значение числа избыточных про-

Таблица 29

Параметры, определяющие вероятность испускания различных ядерных осколков из возбужденных ядер с массовым числом $A \sim 80$

Ядро	Статистический вес g	V', *Мэв*	B, *Мэв*	Ядро	Статистический вес g	V', *Мэв*	B, *Мэв*
n	2	0	$8 + 74x$	Li^8	5	15	$24 + 37x$
p	2	4	$8 - 111x$	Be^7	6	20	$19 - 222x$
d	3	5	$14 - 37x$	Be^8	1	20	$8 - 148x$
T	2	5	$16 + 37x$	Be^9	2	20	$14 - 74x$
He^3	2	10	$16 + 148x$	Be^{10}	6	20	$18 + 0x$
He^4	1	11	$4 + 74x$	B^8	5	25	$29 - 333x$
Li^6	3	15	$16 - 111x$	B^{10}	19	25	$16 - 185x$
Li^7	6	15	$17 - 37x$	B^{11}	6	25	$13 - 111x$
					20	25	$19 - 111x$

Таблица 30

Зависимость относительных вероятностей испускания различных частиц из тяжелых ядер с $A \sim 80$ от T, x и V'

Строка	V' — такое же, что и в табл. 29; $x = 0$							V' такое же, как и в табл. 29; $x = +0{,}04$ $x = -0{,}04$		$V' = {}^2/_3$ от значений, приведенных в табл. 29; $x = 0$		
	а	*б*	*в*	*г*	*д*	*е*	*ж*	*з*	*и*	*к*	*л*	*м*
1		$T = 2$	3	4	5	6	8	4	4	3	4	5
2	H	75	62	56	52	50	52	69	37	47	48	46
3	D	5	13	16	22	26	25	9	21	15	15	20
4	T	2	5	8	9	9	11	2	23	5	7	9
5	He^3	—	1	2	3	4	6	4	1	2	3	4
6	He^4	18	19	18	14	11	6	16	18	31	27	21
7	n	550	220	160	120	97	86	32	660	110	97	81
8	n/p	5,0	2,4	1,9	1,6	1,5	1,3	0,67	6,4	1,5	1,4	1,3
9		$(Z = 2)/(Z = 1) = 0{,}22$	0,24	0,25	0,21	0,18	0,14	0,25	0,25	0,50	0,42	0,33
10	$Li^{6,7}$	—	0,5	1,5	2,0	2,0	1,6	1,4	1,6	1,4	3,2	3,6
11	Li^8	—	0,02	0,10	0,14	0,17	0,18	0,03	0,22	0,05	0,2	0,3
12	$Be^{7,9,10}$	—	0,07	0,27	0,42	0,46	0,38	0,52	0,24	0,34	0,9	1,1
13	Be^8	—	0,17	0,30	0,25	0,22	0,13	0,54	0,14	0,80	1,0	0,6
14	B^8	—	—	0,002	0,005	0,014	0,02	0,04	—	0,001	0,01	0,02
15	$B^{10,11}$	—	0,04	0,17	0,26	0,24	0,14	0,31	0,11	0,32	0,82	0,92

тонов $x = (Z - Z_s)/A$, где Z_s — заряд наиболее стабильного ядра с массовым числом A. При определении значения g для тяжелых ядер учитывался вклад возбужденных уровней с энергией меньше порога для испускания частиц любым способом. Значение энергии связи B соответствует средней величине для различных состояний. В случае B^{11} удобно разделить возбужденные уровни на две группы, каждая из которых имеет свои собственные значения g и B. Небольшие изменения величины B, связанные с четным или нечетным числом протонов и нейтронов, не учитывались.

В табл. 30 для разных мгновенных температур в диапазоне от 2 до 8 *Мэв* приведены значения вероятности вылета различных частиц, выраженные в процентах от полного числа испущенных частиц с зарядом 1 и 2 (см. строки 2—6). При вычислении вероятностей использованы данные табл. 29. Для значений, приведенных в столбцах „*б*" — „*ж*" включительно, избыток протонов x был принят равным нулю. В столбцах „*з*" и „*и*" приведены величины, вычисленные для температуры 4 *Мэв* при $x = +0{,}04$ и $x = -0{,}04$ соответственно. В ядре с $A = 80$ такие значения x соответ-

ствуют избытку или недостатку приблизительно трех единиц заряда по сравнению с зарядом, отвечающим максимальной устойчивости. В трех последних столбцах содержатся вероятности, вычисленные при эффективной высоте барьера V', равной $^2/_3$ от значений V', указанных в табл. 29. Такая величина барьера соответствует „испарению" из ядра с $A \sim 40$, являющегося типичным для последующих стадий „испарения" сильно возбужденных ядер серебра или брома.

Основные выводы из данных, приведенных в табл. 30, можно сформулировать следующим образом:

1. Строка 8 содержит отношения вероятностей испускания нейтронов и протонов с учетом как отдельных нуклонов, так и тех, которые вылетают в составе всех типов осколков с массовым числом 4 или меньше. Видно, что при низких температурах (столбец „*б*") наличие барьера препятствует испусканию протонов. Если сохранять постоянное значение x на протяжении всего процесса испарения из ядра с $A \sim 80$, то отношение между вероятностями вылета нейтронов и протонов будет равно $\sim 1{,}5$. При $x = 0$ это отношение, как видно из таблицы, равно $\sim 1{,}6$, так что в действительности x стремится принимать значения, близкие к нулю, во всяком случае для $T \sim 4$ *Мэв*.

2. Из столбцов „*з*" и „*и*" видно, что всякое, даже незначительное изменение x, соответствующее отклонению Z от наиболее стабильного значения Z_s, сильно влияет на отношение чисел испущенных нейтронов и протонов. Этот эффект способствует сохранению постоянства величины x. Зависимость отношения n/p от T и от Z можно приближенно выразить соотношением

$$\frac{n}{p} = \text{const} \exp\left\{-\frac{1{,}4\,(Z - Z_s)}{T}\right\}. \qquad (13.7)$$

Показатель экспоненты равен единице при $|Z - Z_s| \sim 0{,}7\ T$, поэтому значения $|Z - Z_s|$, много большие этой величины, мало вероятны. Из этих соображений следует, что существует очень сильная корреляция между природой последовательно испускаемых частиц, вероятности вылета которых максимальны; этот факт был впервые отмечен Ле-Кутером [16].

3. В строке 9 приведены оценки отношения вероятностей испускания двукратно и однократно заряженных частиц. При $x = 0$ и высоте барьера V' это отношение для ядер с $A \sim 80$ составляет примерно 20% и слабо изменяется в зависимости от температуры. Кроме того, как показывают данные столбцов „*з*" и „*и*", это отношение нечувствительно к мгновенной величине избытка или недостатка протонов. С другой стороны, из данных столбцов „*к*", „*л*" и „*м*" следует, что в случае больших „звезд", когда последующие стадии „испарения" происходят из остаточного ядра с $A \sim 40$, отношение числа двукратно заряженных частиц к однократно заряженным заметно возрастает. Для столь большой „звезды" ($U \sim 500$ *Мэв*, $N_b \sim 12$) оценка этого отношения с учетом изменения значения A в ходе процесса испарения дает величину $\sim 30\%$, что близко согласуется с экспериментально полученными результатами.

Строки 10—15 относятся к испусканию более тяжелых ядерных осколков, которые, как правильно предсказывает „капельная" теория, вылетают относительно редко. Подробнее этот вопрос обсуждается на стр. 287.

д) Подробные характеристики процесса „испарения". В свете результатов, изложенных выше, теперь можно более подробно рассмотреть последовательность событий в процессе „испарения" тяжелого ядра при $U = 500$ *Мэв*. Такая энергия возбуждения приводит обычно к образованию „звезды" приблизительно с 12 „черными" следами, сопровождающимися в среднем 5 „серыми" следами (см., например, фиг. 179). Поскольку отношение между числом нейтронов и протонов в первичном ядре составляет около 1,3, то в среднем до начала процесса „испарения" из ядра оказываются выбитыми 5 протонов и 7 нейтронов. Средний заряд, уносимый этими нуклонами, равен $Z = 5$, но в отдельных случаях могут наблюдаться значительные флуктуации как для полного числа выбитых нуклонов, так и для относительного количества протонов и нейтронов. Отсюда следует, что хотя в начале процесса испарения значение x обычно близко к нулю, иногда могут наблюдаться значительные отклонения от этого условия в обе стороны. Однако вероятнее всего, что такое начальное отклонение будет ликвидировано в процессе испарения нескольких первых нуклонов. В ходе последующего испарения, когда температура падает, например, от 8 до 4 *Мэв*, мгновенное значение величины $|Z - Z_s|$ в ядре обычно не превышает двух. Наконец, когда температура уменьшается от 4 до 2 *Мэв*, испускание нейтронов становится относительно более вероятным. Во время этой стадии обычно вылетают три дополнительных нейтрона и, таким образом, создается некоторый избыток протонов. Следовательно, к концу процесса испарения остаточное ядро обычно оказывается незначительно обогащенным протонами. Как отмечали Фудзимото и Ямагучи [18] и Ле-Кутер [16, 17], после

вылета последнего нейтрона, но еще до того как ядро перейдет в основное состояние за счет испускания γ-квантов, возможен вылет через кулоновский барьер одного протона с малой энергией.

Чтобы более подробно разобрать отмеченный выше процесс, рассмотрим испаряющееся ядро с $A \sim 80$, энергией возбуждения $U \sim 7$ *Мэв* и мгновенным значением избытка протонов $Z - Z_s = +2$. Здесь уже нельзя пренебрегать изменением энергии связи при переходе от ядра с нечетным числом протонов к соседнему ядру с четным числом. Принимая значение энергии парного взаимодействия равным 1 *Мэв* и используя данные, представленные в табл. 29, получаем, что избыточная кинетическая энергия в случае испускания протона из ядра с нечетным номером составляет приблизительно 3 *Мэв*, а для ядра с четным Z — около 1 *Мэв*; вылет нейтронов при этом невозможен. Кинетическая энергия, освобождаемая при испускании α-частицы, равна 5 *Мэв* независимо от того, четная или нечетная величина Z. Классическая высота барьера для вылета протонов составляет примерно 6 *Мэв*, а для α-частиц ~ 11 *Мэв*. Таким образом, при нечетном Z условия для вылета протона через барьер более благоприятны, чем для испускания α-частиц или γ-квантов. Однако при четном Z вероятность вылета α-частицы через барьер становится сравнимой с вероятностями других процессов.

Из соображений, изложенных выше, следует, что окончательная величина избытка протонов в остающемся ядре редко превышает два, поэтому образование короткоживущих позитронно-активных ядер крайне маловероятно. Действительно, очень редко наблюдается β-активность остаточных ядер; эта особенность уже отмечалась ранее при изучении „звезд" в электронно-чувствительных эмульсиях.

е) Энергия, приходящаяся на „черные" и „серые" следы. Рассмотрим вначале энергию, связанную с „черными" следами: при значении мгновенной температуры ядра T средняя кинетическая энергия вылетающей частицы будет равна $V' + 2T$. Кроме того, в энергию, теряемую ядром, входит также энергия связи. Таким образом, полная энергия, соответствующая одной заряженной частице, составляет $\sim (B + V' + 2T)$, а одному нейтрону $B + 2T$. Поскольку для нейтронов, протонов и α-частиц величина $2T$ приблизительно равна $B + V'$, то на первый взгляд кажется, что средняя энергия, приходящаяся на частицу (или на след), должна в противоположность имеющимся экспериментальным данным (см. фиг. 180) быстро возрастать с увеличением начальной температуры, а с ней и числа N_b.

При более точном анализе следует учесть также некоторые другие факторы: 1) Испускание приблизительно трех нейтронов за то время, когда температура падает примерно с 4 до 2 *Мэв*; при этом уносится около 42 *Мэв* энергии возбуждения. 2) Изменение состава и средней энергии испускаемых частиц в ходе процесса испарения, на протяжении которого уменьшается высота кулоновского барьера. 3) Снижение для больших „звезд" отношения числа испущенных протонов к числу нейтронов n_p/n_n за счет того, что разность $|Z - Z_s|$ должна все время оставаться близкой к нулю. Численный расчет, проделанный с учетом этих факторов, дает следующее выражение для энергии возбуждения:

$$U = 42\,(N_b + 1)\ \textit{Мэв}. \qquad (13.8)$$

Эта эмпирическая формула справедлива при условии, что энергия возбуждения U превышает 100 *Мэв*; при меньших значениях три добавочных нейтрона, о которых говорилось выше, обычно не вылетают. Таким образом, средняя энергия U/N_b, приходящаяся на один „черный" след, несколько уменьшается с увеличением размеров „звезды" (см. Ле-Кутер [16, 17]).

„Серые" следы составляют всего лишь 30% полного числа следов, образованных заряженными вторичными частицами, однако они обладают более высокой энергией, и на них приходится бо́льшая часть энергии, затраченной на образование „звезды". Как видно из фиг. 181, отношение среднего числа „серых" и „черных" следов N_g/N_b почти постоянно и не зависит от N_h или n_s; средняя энергия, соответствующая „серым" следам, также почти не меняется для „звезд", образованных падающими частицами с энергией больше 1 *Бэв*. Из данных, приведенных на фиг. 182, следует, что средняя энергия, приходящаяся на один „серый" след, близка к 165 *Мэв*. Если учесть наличие некоторой доли дейтронов и ядер трития, то средняя энергия уменьшится до 130 *Мэв* на нуклон. Принимая в расчет энергию, уносимую нейтронами, а также энергию связи частиц, получаем, что среднее значение энергии, приходящейся на один „серый" след, равно приблизительно 317 *Мэв*. Так как „серые" следы составляют 30% полного числа (N_h) „серых" и „черных" следов, то полученный результат можно записать в виде $E_g = 95\,N_h$ *Мэв*; всю энергию, уносимую частицами, образующими „серые" и „черные" следы, можно выразить формулой

$$E\,(N_h) = [124\,N_h + 30]\ \textit{Мэв}. \qquad (13.9)$$

Как уже отмечалось выше, эта формула справедлива лишь для „звезд", вызванных первичными частицами с энергией, превышающей примерно 1 *Бэв*. При малых энергиях формула (13.9) сильно отличается от выражения, выведенного Брауном и др. [1]:

$$E_{N_h} = 37N_h + 4N_h^2. \qquad (13.10)$$

Последнее выражение получено в результате анализа, в основном подобного изложенному выше, однако в нем были рассмотрены также „звезды" типа 0*n*. Большинство этих „звезд" было образовано нейтронами средних энергий, поэтому получающиеся „серые" следы соответствовали частицам с меньшей энергией. Для $N_h = 18$ (наибольшее значение N_h из рассмотренных в этом анализе) „звезды" типа 0*n* составляют лишь малую долю общего числа „звезд" (см. табл. 26). В этом случае обе формулы дают близкие значения $E(N_h)$.

§ 6. Наблюдение ядерных осколков

а) Частицы с $Z = 1$ и $Z = 2$. При расщеплениях тяжелых ядер эмульсии отношение чисел двукратно и однократно заряженных частиц, образующих „черные" следы, составляет примерно 0,3, тогда как для легких элементов оно равно приблизительно 1 (см. Хардинг [5]).

Доля дейтронов и ядер трития среди однократно заряженных частиц малой энергии пока еще точно неизвестна, однако предполагается, что она составляет примерно 30%. В посвященных этому вопросу опытах Менона и Рочата [19], выполненных в 1951 г., массы вторичных частиц определялись методом $(\bar{\alpha}, R)$; энергии отобранных частиц были достаточно велики (от 15 до 50 *Мэв*), и поэтому среди них, по-видимому, находилось некоторое количество нуклонов отдачи. Тем не менее из полученных данных следует, что дейтроны и ядра трития составляют $30 \pm 8\%$ числа всех однократно заряженных частиц; это незначительно отличается от соответствующего результата для „серых" следов, которые обусловлены совершенно другим физическим процессом.

Иногда из „звезд" вылетают осколки тяжелее α-частиц, однако это происходит редко. Такие осколки были обнаружены уже на ранних стадиях применения эмульсионной методики. Так, в 1939 г. Гайтлер и др. нашли сужающийся к концу след очень сильно ионизующей частицы в полутоновых пластинках фирмы Ильфорд, облученных на Юнгфрау-Йох, а в 1946 г. Оккиалини и Пауэлл [20] сообщили о наблюдении характерных молоткообразных следов, образованных осколками Li^8, которые затем распадаются на две α-частицы. Позднее многие экспериментаторы наблюдали испускание стабильных тяжелых осколков (см. Бонетти и Дилуорс [21], Ходжсон и Перкинс [22], Сёренсен [10, 23], Ловера [24], Шоппер [25], Перкинс [26], Маркез и Перлман [27], Крюссар [28], Скьегестад и Сёренсен [29]).

В тех случаях, когда осколки с $Z \geqslant 3$ имеют короткий пробег, они не могут быть надежно идентифицированы даже в эмульсии С2 и большинство принадлежащих им следов обычно приписывается α-частицам. При таком положении полезными являются сведения, относящиеся к расщеплениям входящих в состав космических лучей тяжелых ядер при их столкновениях с ядрами эмульсии. Эти данные свидетельствуют о том, что осколки с $Z \geqslant 3$ действительно испускаются редко. Подробно этот вопрос рассматривается в гл. 16, где показано, что только примерно в 8% всех „звезд", образованных быстрыми первичными частицами с $Z > 20$, наблюдаются по два осколка с $Z \geqslant 3$. В этих случаях один из них обычно является частью начального ядра, сохранившейся после расщепления, а второй осколок (чаще всего ядро лития) вылетает при „испарении" возбужденного ядра, получающегося в результате столкновения. В подобных событиях часто тяжелый осколок, „испаряясь" с относительно малой энергией в системе центра инерции движущегося ядра, обладает релятивистской скоростью в лабораторной системе координат. При этих условиях его можно однозначно идентифицировать, не встречаясь с теми трудностями, которые возникают, когда „испаряющееся" ядро покоится.

Упомянутые выше опыты с тяжелыми ядрами указывают на то, что тяжелые осколки могут образоваться или при испускании многозарядных частиц из возбужденного ядра, или в результате отдачи остаточного ядра после завершения процесса „испарения". Оценим вначале среднюю энергию ядер отдачи.

б) Энергия ядер отдачи. В качестве первого приближения допустим, что все „испарившиеся" нуклоны вылетают по одному случайным образом со среднеквадратичной скоростью v_m. Когда ядро с массовым числом A испускает нуклон, то образующееся ядро $A - 1$ в результате отдачи приобретает скорость $v_m/(A-1)$. Последующие частицы будут испущены в произвольном направлении, так что среднеквадратичная скорость остаточного ядра определится суммой $\sum_{A_r}^{A_0-1} [v/(A-1)]^2$, где A_0 — масса „испаряющегося", а A_r — остаточного ядра. Если $A_0 \gg A_r$ (рассматриваются только ядра серебра и брома),

то результирующий средний квадрат скорости конечного ядра будет $\sim v_m^2/A_r$, а энергия этого ядра $\frac{1}{2} v_m^2$ оказывается равной средней энергии вылетающих нуклонов и не зависит от A_r. Таким образом, энергия остаточного ядра не зависит от числа „испарившихся" частиц, если оно достаточно велико.

Чтобы учесть, как изменится этот результат при испускании более тяжелых частиц, рассмотрим вначале „испарение" дейтронов. Если предположить, что их средняя энергия равна энергии нуклонов (хотя естественно ожидать, что она будет несколько большей), то при испускании одного дейтрона ядро получит такой же средний импульс, как и при последовательном вылете двух нуклонов, обладающих одинаковой средней энергией. Таким образом, если энергетические спектры дейтронов и ядер трития подобны спектру нуклонов, испаряющихся по отдельности, то вклад первых в энергию отдачи будет таким же, как и при независимом „испарении" входящих в них нуклонов.

Наконец, α-частицы, которые составляют $\sim 30\%$ всего числа „испаряющихся" заряженных частиц, обладают средней энергией, примерно в 2 раза превышающей энергию нуклонов. Следовательно, их вклад в энергию отдачи соответствует тому, который получился бы, если бы все нуклоны, входящие в состав α-частицы, были испущены по отдельности, но с энергиями, в 2 раза бо́льшими средней энергии отдельных нуклонов.

Таблица

Частицы	Содержание в „звездах" с большим N_h, %	Средняя кинетическая энергия, *Мэв*
Протоны	26	8
Дейтроны и ядра трития	18	8
	20	16
α-частицы	36	3
Нейтроны		

Если относительное содержание различных вторичных частиц, вылетающих при типичном расщеплении тяжелого ядра, соответствует приведенным выше данным, то, учитывая вклады отдельных частиц на основе изложенных соображений, можно оценить энергию ядра отдачи. Полученная таким способом средняя величина составляет примерно 12 *Мэв*. Это значение не настолько велико, чтобы при $A_r \gg 12$ можно было легко идентифицировать след (см. стр. 72–74). Однако иногда ядро отдачи в результате благоприятных статистических флуктуаций по направлениям вылета „испаряющихся" частиц должно получить гораздо большую энергию. Среднеквадратичное отклонение энергии от среднего значения можно определить с помощью расчетов, аналогичных расчетам, использованным при вычислении средней энергии. При этом оказалось, что оно составляет $\sim 1{,}3\, v^2/A$, т. е. в 1,3 раза больше, чем сама средняя энергия. За бо́льшую часть этого отклонения ответственны α-частицы. Кроме того, если из „испаряющегося" ядра действительно вылетают тяжелые осколки, например Li_3^8, то они обычно обладают значительной кинетической энергией, обусловленной кулоновским отталкиванием. В этом случае возрастает вероятность того, что ядро отдачи само будет обладать достаточной кинетической энергией и образует след, который может быть идентифицирован. Однако независимо от того, испускаются или нет тяжелые осколки, флуктуации таковы, что нередки случаи, когда ядро получает энергию, в 3 или 4 раза превышающую среднее значение, т. е. равную ~ 40 *Мэв*. При этом оно образует плотный след длиной не более 40 μ для $A_r \leqslant 12$. Как следует из приближенных расчетов, около 5% „звезд", вызванных расщеплением ядер серебра и брома при облучении космическими лучами, имеют ядра отдачи с $E > 40$ *Мэв*.

То, что некоторые осколки не связаны с ядрами отдачи, можно заключить уже из их наблюдения в „звездах" с $8 \leqslant N_h \leqslant 12$. При этом ядро-мишень должно было бы обладать массой $A_r \gg 60$. Крайне маловероятно, чтобы такая частица могла образовать след длиннее нескольких микронов.

в) Испускание ядер Li^8 и B^8; молоткообразные следы. Одним из наиболее выделяющихся типов осколков с $Z \geqslant 3$ являются ядра Li_3^8, которые образуют так называемые молоткообразные следы. Эти осколки легко идентифицировать по появлению в конце их пробега следов двух α-частиц. Последние разлетаются в противоположные стороны с равными скоростями и возникают в результате распада из возбужденного состояния ядра Be^8, которое в свою очередь образуется после β-распада Li^8:

$$Li_3^8 \to Be_4^{8*} + \beta^-, \quad Be_4^{8*} \to 2\alpha$$

(см. фото 133 и 134). Образование молоткообразных следов является одним из самых первых явлений, которые были обнаружены с помощью эмульсий фирмы Ильфорд, заменивших в 1946 г. полутоновые пластинки (см. Окиалини и Пауэлл [20]). Эти следы встречаются приблизительно в 0,3% „звезд", образованных космическими лучами; примерно на

2000 заряженных частиц, испускаемых при „испарении" ядер эмульсии, приходится одно ядро Li^8_3.

Молоткообразные следы могут быть также образованы ядрами B^8_5, которые, распадаясь с испусканием позитрона, переходят на тот же самый возбужденный уровень ядра Be^8_4. Если длина следов ядер Li^8_3 и B^8_5 превышает ~ 50 μ, то при просмотре под микроскопом эти ядра можно отличить друг от друга по заметному различию в числе δ-электронов (см. фото 135).

Существование молоткообразных следов, обусловленных B^8_5, было установлено в 1953 г. Баркасом и Тайреном [30], в опытах по магнитному анализу пучка частиц, получающихся при расщеплениях под действием протонов большой энергии. Частицы с различными массами можно было идентифицировать по радиусу кривизны и пробегу, причем были обнаружены молоткообразные следы, обусловленные ядрами с зарядом 5. Лишь небольшая доля молоткообразных следов обусловлена ядрами B^8_5. Высказывались также предположения, что незначительная часть молоткообразных следов могла быть обусловлена ядрами Li^9_3. После β-распада этого ядра образуется ядро Be^9_4 в сильно возбужденном состоянии, из которого оно распадается на две α-частицы и нейтрон. При таком расщеплении две α-частицы, вообще говоря, уже не будут коллинеарны и не будут обладать одинаковым пробегом. В табл. 31 приведены результаты систематического анализа 164 „звезд", содержащих молоткообразные следы, которые были отобраны из 43 000 „звезд", зарегистрированных в эмульсии, облучавшейся космическими лучами на высоте около 20 *км*.

Таблица 31

Частота испускания ядер Li^8 из „звезд" с различным значением N_h

N_h	Число ядер Li^8_3	Вероятность на 1 луч, $\times 10^4$
3— 6	41	3,3
7—11	30	3,6
12—16	36	7,5
17—22	38	14
$\geqslant 23$	19	17

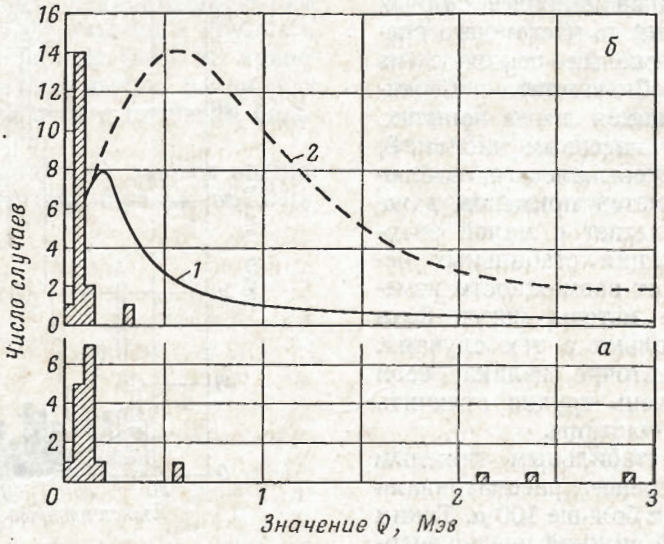
Средняя вероятность наблюдения ядер Li^8 составляет на 1 „звезду" $3{,}7 \cdot 10^{-3}$, на 1 луч $5{,}5 \cdot 10^{-4}$. Распределение этих „звезд" по N_h очень похоже на распределение, приведенное в табл. 27, для которого $\overline{N}_h = 6{,}6$. Можно видеть, что вероятность, отнесенная на 1 луч „звезды", довольно быстро возрастает с увеличением N_h. Эту зависимость можно объяснить на основании капельной модели. Как следует из выражения (13.6) и табл. 30, потенциальный барьер „испаряющегося" ядра играет важную роль, препятствуя испусканию многократно заряженных осколков. Расщепляемое ядро, которое образует большую „звезду", имеет более высокую температуру на протяжении значительной части процесса „испарения"; кроме того, средний заряд ядра во время испарения меньше. Оба эти фактора увеличивают вероятность испускания многократно заряженных осколков. В тех случаях, когда ядра Li^8 вылетают из „звезд" с малым значением N_h, вероятнее всего, что они представляют собой остаточное ядро, получающееся после расщепления ядер углерода, азота или кислорода.

Результаты, аналогичные вышеизложенным, получили Голдсак и др. [31] в 1957 г. и Дека (частное сообщение) в 1958 г. при анализе „звезд", образованных пучками протонов или π-мезонов большой энергии. Эти авторы изучали энергетическое и угловое распределения и показали, что, во-первых, угловое распределение осколков с энергией меньше 40 *Мэв* почти изотропно, подтвердив таким образом их связь с процессом „испарения". Небольшая часть осколков более высокой энергии оказывается в какой-то степени коллимированной вблизи направления первичной частицы, и поэтому они близки к частицам, образующим „серые" следы. Во-вторых, как следует из этих экспериментов, энергетический спектр осколков Li^8 с энергией ниже 40 *Мэв* (см. фиг. 178) согласуется со спектром, который можно было бы ожидать при „испарении" из „звезд" с энергией возбуждения ~ 500 *Мэв*; эта величина близка к значению, полученному из распределения по N_h для тех расщеплений, при которых испускаются осколки Li^8. Абсолютная частота вылета этих частиц также сравнивалась с предсказаниями „теории испарения" (см. табл. 30); она удовлетворительно согласуется с теорией.

г) α-частицы, образующиеся при распаде Be^8. Кроме Li^8_3 и B^8_5, иногда испускается третий тип ядра с массовым числом 8, а именно Be^8. Если ядро Be^8 находится в своем основном состоянии, то оно примерно через 10^{-17} *сек* распадется на лету на две α-частицы. Однако выделяемая при этом энергия составляет всего около 80 *кэв*. Следовательно, если начальная кинетическая энергия ядра Be^8 равнялась ~ 40 *Мэв* (что является типичным значением), то образующиеся при его распаде две α-час-

тицы будут иметь почти одинаковую энергию и угол между направлениями их движения будет меньше 6°. Такие пары α-частиц впервые наблюдались в 1950 г. Перкинсом [26] и Крюссаром [28]; красивая фотография этого события показана на фото 135.

тицы, было обнаружено 14 пар со значением Q меньше, чем 0,2 *Мэв*, и только в четырех случаях величина Q находилась в интервале от 0,2 до 3 *Мэв*. Таким образом, естественно приписать все случаи, кроме одного или двух, имеющих $Q < 200$ *кэв*, распаду Be^8 из основного



Фиг. 186. Распределение по кажущимся значениям Q для реакции $Be^8 \to 2\alpha$.

Построено на основании: *а* — наблюдений Перкинса [26] и *б* — наблюдений Крюссара [28]. Кривые *1* и *2* показывают форму распределений, соответствующих случайному совпадению направлений α-частиц, вылетающих в процессе испарения; кривая *1* рассчитана для углов $< 10°$; кривая *2* — для углов $< 20°$.

На фиг. 186 приведена гистограмма значений Q, полученных этими авторами. Крюссар ограничился рассмотрением значений $Q < 500$ *кэв* и не указал, каким угловым критерием он руководствовался при отборе следов; поэтому нельзя вычислить величину „фона", обусловленного парами независимых друг от друга α-частиц. Перкинс рассматривал только α-частицы, угол между направлениями которых был меньше 10°.

Кривые на фиг. 186 соответствуют форме ожидаемого распределения значений Q, которое получается для случайного совпадения направлений α-частиц, вылетающих в процессе „испарения"; расчеты сделаны в предположении, что частицы вылетают беспорядочно. Энергетический спектр этих частиц был взят из фиг. 180, причем он обрывался при 40 *Мэв*. Это делалось для учета того требования, чтобы следы пар α-частиц оканчивались в той же эмульсии, в которой произошло первичное расщепление.

Из кривой 1 на фиг. 186, *б* видно, что для случайных пар α-частиц примерно 20% видимых значений Q, меньших 3 *Мэв*, находится в интервале от 0 до 0,2 *Мэв*. В 167 „звездах", из которых в среднем вылетает примерно по 3 α-частицы, было обнаружено 14 пар со значением Q меньше, чем 0,2 *Мэв*, и только в четырех случаях величина Q находилась в интервале от 0,2 до 3 *Мэв*. Таким образом, естественно приписать все случаи, кроме одного или двух, имеющих $Q < 200$ *кэв*, распаду Be^8 из основного состояния, а события с большей энергией отнести к случайным совпадениям. Абсолютная частота испускания осколков Be^8 значительно выше частоты вылета частиц Li^8 и в пределах имеющейся в настоящее время большой неопределенности согласуется с теорией „испарения" (см. табл. 30).

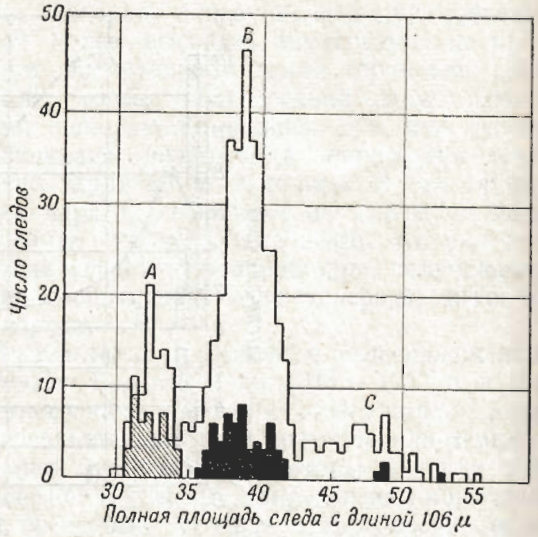
Пары α-частиц, обусловленные распадом Be_4^8 из возбужденного состояния с энергией 2,9 *Мэв*, нельзя отличить от двух генетически не связанных α-частиц, поскольку их следы обычно расходятся под большим углом и значительно различаются по длине. Кроме того, вследствие короткого времени жизни возбужденный уровень Be_4^8 сильно размыт по энергиям. В результате этого значительную часть всех пар не связанных между собой α-частиц, вылетающих из „звезд", можно приписать распаду Be_4^8 из первого возбужденного состояния. Аналогичным образом иногда выдвигаются предположения, что группы выходящих из „звезд" следов можно приписать испусканию короткоживущих ядер в сильно возбужденном или виртуальном состояниях. Однако эта гипотеза не кажется плодотворной, так как измеренные направления вылета и значения энергии

для различных комбинаций, которые можно составить из следов сложной „звезды", всегда могут быть согласованы с распадом из основного или возбужденного состояния того или иного из известных ядер.

д) Относительная вероятность вылета различных осколков. Одним из наиболее полных исследований, выполненных до настоящего времени по испусканию тяжелых осколков из „звезд", является работа Скьегестада и Сёренсена [29]. В обсуждавшихся выше опытах, относящихся к ядрам с массовым числом 8, обнаружение осколков основывалось на наблюдении их распада; этот метод применим даже тогда, когда частица вылетает с малой энергией. Однако идентификация стабильных осколков должна зависеть от возможности измерения их следов. Такие методы могут быть с успехом применимы только в тех случаях, когда длина следа достаточно велика; если же след короткий, то очень трудно отличить более тяжелое ядро от α-частицы.

В своей работе по стабильным тяжелым осколкам Скьегестад и Сёренсен рассматривали только частицы с пробегом больше 100 μ. Таким образом, соответствующий нижний предел энергий зависел от массы и заряда отдельного осколка. Это обстоятельство следует иметь в виду при сравнении относительной частоты вылета различных осколков.

Идентификация осколков основывалась на измерении ширины следа, усредненной по последним 100 μ пробега, причем учитывались только следы с углом погружения меньше 20° и оцененным наблюдателем зарядом $Z \geqslant 3$. Ширина определялась по контуру следа, проектировавшемуся на экран. На фиг. 187 показаны результаты измерений, которые были выполнены на 500 следах, отобранных при просмотре, исходя из того, что они, возможно, образованы частицами с зарядом не меньше 3. При таком критерии отбора могло быть пропущено небольшое число частиц с $Z \geqslant 3$ и включен ряд ядер Не. Заштрихованная площадь соответствует α-частицам, идентифицированным путем счета δ-электронов; зачерненная площадь отвечает результатам измерений на молоткообразных следах, большинство которых принадлежит ядрам Li^8 (4 следа вызваны ядрами B^8).



Фиг. 187. Распределение следов 500 частиц, вылетевших из „звезд", образованных космическими лучами, по значениям „интегральной" ширины следа $\left(\int_0^R \omega dR\right)$ в интервале от нуля до $R = 106\mu$.

Из анализа 500 следов не получено никаких указаний на присутствие ядер углерода или более тяжелых ядер [29].

Из фиг. 187 отчетливо видно, что можно выделить три основные группы частиц, почти совершенно отделенные друг от друга и обозначенные как *A*, *B* и *C*. Очевидно, группа *A* обусловлена ядрами гелия, которые присутствуют потому, что наблюдатель иногда переоценивает заряд осколка. Группа *B* явным образом соответствует ядрам Li^6 и Li^7 с некоторой долей Li^8. Группа *C* вероятнее всего отвечает в основном ядрам бериллия (Be^7, Be^9 и Be^{10});

Таблица 32

Частота испускания тяжелых осколков с большим пробегом [29]

Тип осколка	Наблюдаемое число осколков с пробегом $R > 100\,\mu$	Энергия, соответствующая пробегу $R = 100\mu$, *Мэв*	Наблюдаемое число осколков с $E > 64$ *Мэв*
$Li^{6,7}$	336	29	106
Li^8	56	31	18
$Be^{7,9,10}$	52	43	16
B^8	4	56	4
$B^{10,11}$	17	64	17

это заключение основано на том, что средняя ширина следа оказывается несколько меньше, чем в случае молоткообразных следов, обусловленных ядрами B^8. На следах, входящих в группу *C*, были проведены более полные измерения и была достигнута степень разрешения, позволяющая различать ядра бериллия и бора; полученные результаты указывают на то, что около 70% частиц в группе *C* являются ядрами бериллия. В табл. 32 приведены относительные частоты вылета различных осколков, образующих следы с пробегом больше 100 μ.

В последнем столбце табл. 32 даются оценки числа осколков с энергией больше 64 *Мэв*, соответствующей пробегу, равному 100 μ, для ядра B^{11}. Относительное содержание различных осколков качественно согласуется с результатами, приведенными в табл. 30 для температуры $T \sim 6$ *Мэв*. Однако необходимо отметить, что теоретические значения относятся только к энергиям, превосходящим высоту барьера. Полученное согласие, по-видимому, обусловлено просто удачным совпадением, поскольку кажется сомнительным, чтобы образование тяжелых осколков в рассматриваемом интервале энергий можно было приписать процессу „испарения". Подобное возражение не относится к осколкам Li^8 и Be^8, так как они наблюдаются во всем диапазоне энергий.

Глава 14

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ МЕЗОНОВ И АНТИНУКЛОНОВ С ЯДРАМИ

§ 1. Введение

В формировании представлений об элементарных частицах решающую роль сыграло изучение их взаимодействия с ядрами в условиях, когда эти частицы обладают большой энергией. До строительства больших ускорителей можно было проводить эксперименты только с частицами, образованными в космических лучах; это была очень трудоемкая работа, и результаты имели малый статистический вес. Кроме того, опыты по необходимости были ограничены теми частицами относительно малой энергии, которые могли быть идентифицированы по результатам измерения плотности зерен и рассеяния. Позднее, когда были разработаны методы искусственного получения пучков различных частиц, однородных по импульсам и с большей интенсивностью, стало возможным проведение экспериментов при контролируемых условиях даже в релятивистской области энергий.

В этой главе обсуждаются микрофотографии ядерных столкновений различных частиц и дается краткий обзор основных характеристик взаимодействий. Будет показано, что, как и в случае взаимодействия с ядрами отрицательных частиц разного типа в конце их пробега, существуют характерные различия и в поведении тех или иных быстрых частиц при ядерном взаимодействии.

Рассматривая различные взаимодействия, удобно различать „упругие" процессы, при которых падающая частица рассеивается с малыми потерями энергии, и „неупругие" столкновения, при которых частица теряет значительную долю энергии и может вызвать, например, образование новой частицы или расщепление ядра. Упругое рассеяние может быть обусловлено кулоновскими силами, действующими между заряженными частицами, специфическими ядерными силами или „дифракционным рассеянием".

Термин „дифракционное рассеяние" относится к тому вкладу в рассеяние, который связан по крайней мере частично с „непрозрачностью" ядер для прохождения заряженных частиц. Таким образом, волновой фронт, соответствующий пучку заряженных частиц, несколько искажается, проходя через вещество; это приводит к дифракционным эффектам, которые проявляются как рассеяние отдельных частиц. При всяких попытках объяснения наблюдаемого распределения интенсивности необходимо определить сумму вкладов от амплитуд рассеянных волн, обусловленных различными процессами; при этом следует учесть также фазовые изменения, вносимые рассеянием. Из известной теоремы физической оптики следует, что амплитуды, образующие дифракционную картину в системе непрозрачных круглых экранов, являются „дополнительными" для амплитуд, получающихся при аналогичной системе отверстий, так что сумма амплитуд, соответствующих обоим случаям, воспроизводит картину свободного прохождения пучка. Аналогично рассеянная интенсивность, обусловленная набором ядер, полностью непрозрачных для пучка частиц, обладает тем свойством, что полное эффективное сечение для поглощения частиц связано с сечением упругого рассеяния только за счет дифракционных процессов. Если же частицы могут иногда свободно проходить через ядро, то эффективное сечение упругого рассеяния будет соответственно меньше.

а) Пробег для взаимодействия. В предыдущей главе производилась оценка пробега для взаимодействия и при этом предполагалось, что ядру следует приписать радиус R и эффек-

тивное сечение πR^2, где $R = 1{,}3 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ *см* (A — массовое число). При таком подходе подразумевается, что ядро непрозрачно для прохождения заряженных частиц. Однако детальное рассмотрение ядерного взаимодействия различных частиц показывает, что необходимо более точное приближение. Так, ядра являются относительно прозрачными для некоторых типов частиц; но даже частицы, которые сильно взаимодействуют с нуклонами, могут пройти сквозь периферическую область ядра, не испытывая взаимодействий. Следовательно, действительное эффективное сечение взаимодействия будет, как правило, меньше „геометрического".

Рассмотрим прохождение однородного пучка частиц через ядерное вещество с постоянной плотностью ϱ нуклонов в 1 $см^3$ и примем эффективное сечение взаимодействия частиц с нуклонами в ядре равным σ. Тогда вероятность того, что частица провзаимодействует с нуклоном, пройдя отрезок пути dt, можно представить соотношением $p = \varrho\sigma\, dt$. Если в результате взаимодействия частица выбывает из пучка (например, поглощается), то ослабление интенсивности пучка на расстоянии t определяется выражением $a = a_0 e^{-Kt}$, где K — соответствующий коэффициент поглощения, равный $\varrho\sigma_a$. Средний свободный пробег частицы данного типа в ядерном веществе будет равен $1/K = 1/(\varrho\sigma_a)$.

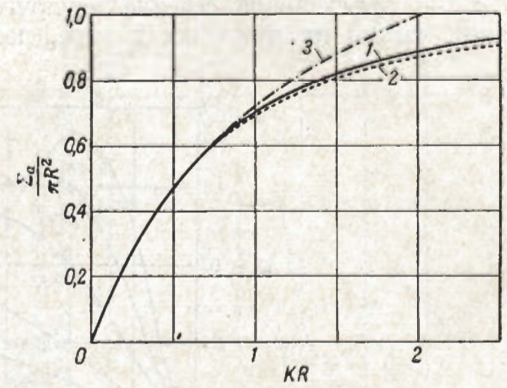
При расчете поглощения в сферическом ядре последнее можно рассматривать состоящим из ряда колец толщиной t, каждое из которых дает свой вклад f в геометрическое сечение πR^2: $f = tdt/2R^2$, $(0 < t < 2R)$. Полная вероятность того, что частица испытает взаимодействие, проходя через ядро, будет определяться интегралом

$$\int_0^{2R} (1 - e^{-Kt}) \frac{t}{2R^2}\, dt = \frac{\Sigma_a}{\pi R^2}. \qquad (14.1)$$

Эта величина выражает эффективное сечение взаимодействия частицы с ядром в долях „геометрического" сечения πR^2.

Результаты, полученные с помощью этой формулы для любого ядра, приведены на фиг. 188 (кривая *1*), где величина $\Sigma_a/\pi R^2$ представлена в зависимости от переменной KR, выражающей вероятность того, что частица испытает взаимодействие, пройдя расстояние, равное радиусу ядра. Кривая *2* соответствует аналогичным результатам, полученным для фотоэмульсии с учетом концентрации различных компонент. В этом случае результаты удобно представить, откладывая по оси абсцисс величину KR_{Br}, где R_{Br} — радиус ядра брома.

Кривые *1* и *2* на фиг. 188 получены в предположении, что плотность нуклонов постоянна во всем объеме ядра. В качестве другого предположения можно принять, что плотность изменяется по закону Гаусса $\varrho = \varrho_0 \exp(-r^2/r_0^2)$, где r — расстояние от центра ядра, а r_0 — некоторая постоянная величина. В этом случае плотность нуклонов убывает к периферии ядра,



Фиг. 188. Отношение эффективного сечения поглощения Σ_a к геометрическому (πR^2) для различных значений $KR = R/(\varrho\sigma_a)$.

а ϱ_0 и r_0 выбираются так, чтобы среднеквадратичное значение r для нуклонов в любом ядре и их полное число A были такими же, как и для однородного ядра. Кривая *3* на фиг. 188 соответствует этому случаю при обычно используемых величинах KR_{Br}, причем значения Σ_a незначительно изменяются в зависимости от предположения о распределении плотности.

б) Дифракционное рассеяние. Как уже отмечалось выше, при прохождении однородного пучка частиц через вещество некоторые частицы отклоняются от своего первоначального направления без существенных потерь энергии, испытывая дифракционное рассеяние. Этот эффект частично обусловлен ослаблением первоначального пучка за счет ядерного поглощения. Однако дифракционное рассеяние связано также с изменением фазы волны, представляющей первоначальный пучок, прошедший через ядерное вещество без поглощения.

Для выяснения основных характеристик происходящих физических процессов и оценки рассеянной и поглощенной частей падающего пучка удобно рассмотреть результаты, полученные с помощью простой „оптической" модели, в которой ядро представляется в виде полупрозрачной сферы. Коэффициент преломления сферы состоит из действительной и мнимой частей, каждая из которых вносит свой вклад в дифракционное рассеяние. Наличие

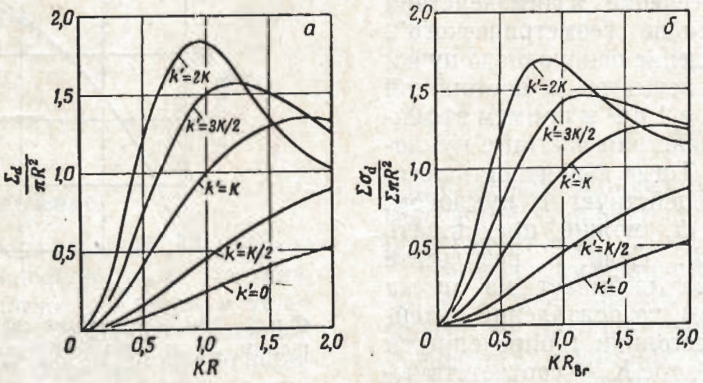
мнимой части подразумевает также поглощение волны, соответствующей падающему пучку.

Значения действительной и мнимой частей коэффициента преломления можно оценить, пользуясь эффективным сечением неупругого рассеяния падающих частиц на нуклонах σ_a и изменением V — потенциальной энергии частицы после вхождения ее в ядро (см. Фернбах и др. [1]). Здесь σ_a — эффективное сечение неупругого рассеяния частиц на нуклонах в ядре, полученное с учетом принципа Паули и усредненное по протонам и нейтронам.

потенциальной энергии частицы при попадании ее внутрь ядра, а $\hbar c/R_0 \sim m_\pi c^2 \sim 150$ *Мэв*.

Рассмотрим теперь прохождение плоской волны через диск из ядерной жидкости, имеющий радиус R и толщину T. Пренебрегая отражением на границе ядра и эффектами, обусловленными преломлением, получаем, что прошедшая волна как по амплитуде, так и по фазе отличается от невозмущенного пучка. Если падающий пучок имеет единичную амплитуду, то амплитуда a после прохождения определяется соотношением $a = \exp(-\frac{1}{2}KT)$, а вводимый фазовый сдвиг равен $k'T$. Поглощение Σ_a, обусловленное диском, можно выразить как

$$(\Sigma_a)_{\text{диск}} = \pi R^2 (1 - a^2) = \pi R^2 (1 - e^{-KT}).$$



Ф и г. 189. Расчетные значения эффективного сечения для дифракционного рассеяния на ядрах с различными значениями $KR = R/\varrho\sigma_a$ и при разных отношениях k'/K.

Это отношение определяет фазовый сдвиг, вносимый ядром в пучок вылетающих частиц. Расчеты выполнены для: *а* — отдельных элементов и *б* — ядерной эмульсии.

Действительная часть коэффициента преломления определяется отношением длин волн де-Бройля частицы внутри (λ') и снаружи (λ) ядра. Если обозначить через u скорость падающей частицы, через k и $k + k'$ — волновые числа соответственно снаружи и внутри ядра, а через $p = \hbar k$ — импульс частицы вне ядра, то

$$\frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{k + k'}{k} = \sqrt{1 + \frac{2V}{up} + \frac{V^2}{p^2 c^2}} \sim 1 + \frac{V}{up}. \quad (14.2)$$

Это приближенное выражение справедливо, когда V меньше, чем $\sim 2E$, где E — кинетическая энергия первичной частицы. Из (14.2) следует

$$k' \sim \frac{Vk}{up} = \frac{V}{u\hbar}.$$

Таким образом, если (в рассматриваемом приближении) частицы движутся с релятивистскими скоростями ($u \to c$), то фазовый сдвиг $k'R$ (относительно падающей волны), получающийся при прохождении волной расстояния R внутри ядра, не зависит от энергии частицы и его можно записать в виде $k'R = (V/150)\, A^{1/3}$ *рад*, где V — изменение (в *Мэв*)

Таким образом, дифракционные эффекты связаны с тем, что волна, прошедшая через диск, отличается от невозмущенной плоской волны по амплитуде на $1 - a$ и по фазе на $k'T$. Разность между абсолютной величиной векторов амплитуд падающей и прошедшей волн равна $(1 - 2a\cos k'T + a^2)^{1/2}$. Следовательно, полное эффективное сечение дифракционного рассеяния диском будет таково:

$$(\Sigma_d)_{\text{диск}} = \pi R^2 [1 - 2e^{-\frac{1}{2}KT} \cos k'T + e^{-KT}].$$

Для оценки этих эффектов в случае сферического ядра удобно снова представить его состоящим из ряда колец разного диаметра. Тогда дифракционное рассеяние, обусловленное ядром, можно выразить через интеграл:

$$\frac{\Sigma_a}{\pi R^2} = \int_0^{2R} (1 - e^{-KT}) \frac{T}{2R^2}\, dT, \quad (14.3)$$

$$\frac{\Sigma_d}{\pi R^2} = \int_0^{2R} \left(1 - 2e^{-\frac{1}{2}KT} \cos k'T + e^{-KT}\right) \frac{T\,dT}{2R^2}.$$

Полученные таким способом значения Σ_d приведены на фиг. 189 для разных KR и k'/K. Следует отметить, что при $K \to \infty$ величина Σ_a стремится к πR^2, т. е. к „геометрическому" сечению ядра (см. фиг. 188). Однако Σ_d может быть как больше, так и меньше πR^2; для сферических ядер значения Σ_d находятся между 0 и 3,2 πR^2, а в случае диска верхний предел равен $4\pi R^2$.

При интерпретации результатов, полученных с эмульсиями, в достаточно хорошем приближении можно считать, что нормальная эмульсия состоит из $2{,}03 \cdot 10^{22}$ тяжелых атомов с массовым числом $A = 94$ и $2{,}65 \cdot 10^{22}$ легких атомов с $A = 13{,}7$ в 1 $см^3$. Эффектами, обусловленными наличием ядер водорода, можно пренебречь, поскольку их вклад мал, а в тех случаях, когда происходит упругое рассеяние на водороде, всегда можно обнаружить частицу отдачи. На фиг. 188 (кривая *2*) вычисленные таким путем значения $(\Sigma_d)_{эм.}$ для эмульсии показаны в зависимости от значений KR_{Br}.

в) Угловые распределения при дифракционном рассеянии. Можно показать, что угловое распределение упруго рассеянных частиц в случае круглого диска определяется выражением

$$\frac{d[\sigma_a(\theta)]}{d\omega} = \frac{\sigma_d}{\pi}\left[\frac{1+\cos\theta}{\sin\theta} J_1(kR)\sin\theta\right]^2. \quad (14.4)$$

Это выражение сходно с формулой для дифракции света на круглом экране. Если угол θ мал, то распределение имеет максимумы при

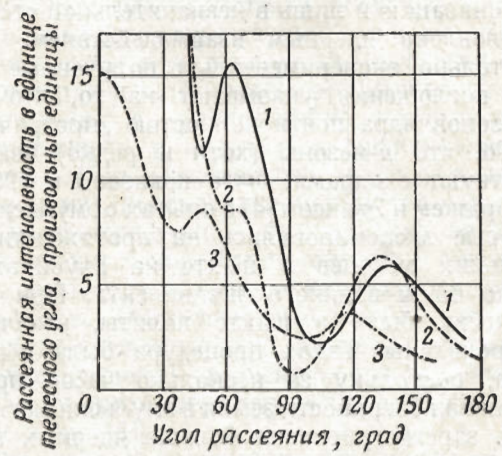
$$\theta = 0° \quad \text{и} \quad \theta = \arcsin\frac{5{,}3}{kR}$$

и минимумы при

$$\theta = \arcsin\frac{3{,}83}{kR}, \qquad \theta = \arcsin\frac{7{,}02}{kR} \quad \text{и т. д.}$$

Для сферического ядра не существует общего аналитического решения, определяющего вид дифференциального углового распределения, однако в предельном случае, когда $KR \to \infty$, оно идентично распределению для диска. За исключением случаев сочетания большого k' и малого K, полная ширина углового распределения для сферы не сильно отличается от соответствующей величины для диска, хотя промежуточные максимумы часто могут отсутствовать. Так получается при предположении, что плотность в ядре распределена по гауссовой кривой, причем KR и $k'R$ малы; тогда $\overline{\theta^2} \times \overline{r^2} = 2$, где $\overline{\theta^2}$ и $\overline{r^2}$ — среднеквадратичные значения угла дифракции и расстояния нуклона от центра ядра.

В качестве иллюстрации эффектов, обусловленных дифракционным рассеянием, на фиг. 190 приведены результаты экспериментов по упругому рассеянию дейтронов с энергией 7,7 *Мэв* на углероде и азоте. Данные были получены из экспериментов, в которых использовались газовые мишени; схема опытов аналогична приведенной на фиг. 49 (см. стр. 103). Можно заметить, что для обоих ядер общий вид угловых распределений рассеянной интенсивности аналогичен (это соответствует близким значениям R)



Фиг. 190. Угловое распределение, полученное при упругом рассеянии пучка дейтронов с энергией 7,7 *Мэв* на ядрах кислорода (кривая *1*) и азота (кривая *2*).

Кривая *3* соответствует распределению, рассчитанному на основе оптической модели при $\lambda = {}^1/_4\pi R$ [2, 3].

и не зависит от деталей структуры ядра. Кривая *3* на фиг. 190 означает форму распределения, рассчитанного на основании оптической модели (непрозрачная сфера с $kR = 3$). Сходство всех трех распределений видно совершенно отчетливо. Следует отметить, что для дейтронов с энергией 8 *Мэв* при глубине потенциальной ямы $V = 40$ *Мэв* показатель преломления велик. При этом может оказаться существенным и влияние отражения, которое не учитывалось в предыдущем рассмотрении. Многочисленные экспериментальные точки для кислорода и азота (не показанные на графике) хорошо укладываются на кривые рассеяния. При углах меньше 40° интенсивность быстро возрастает за счет кулоновского рассеяния.

§ 2. Взаимодействия быстрых μ-мезонов

а) Ослабление „жесткой" компоненты под землей. Уже на ранних стадиях изучения космических лучей выяснилась одна очень важная особенность, а именно наличие в них „жесткой", или проникающей, компоненты, состоящей из частиц, которые могут проходить через слой свинца толщиной в несколько

сантиметров, не образуя при этом „мягких" каскадов. Постепенно в процессе изучения космических лучей глубоко под землей выяснилось, что быстрые μ-мезоны обладают очень большой проникающей способностью. После того, как было обнаружено слабое ядерное взаимодействие медленных μ-мезонов (см. стр. 147) стало ясно, что ослабление жесткой компоненты при прохождении через вещество почти полностью связано с потерями энергии на ионизацию и лишь в незначительной степени обусловлено ядерным взаимодействием. Действительно, экспериментально полученные кривые поглощения указывают на то, что для μ-мезонов ядра почти полностью „прозрачны".

То, что μ-мезоны (хотя и редко) взаимодействуют с ядрами, было показано в 1950 г. Джорджем и Эвансом [4] в опытах с эмульсиями, которые экспонировались на протяжении нескольких месяцев в шахте на глубинах от 20 до 60 *м* водяного эквивалента. При этом эмульсии были в шахте политы, высушены и проявлены. Такая процедура была необходима, поскольку за несколько часов пребывания на поверхности земли в эмульсии могло бы быть зарегистрировано больше ядерных взаимодействий, чем в течение нескольких месяцев под землей. В облученных при этих условиях эмульсиях было обнаружено более 40 „звезд" с тремя или бо́льшим количеством лучей. На фото 136 и 137 показаны три такие „звезды". Из общего числа зарегистрированных „звезд" 24 были получены в эмульсии G5 и, таким образом, можно было обнаружить все выходящие следы с минимальной ионизацией. Десять „звезд" было образовано быстрыми заряженными частицами и четырнадцать — нейтральными. В пяти случаях, относящихся к заряженным первичным частицам, из расщепления вылетали несколько медленных сильно ионизующих и одна быстрая заряженная частица; на фото 136 показано два примера таких событий (тип 1*p*). В четырех других аналогичных случаях наблюдалось образование небольших „ливней" из релятивистских частиц (тип *np*, см. фото 137); наконец, в десятой „звезде" совсем не было быстрых вторичных частиц (тип 0*p*). Было установлено, что заряженные первичные частицы всегда летели вниз по направлениям, составляющим с вертикалью угол меньше 45°.

Как показали эксперименты, частота таких расщеплений очень медленно убывает с увеличением глубины. Хотя статистический вес этих наблюдений невелик, полученные результаты указывают на то, что под землей доля „звезд", образованных заряженными частицами, больше, чем на поверхности (42 и 17% соответственно).

Помимо расщеплений, зарегистрировано 360 μ-мезонов и 8 π-мезонов, которые остановились в эмульсии и затем распались или провзаимодействовали с ядрами. Обычно π-мезоны входили в стопку извне и, по-видимому, рождались в веществе, окружающем подземное помещение, в котором экспонировалась эмульсия. Пролетая по воздуху некоторое расстояние, прежде чем попасть в стопку, значительная часть π-мезонов, вероятно, распадалась на лету. Если бы не этот эффект, то число зарегистрированных π-мезонов было бы ~ 24, что соответствует частоте попаданий в эмульсию, составляющей $\sim 2{,}7 \cdot 10^{-3}$ случаев на 1 $см^3$ за сутки. Эти мезоны, направления которых распределены почти изотропно, не могут проникнуть в таком количестве с поверхности земли; их нельзя приписать и быстрой нуклонной компоненте, поскольку она также слишком сильно поглощается, чтобы ею можно было объяснить наблюдаемые интенсивности.

б) Природа расщеплений; образование π-мезонов. Изложенные выше результаты выдвигают три важные проблемы: 1) Какова природа заряженных частиц, вызывающих расщепления? 2) Как образуются π-мезоны? 3) Какое нейтральное излучение ответственно за образование „звезд", не имеющих следа быстрой первичной частицы? Как показали Джордж и Эванс [4], все три проблемы могут быть разрешены, если допустить, что именно μ-мезоны „жесткой" компоненты являются тем излучением, которое обусловливает все эффекты, наблюдаемые глубоко под землей.

Зарегистрированные расщепления, вызванные заряженными частицами, приписываются электромагнитному взаимодействию μ-мезонов с ядрами; взаимодействия типа 1*p* соответствуют неупругому рассеянию, при котором из расщепления вылетает μ-мезон. При расщеплениях среди ливневых частиц (см. фото 137) могут иногда рождаться π-мезоны и, таким образом, обеспечивается источник наблюдаемых медленных π-мезонов. Наконец, быстрые нейтроны, вылетающие из этих расщеплений, могут в свою очередь столкнуться с ядром и вызывать вторичное расщепление; таким образом они могут образовать „звезды" без видимой первичной частицы. Аналогичные „звезды", обусловленные протонами, которые рождаются под землей, редки, поскольку протоны обычно быстро тормозятся, растрачивая свою энергию на ионизацию до того, как они успеют вызвать ядерное взаимодействие. Это объяснение основных особенностей наблюдений хорошо согласуется с числом событий разного типа и со слабым изменением

интенсивности μ-мезонов в зависимости от глубины.

Для оценки энергии μ-мезонов, образующих „звезды" типа $1p$, Джордж и Эванс предположили, что рассеяние μ-мезона происходит в результате взаимодействия с одним протоном, а частица отдачи и продукты взаимодействия ее с другими нуклонами ядра вызывают наблюдаемое расщепление. В этом случае энергия отдачи может быть оценена из характеристик образующейся „звезды" с помощью соотношения $\bar{E} = 37N_h + 4N_h^2$ (см. стр. 286), где N_h — число вылетевших сильно ионизующих частиц. Полученные отсюда значения показывают, что энергии μ-мезонов обычно находятся в диапазоне от 1 до 10 *Бэв*, и это хорошо согласуется с энергетическим распределением „жесткой" компоненты на поверхности и под землей.

Хотя изложенные выше представления успешно объясняют взаимодействие μ-мезонов с нуклонами, более поздние данные указывают на то, что μ-мезоны обычно испытывают неупругие столкновения. Так, аналогичные эксперименты, выполненные в контролируемых условиях с быстрыми электронами, показали, что столкновение с протоном может вызвать образование π-мезона, а электрон при этом лишь незначительно отклонится от своего направления. По аналогии можно ожидать, что при взаимодействии μ-мезона с нуклоном образуется π-мезон, который обычно поглощается в том же ядре, где находится нуклон, вызывая расщепление ядра.

Ввиду сложности происходящих явлений трудно утверждать, что данное расщепление, зарегистрированное в эмульсии, облученной под землей, вызвано μ-мезоном, а не образованным там же π-мезоном, который иногда может обладать значительной энергией. Однако нет никаких сомнений относительно происхождения большинства „звезд" данного класса, наблюдавшихся в экспериментах под землей.

Сравнивая число расщеплений, зарегистрированных в данном объеме эмульсии при определенном времени экспозиции, с известной интенсивностью быстрых μ-мезонов на той же глубине под землей, Джордж и Эванс пришли к заключению, что среднее эффективное сечение взаимодействия, отнесенное к одному нуклону, равно $\sim 10^{-29}$ *см*^{2}. Соответствующий пробег для взаимодействия составляет $\sim 1{,}5$ *км*; это означает, что μ-мезон вызывает расщепление лишь одного из $\sim 10^4$ ядер, через которые он пролетает. Такие значения эффективного сечения согласуются с представлением о том, что взаимодействие между μ-мезонами и ядрами носит электромагнитный характер, т. е. обусловлено электрическим зарядом частицы.

§ 3. Взаимодействия быстрых π-мезонов

а) Опыты с космическими лучами. Первые исследования взаимодействия быстрых π-мезонов с ядрами были проведены в опытах с космическими лучами. После открытия π-мезонов важно было доказать, что они отличаются от μ-мезонов более сильным взаимодействием с нуклонами. Это было сделано путем измерения пробега для взаимодействия, значение которого (в твердых веществах) оказалось соответствующим „геометрическому" сечению. Измерения проводились различными методами. Так, например, следы быстрых заряженных частиц, вылетающих из расщеплений, которые зарегистрированы в эмульсии, экспонированной в горах (большинство этих частиц является π-мезонами), просматривались до тех пор, пока они не заканчивались „звездой" или не выходили из эмульсии. Таким способом определялось среднее расстояние между ядерными столкновениями. Оказалось, что пробег для взаимодействия π-мезонов в эмульсии близок к „геометрическому" значению, т. е. к значению ~ 25 *см*[1] (см., например, Фаулер [5] и Камерини и др. [6]).

Опыты с космическими лучами позволили установить некоторые характеристики ядерного взаимодействия быстрых π-мезонов. Большинство вторичных „ливневых" частиц, вылетавших из расщеплений, являлись π-мезонами, однако среди них присутствовали K-мезоны и протоны. Если их энергия превышает ~ 1 *Бэв*, то трудно отличить друг от друга частицы различных типов[2]. При меньших энергиях π-мезоны можно отождествить по результатам измерений плотности зерен и рассеяния методом $(g, \bar{\alpha})$ (см. стр. 119). Было проведено также исследование взаимодействия π-мезонов с отдельными компонентами эмульсии в диапазоне энергий до ~ 500 *Мэв* (см., например, работы Россера и Свифта [7] и Лока и Екутиели [8]). Эти опыты показали, что при ядерных столкновениях быстрых π-мезонов со сложными ядрами могут образовываться вторичные π-мезоны. Однако оставалось неясным, образовывались ли эти мезоны непосредственно в результате взаимодействия падающего π-мезона с одним из нуклонов ядра мишени или они рождались при вторичном взаимодействии ядра отдачи, получающегося вследствие столкновения с первичным π-мезоном.

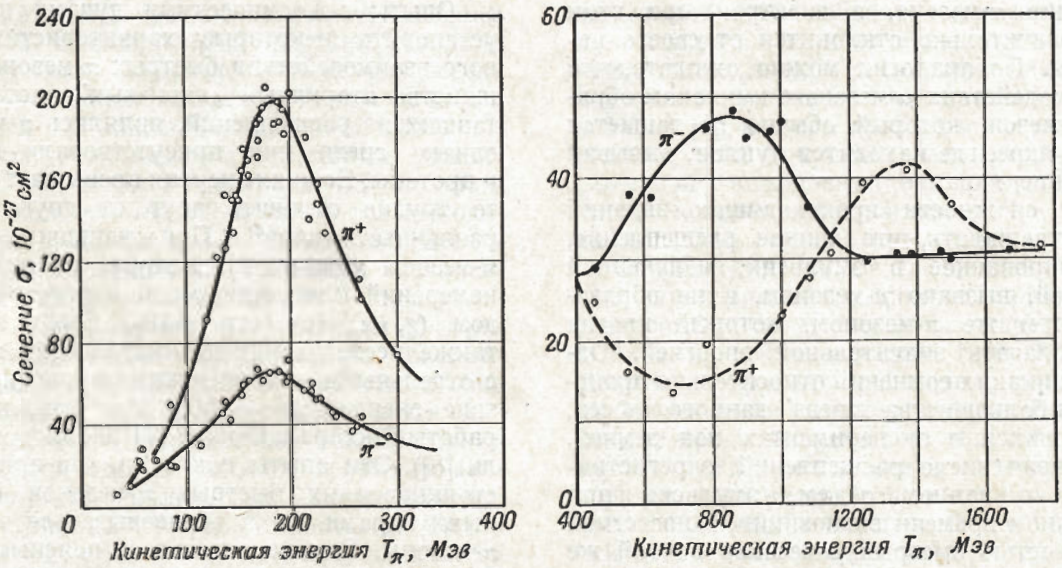
[1] Более поздние измерения с помощью ускорителей при энергиях от 1 до 10 *Бэв* дают значение пробега ~ 35 *см*. — *Прим. ред.*

[2] При измерениях ионизации с точностью 2—3% можно провести разделение протонов и π-мезонов (но не K-мезонов!) и при энергиях свыше $\sim 2{,}5$ *Бэв*. — *Прим. ред.*

б) Исследования с помощью искусственно полученных π-мезонов. В ранних экспериментах, проводимых в период с 1950 по 1953 гг., применялись эмульсии на стекле; объем работы был очень большим, а статистический вес результатов очень низким; кроме того, знак заряда π-мезонов был неизвестен. Положение радикально изменилось после того, как с помощью больших ускорителей были получены однородные пучки π-мезонов. Стало возможным производить эксперименты с мезонами, обладающими известными энергией и зарядом, и было проведено детальное исследование процессов столкновения π-мезонов с протонами и другими ядрами.

Хотя количество π-мезонов, получающихся в ускорителях, значительно превышает их потоки в космических лучах, все же и здесь величина потоков такова, что возникает трудность в проведении детальных исследований с помощью счетчиков; в особенности это относится к тем процессам, при которых образуется две и более частицы. Для работы со счетчиками необходимо выводить частицы из ускорителя и с помощью систем ограничивающих диафрагм и магнитных полей выделять пучок частиц с близкими значениями импульсов; это приводит к значительному снижению интенсивности (см., например, работу Грэнди и Кларка [9]). При таком положении исследования с эмульсиями и камерой Вильсона в некоторых экспериментах дают существенные преимущества. За период с 1950 по 1956 гг. было выполнено более пятидесяти исследований с эмульсиями, облученными искусственно полученными π-мезонами с энергиями от малых значений до $\sim 4{,}5$ *Бэв* (см. стр. 303).

При исследованиях в эмульсии взаимодействий π^+- и π^--мезонов различной энергии ставились две основные цели. Во-первых, помочь установить детали взаимодействия π-мезонов с протонами, которые присутствуют в эмульсии в качестве ядер водорода, и, во-вторых, исследовать процессы их взаимодействия с более тяжелыми ядрами. Эти процессы играют важную роль в интерпретации явлений, происходящих при ядерных расщеплениях большой энергии, поскольку π-мезоны часто рождаются в результате взаимодействия между элементарными частицами. Если эти процессы происходят внутри сложного ядра, то вторичные взаимодействия вылетающих мезонов могут помочь в определении природы наблюдаемых явлений. Эти соображения важны, например, в случае интерпретации „звезд", вызванных взаимодействием антипротонов с ядрами (см. стр. 252).



Фиг. 191. Зависимость от энергии T_π полного сечения взаимодействия положительных и отрицательных π-мезонов с протонами.

В число взаимодействий отрицательных частиц включены упругое рассеяние и рассеяние с перезарядкой. Экспериментальные точки взяты из работ многих авторов (см., например, [10, 11]).

в) Взаимодействия π-мезонов со свободными протонами и периферическими нуклонами ядер. *1. Опыты при энергиях ниже 500 Мэв.* В процессе исследования столкновений π-мезонов с протонами были поставлены эксперименты со счетчиками по измерению ослабления пучка частиц после прохождения через определен-

ный слой жидкого водорода; эти опыты позволили определить полное эффективное сечение взаимодействия. Другой способ состоит в том, чтобы сначала измерить ослабление в поглотителе, состоящем из углеводородов, а затем в слое графита, содержащем то же самое число атомов углерода на единицу площади; при этом различие в поглощении будет целиком обусловлено водородом. На фиг. 191 приведена полученная многими экспериментаторами зависимость эффективного сечения от кинетической энергии положительных и отрицательных π-мезонов.

Основные типы взаимодействий при низких энергиях таковы:

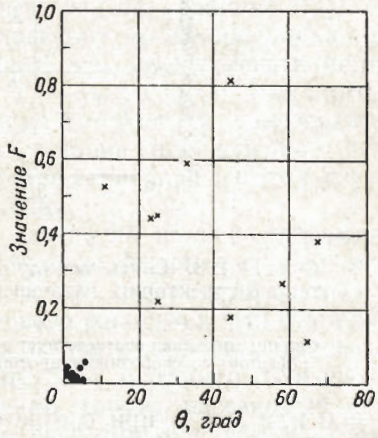
$$\pi^+ + p \to \pi^+ + p \quad \text{(упругое рассеяние)}, \quad \text{(а)}$$

$$\pi^- + p \to \pi^- + p \quad \text{(упругое рассеяние)}, \quad \text{(б)}$$

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n \quad \text{(перезарядка)}. \quad \text{(в)}$$

Отсюда следует, что ослабление пучка отрицательных π-мезонов вызвано реакциями двух типов: упругим рассеянием и перезарядкой. Опыты с эмульсиями, а также с камерами Вильсона и пузырьковыми камерами позволяют по отдельности измерить эффективные сечения упругого рассеяния и перезарядки; кроме того, они дают возможность установить детали углового распределения образующихся частиц. При использовании эмульсий для изучения взаимодействия заряженных частиц с протонами возникает важная методическая проблема, состоящая в том, как отличить столкновения со свободными протонами от соударений со связанными протонами, находящимися на периферии сложного ядра. Эти два типа взаимодействий могут приводить к эффектам, на первый взгляд очень похожим. Методы, разработанные при изучении взаимодействия π-мезонов, могут, вообще говоря, быть использованы в экспериментах с другими частицами (K-мезонами и гиперонами), поэтому представляется полезным разобрать их несколько подробнее.

Упругие столкновения со свободными протонами, как правило, могут быть распознаны по соблюдению баланса импульсов падающего мезона и двух частиц, вылетающих из точки столкновения (см. Голдхабер [13]). Как следствие этого, направления движения трех частиц у точки взаимодействия должны лежать в одной плоскости. Если к тому же известен импульс первичной частицы, а импульсы вторичных частиц могут быть определены из измерений пробега или рассеяния, то можно строго проверить сохранение импульса. С другой стороны, периферический протон в общем случае имеет начальный импульс, обусловленный фермиевским движением нуклонов внутри ядра и равный в среднем ~ 200 *Мэв/с*. Это создает тенденцию к существенному нарушению баланса импульсов. В результате при опытах с π-мезонами, обладающими энергией меньше 500 *Мэв*, число периферических столкновений, которые ошибочно приписываются соударениям со свободными протонами, обычно мало. В качестве примера, иллюстрирующего отклонения от компланарности при измерениях этого типа, на фиг. 192 приведены результаты, полученные в 1954 г. Хома и др. [14].



Фиг. 192. Отклонения от компланарности для следов, наблюдаемых при рассеянии π^+-мезонов с энергией 165 *Мэв* в эмульсии [14].

Точками обозначены случаи, приписываемые столкновениям со свободными протонами; крестиками — взаимодействиям с периферическими нуклонами ядер.

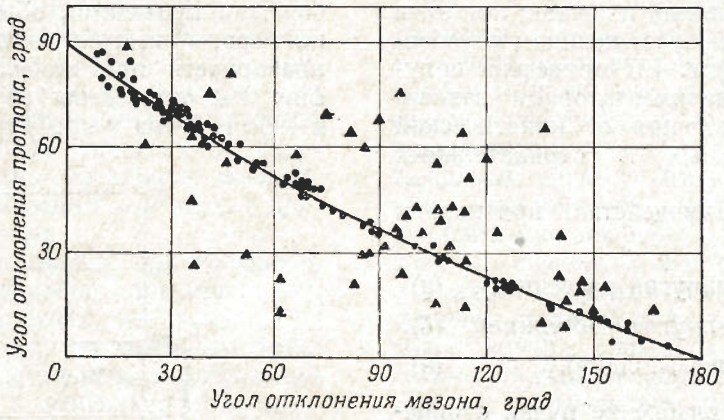
Вторым примером применения изложенного выше метода могут служить представленные на фиг. 193 результаты Тафта [15], которые относятся к столкновениям π^+-мезонов с протонами; средняя энергия падающих мезонов равна 220 *Мэв*. Сплошная линия соответствует ожидаемому соотношению между углами вылета протона отдачи и рассеянного мезона, измеренными относительно направления падающего мезона; кружками обозначены экспериментальные точки, которые приписываются частицам, испытавшим „истинное" (π, p)-рассеяние; треугольники соответствуют столкновениям с периферическими протонами. Разделение этих случаев основано на степени отклонения точек от линии при известных вероятных ошибках измерений. Треугольники беспорядочно распределены относительно линии и, по оценкам, из 90 случаев только два или три могут интерпретироваться неправильно.

Типичные угловые распределения упруго рассеянных мезонов, полученные из подобных экспериментов, показаны на фиг. 194; они построены по данным Хома и др. [14] для

π^+-мезонов с энергией 165 *Мэв* и данным Тафта [15] для π^+-мезонов с энергией 217 *Мэв*. При малых энергиях угловое распределение рассеянных частиц может быть объяснено вкладом волн с малым моментом количества движения ($l = 0$ или $l = 1$) при соответствующих значениях фазовых сдвигов, обусловленных рассеянием. Даже при таких небольших энергиях кулоновские силы вносят незначительный вклад во взаимодействие частиц и основным процессом является дифракционное рассеяние.

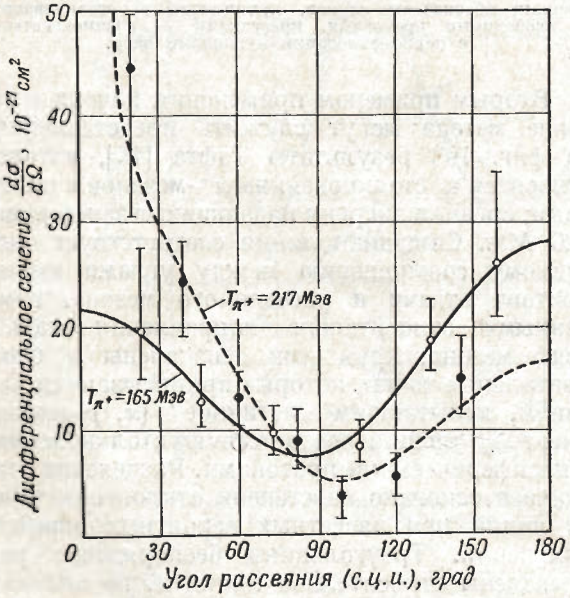
Как показало изучение дифракционного рассеяния при больших энергиях, углы отклонения становятся малыми с уменьшением длины волны падающего пучка. Даже при очень тщательном просмотре вдоль следа очень трудно с высокой эффективностью обнаруживать столь незначительные отклонения. Для преодоления этой трудности Кларк и Маджор [16], изучавшие рассеяние π^--мезонов с энергией 4,2 *Бэв*, измеряли углы погружения β и отклонения в горизонтальной плоскости α. Отклонения в направлениях следов фиксировались по значениям α. Получающиеся при этом величины β представляют собой набор значений, не подверженных дискриминации. Эти углы следует сравнивать с теоретически предсказанными.

Рассеяние π^--мезонов, сопровождающееся перезарядкой, приводит к внезапному окончанию следа в эмульсии. При этом вообще нельзя отличить друг от друга случаи взаимодействия со свободным и связанным периферическим протонами. Кроме того, существуют другие процессы, дающие аналогичную картину (см. стр. 301). При таком положении эффективное сечение рассеяния с перезарядкой на свободном протоне не может быть определено из опытов с эмульсиями. Однако сам факт существования этого процесса был продемонстрирован наблюдениями событий типа, показанного на фиг. 195 (см. Шайн и др. [17]). След быстрого π^--мезона в эмульсии внезапно обрывается, и из точки взаимодействия расходятся следы протона и электронно-позитронной пары. Эту



Фиг. 193. Связь между направлениями движения π^+-мезона и протона (относительно траектории падающей частицы) после столкновения π^+-мезонов с энергией 220 *Мэв* с протонами [15].

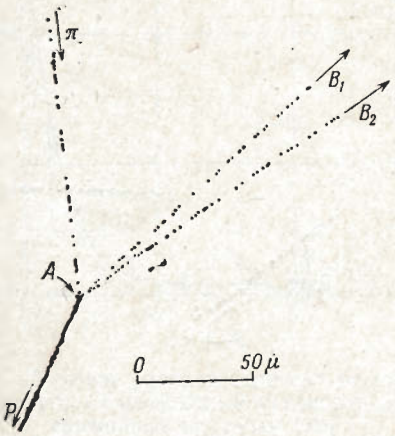
Сплошная кривая соответствует ожидаемому распределению. Акты рассеяния, приписываемые столкновениям со свободными протонами, обозначены кружками; со связанными — треугольниками.



Фиг. 194. Примеры угловых распределений π^+-мезонов, упруго рассеянных на свободных протонах.

Кривые построены по данным фотографического метода. Результаты для энергии $T_\pi = 165$ *Мэв* получены Хома и др. [14], а для $T_\pi = 217$ *Мэв* — Тафтом [15]. Быстрое изменение формы распределения с энергией может быть объяснено изменением фазового сдвига и интерференцией рассеянных волн.

пару приписывают одному из типов распада π^0-мезона $[\pi^0 \to \gamma + (\beta^+ + \beta^-)]$, считая, что π^0-мезон образовался в результате перезарядки падающего мезона.



Фиг. 195. Положительный π-мезон с энергией 140 *Мэв*, взаимодействуя в точке A с ядром, выбивает протон p, имеющий энергию $\sim$5 *Мэв*.

После перезарядки в процессе столкновения π^+-мезон превращается в π^0-мезон, который распадается по альтернативной схеме $\pi^0 \to \gamma + (\beta^+ + \beta^-)$. Следы пары электронов могут быть идентифицированы по измерениям рассеяния [17].

2. Изотопический спин π-мезонов. Как следует из фиг. 191, где представлена зависимость эффективного сечения различных (π, p)-реакций от энергии мезонов, и из аналогичных результатов, полученных для реакций перезарядки, при любом значении энергии, меньшем $\sim$ 250 *Мэв*, эффективное сечение реакции (а) $\pi^+ + p \to \pi^+ + p$ приблизительно в 3 раза превышает вместе взятые эффективные сечения реакций (б) $\pi^- + p \to \pi^- + p$ и (в) $\pi^- + p \to \pi^0 + n$. Кроме того, было установлено, что эффективное сечение реакции (в) примерно в 2 раза больше, чем реакции (б). Эти результаты, которые, на первый взгляд, кажутся случайными, могут быть объяснены, если рассмотреть изотопический спин взаимодействующих частиц (см. стр. 238).

Систему, состоящую из π-мезона и нуклона, можно характеризовать изотопическим спином $T = {}^3/_2$ или $T = {}^1/_2$: $T = (1 \pm {}^1/_2)$. Конкретные зарядовые состояния $(\pi^+ + p)$ и $(\pi^- + n)$ характеризуются спинами $T = {}^3/_2$, $T_3 = {}^3/_2$ и $-{}^3/_2$ соответственно. С другой стороны, системы $(\pi^- + p)$ и $(\pi^0 + n)$ могут находиться в состояниях $T = {}^3/_2$ или $T = {}^1/_2$, а значения T_3 для обоих случаев одинаковы и равны $-{}^1/_2$. Кроме того, можно показать, что система $(\pi^- + p)$ характеризуется двумя значениями изотопического спина с разными статистическими весами, причем ${}^2/_3$ частиц находятся в состоянии с $T = {}^1/_2$, а ${}^1/_3$ в состоянии с $T = {}^3/_2$. С другой стороны, система $(\pi^0 + n)$ является смесью ${}^2/_3$ состояния с $T = {}^3/_2$ и ${}^1/_3$ состояния с $T = {}^1/_2$. В соответствии с принципом зарядовой независимости следует ожидать, что отношение эффективных сечений различных реакций в рассматриваемом диапазоне энергий будет оставаться постоянным и определяться изотопическим спином систем. Если при столкновениях эффективными являются только состояния с $T = {}^3/_2$, то лишь ${}^1/_3$ π^--мезонов будет вносить вклад в реакции (б) и (в). Следовательно, эффективные сечения реакций (а), (б) и (в) будут находиться в отношении а : (б + в) = = 9 : 3. Если же определяющим является состояние с $T = {}^1/_2$, то будет выполняться отношение: а : в : б = 0 : 1 : 2. Экспериментальные результаты вполне определенно согласуются с осуществлением первой из этих двух альтернативных схем.

Кроме измерений полного эффективного сечения, с помощью изотопического спина можно объяснить также результаты опытов по измерению углового распределения вторичных мезонов в системе центра инерции взаимодействующих частиц. Так, например, близкое сходство распределений упруго рассеянных π^+-мезонов и мезонов, рассеянных с перезарядкой $(\pi^- + p \to \pi^0 + n)$, вытекает из принципа зарядовой независимости и из того факта, что в результате обоих процессов получаются системы частиц с $T = {}^3/_2$. Эти угловые распределения имеют вид $I(\theta) = a + b\cos^2\theta$, где $b/a \sim 3$.

Основные особенности полученных экспериментальных результатов можно объяснить, исходя из предположения об образовании промежуточного состояния, в котором π-мезон и нуклон притягиваются и которое характеризуется полным моментом количества движения $J = {}^3/_2$ и $T = {}^3/_2$. Это состояние и является ответственным за широкий резонанс примерно при 200 *Мэв* (см. фиг. 191).

г) Эксперименты при более высоких энергиях. *1. Неупругое рассеяние и образование мезонов.* При более высоких энергиях π-мезонов явления, сопровождающие их столкновения с протонами, становятся сложнее из-за возможности образования вторичных мезонов. При этом могут происходить следующие дополнительные реакции:

1) $\pi^- + p \to \pi^- + \pi^0 + p$,

2) $\pi^- + p \to \pi^- + \pi^+ + n$,

3) $\pi^- + p \to \pi^0 + n$,

4) $\pi^- + p \to 2\pi^0 + n$,

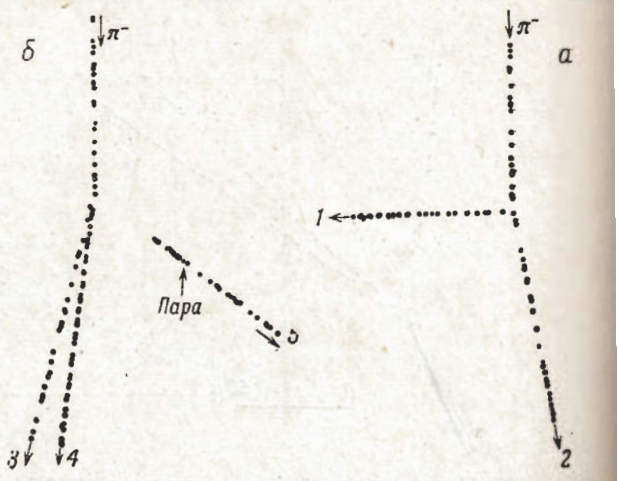
$$5)\ \pi^- + p \to 2\pi^0 + \pi^- + p,$$
$$6)\ \pi^- + p \to \pi^- + \pi^+ + \pi^0 + n,$$
$$7)\ \pi^- + p \to 2\pi^- + \pi^+ + p,$$
$$8)\ \pi^- + p \to \theta^0 + \Lambda^0,$$
$$9)\ \pi^- + p \to K^+ + \Sigma^-. \qquad (14.5)$$

Реакции (1) и (2), если в них участвуют свободные протоны, можно отличить от случаев упругого рассеяния по явному нарушению баланса энергии и импульсов до и после соударения. Было обнаружено, что иногда условия баланса удовлетворяются, если предположить, что испускается одна нейтральная частица с массой покоя, равной массе π^0-мезона или нейтрона. Примером использования этого метода может служить случай, приведенный на фиг. 198.

Для π^--мезонов с энергией $\sim 1{,}5$ *Бэв* примерно половину случаев упругого рассеяния, по-видимому, составляют столкновения со свободными протонами, а остальные — соударения с периферическими протонами ядер (см. Уокер и Крюссар [18]). При таких энергиях импульс периферических нуклонов составляет незначительную долю импульса падающей частицы и эффекты, происходящие при взаимодействиях со свободными и связанными протонами, очень похожи друг на друга. На фиг. 197 приведено угловое распределение упруго рассеянных частиц.

При таких, более высоких энергиях эффективное сечение неупругого рассеяния на протоне, сопровождающегося рождением мезона, в 2—3 раза превышает эффективное сечение упругого рассеяния. Отсюда следует, что протоны лишь частично непрозрачны для пучка падающих частиц; в противном случае, эффективное сечение упругого рассеяния за счет дифракции падающего пучка было бы равно эффективному сечению неупругого рассеяния. На фиг. 197 сплошной линией показана ожидаемая форма углового распределения, обусловленного дифракцией; этот тип рассеяния, по-видимому, является ответственным за большинство частиц, отклоняющихся на малые углы. Удовлетворительное согласие с экспериментами получается, если предположить, что волны с $l = 0$, 1 и 2 поглощаются сильно, а с $l = 3$, 4, 5 — лишь частично. Это эквивалентно допущению поглощающей сферы, непрозрачной в центре и полупрозрачной у краев.

2. Образование π-мезонов. Как отмечалось выше, из числа неупругих столкновений быстрых π^--мезонов с протонами, пользуясь законом сохранения энергии и импульса, можно выделить взаимодействия типа (1) и (2) [см. (14.5)], при которых обычно оказывается незарегистрированной одна нейтральная частица. На фиг. 196 приведены еще два примера, иллюстрирующих этот метод.



Фиг. 196. Зарисовки следов, полученных при взаимодействиях с ядрами π^--мезонов с энергией 1,5 *Бэв;* в результате этих процессов образуются новые π-мезоны [18].

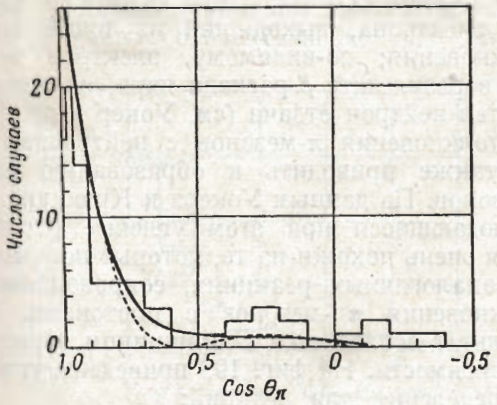
а. Образование заряженного π^+-мезона. Методом ($\bar{a}$, g) было показано, что след *1*, направленный почти под прямым углом к следу падающей частицы, принадлежит π-мезону. Из измерений рассеяния следует, что след *2* оставлен частицей с импульсом ~ 1 *Бэв/с;* из закона сохранения импульса импульс должен был быть равен 1,36 *Бэв/с.*

б. Пример образования π^0-мезона; один из получающихся γ-квантов при этом случайно конвертирует в электронно-позитронную пару недалеко от точки образования. След *3* принадлежит быстрому π-мезону, а след *4* — протону с импульсом 460 *Мэв/с.* Электронно-позитронная пара *5* с полной энергией ~ 87 *Мэв* на зарисовке кажется представленной одним следом. Пользуясь законом сохранения энергии и импульса, можно заключить, что π^0-мезон обладает энергией ~ 110 *Мэв.*

На фиг. 196, *б* вылет π^0-мезона объясняется тем, что один из двух γ-квантов, на которые он затем распался, образовал электронно-позитронную пару в точке, отстоящей недалеко от расщепления. Зная с достаточной точностью энергию первичного π-мезона и определяя импульсы и энергии протона и вторичного заряженного π-мезона с помощью измерений их следов, можно получить значения полной энергии $E = mc^2$ и импульса p, уносимых предполагаемой нейтральной вторичной частицей. Масса покоя этой частицы выводится из соотношения $m_0c^2 = \sqrt{E^2 - p^2c^2}$.

Процессы типа (3) — (5) [см. (14.5)], соответствующие перезарядке или образованию только нейтральных вторичных частиц, в эмульсии нельзя отличить друг от друга, поскольку все они приводят к внезапному прекращению следа падающего π-мезона. Другие реакции, сопровождающиеся образованием трех и более π-мезонов, происходят значительно реже, однако иногда при благоприятных условиях эти процессы могут быть идентифицированы.

Относительная частота различных типов взаимодействий, связанных с неупругими столкновениями, определялась в 1955 г. Уокером и Крюссаром [18] для π^--мезонов с энергией 1,5 *Бэв* и в 1956 г. Блау и др. [19] для тех же частиц с энергией 750 *Мэв*. Угловое распределение мезонов и протонов при неупругих столкновениях имеют совершенно другую форму, чем при упругом рассеянии. В тех случаях, когда образуется один вторичный мезон, он обычно имеет гораздо меньшую энергию, чем рассеявшийся первичный мезон, который при столкновении может изменить или сохранить знак своего заряда. В системе центра инерции взаимодействующих частиц медленный вторичный мезон чаще всего вылетает под углом больше 90° относительно направления рассеянной первичной частицы. Эта же особенность отмечалась Уокером [20], проводившим измерения при более высоких энергиях (~ 4,5 *Бэв*).



Фиг. 197. Угловое распределение π^--мезонов с энергией 1,5 *Бэв*, упруго рассеянных на свободных или слабо связанных протонах [18].

Штриховая кривая показывает распределение, вычисленное в предположении, что волны с моментом количества движения $l = 0$, 1, 2 и 3 поглощаются полностью. Сплошная линия соответствует полному поглощению волн с $l = 0$, 1 и 2 и частичному поглощению волн с $l = 3$, 4 и 5.

д) Взаимодействия с периферическими нейтронами ядер. Поскольку оказалось, что около половины взаимодействий с протонами приходится на периферические протоны ядер, следует ожидать такое же количество взаимодействий и с периферическими нейтронами. Упругое рассеяние на нейтронах обычно проявляется в искривлении следа падающей частицы и возникает вопрос, как отличить эти события от упругого рассеяния на ядре как целом. Часто такое различие может основываться на том,

Таблица 33

Результаты изучения столкновений π-мезонов с протонами, полученные с помощью эмульсий

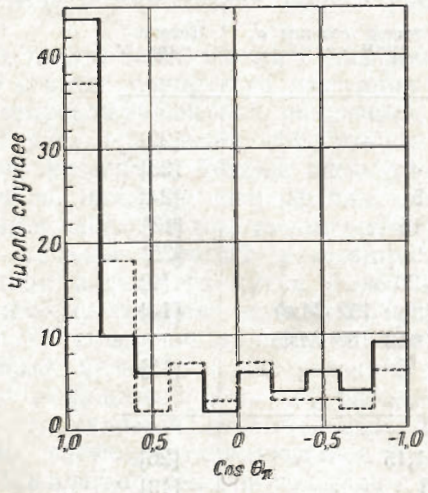
	T_π, *Мэв*	Длина просмотренных следов, *м*	Число взаимодействий	Эффективное сечение σ, 10^{-27} *см*^{2}	Литература
	22	—	—	—	[22]
	43	268	8	9 ± 4	[23]
	62	50	5	22 ± 5	[24]
	75	—	12	41 ± 15	[13]
π^+-мезоны	113	—	422	79 ± 5	[25]
	151 ± 7	140	70	151 ± 20	[9]
	165	173	75	151 (при 152 *Мэв*) 159 (при 188 *Мэв*)	[14]
	217	191	90	151 ± 18	[15]
	26	1300	5	$\sigma_e = 1{,}15$	[26]
	75	—	1	$\sigma_e \sim 3$	[13]
	118	—	30	$\sigma_e = 6{,}1 \pm 1{,}7$	[27]
π^--мезоны	165	—	8	$\sigma_e = 13 \pm 5$	[28]
	750	133	90		[19]
	1000	700	130		[21]
	1500	934	43		[18]

что дифракционное рассеяние ядрами приводит к отклонению на малые углы (меньше 5°; см. фиг. 200) и потери энергии мезонов при этом



Фиг. 198. Зарисовка столкновения π^--мезона (энергия 1,5 *Бэв*) и протона с рождением π^0-мезона [18].

Это утверждение следует из того факта, что в предположении о вылете одной нейтральной частицы ее масса на основании закона сохранения энергии и импульса должна быть равна $\sim 200\ m_e$.



Фиг. 199. Угловые распределения вторичных π^--мезонов, получающиеся после рассеяния первичных π^--мезонов с энергией 1,5 *Бэв* в результате столкновений с протонами (штриховая кривая) и с нейтронами (сплошная кривая).

В первом случае происходят следующие реакции:
$\pi^- + p \to \pi^- + p$ и $\to \pi^- + p + \pi^0$,
во втором —
$\pi^- + n \to \pi^- + n$ и $\to \pi^- + n + \pi^0$.

малы. Кроме того, рассеяние π-мезонов на нейтронах обычно приводит к гораздо бо́льшим отклонениям и первичная частица теряет значительную долю своей энергии; так, например, при рассеянии π-мезона с энергией 1,5 *Бэв* на угол, превышающий 10°, потери составляют около 300 *Мэв*. Иногда можно видеть след электрона, выходящий из точки такого столкновения; по-видимому, электрон возникает в результате β-распада ядра, из которого вылетел нейтрон отдачи (см. Уокер и др. [21]).

Столкновения π-мезонов с нейтронами могут также приводить к образованию новых π-мезонов. По данным Уокера и Крюссара [18], наблюдающиеся при этом угловые распределения очень похожи на те, которые получаются при аналогичных реакциях, сопровождающих столкновения π^--мезонов с протонами. Этот результат согласуется с принципом зарядовой независимости. На фиг. 199 приведены угловые распределения для реакций:

$$\pi^- + p \to \pi^- + p \text{ и } \pi^- + p \to \pi^- + p + \pi^0, \text{(а)}$$

а также

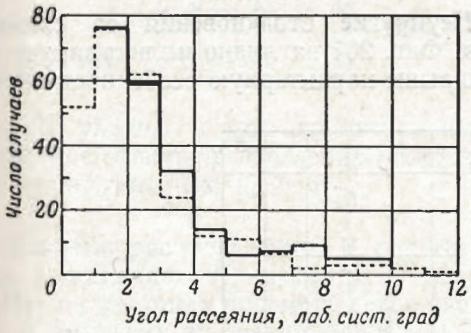
$$\pi^- + n \to \pi^- + n \text{ и } \pi^- + n \to \pi^- + n + \pi^0. \text{(б)}$$

е) Столкновения быстрых π-мезонов со сложными ядрами. При изучении столкновений π-мезонов с протонами в эмульсиях наблюдалось много случаев взаимодействия π-мезонов со сложными ядрами. Получающиеся „звезды", примеры которых приведены на фото 145, очень разнообразны по характеристикам. Детальное исследование этих процессов важно не только ввиду их самостоятельного интереса, но также и потому, что они связаны с интерпретацией ядерных расщеплений. Так, например, для анализа „звезд", которые получаются при аннигиляции остановившихся в эмульсии антипротонов, необходимо знание основных процессов, связанных с пролетом π-мезонов через ядра. Многолетний опыт работы с эмульсиями позволил накопить большое количество информации относительно, в частности, содержания различных ядер в стандартной эмульсии.

Помимо упругого рассеяния, при взаимодействии быстрых π-мезонов с ядром наблюдаются следующие основные процессы: 1) неупругие столкновения, в результате которых падающий мезон вылетает с несколько меньшей энергией; 2) столкновения с перезарядкой; 3) неупругие столкновения, при которых мезон поглощается, а энергия, соответствующая его массе покоя, переходит в энергию расщепления; 4) столкновения, приводящие к совместному образованию K-мезонов и гиперонов, и 5) столкновения, сопровождающиеся множественным рождением мезонов.

1. Упругое рассеяние. На фиг. 200 приведено угловое распределение π^--мезонов с энергией

1,5 *Бэв*, рассеянных в результате таких взаимодействий с ядрами эмульсии, которые не сопровождаются заметными потерями энергии. Сплошная линия соответствует расчетным значениям для дифракционного рассеяния, полученным с учетом относительного содержания



Фиг. 200. Упругое рассеяние π^--мезонов с энергией $\sim$1,5 *Бэв* на ядрах эмульсии [18].

Штриховая линия соответствует распределению при дифракционном рассеянии, вычисленному в предположении, что радиус ядер эмульсии определяется соотношением $r = 1{,}38\ A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ *см*.

различных ядер в эмульсии. Средняя длина свободного пробега для отклонения за счет упругого рассеяния на угол от 1 до 10° составляет около 1 *м*, а соответствующее значение для образования „звезд" равно $\sim$ 35 *см*. Таким образом, π-мезон с энергией 1,5 *Бэв* может, по-видимому, без взаимодействия проникнуть в периферические области ядра на такую глубину, при которой эффективное сечение дифракционного рассеяния меньше, чем сечение взаимодействия. Если это действительно так, то столкновениями в центральной области ядра обусловлена бóльшая часть „звезд", чем это следует из чисто геометрических соображений о полностью непрозрачном ядре.

2. *Образование мезонов.* Мы уже рассматривали множественное рождение мезонов при взаимодействии быстрых π-мезонов со свободными или периферическими протонами; остается разобрать взаимодействия со сложными ядрами, в которых могут участвовать несколько нуклонов. В табл. 34 приведено распределение „звезд", вызванных π^--мезонами с энергией 4,5 *Бэв*, по числу ливневых частиц n_s.

Таблица 34

Множественность, n_s	0	1	2	3	4	5	6	7
Частота	17	52	66	41	19	1	3	1

Кинематический анализ таких событий был выполнен Эли, Дати и Фишером[1]. Эти авторы нашли, что угловое распределение получающихся при столкновении мезонов может быть в основном объяснено взаимодействием падающего π-мезона с одним нуклоном и симметричным (вперед и назад) испусканием мезонов в системе центра инерции сталкивающихся частиц. В системе центра инерции угловое распределение примерно изотропно, так же как и при рассмотренных выше столкновениях π^--мезонов с протонами.

На фото 139—144 приведены примеры ранних наблюдений актов неупругого столкновения π^--мезонов с ядрами эмульсии. Эти фотографии получены в эмульсиях, облучавшихся космическими лучами, а π-мезоны были идентифицированы по результатам измерения масс. Как показали Лок и Екутиели [8], изменение энергии и импульса в тех случаях, когда падающий π-мезон вылетает из ядра-мишени, нельзя объяснить, исходя из представления о столкновении только с одним нуклоном ядра. Однако экспериментальные результаты можно истолковать, допуская два или три таких столкновения. Средняя энергия π-мезонов, вылетающих из расщеплений после рассеяния, составляет около 40 *Мэв* и слабо зависит от энергии первичной частицы для $T_\pi < 500$ *Мэв*.

§ 4. Ядерные взаимодействия быстрых положительных K-мезонов

а) Упругое и неупругое рассеяние; перезарядка. Как мы уже видели, быстрый π-мезон, сталкиваясь с ядром, может участвовать в различных реакциях, в том числе в упругом рассеянии, рассеянии с перезарядкой, множественном рождении мезонов и совместном образовании тяжелых мезонов и гиперонов. Однако при энергиях меньше 400 *Мэв* преобладающими являются упругое рассеяние и рассеяние с перезарядкой, а также процессы поглощения, при которых энергия, соответствующая массе покоя мезона, добавляется к энергии расщепления. Помимо этого, существует лишь незначительное различие в поведении положительных и отрицательных π-мезонов при их столкновениях со сложными ядрами. Характер же взаимодействия K-мезонов существенно зависит от знака заряда, и поэтому мы рассмотрим вначале только положительные частицы.

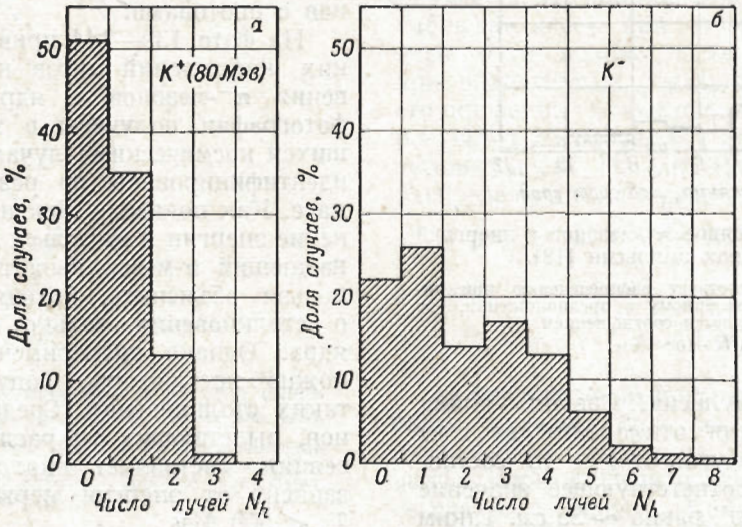
Отличительными чертами взаимодействия K^+-мезонов малой энергии ($\sim$ 200 *Мэв*) явля-

[1] Aly, Duthie, Fisher, частное сообщение, 1959 г.

ются большая роль как упругого, так и неупругого рассеяния, а также относительно незначительная средняя величина энергии, передаваемой ядру-мишени. Примеры таких столкновений приведены на фото 146 и 147. Так же как и для π-мезонов, здесь можно различать три основных типа взаимодействий: 1) упругое рассеяние, при котором K-мезон рассеивается без заметных потерь энергии и не происходит расщепления ядра-мишени; 2) перезарядка — процесс, аналогичный первому, но сопровождающийся изменением заряда, в результате чего K^+-мезон вылетает после соударения как K^0-частица; 3) неупругие соударения, при которых K-мезон теряет некоторую долю своей энергии и вызывает расщепление ядра-мишени.

Упругое рассеяние обусловлено: во-первых, кулоновскими силами и дифракционными эффектами (в последнем случае этот процесс иногда называют „теневым рассеянием", „shadow scattering") и, во-вторых, характерным взаимодействием K-мезонов с нуклонами („ядерное рассеяние"). Если ограничиться рассмотрением только тех взаимодействий, при которых K-мезон отклоняется на угол $\theta \geqslant 15°$, то пробег для взаимодействия в эмульсии оказывается равным приблизительно 1 *м*. Точное значение этой величины очень сильно зависит от выбора нижнего предела угла рассеяния. Малые отклонения происходят очень часто и их число быстро уменьшается с увеличением угла. Результаты первых экспериментов по измерению углового распределения K-мезонов, упруго рассеянных сложными ядрами, указывали на существование отталкивающих сил между мезоном и ядром; эти силы могут быть представлены потенциалом, равным около 10 *Мэв*.

б) Неупругие столкновения со сложными ядрами. Фиг. 201 наглядно иллюстрирует отмеченную выше характерную особенность неупругих столкновений со сложными ядрами, заключающуюся в том, что ядру-мишени передается относительно малая доля энергии. На этой фигуре показано распределение расщеплений, образованных K-мезонами с кинетической энергией от ~ 50 до ~ 100 *Мэв*, по числу сильно ионизующих частиц N_h (фиг. 201,*а*). Если сравнить эти данные с соответствующими распределениями для случаев расщеплений при захвате остановившегося π^--мезона (см. фиг. 105 на стр. 166) или K^--частицы (см. фиг. 201,*б*), то отчетливо видно, что средняя энергия, передаваемая K^+-мезоном ядру, мала. Очевидно, энергия покоя K^+-мезона очень редко (если это вообще случается) распределяется между продуктами расщепления ядра. Этот результат является дополнительным подтверждением новых законов сохранения, предложенных Гелл-Манном и другими. Взаимодействуя с ядром, K^+-частица может упруго рассеяться или изменить свой заряд, другие же процессы являются запрещенными в силу



Фиг. 201. Распределение взаимодействий K-мезонов с ядрами эмульсии по числу лучей в „звезде".

а — для K^+-частиц с энергией 80 *Мэв*; *б* — для остановившихся K^--мезонов. N_h соответствует количеству стабильных вторичных частиц с длиной пробега больше 5 μ и ионизацией больше 1,4 g_p. В это число не входят π-мезоны и Σ-гипероны, вылетающие иногда из расщепления в результате захвата K^--мезона (но не K^+-мезона). Таким образом, N_h является мерой возбуждения ядра.

необходимости сохранения „странности" (см. стр. 238), а именно

$$\begin{array}{lcccc} & K^+ + N \to K^+ + N. \\ S \to & +1 \quad 0 \quad +1 \quad 0 \\ & K^+ + N \to K^0 + N. \\ S \to & +1 \quad 0 \quad +1 \quad 0 \end{array} \tag{14.6}$$

Как мы увидим, в этом отношении имеется существенное отличие в поведении положительных и отрицательных частиц.

в) Угловые распределения. В первых опытах по рассеянию K^+-мезонов с энергией ~ 80 *Мэв* на протонах просмотр велся вдоль их следов в эмульсии и редкие случаи столкновений K^+-частиц с протонами идентифицировались по балансу энергии и импульса падающего мезона и двух вторичных частиц. Как показали результаты, имеется отчетливо выраженная тенденция к рассеянию мезона вперед, т. е. на углы меньше 90° по отношению к направлению падающего мезона в системе центра инерции сталкивающихся частиц.

Изучалось также угловое распределение рассеянных мезонов при неупругих столкновениях со сложными ядрами. Полученные результаты указывают на то, что, как правило, происходит столкновение с одним нуклоном ядра-мишени и K-мезон обычно вылетает из ядра, не испытывая других взаимодействий. Высказывались предположения, что при такой сравнительно слабой степени взаимодействия K^+-мезонов с нуклонами эти частицы могут служить удобным „зондом" для изучения внутреннего строения ядра (см. Бисвас и др. [31]). Взаимодействие μ-мезонов является настолько слабым, что ядра для них практически прозрачны; напротив, взаимодействие π-мезонов слишком велико и рассеянная частица, прежде чем вылететь из ядра, часто взаимодействует вторично. Таким образом, ядро слишком непрозрачно для π-мезонов. Для K^+-мезонов величина взаимодействия имеет подходящее промежуточное значение, что позволяет получить достаточную интенсивность взаимодействия с падающими мезонами без существенного искажения распределения вылетающих частиц.

г) Типы распадов рассеянных частиц. Первые опыты по изучению упругих столкновений положительных K-мезонов проводились уже после того, как было установлено наличие нескольких типов их распада. Но еще не было точно известно, в какой степени одинаковы или различны первичные частицы при разных типах распадов. Поэтому предполагалось, что поведение частиц при упругом рассеянии может служить дополнительной проверкой правильности их идентификации. Однако было обнаружено, что K-мезоны, которые останавливаются в эмульсии после нескольких упругих столкновений, испытывали все типы распадов, причем соотношение между ними было такое же, как обычно. Стало очевидно, что и в этом случае нельзя провести различие между K^+-мезонами, распадающимися по различным схемам.

В 1956 г. Видгоф и др. [32] поставили эксперимент, в основу которого легли аналогичные соображения. При бомбардировке урановой мишени протонами с энергией 6 *Бэв* некоторые K^+-мезоны вылетают почти назад по отношению к направлению падающего пучка. Однако, как нетрудно показать с помощью законов сохранения, эти K-мезоны не могут рождаться с такими направлениями при первичных столкновениях двух нуклонов и большинство из них, по-видимому, рассеялось в результате столкновения с нуклонами в том же ядре, где они образовались. Эти опыты показали, что для K-мезонов, рассеянных подобным образом, относительные соотношения между частотами различных типов распадов такие же, как и в других экспериментах.

§ 5. Ядерные взаимодействия быстрых отрицательных K-мезонов

Такие же эксперименты с эмульсиями, как и для положительных K-мезонов, могут быть поставлены с отрицательными K-мезонами. Однако на ранних стадиях исследований эти эксперименты носили более сложный характер ввиду гораздо меньшей интенсивности отрицательных частиц, получаемых в ускорителях, и сильного фона π^--мезонов. Позднее в улучшенных условиях экспериментов стало возможным получение удовлетворительно экспонированных эмульсий со значительно сниженным фоном других частиц. В этих эмульсиях легко можно было находить и просматривать следы K^--частиц (см. стр. 215).

а) Пробег для взаимодействия. Пробег для взаимодействия K^--частиц с энергией ~ 50 *Мэв* в эмульсии равен ~ 25 *см*, т. е. он очень близок к „геометрическому" значению, и соответствует эффективному сечению, в 3—4 раза превышающему сечение для положительных частиц. Этот результат легко объясняется, если учесть сохранение „странности", поскольку некоторые процессы, разрешенные для отрица-

тельных частиц, запрещены для положительных:

$$\begin{array}{lcl} & K^- + N \to K^- + N, & \text{(а)} \\ S = & -1 \quad 0 \quad -1 \quad 0 & \\ & K^- + N \to \overline{K}^0 + N, & \text{(б)} \\ S = & 1 \quad 0 \quad 1 \quad 0 & \\ & K^- + N \to \Sigma^{\pm} + \pi, & \text{(в)} \\ S = & -1 \quad 0 \quad -1 \quad 0 & \\ & K^- + N \to \Lambda^0 + \pi. & \text{(г)} \end{array} \qquad (14.7)$$

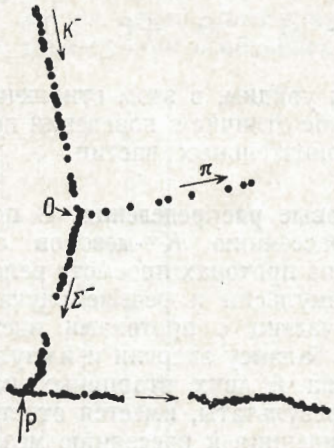
Первые указания на то, что быстрые K^--мезоны взаимодействуют с ядрами гораздо сильнее, чем K^+-мезоны, были обнаружены в 1955 г. Фридлендером, Кифом и Меноном [33]. Эти авторы, работая с эмульсиями, экспонированными в космических лучах, сравнивали между собой „звезды", из которых вылетали K^+- и K^--мезоны.

Среднее значение N_h числа сильно ионизующих частиц, связанных с расщеплением, составляло ~ 14 для „звезд" с положительными и только 6 для „звезд" с отрицательными K-мезонами. Было высказано предположение, что вследствие возможных взаимодействий, разрешенных или запрещенных сохранением „странности", вероятность вылета отрицательных частиц из первичного ядра гораздо больше, если оно является ядром легкого элемента, а не серебра или брома. В тех случаях, когда отрицательные частицы рождаются в ядре тяжелого элемента, велика вероятность того, что они до вылета из этого ядра испытают взаимодействие и либо поглотятся, либо превратятся в другую частицу (сказанное не относится к K^+-мезонам). В согласии с изложенными здесь соображениями позже было обнаружено, что при бомбардировке протонами выход K^--мезонов для мишеней из легких элементов (например, меди) гораздо больше, чем для мишеней из более тяжелых элементов (например, тантала).

То, что реакции (в) и (г) из (14.7) действительно являются „быстрыми", показал ряд наблюдений таких актов столкновения K^--мезонов с протонами, в которых были идентифицированы вторичные частицы. Так, например, в опытах Хорнбостела и Саланта [34] наблюдались столкновения быстрых K^--мезонов со свободными или слабо связанными протонами, приводившие к образованию только двух вторичных частиц: π-мезона и Σ^--частицы; при этом сохранялся (фиг. 202) баланс импульсов в реакции

$$K^- + p \to \Sigma + \pi.$$

В другом случае после ядерного столкновения быстрой K^--частицы образовалась „звезда", из которой вылетел гиперфрагмент ${}_{\Lambda}H^4$. Этот результат служит косвенным свидетельством рождения Λ^0-частицы при „быстрой" реакции. Аналогичные реакции, обусловленные



Фиг. 202. Показанное здесь событие почти определенно представляет собой взаимодействие K^--мезона (с энергией 75 *Мэв*) с протоном, причем последний является либо свободным, либо слабо связанным у периферии ядра.

Соблюдается баланс импульсов падающей частицы и вылетающих π-мезона и Σ^--гиперона. Идентификация гиперона основана на наблюдении эффектов в конце пробега (точка P), где он вызвал характерное расщепление. Этот случай играет важную роль при демонстрации того, что реакция $K^- + p \to \Sigma^- + \pi^+$ действительно является быстрой в ядерном масштабе времени [34].

K^--мезонами в конце их пробега, были описаны выше. Новая особенность, продемонстрированная самим фактом наблюдения этих взаимодействий на лету, состоит в том, что они происходят за ограниченное время ядерного столкновения ($\sim 10^{-22}$ *сек*). Таким образом, установлено, что эти реакции являются „быстрыми"; такое заключение нельзя было вывести, наблюдая процессы при остановке; для сравнения можно привести эффекты, связанные с захватом μ-мезонов (см. стр. 150).

Важно отметить, что нейтральный K-мезон ($\overline{K}^0$), образующийся в результате перезарядки при взаимодействии K^--частицы с протоном, не является таким же, как K^0-частица, получающаяся при реакции $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$ или при перезарядке K^+-мезона: $K^+ + n \to K^0 + p$. Для K^0- и $\overline{K}^0$-частиц квантовые значения „странности" равны $+1$ и -1 соответственно.

б) Распределение по N_h. Как уже отмечалось выше, распределение по N_h для „звезд", образующихся при ядерном взаимодействии

быстрых K^--мезонов (см. стр. 216), соответствует большему выделению энергии с нуклонами расщепленного ядра, чем в случае аналогичных процессов, вызванных K^+-частицами. Этот результат может быть приписан тем реакциям, при которых происходит рождение гиперонов и π-мезонов. В самом деле, при таких взаимодействиях на периферии ядра или внутри его образуются два быстрых π-мезона: один непосредственно, а другой при распаде $\Sigma^{\pm}$- или Λ^0-гиперона. Оба эти π-мезона могут взаимодействовать внутри ядра так, что энергия, соответствующая их массе покоя, добавится к энергии расщепления.

в) Относительные частоты различных типов распада K^--частиц. Другой круг вопросов, относящихся к природе K-мезонов и к возможности существования среди них частиц разных типов, связан со схемами распада отрицательных K-мезонов. Казалось возможным предположить, что если существует более одного вида K^--мезонов, то относительные частоты различных типов распада для отрицательных частиц могут быть иными, чем для положительных. Проблема усложняется тем обстоятельством, что также, как и в случае π-мезонов, отрицательные K-мезоны почти никогда не достигают конца своего пробега в веществе. Поэтому необходимо изучать типы распадов на лету.

Первые такие наблюдения производились с камерами Вильсона и показали, что отрицательные K-мезоны иногда распадаются по схеме τ. Позднее при опытах с эмульсиями, в которых следы быстрых K^--мезонов просматривались через всю стопку, было установлено, что происходят все типы распадов и, по-видимому, с такой же относительной частотой, как в случае положительных частиц. Для полного выяснения этого вопроса, а также для точного измерения среднего времени жизни отрицательных K-мезонов необходимы наблюдения с гораздо большей статистикой, чем выполненные до сих пор. Однако почти нет сомнений в том, что K^+- и K^--мезоны являются античастицами по отношению друг к другу и имеют равные массы и времена распада; частоты различных типов распада этих частиц, по-видимому, также находятся в одинаковом отношении.

Очень важной особенностью пучков быстрых K^--мезонов является то, что, во-первых, они состоят из частиц со „странностью" $S = -1$, а, во-вторых, по сравнению с пучками из всех других известных частиц с этим значением „странности" только они обладают временем жизни, достаточным для того, чтобы сохранить заметную интенсивность, пролетев расстояние в несколько метров. Поэтому эксперименты с этими пучками могут проводиться на значительном расстоянии от мишени, бомбардируемой быстрыми протонами или другими частицами, в таких условиях, когда распадутся уже почти все гипероны, среднее время жизни которых примерно в 100 раз меньше. Это свойство делает пучки K^--мезонов важным средством получения Ξ-частиц со „странностью" $S = -2$.

Используя пучок K^--мезонов на бевatроне в Беркли, Альварецу и др. удалось получить Ξ^-- и Ξ^0-частицы при взаимодействии K^--мезонов с ядрами водорода в пузырьковой камере. Реакции, которые могут при этом происходить, следующие:

$$\begin{array}{c} K^- + p \to \Xi^- + K^+, \\ S = -1 \quad 0 \quad -2 \quad +1 \end{array}$$

или

$$\begin{array}{c} K^- + p \to \Xi^0 + K^0. \\ S = -1 \quad 0 \quad -2 \quad +1 \end{array}$$

Кроме случаев наблюдения Ξ^--частиц в опытах с космическими лучами, сообщалось и о наблюдении превращения, которое можно представить в виде

$$\Xi^0 \to \Lambda^0 + \pi^0.$$

Ряд данных, которые можно было истолковать в пользу существования Ξ^0-частицы, был получен в опытах с камерой Вильсона, облучавшейся космическими лучами на Пик-дю-Миди (см. Каплон [35]).

Следует отметить, что пучки быстрых K^--частиц, которые можно будет получать после запуска больших ускорителей в ЦЕРН'е и других лабораториях, позволят заняться проблемой существования других типов элементарных частиц, среди которых могут оказаться частицы с зарядом $|2e|$ и с очень коротким временем жизни, возможно обладающие более высоким значением „странности" S. При этом пучки K^--частиц, по-видимому, имеют некоторое преимущество по сравнению с более мощными пучками K^+-мезонов со „странностью" $S = +1$. Пучки положительных частиц должны вызывать рождение антигиперонов в результате относительно простых реакций такого типа:

$$\begin{array}{c} K^+ + N \to \bar{\Sigma}^+ + P + N, \\ S = +1 \quad 0 \quad +1 \quad 0 \quad 0 \end{array}$$

$$\begin{array}{c} K^+ + N \to \bar{\Xi}^+ + N + P + \bar{K}^-. \\ S = +1 \quad 0 \quad +2 \quad 0 \quad 0 \quad -1 \end{array}$$

Однако порог этих реакций выше, чем для аналогичных процессов с K^--мезонами, так как необходимо образование пары барионов, чтобы сохранилось число барионов (см. стр. 239); для этого требуется дополнительная энергия, превышающая 2 *Бэв*.

§ 6. Ядерные взаимодействия нейтральных K-мезонов

В гл. 10 были рассмотрены эксперименты, показавшие, что нейтральные K^0-мезоны могут распадаться по различным схемам:

$$K_1^0 \to \pi^+ + \pi^-$$

и

$$K_2^0 \to \beta^\pm + \nu + \pi^\mp,$$

или

$$K_2^0 \to \mu^\pm + \nu + \pi^\mp.$$

Постоянная распада в первом случае соответствует среднему времени жизни $\sim 1{,}0 \cdot 10^{-10}$ *сек*, а во втором $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ *сек*. Кроме того, как уже отмечалось выше (см. стр. 239), из рассмотрения соотношений, относящихся к процессу образования частиц, следует, что должно существовать различие между частицей K^0 и ее античастицей $\overline{K}^0$, так как их „странности" различаются знаком и равны $+1$ и -1 соответственно. Однако уже первые результаты показывали, что и K^0- и $\overline{K}^0$-мезоны можно рассматривать состоящими из двух или большего числа типов частиц, каждый из которых имеет свое характерное время и схему (или схемы) распада. В отличие от K^+- и K^--мезонов ни K^0- ни $\overline{K}^0$-мезоны нельзя считать одной частицей с несколькими альтернативными схемами распада.

Предположение о том, что K^0- и $\overline{K}^0$-мезоны являются своеобразными „смесями" частиц, было высказано в 1955 г. Гелл-Манном и Пайсом [36] на основе изложенных ниже теоретических рассуждений.

В настоящее время общепризнано, что законы физики в микромире инвариантны по отношению к операции „зарядового сопряжения", посредством которой частица преобразуется в свою античастицу, и что получаемые таким способом пары частиц имеют одинаковые массы и спины, но противоположные электрические заряды и магнитные моменты. Кроме того, постулируется, что частица не может спонтанно превратиться в свою античастицу. Поэтому если K^0-мезоны могут распадаться по нескольким схемам, одна из которых следующая: $K^0 \to \pi^+ + \pi^-$; то, поскольку заряженные π-мезоны можно рассматривать и как частицы и как собственные античастицы, возможна реакция $\overline{K}^0 \to \pi^+ + \pi^-$. Благодаря этому ничто не запрещает перехода K^0 в $\overline{K}^0$ путем виртуального процесса $K^0 \to \pi^+ + \pi^- \to \overline{K}^0$. Для преодоления этой трудности было введено понятие о новом виде „смеси" частиц. Предполагается, что K^0- частицы и их античастицы $\overline{K}^0$ являются смесями в том смысле, что состояния каждой из них могут быть представлены суперпозицией волновых функций $\langle K_1^0 \rangle$ и $\langle K_2^0 \rangle$, соответствующих двум частицам в одном и том же состоянии:

$$\begin{aligned} \langle K^0 \rangle &= \langle K_1^0 \rangle + i \langle K_2^0 \rangle, \\ \langle \overline{K}^0 \rangle &= \langle K_1^0 \rangle - i \langle K_2^0 \rangle. \end{aligned} \tag{14.8}$$

Две частицы, K_1^0 и K_2^0, различаются своими схемами распада и средними временами жизни t_1^0 и t_2^0, как это отмечалось в гл. 10 (см. стр. 218—221).

Поскольку K^0- и $\overline{K}^0$-мезоны считаются состоящими из смеси частиц с различными временами жизни, то состав пучков этих мезонов изменяется с течением времени. Рассмотрим, например, пучок, состоящий из K^0-мезонов без примеси $\overline{K}^0$-частиц. Первоначально волновая функция, представляющая этот пучок, складывается из двух равных по амплитуде компонент $\langle K_1^0 \rangle$ и $\langle K_2^0 \rangle$. Поскольку первая компонента распадается гораздо быстрее второй, то после промежутка времени, в несколько раз большего t_1^0, амплитуда $\langle K_1^0 \rangle$ сильно уменьшится, а амплитуда $\langle K_2^0 \rangle$ изменится мало. Можно записать, что

$$\begin{aligned} \langle K_2^0 \rangle &\equiv \frac{\langle K^0 \rangle - \langle \overline{K}^0 \rangle}{2i}, \\ \langle K_1^0 \rangle &\equiv \frac{\langle K^0 \rangle + \langle \overline{K}^0 \rangle}{2}. \end{aligned} \tag{14.9}$$

Таким образом, пучок, состоящий только из K_2^0-мезонов, эквивалентен смеси K^0- и $\overline{K}^0$-частиц, полная интенсивность которых составляет примерно $\frac{1}{2}$ интенсивности первоначального пучка. Отсюда вытекают два следствия, связанные с зависимостью от времени. Во-первых, пучок, состоящий только из K^0- или $\overline{K}^0$-частиц, превращается в смешанный пучок через $\sim 5 \cdot 10^{-10}$ *сек*. Во-вторых, если рассматривать типы распада частиц, образующих пучок, то превращения в $\pi^+ + \pi^-$ и другие распады, связанные с компонентой K_1^0, будут происходить относительно чаще вблизи точки образования K^0-мезонов ($t_1^0 \sim 1 \cdot 10^{-10}$ *сек*), а схемы распадов на три

вторичные частицы, обусловленные K_2^0, будут наблюдаться на гораздо бо́льших средних расстояниях от мишени. Очевидно, что изменение во времени числа оставшихся частиц не подчиняется обычному простому закону экспоненциального спада.

Если изменение состава частиц во времени определяется относительными интенсивностями двух составляющих K_1^0 и K_2^0, то свойства взаимодействий зависят от соотношения компонент K^0 и $\bar{K}^0$. Рассмотрим, например, пучок K^0-мезонов, вылетающих из мишени, где они образовались в результате реакции $\pi^- + p \to K^0 + \Lambda^0$. Вблизи точки образования пучок состоит только из K^0-мезонов со „странностью" $S = +1$ и, проходя через вещество, он будет относительно слабо взаимодействовать с ядрами. Подобно K^+-мезонам, K^0-частицы могут участвовать только в реакциях упругого рассеяния или перезарядки. С другой стороны, если эти частицы пролетели небольшое расстояние прежде, чем попасть в поглотитель, то состав пучка изменится в результате распада K_1^0-компоненты и будет эквивалентен смеси K^0- и $\bar{K}^0$-мезонов с примерно равной интенсивностью.

В итоге взаимодействие с веществом будет иметь иной характер. $\bar{K}^0$-частицы имеют „странность" $S = -1$ и, подобно K^--мезонам, взаимодействуют с веществом сильнее, чем K^0-мезоны; они могут вызвать образование $\Sigma^\pm$, Λ^0-гиперонов или K^--мезонов. Дифференциальное поглощение компонент K^0 и $\bar{K}^0$ приводит к тому, что после прохождения через поглотитель достаточной толщины пучок состоит в основном из K^0-частиц с незначительной примесью $\bar{K}^0$-мезонов. Этот пучок эквивалентен смеси примерно одинаковых интенсивностей K_1^0- и K_2^0-частиц; таким образом, введение поглотителя приводит к „возрождению" короткоживущей компоненты K_1^0, распадающейся на два π-мезона.

Приведенная выше интерпретация напоминает аналогичный метод рассмотрения, применяющийся в физической оптике, в том случае когда плоско поляризованный пучок рассматривается состоящим из двух пучков с противоположно направленной круговой поляризацией, а пучок с круговой поляризацией представляют двумя пучками, поляризованными в двух взаимно перпендикулярных плоскостях и сдвинутыми по фазе друг относительно друга. Эти два класса явлений могут служить примером, иллюстрирующим аналогичные методы интерпретации, и свидетельствуют о широкой общности принципа суперпозиции состояний в той новой его форме, которая используется в квантовой механике.

Рассмотренные в этом параграфе соображения относительно того, что свойства взаимодействия пучка нейтральных K-мезонов должны изменяться со временем, подробно обсуждались Пайсом и Пиччиони [37] в связи с принципиальной возможностью нового эксперимента. На практике происходящие эффекты не могут быть продемонстрированы непосредственно ввиду быстрого распада компоненты K_1^0. Вследствие этого для прохождения пучка K_2^0-мезонов (при тех скоростях K^0-частиц, которые могут быть достигнуты в настоящее время) через толщу вещества, достаточную для поглощения компоненты $\bar{K}^0$, требуется время, большее среднего времени жизни K_1^0-частиц. Таким образом, нельзя просто продемонстрировать регенерацию короткоживущей компоненты K_1^0, поскольку она распадается слишком быстро после своего образования. В принципе можно было бы провести эксперимент, если бы имелись поглощающие экраны с плотностью, значительно превышающей плотность вещества в земных условиях, или если бы появилась возможность работы с частицами очень большой энергии и при этом можно было бы воспользоваться эффектом релятивистского удлинения масштаба времени для движущейся частицы, так же как и в опытах с π^0-мезонами (см. стр. 179).

Поскольку в настоящее время нельзя непосредственно доказать правильность представления о „смеси" частиц, были выполнены контрольные эксперименты, позволяющие получить не столь убедительные данные. Предположим, что пучок нейтральных K-мезонов возникает при бомбардировке мишени быстрыми протонами. При относительно малых энергиях обычно используемых протонов (~ 4 *Бэв*) большинство нейтральных K-мезонов будет получаться совместно с Λ^0- и Σ-гиперонами и иметь „странность" $S = +1$ (см. стр. 239) Поэтому можно ожидать, что они будут взаимодействовать с ядрами только путем упругого рассеяния или перезарядки, как и в случае K^+-мезонов. Следовательно, если в опыте будет обнаружено, что некоторые из первоначально образованных нейтральных частиц, взаимодействуя с ядрами, вызывают рождение Σ- и Λ^0-гиперонов или K^--мезонов (т. е. частиц со „странностью" $S = -1$), то на первый взгляд это будет казаться грубым нарушением принципа сохранения „странности", приводя к изменению $|\Delta S| = 2$. Однако эта трудность не возникает, если исходить из того, что „смесь" частиц изменяет свой состав со временем. Данные такого рода не являются столь же эффективными, как могли бы быть результаты опытов типа, предположенного Пайсом и Пиччиони, ибо полученные выводы зависят от правильности первоначального допущения о сохранении „странности" в процессе образования

нейтральных частиц. Тем не менее и эти сведения могут оказаться очень убедительными.

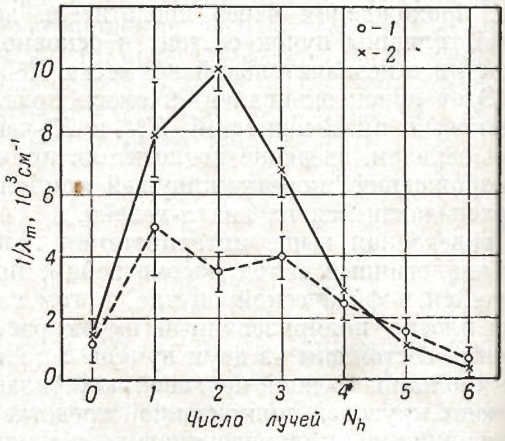
Первые сведения о ядерном взаимодействии K^0-мезонов были получены в 1956 г. Фраем и др. [38]; в этих опытах стопка эмульсий G5 облучалась пучком K^--мезонов, полученных на беватроне в Беркли. Эмульсии были установлены на таком расстоянии от мишени, что число короткоживущих K^0-частиц, которые могли бы дойти до стопки, должно было быть весьма незначительным. Однако в облученных эмульсиях было обнаружено 4 вызванных нейтральными частицами ядерных расщепления, из которых вылетали заряженные гипероны или тяжелые мезоны. Фрай и др. приписали эти расщепления долгоживущей компоненте нейтральных K-мезонов.

Отличительной особенностью опытов Фрая и др. являлась частота образования Σ- и K-частиц. На первый взгляд, упоминавшиеся расщепления можно было бы приписать быстрым нейтронам, вылетающим из мишени; и действительно наблюдаются „звезды", обусловленные этими частицами. Однако из экспериментов видно, что из полного числа зарегистрированных в стопке „звезд", образованных быстрыми частицами, приблизительно $^1/_{10}$ содержит K-мезоны или Σ-частицы. Это значительно превышает соответствующее отношение для расщеплений, обусловленных нейтронами с энергией ~ 200 *Мэв*. Однако результаты опытов легко истолковать, если допустить, что через эмульсию проходил пучок нейтральных K-мезонов, имеющих компоненту со „странностью" $S = -1$.

§ 7. Опыты с пучками протонов большой энергии

По мере того как вступали в строй фазотроны и синхрофазотроны, позволяющие получать мощные однородные пучки частиц со все возрастающими энергиями, появилась возможность детального изучения процессов рассеяния и образования мезонов при $p - p$-взаимодействиях и при ядерных столкновениях протонов с другими ядрами. Это позволило приступить к решению таких важных проблем, как: 1) угловое распределение протонов, рассеянных ядрами водорода и другими ядрами; 2) измерение эффективных сечений различных процессов (упругого рассеяния, образования мезонов и т. п.) и 3) измерение относительных частот образования разного числа мезонов при столкновениях быстрых протонов различной энергии с протонами и сложными ядрами. Помимо уже обсуждавшихся недостатков и достоинств фотографического метода, его преимущество при таких экспериментах состоит в том, что экспонирование может быть произведено на протяжении одного импульса при „падении" стопки эмульсий в вакуумной камере ускорителя; при этом нет необходимости выводить пучок в отличие от опытов с пузырьковыми камерами и камерами Вильсона. Произведенные эксперименты позволили при помощи более эффективных методов проверить некоторые выводы, сделанные на основании опытов с космическими лучами. Целесообразно подытожить результаты, полученные из опытов рассматриваемого типа; сведения, относящиеся к ранним экспериментам при энергиях ниже 100 *Мэв*, приведены в работах Ходжсона [39].

а) Протоны низкой энергии. В 1953 г. Лис и др. [40] производили эксперименты с протонами, ускоренными до 130 *Мэв*. В опытах применялись эмульсии G5, как обычные, так и четырехкратно разбавленные желатиной; таким образом, можно было выделить эффекты, обусловленные столкновениями с легкими и тяжелыми ядрами. С учетом поправок на дифракционное рассеяние в эмульсиях этих двух типов был определен пробег для взаимодействия с образованием „звезд" с различными значениями N_h; полная энергия взаимодействия была недостаточна для возникновения ливневых частиц. Эти результаты приведены на фиг. 203, и они позволяют раздельно оценить



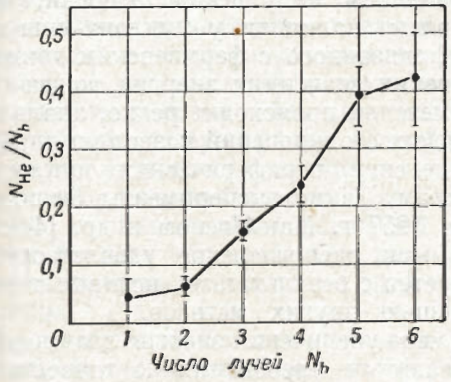
Фиг. 203. Значения $1/\lambda_m$, где λ_m — пробег для взаимодействия протонов с энергией 130 *Мэв* с образованием „звезд" различных типов [40].

Результаты получены в эмульсии G5, обычной (*2*) и четырехкратно разбавленной желатиной (*1*). Эти наблюдения позволяют раздельно оценить пробеги для взаимодействия с легкими (C, N, O) и тяжелыми (Ag, Br) ядрами.

поперечные сечения взаимодействия с тяжелыми (σ_H) и легкими (σ_L) ядрами. Полученные таким путем значения составляют:

$\sigma_H=(128\pm16)\cdot10^{-26}$ *см*^{2} и $\sigma_L=(16\pm7)\cdot10^{-26}$ *см*^{2}. Отсюда следует, что в случае протонов низких энергий почти все „звезды" с $N_h=1$, 2 и 3 обусловлены столкновениями с тяжелыми ядрами.

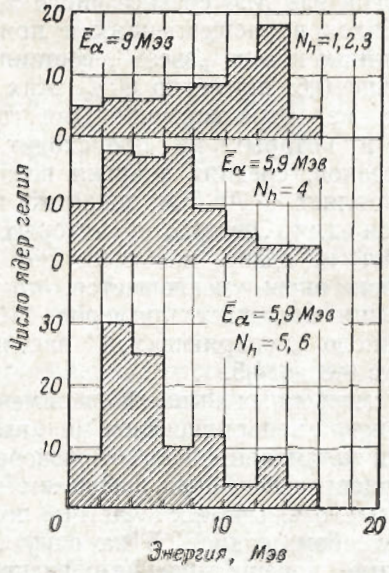
„Звезды", получающиеся при расщеплении легких и тяжелых ядер, можно было также различить по измерениям вторичных α-частиц. В разбавленной эмульсии следы однократно и двукратно заряженных частиц заметнее отличаются друг от друга. Относительное содержание α-частиц среди вторичных частиц, вылетающих из „звезд" с различными значениями N_h, приведено на фиг. 204. Можно видеть,



Фиг. 204. Доля ядер гелия (в основном α-частиц) среди вторичных частиц, которые вылетают из расщеплений, вызванных протонами с энергией 130 *Мэв* в эмульсии.

Результаты указывают на увеличение доли α-частиц в расщеплении легких ядер, к которым относится большинство „звезд" с $N_h=5$ или 6.

что происходит быстрое возрастание доли α-частиц при изменении N_h от 1 до 6. Кроме того, если в „звездах" разных типов проанализировать распределение α-частиц по энергиям (фиг. 205), то оказывается, что для $N_h=1$, 2 и 3 наблюдается отчетливо выраженный максимум при $E_\alpha\sim15$ *Мэв*, тогда как для бо́льших значений N_h максимум достигается при гораздо меньших энергиях и средняя энергия $\bar{E}_\alpha$ также значительно ниже. Все эти особенности хорошо согласуются с представлением о том, что большинство „звезд" с $N_h\leqslant3$ связано с расщеплением тяжелых ядер, а „звезды" с $N_h=4$, 5, 6 обусловлены в основном расщеплением легких ядер. Тот факт, что протоны с энергией 130 *Мэв*, взаимодействуя с легкими ядрами, образуют бо́льшие „звезды", чем при столкновениях с тяжелыми, легко объясняется наличием меньшего числа нуклонов и, следовательно, более высокой „температуры" возбуждения легких ядер. Аналогичный эффект наблюдается при расщеплениях ядер эмульсии, вызванных захватом π^--мезонов. Лис и др. отмечают, что если в „звездах", вызванных космическими лучами, большинство частиц с энергиями $E\leqslant30$ *Мэв* получаются за счет испарения



Фиг. 205. Энергетическое распределение α-частиц в „звездах" различного типа, образованных в эмульсии протонами с энергией 130 *Мэв*.

„Звезды" с $N_h=5$, 6 относятся в основном к расщеплению ядер C, N и O; соответствующее им распределение по E_α имеет максимум примерно при 4 *Мэв*, который объясняется малой величиной потенциального барьера для легких ядер.

и в основном распределены изотропно, то в их экспериментах существует отчетливо выраженная асимметрия ($\sim2{,}5$) рассеяния вперед и назад. Наблюдаемые следы обусловлены смесью „выбитых" и „испарившихся" частиц.

Чтобы раздельно определить эффективные сечения взаимодействия протонов с энергией 130 *Мэв* с легкими и тяжелыми ядрами, Лис и др. предположили, что все „звезды" с $N_h=5$ и 6, а также те, из которых вылетают α-частицы с энергией $E_\alpha<9$ *Мэв*, вызваны расщеплениями легких ядер. Таким способом они получили значение σ_L (130 *Мэв*) $=(15\pm6)\cdot10^{-26}$ *см*^{2}.

Лок и др. [41], производя аналогичные опыты с протонами бо́льших энергий (950 *Мэв*), имели возможность изучить влияние на расщепление процессов, связанных с реабсорбцией в ядре-мишени π-мезонов, которые рождаются в нем же при взаимодействии с быстрым протоном. В этих экспериментах также можно было отличать друг от друга расщепления легких и тяжелых ядер по наблюдаемым значениям N_h и по присутствию α-частиц низкой энергии в „звездах", относящихся к расщеплениям ядер легких элементов.

Для протонов с энергиями меньше 600 *Мэв*, когда образование мезонов происходит редко, получено хорошее согласие между наблюдаемыми характеристиками „звезд" и предсказаниями теории „испарения" (см. стр. 284). При энергии 950 *Мэв* среднее число π-мезонов, рождающихся в расщеплениях и приводящих к образованию новых „звезд", составляет приблизительно 0,6; примерно 60% этих мезонов вылетают из ядра-мишени. Для тех 40% „звезд", в которых не происходит образования мезонов, средняя энергия возбуждения ядра составляет ~ 70 *Мэв*; такая же величина получается для „звезд", в которых мезоны рождаются и сразу же вылетают. Однако если мезон вновь поглощается, то энергия возбуждения достигает примерно 210 *Мэв* и среднее число „испаряющихся" частиц увеличивается с 0,8 до 4,5.

В рассмотренных выше экспериментах различие между „испарившимися" и „выбитыми" частицами устанавливалось на основе наблюдаемых распределений по энергиям и углам. Среднее число „выбитых" частиц, полученное таким способом, равно 2,5 на одну „звезду". Измеренные энергетические распределения „испарившихся" частиц хорошо согласуются с результатами теории для энергий возбуждения 70 и 210 *Мэв*.

б) Столкновения протонов с протонами при энергии 950 *Мэв*. Мы уже видели, что в некоторых случаях акты столкновения π-мезона со свободными протонами в эмульсии могут быть идентифицированы при помощи законов сохранения. Аналогичные методы применяются при измерении эффективного сечения упругого рассеяния протонов на протонах. В 1957 г. Дюк и др. [42], работая с пучком протонов на Бирмингамском ускорителе, смогли при помощи этого метода выделить упругие столкновения и, таким образом, оценить соответствующее поперечное сечение и получить угловое распределение вторичных частиц. Они показали, что данные об угловом распределении могут быть объяснены дифракционным рассеянием на непрозрачном диске радиусом $(0{,}9 \pm 0{,}1) \times 10^{-13}$ *см*. Чтобы исключить влияние столкновений с периферическими протонами ядер, необходимо было с высокой точностью (лучшей, чем 0,8°) определять углы вылета двух вторичных протонов относительно направления первичной частицы.

Советские физики (см. Лонина, Толстов и Цыганов [43]) провели аналогичные опыты, в которых они применяли отдельные эмульсии, покрытые пленкой полиэтилена толщиной 50μ. Протонный пучок при этих экспериментах входил в стопку перпендикулярно плоскости эмульсии. Пары вторичных частиц, образованные при p — p-столкновениях в полиэтилене, можно было идентифицировать по наблюдаемым углам наклона их следов относительно направления первичного пучка; при этом сами акты взаимодействия могли и не регистрироваться. По существу полиэтилен служил мишенью, более богатой водородом, чем эмульсия. Основным источником ошибок при таких измерениях является неопределенность в выборе правильного значения коэффициента усадки эмульсии.

Как уже отмечалось, взаимодействия с периферическими протонами ядер характеризуются несохранением импульса и энергии, которое обусловлено наличием у нуклона-мишени импульса, связанного с фермиевским движением. При низких значениях энергии, когда образование мезонов происходит редко, анализ периферических столкновений позволяет определить распределение периферических нуклонов по импульсам. Такие эксперименты были выполнены в 1957 г. Мак-Ивеном и др. [44]; полученное ими распределение удовлетворительно согласуется с результатами, которые выводятся с помощью других методов.

По мере увеличения энергии взаимодействия возрастают те требования к точности измерений углов, на основании которых устанавливается различие между столкновениями со свободными и слабо связанными периферическими протонами (в последнем случае фермиевское движение нуклонов в ядре играет относительно меньшую роль). Кроме того, начинает проявляться неопределенность, связанная с рождением π^0-мезонов.

Опыты по изучению неупругих p — p-столкновений, сопровождающихся рождением мезонов, проводили с помощью эмульсий Юз и др. [45] в 1957 г. Были использованы такие же методы, как и в аналогичных экспериментах с пучками быстрых π-мезонов (см. стр. 298). Энергия протонов составляла 950 *Мэв*; при этом энергетически возможно образование трех мезонов, однако даже случаи рождения двух мезонов оказались очень редкими. Изучались следующие реакции:

$$p + p \to p + n + \pi^+, \qquad (1)$$

$$p + p \to \pi^+ + d, \qquad (2)$$

$$p + p \to \pi^0 + p + p. \qquad (3)$$

Подобные наблюдения позволяют получить угловые распределения вторичных частиц в системе центра инерции взаимодействующих протонов, поэтому они могут дать ценные

сведения о деталях механизма образования мезонов. Обсуждение этого вопроса, а также методов, применявшихся для выделения отдельных реакций, приводятся в работе Юза и др. [45].

в) Множественное рождение мезонов при энергии протонов 3 *Бэв*. Честер и др. [46] изучали взаимодействия протонов с энергией 3 *Бэв* в эмульсии, причем стопка облучалась только в течение одного импульса частицами, ускоренными на Брукхэйвенском ускорителе. Рассматривались только такие события, которые можно было считать p — p-взаимодействиями, как сопровождающимися, так и не сопровождающимися рождением мезонов. Для отбора использовались, в частности, следующие соображения: во-первых, сохранение заряда требует четного числа следов вторичных частиц; во-вторых, не должно быть каких-либо указаний, свидетельствующих о взаимодействии с ядром, и, в-третьих, след каждого протона, вылетающего с данной энергией, должен образовывать с направлением падающей частицы угол не больше определяемого законами сохранения энергии и импульса при упругом рассеянии.

При энергии 3 *Бэв* столкновения с периферическими нуклонами ядер почти не отличаются от „истинных" p — p-соударений, поэтому оба типа взаимодействий не разделялись. Однако на основании известных эффективных сечений p — p-соударений, измеренных с помощью счетчиков (см. Чен и др. [47]), а также учитывая число событий, наблюдавшихся при просмотре вдоль следа, Честер и др. пришли к заключению, что примерно половина случаев кажущихся p — p-взаимодействий обусловлена столкновениями с периферическими нуклонами ядер.

Из 115 событий, зарегистрированных в опытах Честера и др., 15 могли быть приписаны актам упругого рассеяния на свободных протонах, причем угловое распределение согласуется с картиной дифракционного рассеяния на непрозрачной сфере радиуса $(\lambda\!\!\!^{-} + R)$, где $\lambda\!\!\!^{-} = \lambda/2\pi$ (λ — длина волны, соответствующая падающему протонному пучку), а $R = 10^{-13}$ *см*. Указанные авторы оценивают величину поперечного сечения p — p-рассеяния при энергии 3 *Бэв* равной $\sigma_e = (8{,}9 \pm 1{,}0)\cdot 10^{-27}$ *см*^{2}. При энергии протонов 5,7 *Бэв* Корк и др. [48] на основании пяти событий, зарегистрированных в эмульсии, нашли значение $\sigma_e = (13 \pm 6)\times$ $\times 10^{-27}$ *см*^{2}. Относительные частоты случаев рождения различного рода заряженных π-мезонов при p — p-столкновениях приведены в табл. 35.

Таблица 35

Образование мезонов при столкновениях протонов с энергией 3 и 9 *Бэв* с нуклонами

E_p	Число вторичных частиц	0	1	2	3	4	5	6
3 *Бэв* ($p-p$)	$n_{\pi\pm}$	23	39	41	11	1	—	
9 *Бэв* ($p-p$)	$n_{\pi\pm}$*	90		81		15		2
9 *Бэв* ($p-p$)	$n_{\pi\pm}$**	39		61		19		3

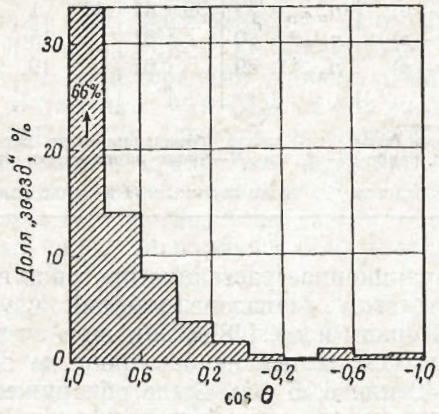
* Предполагается, что число образовавшихся заряженных мезонов равно N—2, где N—число заряженных вторичных частиц.
** Предполагается, что число заряженных мезонов равно N—1.

Дифракционное рассеяние протонов на протонах в этом диапазоне энергий изучалось также Корком и др. [48] с помощью счетчиков. Протоны ускорялись на беватроне до энергий 2,24; 4,40 или 6,15 *Бэв*. Было обнаружено, что при более высоких энергиях результаты наблюдений лучше всего объясняются дифракционным рассеянием на сфере с неоднородным поглощением (слабее у периферии и сильнее в центре).

г) Опыты с протонами, ускоренными до 9 *Бэв*. Большая группа ученых (Беляков и др. [49]) в 1958 г. провела обширное исследование „звезд", образованных в эмульсии протонами, которые ускорялись на синхрофазотроне в Дубне. Были проанализированы следующие характеристики расщеплений.

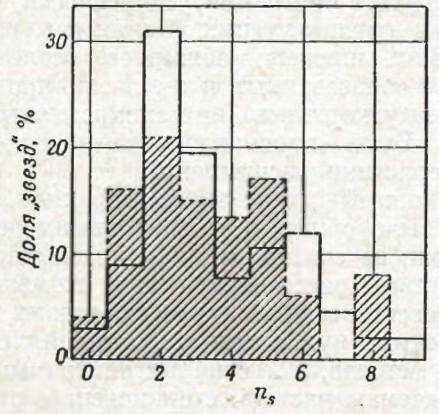
На общей длине просмотренных следов 871 *м* было обнаружено 2366 взаимодействий с ядрами, не считая тех, при которых первичные частицы рассеивались на угол меньше 5°. Столкновения со свободными протонами и периферическими нуклонами ядер выделялись с помощью методов, аналогичных описанным выше. Наблюдаемая частота столкновений приводит к заключению, что полное сечение p — p-столкновений при энергии 9 *Бэв* составляет примерно $4\cdot 10^{-26}$ *см*^{2}, т. е. близко к сечениям при более низких энергиях; соответствующее значение для одного упругого рассеяния равно $\sim 1\cdot 10^{-26}$ *см*^{2}. Распределение этих столкновений по числу ливневых частиц n_s приведено в табл. 35, причем не наблюдается существенного различия между результатами для столкновений с протонами и нейтронами. Число π-мезонов, рождающихся при столкновении протонов с нуклонами, по-видимому, возрастает довольно медленно при увеличении энергии от 3 до 9 *Бэв*.

Подробно анализировались случаи столкновений с отдельными нуклонами, причем угловые распределения быстрых вторичных частиц строились для столкновений с различными значениями множественности, соответствующими образованию двух или четырех заряженных мезонов. Полученные таким путем величины приведены на фиг. 206. Очень похожие



Фиг. 206. Угловое распределение ливневых частиц ($g < 1{,}4g_p$) при взаимодействии протонов с энергией 9 *Бэв* с отдельными нуклонами [49].

Результаты для различных значений n_s подобны и отдельно не показаны. Следует иметь в виду, что распределение показывает долю следов в равных интервалах значений cos θ.



Фиг. 207. Распределения по значениям n_s для расщеплений ядер эмульсии протонами с энергией 9 *Бэв* [49].

Отдельно показаны распределения, соответствующие столкновениям с тяжелыми (Ag, Br) ядрами (сплошная линия) и с легкими (C, N, O) ядрами (штриховая линия и заштрихованная площадь); ср. фиг. 175.

распределения наблюдались для столкновений с тяжелыми ядрами эмульсии; кроме того, результаты очень близки к результатам аналогичных наблюдений для „звезд", образованных космическими лучами (ср. фиг. 206 и 168, учитывая различие масштаба по оси абсцисс для этих графиков). На фиг. 207 приведены распределения по значениям n_s для столкновений с легкими и тяжелыми ядрами эмульсии. Эти результаты можно сравнить с полученными ранее распределениями для протонов с гораздо меньшими энергиями (см. фиг. 175).

Для оценки той доли энергии первичной частицы, которая уносится π-мезонами, применялся следующий метод. В стопке отыскивались электронно-позитронные пары, направления которых составляли угол меньше 30° с направлением первичного протона. Затем по углу расхождения пары вблизи точки образования определялась энергия соответствующего γ-кванта. Близость угловых распределений для электронно-позитронных пар и заряженных ливневых частиц показывает, что большинство пар обусловлено распадом π^0-мезонов. В этом случае, измеряя энергию пар, можно определить среднюю энергию π^0-мезонов $\bar{E}_{\pi^0}$. Средняя величина полной энергии, уносимой как заряженными, так и нейтральными π-мезонами, будет определяться соотношением:

$$\overline{\sum E_\pi} = \frac{3}{2}(\bar{n}_s - \alpha)\,\bar{E}_{\pi^0},$$

где α — среднее число других заряженных ливневых частиц (не π-мезонов). Авторы пришли к заключению, что в среднем на одно столкновение энергия, уносимая π-мезонами, составляет $\sim 3{,}5$ *Бэв*; почти определенно установлено, что к π-мезонам переходит меньше половины энергии падающей частицы.

Беляков и др. [49] определяли также долю K-мезонов и гиперонов среди вторичных ливневых частиц, вылетающих из „звезд" ($\beta < 0{,}64$). Было обнаружено, что они наблюдаются всего в 4 раза реже, чем заряженные π-мезоны с такой же скоростью.

§ 8. Ядерные взаимодействия антипротонов и антинейтронов на лету

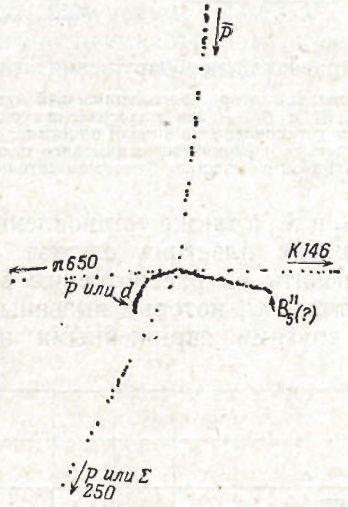
а) Пробег для взаимодействия и другие характеристики. В гл. 12 приведен обзор первых экспериментов с антипротонами и там же обсуждаются некоторые свойства взаимодействий на лету. Зарисовки нескольких таких событий даны на фиг. 208 и 209.

Ниже перечислены основные характеристики взаимодействий антипротонов на лету.

1. Эффективное сечение взаимодействия при кинетической энергии меньше ~ 300 *Мэв* приблизительно вдвое превышает „геометрическое", что свидетельствует об очень сильном взаимодействии этих частиц с ядрами.

2. Кроме тех взаимодействий на лету, которые обычно приводят к аннигиляции антипротона, наблюдается и упругое рассеяние. Как и для обычных протонов такой же энергии,

бо́льшая часть угловых отклонений θ при упругом рассеянии не превышает 15°. Однако в случае антипротонов не наблюдается резкого увеличения интенсивности рассеянных частиц при углах меньше 6°. Этот результат согласуется с представлением о том, что для значений $6° \leqslant \theta \leqslant 15°$ отклонения связаны именно с дифракционным рассеянием, причем для антипротонов ядра являются уже полностью непрозрачными. При малых углах ($\theta < 6°$) происходит интерференция рассеянных волн, обусловленных кулоновским полем, с одной стороны, и взаимодействием с ядром — с другой; этот процесс значительно уменьшает рассеянную интенсивность по сравнению со случаем рассеяния обычных протонов.



Фиг. 208. Это событие, по-видимому, обусловлено аннигиляцией антипротона с нуклоном легкого ядра C, N или O.

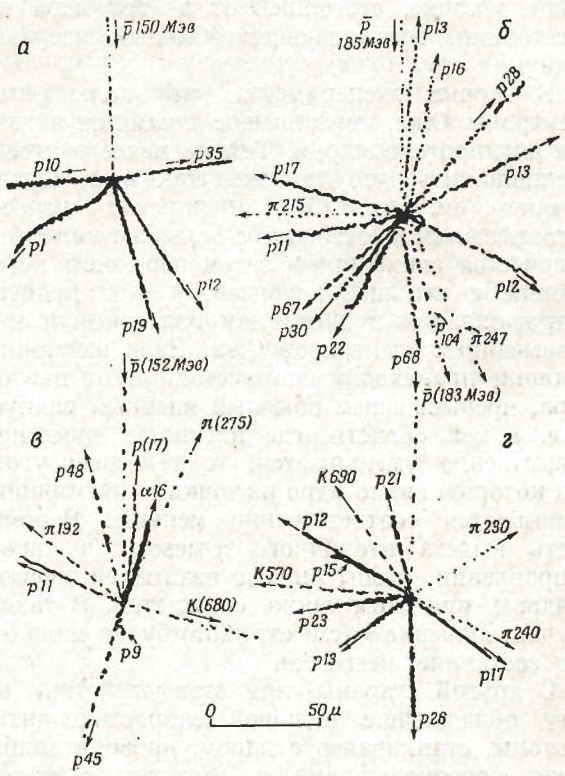
Около следов указаны природа вторичных частиц и их энергия. След, обозначенный буквой B, образован стабильным ядерным осколком с зарядом $Z \sim 5$. Если считать наблюдаемое расщепление реакцией

$$\bar{p} + O^{16}_8 \to p + K^+ + \pi^- + d + B^{11}_5 + \text{Нейтральная частица},$$

то остается избыток энергии, равный 1265 + 197 *Мэв*, по сравнению с видимым энерговыделением. Импульс, необходимый для сохранения баланса импульсов при расщеплении, равен 388 ± 76 *Мэв/с*. Полученные значения энергии и импульса согласуются с вылетом одной нейтральной частицы, имеющей массу покоя 1024 ± 182 *Мэв*. Этот результат несовместим с предположением об испускании одной нейтральной K-частицы. Поскольку вылет нейтрона привел бы к несохранению „странности", то нейтральная частица может быть Σ^0- или Λ^0-частицей. Другое возможное объяснение: частица, обозначенная p или Σ, масса которой определялась методом (g, $\bar{a}$), может оказаться $\Sigma^\pm$-частицей; в этом случае предполагаемая нейтральная частица, необходимая для выполнения законов сохранения, может быть нейтроном.

3. Рассеяние с перезарядкой, приводящее к появлению быстрых антинейтронов, происходит редко. Эффективное сечение этого процесса составляет всего около 2% сечения аннигиляции и упругого рассеяния.

4. Судя по предварительным данным, поперечное сечение взаимодействий, ведущих к аннигиляции антипротона, не сильно зависит от скорости частицы. Таким образом, относительная частота, с которой должны происходить взаимодействия при различных значениях остаточного пробега, может быть вычислена в предположении, что зависимость от



Фиг. 209. Зарисовки аннигиляционных „звезд", образованных при столкновении на лету отрицательных протонов с ядрами [50].

Для каждого случая указаны кинетическая энергия антипротона, а также природа вторичных частиц и оценки их кинетической энергии (в *Мэв*).

а. Этот случай является исключительным вследствие малой величины полного видимого выделения энергии, а также потому, что из „звезды" не вылетает ни одного заряженного π-мезона. Разумно приписать его реакции перезарядки, в результате которой после столкновения вылетает антинейтрон, хотя и нельзя привести строгих доводов в подтверждение такой интерпретации.

б. Аннигиляция с нуклоном, находившимся в ядре брома или серебра. Типичный случай, в котором наблюдается испускание двух заряженных π-мезонов.

в. Аннигиляция с образованием одного заряженного K- и двух π-мезонов.

г. Показанное событие является первым наблюдавшимся случаем рождения двух K-мезонов при аннигиляции; при этом испускаются также два π-мезона.

скорости имеет вид $\sigma = C\beta^{-m}$, где C — постоянный коэффициент. Хотя статистическая точность первых результатов была невелика, тем не менее из них следовало, что $m < 1$.

5. В гл. 12 отмечалось, что среднее число π-мезонов, образующихся в процессе аннигиляции и затем сталкивающихся с нуклонами в ядре-мишени, равно приблизительно

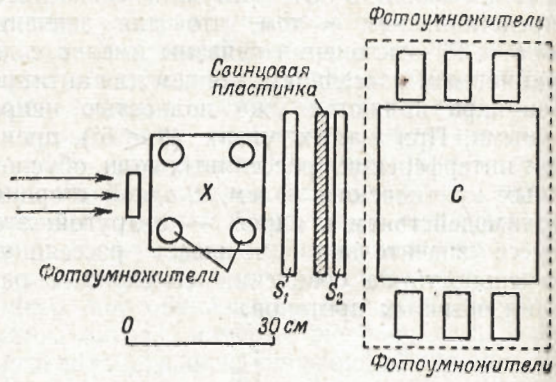
единице при взаимодействии остановившегося протона и двум — при взаимодействии на лету. В первых опытах средняя кинетическая энергия антипротонов, взаимодействующих на лету, была равна ~ 150 *Мэв*. Этот результат указывает на то, что при взаимодействии остановившегося антипротона аннигиляция происходит в точке, отстоящей от центра ядра на расстоянии, превышающем обычный ядерный радиус.

В первых экспериментах не наблюдались электроны Оже, связанные с *атомным* захватом антипротона ядром. Тем не менее разумно предположить, что так же, как и в случае мезонов (см. стр. 151), антипротон сначала захватывается в состояние с большим моментом количества движения, а затем переходит в состояние с меньшей энергией, и этот процесс сопровождается испусканием излучения и выбрасыванием электронов Оже. Если акт аннигиляции происходит на расстоянии от центра ядра, превышающем обычный ядерный радиус, т. е. в той области, где плотность нуклонов существенно уменьшается, то телесный угол, под которым видно ядро из точки аннигиляции, оказывается соответственно меньше. Вероятность вылета вторичного π-мезона в таком направлении, чтобы он мог взаимодействовать с ядром, при этом также снижается. В таком случае значение ν (см. стр. 255) будет мало — оно составляет всего 0,9.

С другой стороны, при взаимодействии на лету обладающие большой скоростью антипротоны, сталкиваясь с ядром, проводят лишь очень короткое время в областях с малой плотностью ядерного вещества и в среднем взаимодействуют гораздо ближе к центру. Поэтому величина ν возрастает до $\sim 1{,}7$.

б) Перезарядка; антинейтрон. Сам факт существования антинейтронов и процесс их образования в реакциях перезарядки антипротонов на ядра был установлен Корком и др. [51] в 1956 г. Основные элементы их установки показаны на фиг. 210. Поток антипротонов с импульсами $\sim 1{,}4$ *Бэв/с*, полученных на ускорителе в Беркли, ограничивался системой отклоняющих и фокусирующих магнитов, аналогичной приведенной на фиг. 156. Затем эти частицы попадали в жидкостный сцинтилляционный счетчик X, и амплитуды образованных ими световых импульсов измерялись четырьмя фотоумножителями. Если антипротон аннигилирует в счетчике X, то величина светового импульса будет большой. Если же частица теряет энергию только за счет ионизационных потерь или испытывает столкновения с перезарядкой, то амплитуда будет мала.

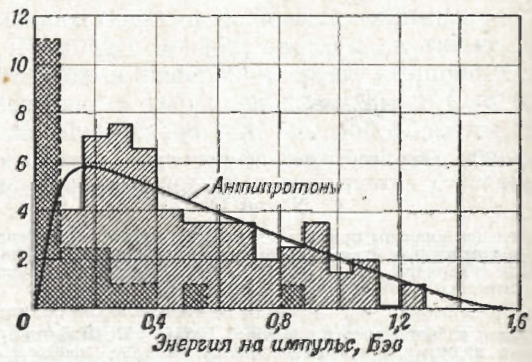
Частицы, которые вылетают из X, прежде чем попасть в черенковский счетчик из свинцового стекла C, проходят через сцинтилляционные счетчики S_1 и S_2 и свинцовую пластину L.



Фиг. 210. Установка для обнаружения антинейтронов.

X — жидкий сцинтиллятор, просматриваемый четырьмя фотоумножителями; S_1 и S_2 — два пластических сцинтиллятора, между которыми установлена свинцовая пластина; C — большой черенковский счетчик с блоком из свинцового стекла, который просматривается шестью фотоумножителями.

Счетчики S_1 и S_2, а также установленная между ними свинцовая пластина служат для того, чтобы исключить из рассмотрения все те импульсы счетчика C, которые вызваны антипротонами и другими заряженными частицами,



Фиг. 211. Распределение по энергиям для импульсов, вызванных нейтральным излучением в черенковском счетчике C (см. фиг. 210).

Одинарная штриховка — импульсы, которые сопровождаются небольшим импульсом счетчика X ($E < 100$ *Мэв*). Это распределение хорошо согласуется с аналогичными данными, относящимися к антипротонам и представленными сплошной линией. Двойная штриховка — импульсы, соответствующие большим амплитудам в X (по-видимому, за счет аннигиляции).

прошедшими через систему и вызвавшими срабатывание счетчиков S_1 и S_2. Аналогично, все γ-кванты, образующиеся при самых разнообразных процессах в счетчике X и проходящие через систему, хотя и не вызовут появления импульса в S_1, однако, пересекая свинцовую пластину, с высокой вероятностью

конвертируют в электронно-позитронные пары и при этом заставляют срабатывать счетчик S_3.

На фиг. 211 приведено энергетическое распределение световых импульсов, вызванных в счетчике C нейтральными частицами, образование которых не сопровождалось значительным выделением энергии в счетчике X. Последнее условие позволяло исключить большинство импульсов, обусловленных нейтральным излучением, которое возникает при аннигиляции в счетчике X. Сплошная линия на фиг. 211 соответствует распределению импульсов счетчика C, вызванных антипротонами (оно получено в результате отдельного эксперимента). Эта кривая по форме очень похожа на распределение отобранного указанным выше способом нейтрального излучения. Поэтому последнее было приписано антинейтронам, образованным в счетчике X при столкновениях с перезарядкой.

Поперечное сечение столкновений с перезарядкой в веществе сцинтиллятора X (толуол C_7H_8) оказалось равным примерно 2% сечения аннигиляции. Разумно предположить, что событие, показанное на фиг. 209,*а*, соответствует перезарядке при столкновении с ядром эмульсии. Такая интерпретация оправдывается очень малым „видимым" выделением энергии при расщеплении; однако ее нельзя считать вполне установленной, поскольку некоторые аннигиляционные „звезды" состоят из следов четырех или пяти заряженных π-мезонов и очень малая доля „видимой" энергии представлена следами тяжелых „испарившихся" частиц (см., например, фото 121 и фиг. 162). Расщепление, при котором все вылетающие π-мезоны нейтральны, имело бы такие же характеристики, как и „звезда", показанная на фиг. 209,*а*. Однако такие события должны были бы происходить очень редко, так как в среднем нейтральные мезоны встречаются вдвое реже заряженных.

Глава 15

ЯДЕРНЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ СВЫШЕ 50 БЭВ

§ 1. Введение

а) Ограничения при работе на ускорителях. Большие синхрофазотроны, строящиеся в настоящее время, такие, как ускоритель в Женеве, рассчитаны на получение частиц с энергией вплоть до ~ 50 *Бэв*, и кажется невероятным, чтобы это значение можно было намного превысить без радикальных изменений современных методов ускорения частиц. Уже диаметр магнитного кольца женевского ускорителя равен 200 *м*, а при конструировании аналогичного ускорителя с размерами, например, в 5 раз больше, технические трудности были бы огромными, а стоимость машины очень высокой. Можно усомниться в том, насколько оправдались бы затраченные усилия. Действительно, фактором, определяющим появление принципиально новых процессов, является скорее всего энергия в системе центра инерции сталкивающихся частиц, а эта величина возрастает приблизительно как корень квадратный из первичной энергии. Поэтому весьма вероятно, что в течение некоторого последующего периода времени исследование ядерных процессов в области энергий свыше 100 *Бэв* будет определяться экспериментами с космическими лучами. Несмотря на то, что эти эксперименты очень трудны из-за малого количества частиц высокой энергии, с помощью таких исследований могут быть получены очень важные результаты. К такому выводу приводят следующие соображения.

б) О возможности возникновения новых процессов при очень высоких энергиях. В процессе развития ядерной физики несколько раз подряд случалось так, что повышение энергии частиц, с помощью которых можно было „бомбардировать" ядра, приводило к открытию принципиально новых явлений. Если не придерживаться исторической последовательности открытий, то, грубо говоря, можно сказать, что при получении частиц с энергией больше ~ 1 *Мэв* появилась возможность наблюдать образование „пар" и положительного электрона (позитрона); при энергии свыше 300 *Мэв*, — образование π-мезонов и π — μ-распад; при энергии свыше 1000 *Мэв* — образование K-мезонов и гиперонов и их совместное образование; наконец, при энергии свыше 5000 *Мэв* — образование антинуклонов и процессы, сопровождающие их аннигиляцию. Вполне разумным является предположение о том, что исследования в области очень высоких энергий, скажем при энергии $\sim 10^4$ *Бэв*, также могут привести к открытию принципиально новых явлений и что таким образом может быть пролит свет на вопрос о природе частиц, уже известных нам, и о их связи между собой.

в) Расщепления высокой энергии, образуемые частицами космического излучения. Изучение столкновений при высоких энергиях началось с открытия в космических лучах так называемых „ливней Оже", или широких атмосферных ливней после постановки экспериментов с камерами Вильсона или рядами счетчиков, проводимых на уровне моря и на высотах гор. Такие ливни состоят из смеси большого числа электронов, образованных в каскадных процессах, π- и μ-мезонов и небольшого числа нуклонов. γ-кванты возникают при распаде нейтральных π-мезонов, а μ-мезоны при распаде заряженных π-мезонов. Заряженные и нейтральные π-мезоны образуются при ядерных процессах высокой энергии, происходящих в атмосфере. Поскольку такие процессы очень сложны, обычно бывает

трудно получить определенные заключения о природе первичного расщепления по результатам подобных экспериментов. Если, как это обычно имеет место, первичное взаимодействие происходит в верхней атмосфере, то наблюдаемые эффекты будут являться результатом прохождения вторичных частиц через большую массу воздуха, так что существенную роль будут играть третичные и другие процессы более высокого порядка.

г) Преимущества экспериментов с эмульсиями, экспонированными на больших высотах. В противоположность тем трудностям, которые встречаются при работе с камерами Вильсона и со счетчиками, эксперименты с фотопластинками, экспонированными на больших высотах, имеют существенные преимущества. Так, например, на высотах свыше 30 *км* в потоке первичных частиц содержится мало π-мезонов и других вторичных частиц, возникающих при ядерных взаимодействиях в атмосфере. Поэтому любое наблюдаемое в стопке расщепление высокой энергии, вызываемое однократно заряженной частицей, входящей в стопку извне, должно быть почти с полной определенностью отнесено к взаимодействию первичной частицы космического излучения. Более того, при благоприятных для измерений условиях может быть проведено детальное исследование таких расщеплений, в том числе процессов взаимодействия вторичных заряженных частиц при прохождении их через стопку и развития электромагнитных каскадов, возникающих в результате распада π^0-мезонов.

Отмеченные выше преимущества ограничиваются тем, что чувствительный объем стопки, в котором могут происходить и затем фиксироваться столкновения высокой энергии, является относительно малым. Для примера рассмотрим стопку толщиной, равной приблизительно одному свободному пробегу для ядерного взаимодействия (30 *см*)[1], и площадью 200 *см*^{2}. Эти величины очень малы по сравнению с соответствующими значениями, определяющими эффективный объем взаимодействий в экспериментах со счетчиками, который фактически равняется столбу всей атмосферы с поперечными размерами в несколько сотен метров. Например, можно ожидать, что в стопке объемом 6 *л*, экспонированной на высоте 30 *км* в течение 6 *час*, будет зафиксировано только 2 события с энергией больше 10 000 *Бэв*/*нуклон*, в то время как обычный большой ряд счетчиков на уровне моря будет регистрировать в среднем несколько событий с энергией свыше 10^7 *Бэв* ежедневно. Эти цифры позволяют ясно представить те огромные преимущества, которые появились бы при проведении длительных экспериментов, какие, например, можно было бы осуществить с помощью спутников.

Для проведения успешных экспериментов со спутниками необходимо дождаться разрешения проблемы возвращения их на Землю[1]. Тем временем значительную информацию можно получать, экспонируя стопки во время высотных полетов самолетов. Этот способ позволяет проводить облучения на высотах более 10 *км* длительностью около 1000 *час*. Благодаря тому факту, что нуклоны проникают в среднем на значительно большие глубины в атмосфере, чем одно время считалось, польза таких длительных экспозиций оказалась существенно большей. Ядерные столкновения протонов большой энергии часто являются в высокой степени упругими. Лишь около 30% энергии налетающего нуклона распределяется в среднем среди вторичных частиц. Поэтому подобное ядерное столкновение не приводит обязательно к поглощению протона, а только к уменьшению его энергии. Далее, при помощи самолетов могут подниматься большие веса. В результате для некоторых типов экспериментов можно использовать стопки, в которых между эмульсиями проложены слои свинца. В таких стопках электронные каскады развиваются быстрее, за счет чего можно лучше распознавать случаи взаимодействий высокой энергии (фото 168).

Можно отметить, что несмотря на сложность процессов, происходящих в атмосфере, большинство расщеплений, наблюдаемых в пластинках, экспонированных в космических лучах на высотах гор, вызывается протонами и нейтронами, присутствующими приблизительно в равных количествах (см. табл. 26, стр. 264). Это происходит благодаря тому, что большинство заряженных частиц имеет относительно низкие энергии (несколько миллиардов электронвольт) и любые π- и K-мезоны, которые могли образоваться вместе с ними, обычно распадаются на лету. Поэтому мезоны составляют малую часть от всех заряженных частиц, попадающих в стопку.

Положение изменяется, если перейти к рассмотрению частиц очень большой энергии, поскольку при этом мезоны не распадаются в течение существенно большего периода времени из-за релятивистского удлинения мас-

[1] Более точное значение пробега для взаимодействия составляет, как уже указывалось, около 35 *см* эмульсии. — *Прим. ред.*

[1] Как известно, эта проблема успешно решена при полетах в 1960 г. советских и американских спутников. — *Прим. ред.*

штаба времени. При этом они обычно выбывают из потока космического излучения в основном вследствие взаимодействий с ядрами, а не вследствие распада. В результате среди заряженных частиц большой энергии, попадающих в стопку, экспонируемую на высотах менее ~ 18 *км*, имеются не только протоны и электроны мягкой компоненты.

§ 2. Некоторые методические особенности

а) Просмотр. Тот факт, что случаи взаимодействия высокой энергии встречаются редко, связан с формой энергетического спектра первичных частиц, который имеет вид $N(E)dE = kE^{-2,75}dE$, где $N(E)$ — число протонов с энергией от E до $E + dE$, а k — константа. На умеренных высотах и высотах, достигаемых обычно при полетах на баллонах, лишь примерно 1 частица из 1000 регистрируемых первичных протонов имеет энергию свыше 100 *Бэв* и только примерно 1 частица из 10^6 — выше 10 000 *Бэв*.

Малое число случаев с энергией порядка 100—500 *Бэв* сильно затрудняет их поиск путем непосредственного просмотра. При этом вносится большая дискриминация в соответствующие распределения событий, так как случаи с большими значениями N_h и n_s находятся с большей вероятностью. Однако при более высоких энергиях проблема поиска сильно упрощается. Плотность потока частиц в электронных каскадах, возникающих в результате распада π^0-мезонов, образующихся при первичном взаимодействии, может стать настолько большой, что эти каскады можно будет легко регистрировать на расстоянии нескольких радиационных единиц длины от родительского расщепления по близко расположенным пучкам следов с минимальной плотностью зерен (см. стр. 336). При просмотре „полосками" через интервалы ~ 1 *см* поперек стопки эффективность регистрации каскадов, вызываемых отдельными фотонами, становится довольно высокой для фотонов с энергией больше 100 *Бэв*. Такая энергия характерна для γ-квантов высокой энергии, возникающих при распаде π^0-мезонов, образуемых при ядерных столкновениях протонов с энергией $E_p \geqslant 1000$ *Бэв*. Точнее говоря, каскад от γ-кванта с энергией ~ 100 *Бэв* может быть легко зарегистрирован на расстоянии одной-двух радиационных единиц длины от точки, в которой этот γ-квант конвертировал, а каскад от γ-кванта с энергией ~ 500 *Бэв* — на расстоянии от одной до пяти радиационных единиц длины. При более высоких энергиях каскады можно регистрировать на значительно больших расстояниях, поскольку при увеличении энергии каскадов их продольное развитие распространяется на все большие длины. Успешно регистрировать такие каскады можно при просмотре полосок, расположенных через интервалы ~ 5 *см*.

При взаимодействиях первичных частиц еще более высокой энергии, выше 10 000 *Бэв*, возникающие каскады оказываются настолько плотными и сколлимированными, что часто эти взаимодействия можно заметить при просмотре пластинок невооруженным глазом или через лупу с небольшим увеличением. Каскадный ливень при этом может выглядеть в виде линии, четкой или размытой, в зависимости от типа каскада и степени его развития. Здесь можно распознавать даже вторичные взаимодействия ливневых частиц по внезапным изменениям вида линии, к которым они приводят. В стопке, собранной из эмульсии и свинца, электронные каскады, вызываемые γ-квантами данной энергии, видны еще отчетливее, так как более быстрое развитие каскада приводит к тому, что следы электронов группируются плотнее и, таким образом, легче обнаруживаются.

б) Коллимация вторичных частиц. Отличительной чертой взаимодействий высокой энергии ($E_p > 1000$ *Бэв*) является то, что бóльшая часть вторичных частиц вылетает вперед в пределах конуса с „половинным" углом $\sim 1°$. Рассмотрим взаимодействие двух нуклонов, один из которых имеет высокую энергию, а другой находится в покое. В системе центра инерции, в которой суммарный импульс частиц, участвующих во взаимодействии, равен нулю, две частицы приближаются навстречу друг к другу с равными и противоположными скоростями. В результате столкновения образуются мезоны, угловое распределение которых в пределах статистических флуктуаций будет симметричным по отношению к обоим нуклонам. Точная форма такого распределения зависит от энергии и от других параметров столкновения. Однако вследствие того факта, что система центра инерции движется с большой скоростью, в лабораторной системе (в которой проводятся измерения) будут резко отличаться следующие две группы мезонов.

Частицы, испущенные в системе центра инерции в направлении вперед, будут заключены в пределах узкого конуса, образующая которого составляет с его осью половинный угол[1] η, определяемый соотношением $\eta \sim \sqrt{2/E_p}$,

[1] Половинным углом принято называть угол раствора того конуса, в котором заключена половина испущенных частиц. — *Прим. ред.*

где E_p — первичная энергия в *Бэв*. Для удобства такой пучок частиц можно назвать „внутренним конусом струи". Если, как это иногда происходит, вторичные мезоны сконцентрированы в направлениях, близких к линии движения взаимодействующих нуклонов *даже в системе центра инерции*, то угол расхождения этого конуса может быть очень малым, $< 0{,}01°$. С другой стороны, мезоны, вылетающие в системе центра инерции назад, в лабораторной системе будут вылетать под большими углами к направлению движения первичной частицы, иногда даже в заднюю полусферу. Эти частицы будем называть „внешним конусом".

Благодаря очень малому угловому расхождению частиц внутреннего конуса все процессы взаимодействия этих частиц при их прохождении через эмульсию происходят в относительно малом объеме. Поэтому с большой степенью уверенности можно считать, что каждое явление, наблюдаемое в пределах этого объема, относится к основному взаимодействию, а вероятность случайного наложения процессов, не связанных с основным, мала. Ориентация вторичных событий (электронно-позитронных пар или ливневых частиц, образуемых при ядерном расщеплении) обычно позволяет провести идентификацию еще более определенно. Эта особенность имеет большое значение. Основное преимущество эмульсионного метода — непрерывная во времени чувствительность эмульсии — связано со следующим недостатком: как правило, невозможно без прямых на то указаний установить одновременность двух событий, например испускание Λ^0-частицы при расщеплении и ее распад на лету в другой части стопки. При исследовании взаимодействий высокой энергии эта трудность устраняется благодаря коллимации вторичных частиц, и, таким образом, часто оказывается возможным идентифицировать генетически связанные расщепления, вызываемые как нейтральными, так и заряженными вторичными частицами, образующимися при взаимодействиях высокой энергии.

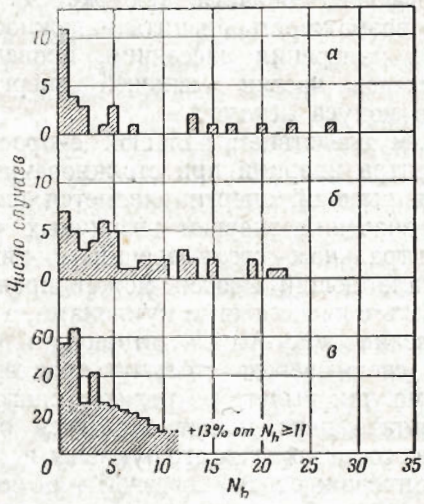
Большая скорость движения системы центра инерции сказывается также на том, что энергии большинства ливневых частиц оказываются ультрарелятивистскими. В результате обычные методы определения масс частиц, основанные, например, на измерениях рассеяния и плотности зерен, становятся неприменимыми или трудно применимыми, да и то лишь в отдельных случаях. Поэтому для идентификации вторичных частиц, вообще говоря, необходимо использовать другие, косвенные методы.

Вторая трудность возникает вследствие того, что даже энергии ливневых частиц не могут быть определены по результатам прямых измерений рассеяния, за исключением очень удачных случаев. Обычно рассеяние очень мало и очень часто полностью маскируется ложными эффектами, связанными с искажениями эмульсии. С другой стороны, близкое расположение следов соседних ливневых частиц в „струях" часто позволяет провести измерение *относительного* рассеяния пар частиц. Кроме того, следы частиц более высокой энергии позволяют провести оценку величины ложного рассеяния в прилегающей области тех же эмульсий, что дает возможность оценить надежность результатов измерения рассеяния, проведенных вдоль следов частиц меньшей энергии из внешнего конуса „струи".

Другим следствием большой скорости системы центра инерции при столкновении двух нуклонов высокой энергии является широкий разброс значений энергии вторичных частиц. При центральном столкновении с тяжелым ядром налетающий протон может провзаимодействовать с несколькими нуклонами, а любая сильно взаимодействующая вторичная частица может в свою очередь столкнуться с другими нуклонами при вылете из родительского ядра. В результате ядро может оказаться расщепленным на составляющие его нуклоны, а „струя" будет сопровождаться „звездой" с большим значением N_h. С другой стороны, при периферическом („скользящем") столкновении родительскому ядру может быть передана малая часть энергии. Поэтому в данном случае разумно предположить, что в угловом и энергитеческом распределении вторичных частиц в системе центра инерции имеется симметрия типа „вперед—назад".

в) Дискриминация при отборе случаев. При исследовании „струй" очень важно не допускать дискриминации при регистрации и отборе случаев. При меньших значениях энергии, ~ 100 *Бэв*, взаимодействия регистрируются при „непосредственном" просмотре по площади. Поэтому практически невозможно избежать дискриминации вследствие большей эффективности регистрации „звезд" с большими значениями N_h и n_s. Для более высоких первичных энергий существует не вполне определенная дискриминация, поскольку эффективность регистрации вторичных электронных каскадов зависит, во-первых, от геометрических условий и, во-вторых, от средней энергии вторичных частиц. На практике найдено, что среднее значение N_h для ливней с энергией выше 1000 *Бэв* намного меньше, чем для случаев значительно меньшей энергии, зарегистрированных при просмотре без дискриминации

(фиг. 212). При столкновениях высокой энергии возникающие „струи" часто имеют малое число частиц (небольшую множественность). Поэтому возникает вопрос, не приводит ли используемый метод регистрации к преимущественному отбору случаев, в которых число образуемых π^0-мезонов, а следовательно, и фотонов превышает соответствующие средние числа. Однако принято считать, что получающаяся на практике дискриминация такого рода несущественна, особенно в очень



Фиг. 212. Распределение по числу лучей N_h с плотностью зерен в следах $g^* > 1{,}5\ g_{мин}$.

а — 30 первичных „струй" с энергией больше 1000 *Бэв* на нуклон; *б* — 51 вторичная „струя" со средней энергией ~300 *Бэв*; *в* — „звезды", обнаруженные при просмотре вдоль следов π^--мезонов с энергией 4,5 *Бэв* [1].

больших стопках, поскольку вторичные частицы большой энергии независимо от их природы могут с большой вероятностью сами образовать „струи" и, таким образом, усилить основной электронный каскад.

§ 3. Энергия частиц, образующих „струи"

а) Угловое распределение вторичных частиц. При изучении ядерных столкновений в области очень высоких энергий важно оценить энергию первичной частицы, вызывающей данный ливень, поскольку от этой величины в значительной мере зависят и соответствующие выводы об угловых и энергетических распределениях вторичных частиц в системе центра инерции нуклон-нуклонного столкновения. Поскольку при современной методике прямое измерение энергии первичных частиц невозможно, ее оценки проводятся на основании угловых распределений вторичных частиц. Если половинный угол равен η, то энергия первичной частицы E_p определяется приближенным соотношением

$$E_p \approx 2\frac{m_p c^2}{\eta^2} \approx \frac{2}{\eta^2}\ Бэв.$$

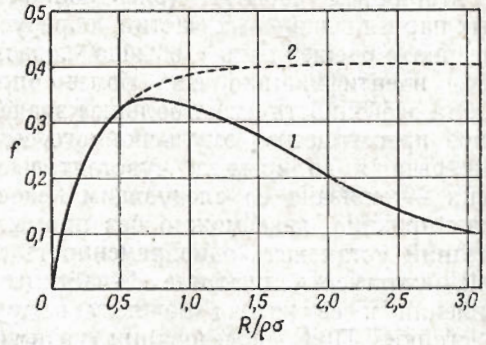
Этот метод основан на следующих допущениях:

а) вторичные частицы возникают в основном при столкновении с отдельным нуклоном;

б) их характеристики не изменяются в результате вторичных взаимодействий при вылете из ядра, в состав которого входит нуклон-мишень;

в) вторичные частицы испускаются с равной вероятностью вперед и назад в системе центра инерции первичного взаимодействия.

Правдоподобность этих предположений и условия, в которых они должны быть справедливыми, рассматривались рядом авторов (см. Ватагин [2], Каплон и Ритсон [3], Гайтлер и Терро [4], Коккони [5], Рёслер и МакКаскер [6]). Первая существенная особенность, которую следует отметить, состоит в том, что в значительной части столкновений протонов высокой энергии с ядрами эмульсии частицы, по всей вероятности, либо проникают через ядро без



Фиг. 213. Относительное число f ядерных столкновений в эмульсии, в которых налетающая частица взаимодействует с одним нуклоном.

Предполагается, что частица при взаимодействии не поглощается. Значения f нанесены в зависимости от отношения радиуса ядра к среднему свободному пробегу между столкновениями $R/\rho\sigma$. Поперечное сечение ядра равно приблизительно 0,8 „геометрического" значения при $R/\rho\sigma \sim 1{,}5$.

столкновения, либо взаимодействуют только с одним нуклоном. Предположим, что при прохождении через ядро нуклон может потерять некоторую часть энергии без значительного изменения направления своего движения. В том приближении, которое рассматривалось на стр. 293, можно вычислить относительное число взаимодействий первичного нуклона при прохождении через различные ядра для любого принятого значения σ, поперечного сечения нуклон-нуклонных столкновений. Результаты представлены на фиг. 213, где кривая *1* соответствует данным для ядер с постоянной плотностью, а кривая *2* — для ядер с плотностью,

распределенной по кривой Гаусса (см. стр. 293). Для значений $R/\sigma\varrho$, которые соответствуют ядерному сечению, равному 0,8 „геометрического" сечения, когда около 20% частиц проходят через ядро, не испытывая столкновений, примерно 28% частиц сталкиваются с одним нуклоном[1].

Приведенные выше оценки зависят от принятой величины нуклон-нуклонного поперечного сечения σ. Однако эти оценки находят некоторое обоснование в результате следующего рассмотрения. Как было найдено, значение пробега для взаимодействия для протонов с энергией 6 *Бэв* в эмульсии G5 заключено между 30 и 35 *см*[2], тогда как соответствующее „геометрическое" значение для сильно взаимодействующих частиц равно 26 *см*. Этот результат согласуется с предположением, что около 25% протонов проходят через ядра без взаимодействия. Имеются также указания на то, что поперечное сечение нуклон-нуклонных столкновений мало изменяется в широком интервале энергии. Так, например, наблюдаемое значение отношения средней множественности для расщеплений, образуемых α-частицами, к соответствующему значению для расщеплений протонами $(\bar{n}_s)_\alpha/(\bar{n}_s)_p$ равно $2{,}0 \pm 0{,}4$ для энергий выше 10^4 *Бэв*, тогда как при энергии 10 *Бэв* оно равно 2,4 (см. Аппа Рао и др. [7]). Можно предположить, что это отношение равно среднему числу нуклонов налетающей α-частицы, которые взаимодействуют с нуклонами ядра-мишени. В этом случае с изменением поперечного сечения σ_i соответственно изменялось бы и отношение $(\bar{n}_s)_\alpha/(\bar{n}_s)_p$.

б) Кинематика столкновения; скорость системы центра инерции. Допустим, что полная энергия налетающей частицы в лабораторной системе равна γmc^2, где mc^2 — энергия покоя частицы. Если масса первичной частицы, выраженная в единицах массы протона, равна M и если частицей-мишенью служит отдельный нуклон, то скорость системы центра инерции β_c определяется из соотношения

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta_c^2}} = \gamma_c = \sqrt{\frac{(1+M\gamma_p)^2}{1+M^2+2M\gamma_p}}. \qquad (15.1)$$

В случае нуклон-нуклонного столкновения $M=1$ и выражение для γ_c упрощается: $\gamma_c = \sqrt{(1+\gamma_p)/2}$. Если энергия первичной частицы, выраженная в *Бэв*, увеличивается, то $\gamma_c \to \sqrt{M\gamma_p/2}$, или в случае столкновения нуклон-нуклон $\gamma_c \to \sqrt{\gamma_p/2}$.

В более общем случае, когда частица с массой Mm_p сталкивается с покоящейся частицей, масса которой равна Nm_p (здесь m_p — масса покоя протона), значение γ_c определяется равенством

$$\gamma_c = \sqrt{\frac{(M\gamma_p+N)^2}{N^2+M^2+2NM\gamma_p}}. \qquad (15.2)$$

При больших γ_p значение γ_c стремится к величине $\sqrt{M\gamma_p/2N}$. Поскольку $M\gamma_p$ равно первичной энергии, выраженной в *Бэв*, то отсюда следует, что величина γ_c зависит от массы частицы-мишени и не зависит от массы налетающей частицы. Если столкновение большой энергии действительно происходит с одиночным покоящимся нуклоном, то получаемое значение γ_c определяет энергию первичной частицы независимо от ее массы покоя.

в) Определение γ_c из наблюдений вторичных частиц. Рассмотрим вторичную частицу, которая имеет массу m_s, характеризуется в лабораторной системе скоростью β_s, энергией $\gamma_s m_s c^2$ и вылетает под углом θ к направлению движения первичной частицы. Обозначим через $\bar{\beta}_s$, $\bar{\gamma}_s$ и $\bar{\theta}$ соответствующие величины в системе центра инерции. Можно показать, что эти величины связаны следующим образом:

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\sin\bar{\theta}}{\gamma_c\left(\cos\bar{\theta}+\dfrac{\beta_c}{\bar{\beta}_s}\right)}. \qquad (15.3)$$

Если теперь рассмотреть две вторичные частицы, испущенные в системе центра инерции с равными и противоположными импульсами под углами соответственно $\bar{\theta}$ и $\pi-\bar{\theta}$, то можно записать:

$$\operatorname{tg}\theta_1 \operatorname{tg}\theta_2 = \frac{1-\cos^2\bar{\theta}}{\gamma_c^2\left\{\left(\dfrac{\beta_c}{\bar{\beta}_s}\right)^2-\cos^2\bar{\theta}\right\}}. \qquad (15.4)$$

Если для конкретной „струи" значения $\bar{\theta}$ распределены симметрично в широком интервале углов от 0 до π, то для большинства пар вторичных частиц отношение

$$\frac{1-\cos^2\bar{\theta}}{\left(\dfrac{\beta_c}{\bar{\beta}_s}\right)^2-\cos^2\bar{\theta}}$$

по порядку величины будет равно единице. Отсюда следует соотношение (см. Кастаньоли и др. [8]), включающее все углы вылета вторичных заряженных частиц, измеряемые в лабора-

[1] Если принять экспоненциальное распределение нуклонов на периферии ядра (по модели Ферми), то оценка доли однократных столкновений оказывается еще более высокой (до 40%). — *Прим. ред.*

[2] Более точные измерения ряда авторов при этих энергиях дают пробег около 35 *см*. — *Прим. ред.*

торной системе:

$$-\log \gamma_c = \frac{1}{n} \sum \log \operatorname{tg} \theta. \qquad (15.5)$$

Часто применяется более простой метод, который обычно приводит к результатам, лишь несколько менее надежным. Он заключается в определении половинного угла вторичных заряженных частиц η, соответствующего углу $\bar{\theta} = \pi/2$, так что

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{\bar{\beta}_s}{\beta_c} \frac{1}{\gamma_c} \approx \frac{1}{\gamma_c}. \qquad (15.6)$$

Однако этот метод применим лишь в тех случаях, когда значения $\bar{\theta}$, а следовательно, и θ распределены в широком интервале. Если же, как это иногда случается (см. фиг. 223), значения $\bar{\theta}$ и $\pi - \bar{\theta}$ соответствуют углам, близким к направлениям движения вперед и назад в системе центра инерции, то в распределении θ может образоваться большой провал в области промежуточных углов, в результате чего надежное определение η станет невозможным. Однако в этих условиях можно использовать соотношение (15.5).

В некоторых случаях, представленных на фиг. 223, особенно при малой множественности ливня, среднее значение log tg θ не является, видимо, надежной оценкой значения первичной энергии. Так, например, согласно этому методу, для „струй" типа $0 + 11p$, $4 + 5p$ и $0 + 2p$ первичная энергия превышает 100 000 *Бэв*, в то время как энергии электромагнитных каскадов и энергии, выделяющиеся во вторичных ядерных взаимодействиях, в каждом из этих случаев равны лишь нескольким тысячам миллиардов электронвольт. Более правдоподобная оценка первичной энергии, соответствующая некоторому значению η' для величины $1/\gamma_c$, может быть получена в предположении, что в этих случаях имело место большое различие в числе *заряженных* частиц соответственно в переднем и заднем конусах и что именно вперед было испущено больше частиц, чем назад.

И наоборот, во взаимодействиях типа $0 + 4p$ и $1 + 6\alpha$ в направлении назад вылетело больше вторичных частиц, чем вперед. В тех случаях, когда были зарегистрированы частицы, испущенные как вперед, так и назад (включая нейтральные π-мезоны, когда их можно было идентифицировать), соответствующее значение η' получалось из log tg η', представлявшего собой среднее значений log tg θ, определенных отдельно для переднего и заднего конусов. В случаях типа $4 + 5p$ и $0 + 2p$, по-видимому, не имеется ни одного следа частицы, вылетающей назад, и наиболее вероятное значение первичной энергии будет соответствовать предположению, что средний угол вылета назад составляет около 45°.

И, наконец, во взаимодействии типа $1 + 6\alpha$, который ниже будет обсуждаться подробно, не имеется никакого четкого различия между частицами, вылетевшими в заднюю и переднюю полусферы. Оценка первичной энергии здесь полностью зависит от углового распределения во вторичном взаимодействии типа $8 + 8p$, также представленного на фиг. 223. Можно заметить, кстати, что задний конус частиц в ливне, показанном на фото 161, был обнаружен лишь при внимательном рассмотрении. В некоторых случаях такие следы могут быть пропущены, особенно когда они расположены под большим углом к плоскости эмульсии.

В некоторых случаях путем использования результатов других измерений можно проверять значения энергий первичных частиц, определяемых описанными выше методами в предположении $N = 1$. Как было показано, между результатами, полученными различными методами, обычно наблюдается согласие в пределах экспериментальных ошибок для тех случаев, когда значения n_s и N_h малы, т. е. когда разумно предположить, что вторичные взаимодействия не играют существенной роли (см. Эдвардс и др. [9]).

С другой стороны, при центральных столкновениях с тяжелыми ядрами обычно происходят и вторичные взаимодействия с нуклонами. Они приводят к уширению угловых распределений вторичных частиц и к соответствующему уменьшению оцениваемого значения энергии первичной частицы. О примерах центральных столкновений с тяжелыми ядрами сообщили Брисбоут и МакКаскер (частное сообщение, 1958).

Чтобы учесть влияние вторичных взаимодействий при центральных столкновениях с тяжелыми ядрами, Гайтлер и Терро [4] и МакКаскер и Рёслер [6] предположили, что налетающая частица взаимодействует со всеми нуклонами, расположенными вблизи линии движения первичной частицы. По существу ядро рассматривается как жидкость, в которой падающая частица и ее вторичные продукты как бы высверливают туннель радиусом $\sim 1{,}3 \cdot 10^{-13}$ *см* и выбрасывают при этом все ядерное вещество, лежащее вблизи линии первоначального движения. Угловые распределения вторичных частиц вычислялись в предположении, что во взаимодействии участвовали все эти нуклоны как одна тяжелая частица. При этом было найдено, что угловые распределения вторичных частиц получаются более широкими, чем в нук-

лон-нуклонных взаимодействиях при той же первичной энергии [см. (15.2)].

г) Природа первичных частиц. Выше уже отмечалось, что в эмульсиях, экспонируемых на больших высотах, регистрируемые первичные частицы являются почти все протонами и более тяжелыми ядрами без примеси вторичных π-мезонов. Однако при облучении на меньших высотах, скажем ниже 18 *км*, при анализе взаимодействий частиц большой энергии возникают неопределенности ввиду наличия заряженных π-мезонов, которые вследствие релятивистского удлинения масштаба времени не распадаются в течение значительно большего отрезка времени, чем их обычное время жизни. Действительное значение доли Φ_π, которую составляют π-мезоны, присутствующие среди частиц высокой энергии, входящих в стопку, вычислить трудно, потому что подобные оценки зависят от параметров, которые точно не известны. Однако, делая разумные допущения об упругости нуклон-нуклонных столкновений и предполагая, что освобождающаяся энергия распределяется только между тремя π-мезонами, можно показать, что $\Phi_\pi(E > 10^4$ *Бэв*) не превышает приблизительно 0,1 на высоте ~ 15 *км*.

Следует отметить, что среди обнаруживаемых в стопках ливней высокой энергии доля ливней, вызываемых π-мезонами, может быть значительно больше, чем следует из приведенного выше значения Φ_π. В то время как взаимодействия протонов могут быть относительно упругими и только небольшая часть ($\sim 30\%$) энергии первичной частицы идет на образование вторичных π-мезонов и других мезонов, взаимодействия π-мезонов могут быть полностью неупругими. Они часто могут приводить, например, к тому, что вся энергия налетающего π-мезона будет распределяться среди многих вторичных частиц. В таких случаях значительно бóльшая доля первичной энергии будет идти на образование „мягких" электромагнитных каскадов. Поэтому вероятность регистрации случаев соответственно возрастет, если их поиск будет основан на наблюдении этих каскадов. Можно отметить, что в принципе возможен и такой случай, когда при столкновении π-мезона с ядром π-мезон сохраняет бóльшую часть своей энергии, но обменивается зарядом. В этом случае большая доля первичной энергии может преобразовываться почти непосредственно в энергию электромагнитных каскадов. Однако до сих пор не сообщалось ни об одном указании на регистрацию такого процесса взаимодействия π-мезона большой энергии.

§ 4. Идентификация вторичных частиц

Как упоминалось выше, для установления природы вторичных частиц в „струях" приходится использовать косвенные методы. Кроме того, поскольку случаи взаимодействия немногочисленны, то при исследовании каждого случая желательно извлечь максимально возможную информацию. Поэтому целесообразно проводить исчерпывающий анализ данных. В связи с этим было развито много различных методов подхода.

а) Измерения, касающиеся фотонов и заряженных ливневых частиц в „струях". Характерной чертой „струй" является наличие в стволе ливня электронно-позитронных пар высокой энергии. Можно считать с уверенностью, что большинство из них возникает в результате конверсии фотонов, образующихся при распаде π^0-мезонов. Именно путем наблюдения таких электронов и были получены первые данные, свидетельствовавшие о существовании π^0-мезона (см. Брадт и др. [10]; см. также фото 149, 153 и 162а).

Даниэл и др. [11] первыми указали на то, что измерения относительного числа фотонов и ливневых частиц в „струях" позволяют в принципе определить долю, которую составляют заряженные π-мезоны относительно полного числа ливневых частиц.

Действительно, предположим, во-первых, что π^0-мезоны являются единственным источником γ-квантов в „струях" (процесс $\pi^0 \to 2\gamma$), во-вторых, что угловое распределение γ-квантов аналогично распределению заряженных ливневых частиц (см. Брисбоут и др. [12]) и, в-третьих, что среднее время жизни π^0-мезонов очень мало и они распадаются в точке образования „струи".

Сравнение длины пути ливневых частиц в выбранном объеме эмульсии с числом электронно-позитронных пар, образовавшихся в результате конверсии фотонов в том же объеме, позволяет определить величину отношения R числа π^0-мезонов к числу заряженных ливневых частиц. Очевидно, что при этом должны быть исключены из рассмотрения пары, образованные фотонами тормозного излучения. Методы, с помощью которых это удается сделать, рассмотрены Брисбоут и др. [12].

Даниэл и др. [11] впервые определили величину R для ливней небольшой первичной энергии, ~ 20 *Бэв*. После введения поправки на присутствие нуклонов среди ливневых частиц они получили значение $R = 0{,}56 \pm 0{,}1$. Этот результат находился в согласии с данными других работ (см. Карлсон и др. [13], Саль-

вини и Ким [14]). Предположим, что все заряженные ливневые частицы из этого случая, кроме протонов, являются исключительно π-мезонами и что справедлив принцип зарядовой независимости. Тогда числа нейтральных, положительных и отрицательных π-мезонов должны быть равны, так что $N_{\pi^\pm} = 2N_{\pi^0}$ или $R = N_{\pi^0}/N_{\pi^\pm} \approx N_{\pi^0}/n_s \approx 0{,}5$.

Даниэл и др. [11] использовали метод, описанный выше, для определения отношения числа нейтральных π-мезонов, образуемых в „струях", к числу заряженных ливневых частиц n_s. Они провели исследование образованных первичными частицами с энергией выше 50 *Бэв* „струй" со средней энергией ~ 200 *Бэв* и нашли, что $N_{\pi^0}/n_s = 0{,}33 \pm 0{,}1$. Для объяснения этого уменьшения величины R Даниэл и др. предположили, что ливневые частицы состоят из π-мезонов, K-частиц и протонов: $n_s = N_{\pi^\pm} + N_{K^\pm} + N_{p,\bar{p}}$. Делая разумное допущение, что протоны и антипротоны составляют 10% числа заряженных ливневых частиц, как это наблюдалось при меньших первичных энергиях, они получили[1)] отношение $N_{K^\pm}/N_{\pi^\pm} = 0{,}6 \pm \pm 0{,}4$.

Вслед за этими измерениями было проведено большое число других работ по определению R, результаты которых приведены в табл. 36. Из таблицы видно, что, хотя отдельные значения и флуктуируют, все они, за исключением результата Малви [16], находятся в пределах одного стандартного отклонения от среднего значения $0{,}40 \pm 0{,}03$.

Таблица 36

Значения R

R	Литература	R	Литература
$0{,}33 \pm 0{,}1$	[11]	$0{,}40 \pm 0{,}08$	[16а]
$0{,}49 \pm 0{,}1$	[3]	$0{,}37 \pm 0{,}04$	[12]
$0{,}46 \pm 0{,}09$	[15]	$0{,}40 \pm 0{,}04$	[9]
$0{,}25 \pm 0{,}1$	[16]		

Некоторые „струи", результаты исследования которых включены в табл. 36, были образованы быстрыми тяжелыми ядрами первичного космического излучения. Ввиду большого числа нуклонов, которые могли появиться за счет фрагментации родительского ядра, можно было ожидать меньших значений R, чем в „струях", образованных протонами и α-частицами. Кроме того, метод введения поправок на пары, образованные фотонами тормозного излучения, был различным в разных экспериментах. Поэтому Брисбоут и др. [12] и Эдвардсом и др. [9] были проведены новые измерения R для 30 „струй", первичная энергия которых, согласно проведенным оценкам, составляла от 10^3 до 10^5 *Бэв*. Исходя из полного числа электронно-позитронных пар, равного 118, они определили величину $R = = 0{,}40 \pm 0{,}04$ в предположении, что время жизни π^0-мезонов меньше 10^{-15} *сек*. Если заряженные частицы, не являющиеся π-мезонами, обозначить символом x, то можно записать, что

$$R = \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^\pm} + N_{x^\pm}} = 0{,}40 \pm 0{,}04.$$

Предполагая, далее, что $N_{\pi^0} = \frac{1}{2}N_{\pi^\pm}$, найдем

$$\frac{N_{x^\pm}}{N_{x^\pm} + N_{\pi^\pm}} = 1 - 2R = 0{,}20 \pm 0{,}07.$$

Приведенный результат свидетельствует о том, что только $^4/_5$ числа всех заряженных частиц являются π-мезонами. Остальные можно считать нуклонами, антинуклонами, K-частицами и гиперонами. Следует подчеркнуть, что приведенные выше значения R относятся к частицам из центрального „ствола" „струй", поэтому они соответствуют, грубо говоря, тем вторичным частицам, которые в системе центра инерции вылетали вперед. Можно также отметить, что любой дополнительный источник γ-лучей, помимо распадающихся π^0-мезонов, будет приводить к завышению оценок как N_{π^0}, так и $N_{\pi^\pm}$, а следовательно, и к недооценке доли более тяжелых частиц.

Эксперименты описанного выше типа не позволяют провести надежным образом оценку числа протонов отдачи, испускаемых ядром-мишенью, которые вносят вклад в число частиц, обозначаемых символом x. Однако кажется невероятным, чтобы к протонам можно было отнести *все* эти частицы. Действительно, было известно, что отношение числа протонов к числу π-мезонов среди ливневых частиц, образуемых первичными частицами значительно меньшей энергии, порядка нескольких миллиардов электронвольт, составляет около 10% (см. Камерини и др. [17]). Кроме того, было известно, что среднее число сильно ионизующих частиц N_h в „струях" вообще было намного меньше, чем при столкновениях первичных частиц меньшей энергии. Этот результат свидетельствовал о том, что при образовании „струй" первичная частица взаимодействует обычно лишь с небольшим числом нуклонов и что энергия, передаваемая остальным нуклонам

[1)] При этом принималось отношение $R = N_{\pi^0}/N_{\pi^\pm} = = 0{,}56 \pm 0{,}12$. Если принять, как обычно, $R = 0{,}5$, то получится $N_{K^\pm}/N_{\pi^\pm} = 0{,}43$. — *Прим. ред.*

и выделяющаяся при последующем процессе „испарения", мала. На основании всего этого можно было сделать вывод о том, что, вероятно, менее половины частиц, обозначаемых символом x, следовало отождествлять с нуклонами отдачи ядра-мишени.

б) Взаимодействия заряженных и нейтральных вторичных частиц. Значительное преимущество больших эмульсионных стопок для исследования взаимодействий высокой энергии состоит в том, что они позволяют регистрировать процессы взаимодействия вторичных частиц на расстояниях порядка пробега для взаимодействия. Вторичные ливни, если они образованы заряженными частицами, могут быть идентифицированы с полной определенностью, поскольку след первичной частицы такой „звезды" должен брать начало в точке родительского расщепления. Ливни, образуемые нейтральными вторичными частицами, также могут быть легко идентифицированы, если их энергия велика, так как в этом случае оси образующихся „струй" должны быть параллельны соседним следам заряженных частиц первичного взаимодействия (см., например, фото 162). Экспериментально путем отбора вторичных взаимодействий, для которых $n_s \geqslant 4$, найдено, что относительное число „фоновых", т. е. не относящихся к первичной „струе", „звезд" пренебрежимо мало.

Обозначим через Q отношение числа вторичных „звезд", образуемых соответственно нейтральными и заряженными частицами. Если средние свободные пробеги для взаимодействия у нейтральных и заряженных частиц одинаковы, то поскольку π^0-мезоны в результате распада выбывают из потока вторичных частиц до того, как они смогут провзаимодействовать, для Q можно записать:

$$Q = \frac{N_{x^0}}{N_{x^\pm} + N_{\pi^\pm}}.$$

Значения Q, полученные по данным ряда различных лабораторий, приведены в табл. 37.

Среднее значение Q по всем данным равно $23/107 = 0{,}21 \pm 0{,}05$. Этот результат можно сравнить с величиной отношения

$$N_{x^\pm}/(N_{x^\pm} + N_{\pi^\pm}) = 0{,}20 \pm 0{,}07.$$

Если пробеги для взаимодействия для различных частиц считать равными между собой, то эти результаты согласуются с предположением, что $N_{x^0} = N_{x^\pm}$. Этого следует ожидать в том случае, если все частицы, составляющие группу x, имеют изотопический спин $\frac{1}{2}$. Это было бы на самом деле так, если бы они являлись K-мезонами, нуклонами и антинуклонами или представляли бы собой любую смесь этих частиц. Следует снова подчеркнуть, что полученные результаты относятся к частицам из внутреннего конуса „струй".

Таблица 37

Количество вторичных „звезд", образуемых нейтральными (a) и заряженными ($б$) частицами

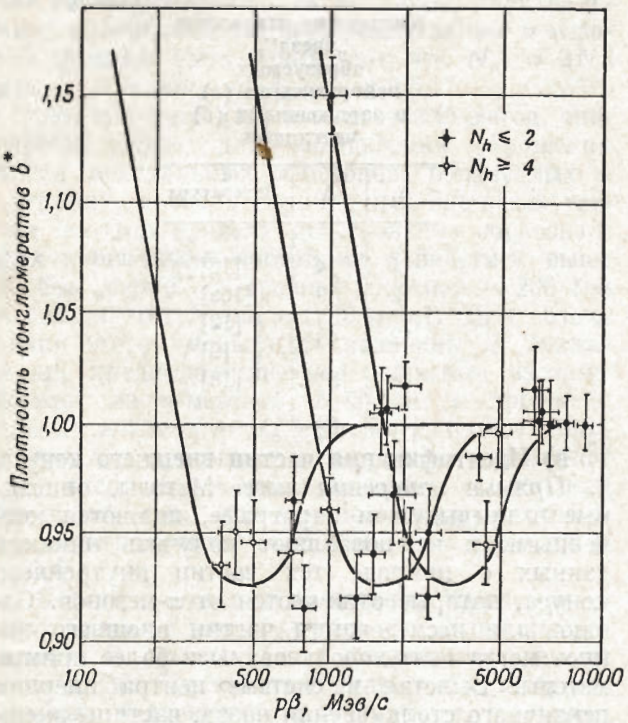
a	$б$	Литература
1	4	[16]
2	9	[16а]
12	48	[12], [9]
8	51	[18]

в) Идентификация частиц внешнего конуса. 1. *Прямые измерения масс.* Методы, описанные в предыдущем параграфе, являются косвенными и не позволяют получить никаких данных о природе тех частиц внутреннего конуса, которые отличаются от π-мезонов. Однако для исследования частиц внешнего конуса могут быть использованы и более прямые методы. Вылетая в системе центра инерции первичного столкновения назад, частицы внешнего конуса имеют гораздо меньшую энергию, и в благоприятных случаях становятся возможны надежные измерения многократного рассеяния. Непосредственное измерение масс имело бы в принципе большое значение, поскольку при нуклон-нуклонных столкновениях составы частиц во внутреннем и внешнем конусах, приблизительно соответствующих частицам, испущенным в системе центра инерции соответственно вперед и назад, должны быть очень похожими.

Для идентификации частиц, обладающих различными массами, из числа тех, которые составляют внешний конус „струй", Даниэл и др. [11] использовали тот факт, что при значениях $p\beta/mc$ от 2 до 10 наблюдается небольшое изменение плотности зерен (см., например, фиг. 61). Работая с эмульсиями на стеклянной подложке и используя таким образом лишь короткие участки следов, они обнаружили среди заряженных частиц внешнего конуса приблизительно равные количества π-мезонов и более тяжелых частиц (K-мезонов и протонов). Их результаты содержат большие статистические ошибки, поэтому они должны использоваться с оговорками.

На фиг. 214 показаны результаты более поздних измерений следов частиц внешнего

конуса в „струях", образуемых протонами и α-частицами с энергией ~ 1000 *Бэв* (см. Эвардс и др. [9]). „Струи" были зарегистрированы в эмульсионных стопках. Измерения



Фиг. 214. Нормированные значения плотности конгломератов b^* в следах частиц, вылетающих под большими углами в „струях", как функция $p\beta$ [9].

проводились лишь для тех следов, которые имели длину (в каждом слое эмульсии) не менее 1 *см*, и лишь в тех пластинках, для которых можно было показать, что „ложное" рассеяние, определенное по измерениям соседних следов частиц большой энергии, пренебрежимо мало. Таким образом можно было определять величину $p\beta$ со статистической ошибкой $\sim 10\%$ для значений $p\beta < 10$ *Бэв/с* и измерять плотность конгломератов зерен b^* с точностью $\sim 1{,}5\%$. Из 20 частиц с $p\beta < 7$ *Бэв/с*, которые с помощью подобных измерений можно было в принципе разделить на π-мезоны и более тяжелые частицы, около $^1/_3$ было разумно приписать протонам и K-мезонам. Однако из-за статистических ошибок и значительной неопределенности соотношения между b^* и $p\beta c$ нельзя было сделать никаких окончательных выводов[1].

[1] Позднее были проведены более надежные измерения зависимости b^* от $p\beta c$ (см., например, Shapiro M.M. в книге Handbuch der Physik, herausgegeben von Flügge, Bd. 45, 1958), которые находятся в согласии с теоретическими расчетами Баркаса и Янга (Barkas W. J., Joung D. M., Berkeley, California, UCRL-2579, 1954) и заметно отличаются от данных Эвардса и др. [9]. — *Прим. ред.*

2) *Взаимодействия частиц во внешнем конусе.* Другой подход к решению проблемы определения природы более медленных частиц в „струях" может быть основан на использовании известных свойств K-мезонов и гиперонов (см. гл. 10—12).

Действительно, предположим, что среди частиц внешнего конуса „струй" встречаются K^+-частицы, причем некоторые из них имеют энергию меньше 3 *Бэв*. Эксперименты при меньших энергиях дают веские основания считать, что при столкновении с ядром в силу закона сохранения „странности" такие частицы не будут поглощаться. Разумно предположить, что они будут либо вылетать при столкновении, либо испытывать взаимодействие с обменом заряда, в результате чего будет образовываться K^0-частица. В первом случае энергия вновь испущенной неизменившейся частицы может быть настолько уменьшена, что частица сможет остановиться в стопке. Тогда ее можно будет идентифицировать по схеме распада. Если же эта частица выходит из стопки, то можно провести измерения ее массы. Аналогично K^--мезон может рассеяться неупругим образом при ядерном столкновении или вызвать расщепление с образованием гиперонов.

Приведенные соображения показывают, что если среди вторичных частиц „струй" имеется заметная доля заряженных K-частиц, то среди продуктов расщеплений, вызываемых вторичными частицами, должно быть больше K-мезонов и гиперонов, чем среди продуктов расщеплений, образуемых протонами и π-мезонами той же энергии. Одними из первых, кто применил этот метод для анализа вторичных частиц из „струй", были Брисбоут и др. [12]. Они прослеживали до остановки или до выхода из стопки те *третичные* частицы, у которых начальная ионизация более чем в 2 раза превышала минимальное значение. Были обнаружены один гиперон и одна K-частица. Этот результат сравнивался как с измерениями Даханаяке и др. [19] для „звезд", образуемых космическими лучами, так и с результатами Эвардса и др. [1] для π-мезонов с энергией 4,5 *Бэв*. Если бы вторичные частицы в „струях" состояли только из протонов и π-мезонов, то среди исследованных Брисбоут и др. частиц следовало бы ожидать лишь $0{,}3 \pm 0{,}1$ „странных" частиц. Эти предварительные результаты свидетельствовали о важности проведения аналогичных исследований с бо́льшим статистическим весом.

§ 5. Энергетические и угловые распределения вторичных частиц

При анализе энергетического и углового распределений вторичных частиц в „струях" важным параметром служит поперечный импульс p_T, т. е. составляющая импульса частицы в направлении, перпендикулярном линии движения первичной частицы. Эта величина является инвариантом преобразований Лоренца и, таким образом, не зависит от ошибок определения первичной энергии. Из соображений симметрии следует, что в отдельных нуклон-нуклонных столкновениях не должно обнаруживаться никакого систематического различия в значениях p_T частиц, испускаемых вперед и назад в системе центра инерции. Приступая к рассмотрению этого вопроса, целесообразно прежде всего рассмотреть другие методы, используемые для оценки энергий вторичных частиц в „струях".

а) Измерения рассеяния. Как отмечалось выше, вторичные заряженные частицы внешнего конуса имеют сравнительно небольшие энергии. При благоприятных условиях возможно проведение большого числа измерений рассеяния либо координатным методом (если длина следа в каждой пластинке достаточно велика), либо путем измерений координат вблизи стекла (угла с поверхностью), если следы расположены под большими углами к плоскости эмульсии. Непосредственные данные о рассеянии следов из ствола „струи" могут быть получены только при исключительно благоприятных условиях путем измерения относительного рассеяния соседних следов. Для этого следы должны быть почти параллельны друг другу. Так, например, при измерении следов частиц с энергиями больше 100 *Бэв* угол расхождения должен быть не больше $\sim 10^{-3}$ *рад*. Только небольшая доля частиц удовлетворяет этим условиям даже в „струях" с большой множественностью. Поэтому в общем случае энергии вторичных частиц должны определяться по характеристикам расщеплений, которые они образуют.

б) Характеристики вторичных расщеплений. В условиях благоприятной геометрии в больших стопках вторичные частицы внутреннего конуса „струи" могут пройти в стопке ~ 25 *см*. Поэтому многие из таких частиц могут вторично провзаимодействовать до выхода из стопки. Эти взаимодействия можно обнаружить двумя методами: во-первых, путем последовательного просмотра следов отдельных частиц до точки их взаимодействия и, во-вторых, путем исследования некоторого объема эмульсии вблизи оси „струи" и регистрации взаимодействий как нейтральных, так и заряженных частиц. При втором методе будет иметь место некоторая дискриминация, связанная с тем, что „звезды" с большим значением n_s и N_h будут регистрироваться с большей вероятностью.

В принципе энергия вторичной частицы может быть определена на основании данных о расщеплении, которое она образует, таким же способом, как было описано выше для первичных частиц. Результаты этих оценок подвержены тем же ошибкам. Так, например, опять делается допущение о симметрии типа вперед—назад в системе центра инерции для вторичных частиц. В данном случае это предположение может быть подвергнуто серьезному сомнению, поскольку большинство вторичных частиц в центральном стволе „струи" высокой энергии является π-мезонами, и их столкновения с нуклонами не являются уже столкновениями одинаковых частиц. Некоторым основанием для этого предположения служит, однако, тот факт, что, вообще говоря, значения поперечных импульсов, определенные таким способом для частиц внутреннего конуса, согласуются с соответствующими значениями поперечных импульсов для частиц внешнего конуса, определенными по измерениям рассеяния. Кроме того, в одном случае удалось по относительному рассеянию определить энергии трех частиц из внутреннего конуса „струи" и зарегистрировать их ядерные взаимодействия. Результаты определения энергии обоими методами можно сравнить по данным, приведенным в табл. 38.

Таблица 38

Сравнение оценок энергий вторичных частиц, проведенных на основании измерений относительного рассеяния (*а*) и углового распределения вторичных частиц (*б*)

Тип вторичной „звезды"	Энергии вторичных частиц, *Бэв*	
	а	*б**
$1+9p$	220 ± 80	420^{+320}_{-230}
$12+5p$	120 ± 40	110^{+130}_{-75}
$0+13p$	80 ± 20	90^{+60}_{-45}

* Результаты получены в предположении, что во взаимодействии участвовал один нуклон ядра-мишени. Если же участвовало N нуклонов, то действительное значение энергии в N раз больше приведенной величины.

в) Энергия „мягкой" компоненты. В дополнение к данным о вторичных заряженных

частицах может быть получена полезная информация из измерений электронно-позитронных пар, возникающих в стволе „струи" в результате конверсии γ-квантов, образующихся при распаде нейтральных π^0-мезонов.

Относительное рассеяние электронно-позитронных пар в области внутреннего конуса „струи" будет, как правило, на порядок величины больше, чем относительное рассеяние пары более тяжелых заряженных частиц в той же области. Однако точно определить энергию электронно-позитронных пар очень трудно вследствие неопределенности распределения энергии пары между ее компонентами и вследствие процессов тормозного излучения (см. гл. 6). В этих условиях ценные сведения могут быть получены путем исследования области слабой ионизации вблизи вершины пар высокой энергии. Для γ-квантов с энергией больше 100 *Бэв* эта область простирается на расстояния порядка нескольких сотен микрон, что позволяет определять приблизительное значение энергии пары (см. гл. 6).

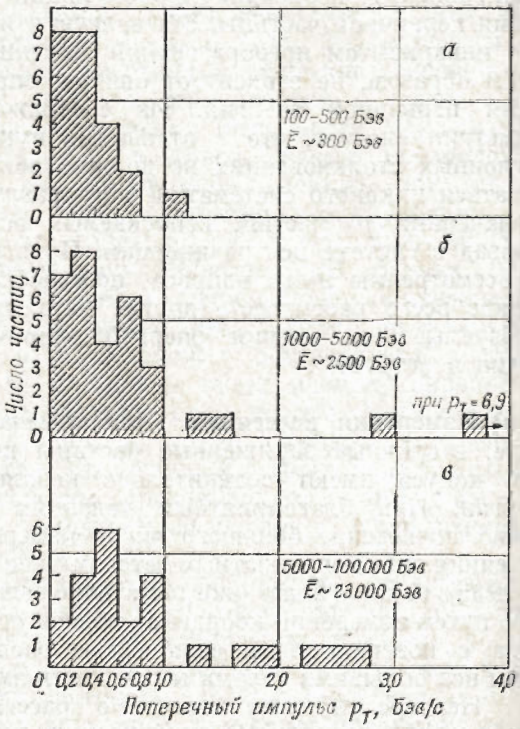
Исследование развития электромагнитного каскада, связанного со „струей", позволяет оценить полную энергию, затрачиваемую на образование π^0-мезонов, при условии, что энергия любых аналогичных частиц, образуемых во вторичных ядерных взаимодействиях, мала по сравнению с энергией частиц, испускаемых при первичном взаимодействии.

Другой способ, который применим лишь в случаях малой множественности, заключается в том, что можно пытаться идентифицировать пары фотонов, возникающих при распаде отдельных π^0-мезонов. Если, например, при ядерном взаимодействии образуется один π^0-мезон, то угол θ в точке расщепления, составляемый направлениями двух электронно-позитронных пар, образовавшихся в результате конверсии двух γ-квантов, позволяет оценить энергию мезона E при помощи соотношения (см. стр. 138, 139)

$$\theta \frac{E}{m_\pi c^2} = \frac{2}{\sin\varphi} = \left(\frac{1}{\sqrt{D}} + \sqrt{D}\right) \qquad (15.7)$$

где φ — угол вылета одного из γ-квантов в системе центра инерции мезона относительно его линии движения, а D — отношение энергий двух γ-квантов. Вероятность того, что это отношение превышает значение D, составляет лишь $2/(D+1)$. На практике случаи больших значений D легко распознаются по виду каскадов, образуемых разными γ-квантами, что позволяет с достаточной степенью точности оценивать значения $\sin\varphi$ или D с тем, чтобы их можно было подставлять в равенство (15.7). Примеры использования этих методов будут даны при обсуждении отдельных случаев (см. стр. 343 и далее).

г) Поперечный импульс вторичных частиц. На фиг. 215—220 показаны распределения поперечных импульсов p_T для вторичных частиц в „струях".

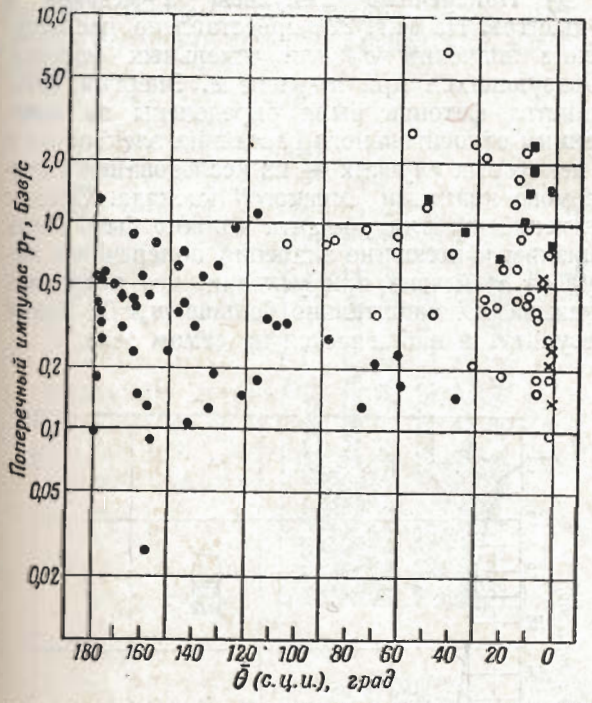


Фиг. 215. Распределение поперечных импульсов вторичных частиц p_T для трех интервалов первичной энергии.

На фиг. 215 приведено рапределение измеренных значений p_T для трех интервалов первичной энергии, а на фиг. 216 значения p_T нанесены в зависимости от угла вылета в системе центра инерции $\bar{\theta}$. Как легко видеть, в этих распределениях не обнаруживается никакой заметной зависимости p_T от первичной энергии. На фиг. 216 наблюдается, по-видимому, небольшое возрастание среднего значения p_T с уменьшением $\bar{\theta}$. Подобный эффект до некоторой степени, вероятно, определяется тем, что значения энергий частиц, испущенных под малыми углами $\bar{\theta}$, определялись обычно по характеристикам вторичных расщеплений, в то время как энергии частиц, испущенных под большими углами $\bar{\theta}$, были, как правило, достаточно малы и их можно было определять методом рассеяния. В последнем случае высокие значения p_T связаны с большими импульсами $p\beta c$; при этом надежность измерений рассеяния снижается. Следовательно, низким значениям

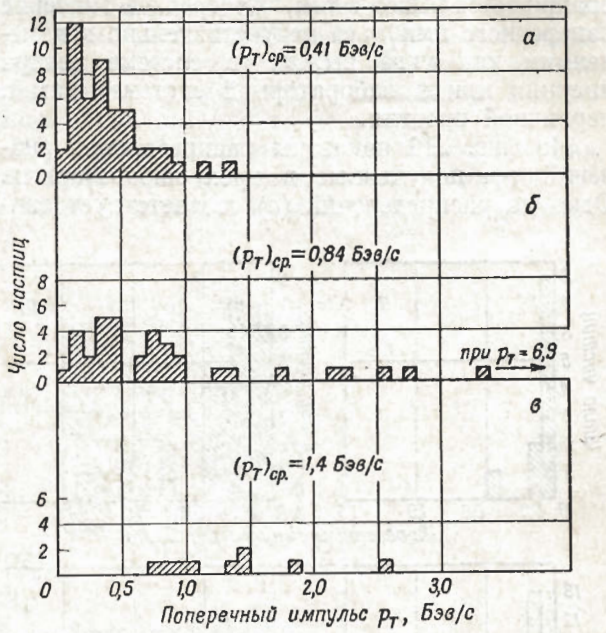
p_T можно доверять в большей степени (см. Эдвардс и др. [9]).

При измерениях поперечных импульсов вторичные заряженные частицы не идентифицировались, поэтому большинство измеренных значений относится к π-мезонам. Представляет большой интерес определить отдельно величину p_T для вторичных нуклонов. В то время как большинство вторичных заряженных частиц являются π-мезонами, значительная доля взаимодействий вторичных нейтральных частиц почти наверное относится к нейтронам. Хотя данных, представленных на фиг. 216 и 217, слишком мало для того, чтобы можно было сделать по ним окончательные заключения, они с убедительностью свидетельствуют о том, что обычно значения p_T для нейтронов значительно больше, чем соответствующие значения для π-мезонов (см., кроме того, фиг. 217, *в*). Разумно предположить, что аналогичные результаты будут справедливы приблизительно для такого же количества протонов. Если ввести поправки на соответствующий вклад, вносимый тяжелыми частицами, в значения, приведенные на фиг. 215 и 216, то на-



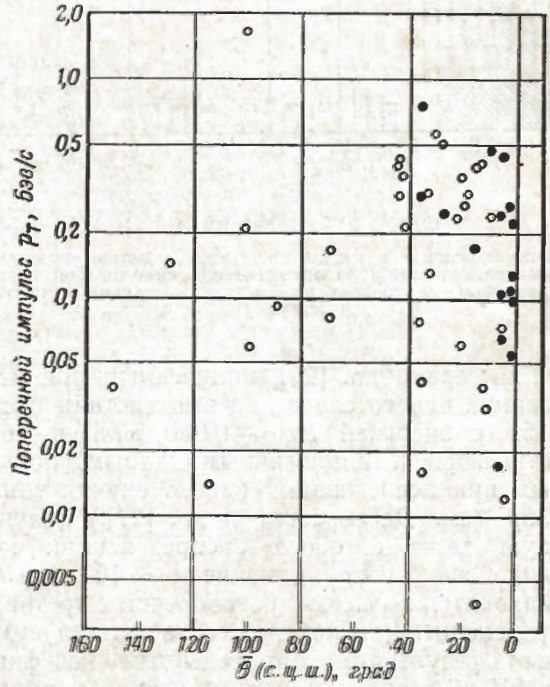
Фиг. 216. Зависимость поперечных импульсов вторичных ливневых частиц в „струях" p_T от $\bar{\theta}$.

● данные, основанные на измерениях рассеяния; ○ данные, основанные на угловых распределениях вторичных частиц в „струях", образованных заряженными частицами; ■ данные, основанные на угловых распределениях в „струях", образуемых нейтральными частицами; × данные, основанные на определении угла разлета π^0-мезонов.



Фиг. 217. Гистограмма распределения значений p_T, определенных различными способами.

а — измерения рассеяния во внешнем конусе (47 частиц); *б* — вторичные „струи", образованные заряженными частицами (36 частиц); *в* — вторичные „струи", образованные нейтральными частицами (9 частиц).

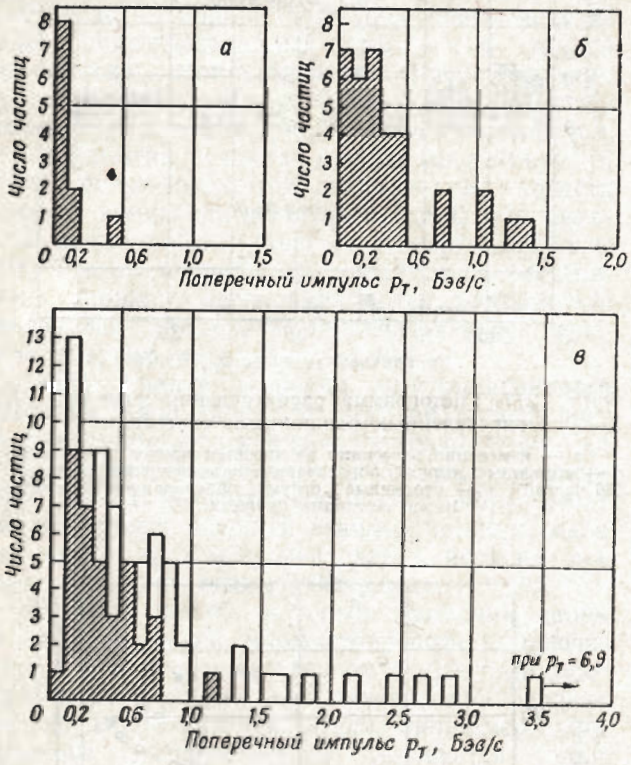


Фиг. 218. Зависимость p_T для электронно-позитронных пар от $\bar{\theta}$.

Светлые кружки — данные измерений относительного рассеяния; залитые кружки — результаты исследования развития образующихся электромагнитных каскадов.

прашивается вывод о том, что среднее значение поперечного импульса нечувствительно к изменениям как угла вылета (в системе центра инерции или в лабораторной системе), так и первичной энергии.

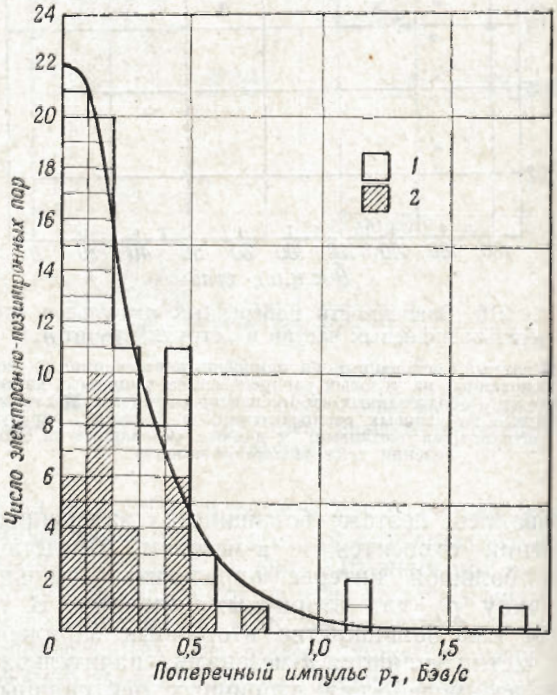
На фиг. 219 показаны распределения значений p_T, полученные в трех лабораториях. Одно из распределений (*а*) соответствует данным Глассера и др. [20], полученным при исследовании одного случая взаимодействия типа $2+15p$ с энергией $E_p \sim 40\,000$ *Бэв*, другое (*б*) относится к аналогичным данным, полученным при исследовании одного случая типа $3+39p$ (см. Дебенедетти и др. [21].) Значительную долю в обоих распределениях составляют значения p_T, близкие к ~ 100 *Мэв/с*. Это находится в резком противоречии с третьим распределением (*в*), которое соответствует суммарным результатам, приведенным на фиг. 216 и 217. Следует заметить, что данные, показанные на фиг. 219,*а* и *б*, основаны только на измерениях рассеяния, и поэтому нельзя исключить возможность того, что при измерениях некоторых следов были допущены большие систематические ошибки. Такие ошибки приводили бы к недооценке энергии частицы, а следовательно, и к недооценке значений p_T.



Фиг. 219. Значения p_T.

Заштрихованные и незаштрихованные участки относятся к результатам измерения энергий соответственно по многократному рассеянию и угловому распределению вторичных частиц в „струях".

д) Поперечные импульсы π^0-мезонов и γ-квантов. На фиг. 220 представлено распределение значений p_T для отдельных фотонов, образующихся при π^0-распаде. Энергии большинства фотонов были определены по измерениям относительного рассеяния электронов и в некоторых случаях — из исследования вызываемого квантами „мягкого" каскада. Среднее значение p_T для γ-кванта должно быть очень близким к половине значения поперечного импульса π^0-мезона при условии, что последний оказывается значительно больше $m_{\pi^0}c/2$. Такой результат и наблюдается на самом деле.



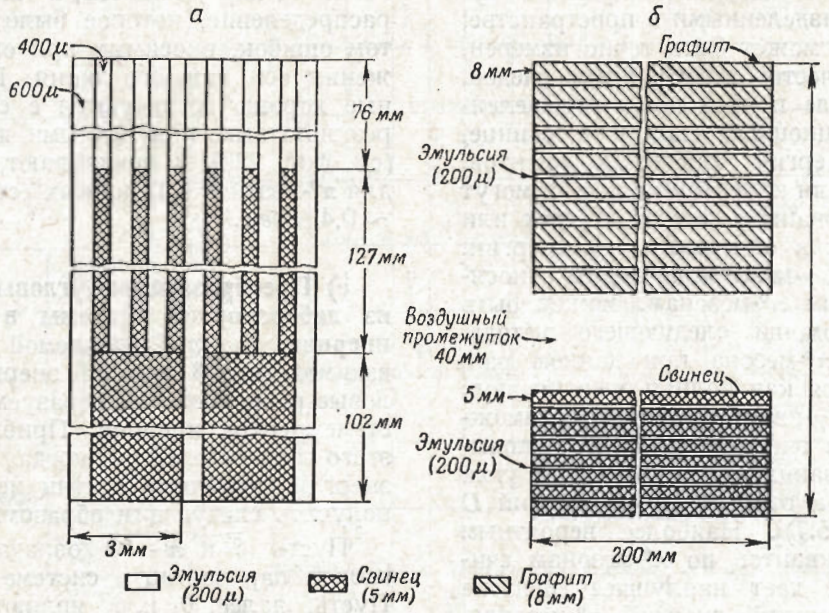
Фиг. 220. Распределение значений p_T для электронно-позитронных пар.

1 — измерения по относительному рассеянию; *2* — по анализу каскадов.
Кривая соответствует ожидаемому распределению значений p_T в предположении, что энергетическое распределение родительских π^0-мезонов аналогично распределению заряженных частиц, показанному на фиг. 219, *в*.

Пренебрежем импульсами фотонов, поперечными относительно линии движения π^0-мезона, по сравнению с поперечным импульсом самого π^0-мезона. Тогда для релятивистского нейтрального π-мезона с заданным поперечным импульсом p_T^1 распределение значений p_T для

фотонов будет прямоугольным, простирающимся от 0 до $p_T^{\frac{1}{2}}$. С помощью такого преобразования значений p_T для заряженных частиц в распределении *в* на фиг. 219 получено ожидаемое распределение для фотонов, показанное на фиг. 220 сплошной кривой. Это распределение находится в согласии с экспериментально наблюдаемым.

221,*б*). Гамма-кванты, возникающие при распаде π^0-мезонов, образуемых при этих расщеплениях, не конвертировали при прохождении воздушного промежутка и попадали в слой свинца, где вызывали электромагнитные каскады, регистрировавшиеся в тонких слоях эмульсии. Преимущества такой установки заключаются в том, что необходимые количества



Ф и г. 221. *а* — экспериментальная установка, использованная Фаулером и Перкинсом.

Она состоит в основном из блока эмульсии, помещенного над составным „сэндвичем" из эмульсии и свинца. При перемещении поперек стопки периодическая структура повторяется 89 раз. В средних слоях стопки эффективное значение радиационной единицы длины составляет ~1 *см*, в то время как в эмульсии она равна 4 *см*[1]. Таким образом, в данной стопке электроны из „мягких" каскадов могут регистрироваться намного легче как при просмотре „на глаз", так и при просмотре с малым увеличением.

Установка получилась дорогой, так как в ней используется большой объем эмульсии (12 *л*), но зато она позволяет регистрировать родительские расщепления вместе со значительной долей вторичных взаимодействий.

б — схема экспериментальной установки, использованной Минакавой и др. [22] для регистрации пар γ-квантов, образующихся при распаде π^0-мезонов.

Для исследования отбирались те случаи, когда происходили столкновения высокой энергии в верхней части установки, представлявшей собой слои графита с помещенными между ними слоями эмульсии, каждая из которых имела толщину 200 *μ*. Гамма-кванты, образующиеся при этих расщеплениях, расходились друг от друга при пролете через воздушный промежуток и затем вызывали каскады в слоях свинца и эмульсии. При просмотре под микроскопом можно различить образующиеся пучки следов, соответствующие отдельным γ-квантам. Методы группировки этих пучков в соответствии с исходными парами γ-квантов описаны в тексте.

Рассматриваемый способ имеет то преимущество, что он очень экономичен в смысле использования эмульсии. Однако это достигается, во-первых, за счет очень трудоемкого просмотра эмульсии при поиске „стволов", пересекающих эмульсии под малым углом к нормали, и, во-вторых, за счет того, что оказывается невозможным регистрировать родительские расщепления.

[1] Обычно принимаемая радиационная единица длины в эмульсии составляет 2,9 *см*. — *Прим. ред.*

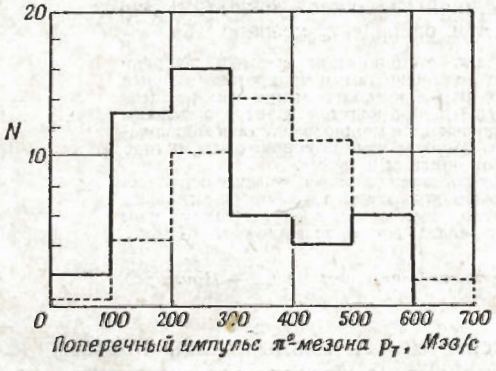
Измерения поперечных импульсов π^0-мезонов, образуемых при ядерных столкновениях большой энергии, были выполнены Минакавой и др. [22] в экспериментах, проведенных с помощью баллонов на больших высотах. В их установке исследовались расщепления, образуемые в блоке графита при „бомбардировке" протонами первичных космических лучей (фиг.

эмульсии относительно малы, поэтому может быть проведено большое число экспозиций на баллонах при малых материальных затратах. Каскады достаточно высокой энергии можно обнаружить по небольшим черным пятнам, которые они образуют при прохождении через эмульсию почти под прямым углом к ее плоскости. Эти черные пятна легко идентифицируются, ибо

радиационная единица в свинце равна всего лишь 5 *мм* и при развитии каскадов наблюдается малое пространственное расхождение следов. В чистой эмульсии следы расходятся на большие расстояния и поэтому регистрируются уже с большим трудом (ср. фото 164 и 168).

Вследствие расхождения при прохождении воздушного промежутка γ-кванты высокой энергии, образующиеся в каждом конкретном случае, оказываются разделенными в пространстве, и угол их разлета может быть точно измерен. Кроме того, количество электронных следов, образующихся после прохождения определенного числа радиационных единиц в свинце, служит мерой энергии отдельных квантов. В благоприятных для измерений случаях могут быть идентифицированы γ-кванты от трех или четырех π^0-мезонов и определены их энергии. Распределение этих γ-квантов по парам, относящимся к отдельным π^0-мезонам, может быть проведено при помощи следующего метода. Вначале энергия π^0-мезона при данном разбиении определяется как полная энергия двух связанных с ним γ-квантов. Другой возможный способ оценки энергии π^0-мезона основывается на использовании соответствующего угла разлета γ-квантов и отношения их энергий D [см. равенство (15.7)]. Наиболее вероятным распределением γ-квантов по π^0-мезонам считается то, которое дает наилучшее согласие между парами значений энергий π^0-мезонов, определяемых этими двумя способами.

Из значений энергий π^0-мезонов оцениваются соответствующие значения p_T в предположении, что направление движения первичного нуклона определяется „центром тяжести" всех π^0-мезонов. Такая процедура оказывается необходимой, поскольку в общем случае направления вылета вторичных заряженных частиц из родительского расщепления неизвестны и поэтому нельзя определить ось ливня теми методами, которые использовались при работе с обычными эмульсионными стопками.



Фиг. 222. Распределение значений поперечных импульсов p_T для π^0-мезонов.

Сплошная кривая — наблюдаемое, штриховая — исправленное распределения.
Данные основаны на результатах исследования электромагнитных каскадов, вызываемых γ-квантами от распада π^0-мезонов и регистрируемых в свинцово-эмульсионной стопке. Использованные методы разделения γ-квантов по парам, относящимся к отдельным π^0-мезонам, описаны в тексте.

На фиг. 222 показаны результаты, полученные описанным выше методом при исследовании 43 пар γ-квантов, а также исправленное распределение, которое было получено с учетом ошибок, вносимых при определении положения оси каждого ливня. Приведенные данные хорошо согласуются с соответствующими результатами, полученными другими методами (см. фиг. 220), и показывают, что значение p_T для π^0-мезонов в подобных „струях" составляет $\sim 0{,}4$ *Бэв/с*.

е) Преобразование угловых распределений из лабораторной системы в систему центра инерции. Важной изучаемой характеристикой взаимодействий высокой энергии являются угловые распределения образуемых частиц в системе центра инерции. Приблизительный вид этого распределения, когда точные значения энергий вторичных частиц неизвестны, можно получить следующим образом.

Пусть $\bar{\theta}$ и $\pi - \bar{\theta}$ означают направления вылета пар частиц в системе центра инерции. Пусть, далее, θ_f и θ_b являются соответствующими углами в лабораторной системе. Обозначая γ_c через $1/\operatorname{tg}\eta$, из равенства (15.3) получаем

$$\frac{\operatorname{tg}\theta_f}{\operatorname{tg}\eta} = \frac{\sin\bar{\theta}}{\beta_c/\bar{\beta}_s + \cos\bar{\theta}}, \quad \frac{\operatorname{tg}\theta_b}{\operatorname{tg}\eta} = \frac{\sin\bar{\theta}}{\beta_c/\bar{\beta}_s - \cos\bar{\theta}}. \tag{15.8}$$

Полагая $\beta_c/\bar{\beta}_s = 1$, имеем

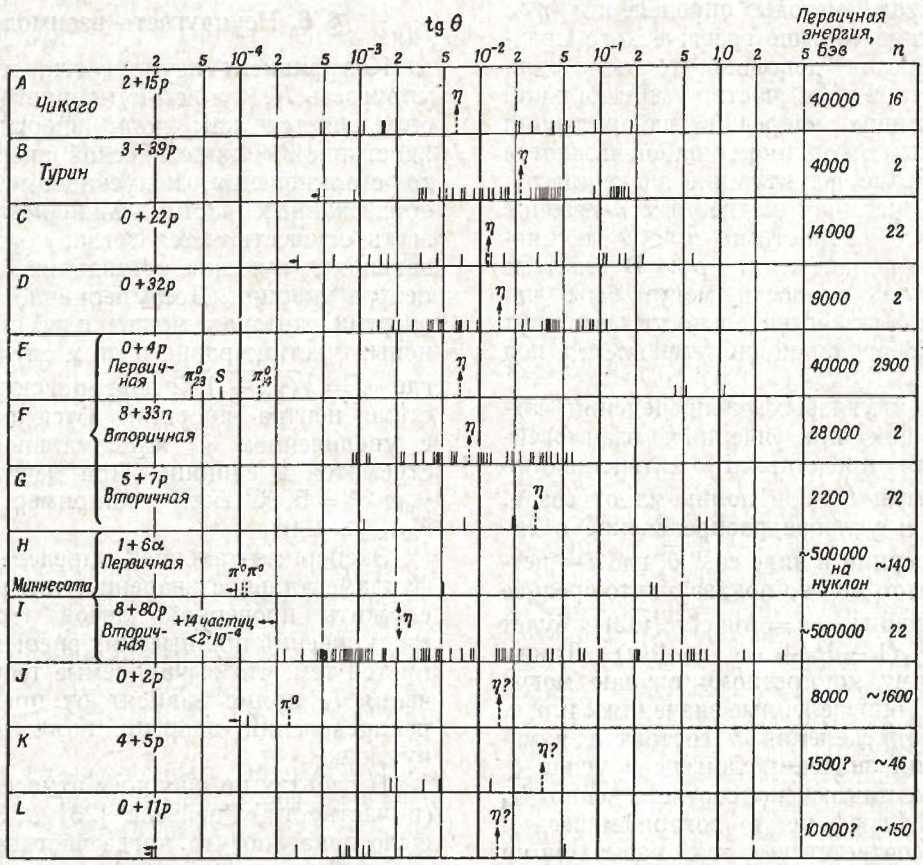
$$\frac{\operatorname{tg}\theta_f}{\operatorname{tg}\eta} = \operatorname{tg}\frac{\bar{\theta}}{2}, \quad \frac{\operatorname{tg}\theta_b}{\operatorname{tg}\eta} = \operatorname{ctg}\frac{\bar{\theta}}{2}. \tag{15.9}$$

Если распределение значений $\operatorname{tg}\theta$ нанесено в логарифмическом масштабе, то имеет место соотношение

$$\log\operatorname{tg}\eta - \log\operatorname{tg}\theta_f = \log\operatorname{ctg}\frac{\bar{\theta}}{2} = \log\operatorname{tg}\theta_b - \log\operatorname{tg}\eta.$$

Иначе говоря, для случая симметричного испускания в системе центра инерции тангенсы углов θ в лабораторной системе в логарифмическом масштабе преобразуются в распределение, симметричное относительно точки $\theta = \eta$. Введение соответствующего масштаба для угла $\bar{\theta}$ позволяет непосредственно определять углы в системе центра инерции (фиг. 223).

Очевидно также, что в логарифмическом масштабе точка $\theta = \eta$ соответствует „центру тяжести" распределения, так как $\log \operatorname{tg} \eta = -\log \gamma_c$ равно среднему значению $\log \operatorname{tg} \theta$ [см. (15.5)].



Фиг. 223. Угловые распределения вторичных частиц из нескольких „струй".

„Центры тяжести" распределений, соответствующие углам η, указаны вертикальными стрелками. Горизонтальные стрелки у некоторых следов, расположенных в левой части распределений, означают, что соответствующие значения являются лишь верхними пределами. Первичная энергия, указанная для каждого случая, была получена на основании соотношения $E_p(Бэв) = 2/\eta^2$. Величина n является мерой анизотропии углового распределения в системе центра инерции.

Такая графическая интерпретация углового распределения в лабораторной системе основана на предположении, что $\beta_c/\beta_s = 1$. Ясно, что для малых значений $\bar{\theta}_1 = (\pi - \Theta)$ нетолько отношение β_c/β_s, но также и значение $\cos \bar{\theta}_1$ будет близко к единице; тогда принятое приближение может оказаться несправедливым. Из эмпирического факта независимости p_T от $\bar{\theta}$ следует, что при $\beta_s \to 1$ угол $\bar{\theta}_1 \to 0$. Поэтому можно показать, что

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_b}{\operatorname{tg} \eta} = \frac{\bar{\theta}_1}{\frac{\bar{\theta}_1^2}{2}\left(1 + \frac{M^2 c^2}{p_T^2}\right) - \frac{\eta^2}{2}},$$

где M — отношение массы покоя вторичной частицы к массе протона, а значение p_T выражено в единицах $m\,c$. Для π-мезонов $M^2c^2/p_T^2 \sim \sim 0{,}1$, поэтому (при условии, что угол вылета назад в системе центра инерции $\bar{\theta} > \eta$) имеем, как и выше, для малых $\bar{\theta}_1$:

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_b}{\operatorname{tg} \eta} \approx \frac{2}{\bar{\theta}_1} \approx \operatorname{ctg} \frac{\bar{\theta}_1}{2}.$$

Можно показать, что последнее условие эквивалентно ограничению $\theta \leqslant 60°$. Так, например, написанное выше преобразование определенно справедливо для π-мезонов при том условии, что в лабораторной системе они не вылетают назад или под очень большими углами.

Аналогично можно показать, что это преобразование справедливо для протонов в том случае, если частицы движутся в лабораторной системе с ультра-релятивистскими скоростями.

Если же ионизация у таких частиц превышает минимальную, то следует пользоваться точной формулой

$$\frac{\operatorname{tg}\bar{\theta}}{\operatorname{tg}\eta} = \frac{\sin\theta}{\beta_c/\beta_s - \cos\theta} \approx \frac{\sin\theta}{1/\beta_s - \cos\theta}. \quad (15.10)$$

Таким образом, методы определения η с помощью описанного выше графического представления являются довольно точными для большинства вторичных частиц минимальной ионизации, летящих вперед в лабораторной системе. Основным источником ошибок являются большие случайные флуктуации значений p_T, например, из-за наличия медленных π-мезонов или протонов со скоростями $\beta_s < \beta_c$ и аномально малыми значениями p_T. В системе центра инерции их скорости могут быть направлены назад, а в действительности они будут двигаться в лабораторной системе вперед под малыми углами.

При изучении угловых распределений частиц, возникающих при ядерных взаимодействиях, принято представлять интенсивность рассеянных частиц в виде полинома от $\cos\bar{\theta}$. Если представить угловое распределение в системе центра инерции в виде $\cos^n\bar{\theta}$, где n — четное целое число, то можно показать, что среднее значение величины $\Sigma = \log\operatorname{ctg}(\bar{\theta}/2)$ будет равно $\ln 2 + {}^1/_2(1 + {}^1/_2 + \cdots + 2/n)$. Таким образом, каждому конкретному случаю могут быть приписаны определенные значения Σ или n. Другой метод определения n состоит в измерении отношения значений тангенсов углов θ, внутри которых заключено соответственно ${}^1/_4$ и ${}^3/_4$ частиц. На графике в логарифмическом масштабе это соответствует так называемому „интерквартильному" разделению X. В очень хорошем приближении

$$X = \frac{\operatorname{tg}\theta_{3/4}}{\operatorname{tg}\theta_{1/4}} \approx \frac{2}{\ln 2}(n+1)$$

для всех значений n. Были предложены и другие методы установления степени анизотропии углового распределения в системе центра инерции (см., например, работу Эдвардса и др. [9]).

На фиг. 223 представлены угловые распределения для большого числа ливней, исследованных в нескольких лабораториях. Приведены также соответствующие значения n. Сразу видно, что для заданной первичной энергии значения n флуктуируют в очень широких пределах. Общая тенденция возрастания n с уменьшением множественности следует из приблизительного постоянства p_T. Вообще, чем меньше число образованных частиц, тем больше их средняя энергия, а следовательно, тем меньше значения углов θ, под которыми испускаются частицы. Вторым фактором, влияющим на угловое распределение, является доля энергии, выделяемая при столкновении. Этот вопрос обсуждается в следующем параграфе.

§ 6. Неупругость взаимодействий

Коэффициент неупругости, или просто неупругость K, нуклон-нуклонного столкновения определяется как доля энергии от полной „доступной"[1] кинетической энергии нуклонов до столкновения, испускаемая в виде вновь образованных частиц. Максимальная неупругость осуществляется тогда, когда оба сталкивающихся нуклона останавливаются в системе центра инерции. Доля первичной кинетической энергии, которая может идти на образование новых частиц, равна в этом случае $\gamma_c/(\gamma_c+1)$, где $\gamma_c = \sqrt{(\gamma_p+1)/2}$ лоренцовский фактор в системе центра инерции. Отсюда следует, что с увеличением γ_c максимальное значение K стремится к единице. При первичной энергии $\gamma_p m_p c^2 = 5000$ *Бэв*, например, $\gamma_c = 50$ и $K_{\text{макс.}} \simeq 0{,}98$.

Экспериментальное определение K имеет фундаментальное значение, так как оно может служить проверкой любой теории ядерных столкновений при высоких энергиях. Это объясняется тем, что вычисляемые теоретически значения K прямо зависят от предположений о распределении энергии поля вокруг центра нуклона.

В работах по широким атмосферным ливням (в частности, Грейзена [23] и Зацепина [24]) было показано, что, когда частицы чрезвычайно высокой энергии из первичного космического излучения сталкиваются с ядрами атомов верхней атмосферы, энергия налетающей частицы поглощается не катастрофическим образом. Довольно часто такая частица может вылетать после взаимодействия с энергией, составляющей 80% ее первичной энергии ($K = 0{,}20$).

В экспериментах с моноэнергетическими пучками стабильных частиц пробег для поглощения $\lambda_{\text{погл.}}$ (то расстояние в веществе, на котором число частиц данной энергии уменьшается в e раз) равен пробегу для ядерного взаимодействия $\lambda_{\text{вз.}}$. В отличие от этого для пучка, характеризующегося некоторым энергетическим *спектром* частиц, пробег для поглощения определяется как расстояние, на котором число частиц с энергией выше E_0 уменьшается в e раз.

[1] Здесь имеется в виду, очевидно, та часть полной кинетической энергии нуклонов, переход которой в другие частицы совместим с законами сохранения энергии и импульса. — *Прим. ред.*

Таким образом, отношение $S = \lambda_{\text{погл.}}/\lambda_{\text{вз.}}$ всегда больше или равно 1, причем равенство единице наблюдается лишь тогда, когда все взаимодействия приводят к „катастрофическому" поглощению (см. Грейзен и Уокер [25]). Величина S зависит от распределения первичной энергии между вторичными частицами.

При определении пробега для поглощения удобно ограничиться рассмотрением исследований, проводимых на атмосферной „глубине", большой по сравнению с пробегом для взаимодействия первичных протонов (больше 100 $г/см^2$ воздуха). Подавляющее большинство частиц, образующих ливни, будут в этом случае вторичными по происхождению. Рассмотрим частицы с энергией выше E_0. Относительные количества ливней, образуемых соответственно нейтральными (N) и заряженными (C) частицами, будут тогда равны

$$\frac{N}{C} = \frac{[\Sigma N_i (f_i)^\gamma g_i]_{\text{нейтр.}}}{[\Sigma N_i (f_i)^\gamma g_i]_{\text{заряж.}}},$$

$$S = \frac{\lambda_{\text{погл.}}}{\lambda_{\text{вз.}}} = \frac{1}{1 - \Sigma N_i (f_i)^\gamma g_i},$$

где N_i — число частиц типа i, образуемых в первичных взаимодействиях, f_i — средняя доля первичной энергии, уносимая этими частицами, g_i — вероятность того, что частица не распадается на пути, равном пробегу для взаимодействия, $\gamma = 1{,}75$ — показатель степени, описывающей интегральный энергетический спектр частиц.

В качестве примера можно предположить, что вторичными частицами, образующимися при исходных взаимодействиях, являются только π-мезоны и нуклоны и что при каждом таком взаимодействии в среднем вылетает один вторичный нуклон в направлении вперед вместе с шестью π-мезонами равной энергии.

Для ливней, образуемых частицами с энергией больше 50 *Бэв*, имеем $g_{\pi^0} = 0$, $g_{\pi^\pm} \sim 1$, $g_n = g_p = 1$. Приведенные в табл. 39 данные показывают, как в этом случае изменяются S и N/C при изменении доли первоначальной энергии взаимодействия f_n, уносимой вылетающим нуклоном.

Таблица 39

$N_{\pi^0}=1$; $N_{\pi^\pm}=6$		
f_n	S	N/C
0,25	1,19	0,53
0,40	1,35	0,79
0,50	1,50	0,88
0,80	3,1	0,99

При возрастании N_n/N_n величина S существенно не меняется, в то время как значение N/C стремится к единице.

При первичных энергиях ~ 50 *Бэв* значение N/C, наблюдавшееся на высотах гор в работах с эмульсией, по данным Брауна и др. [26], равно $0{,}9 \pm 0{,}2$, тогда как Грейзен и Уокер [25] при измерениях с ионизационными камерами нашли его равным $0{,}77 \pm 0{,}12$. Пробег для поглощения ливнеобразующего излучения, согласно Камерини и др. [17], составляет около 125 $г/см^2$, что соответствует значениям $S = 1{,}25$ [1] и $f_n \approx 0{,}3$. Следовательно, эти результаты свидетельствуют о том, что при первичных взаимодействиях с энергией меньше 100 *Бэв* нуклон обычно сохраняет энергию, составляющую не более 50% его первоначальной энергии.

Проведенные со счетчиками многочисленные исследования высотного хода, углового распределения и барометрической зависимости широких атмосферных ливней показывают, что при гораздо более высоких энергиях ($\sim 10^7$ *Бэв*) $\lambda_{\text{погл.}}$ достигает величины около 140 $г/см^2$. Подобный же результат был получен и для более низких энергий ($\sim 10^5$ *Бэв*) при исследовании угловых распределений электронных каскадов (относительно вертикали) в эмульсионных стопках, экспонированных с помощью самолетов „Комета" на высоте $\sim 10{,}5$ *км* (на глубине ~ 240 $г/см^2$ атмосферы). При $\lambda_{\text{вз.}} = 90$ $г/см^2$ это соответствует значениям $S > 2$. Отсюда следует важный результат, что только в очень редких случаях какая-либо из вторичных частиц испускается при распределении с энергией, составляющей более 70% первичной энергии, причем эта особенность наблюдается во всем исследованном интервале энергий, от нескольких *Бэв* до 10^5 *Бэв* (см. Грейзен [23] и Зацепин [24]). Следует заметить, что эти выводы относятся к средним результатам, поэтому очень важно иметь возможность исследования отдельных случаев столкновений.

Единственным методом, позволяющим получить *подробные* сведения об изменениях K в отдельных случаях, является метод эмульсий. В литературе было описано огромное количество попыток измерения K. Однако получить надежные оценки этой величины очень трудно. В некоторых индивидуальных случаях, описанных ниже, K было определено относительно точно. Однако в общем случае придется подходить к решению проблемы статистически, определяя средние значения K для нескольких

[1] Авторы, очевидно, исходят здесь из величины $\lambda_{\text{вз.}} = 100$ $г/см^2$; однако совокупность имеющихся экспериментальных данных не исключает и величины $\lambda_{\text{вз.}} = 90$ $г/см^2$, т. е. $S = 1{,}4$. — *Прим. ред.*

случаев заданного типа. Следует подчеркнуть, что здесь будет сказываться дискриминация при просмотре, связанная с меньшей вероятностью регистрации ливней с малыми значениями K.

Методы определения K. 1. *Энергия частиц внешнего конуса.* Первая попытка измерения K для „струй" была предпринята Даниэлом и др. [27], которые применили следующий метод.

В использованных выше обозначениях для перехода от лабораторной системы к системе центра инерции можно записать

$$\bar{\gamma}_s = \gamma_s\gamma_c(1 - \beta_s\beta_c\cos\theta). \qquad (15.11)$$

Приведенное равенство приобретает особое значение при исследовании частиц внешнего конуса, расположенных явно вне половинного угла, поскольку в этом случае значения $1 - \cos\theta$, а также, вообще говоря, и $1 - \beta_s$ велики по сравнению с $1 - \beta_c$. Отсюда следует:

$$\bar{\gamma}_s \to \gamma_c\gamma_s(1 - \beta_s\cos\theta) \quad \text{или}$$

$$\frac{\bar{\gamma}_s}{2\gamma_c} = \frac{\gamma_s(1 - \beta_s\cos\theta)}{2}. \qquad (15.12)$$

Это равенство очень удобно потому, что оно позволяет определить отношение энергии частицы в системе центра инерции $\bar{\gamma}_s$ к полной выделяющейся энергии в этой системе $2\gamma_c$ через измеряемые величины γ_s и θ независимо от ошибок определения γ_c. Впервые такой метод был использован Даниэлом и др. [27] для определения неупругости „струй" следующим образом.

Путем измерения отдельных следов для группы „струй" для каждого измеряемого следа была определена величина

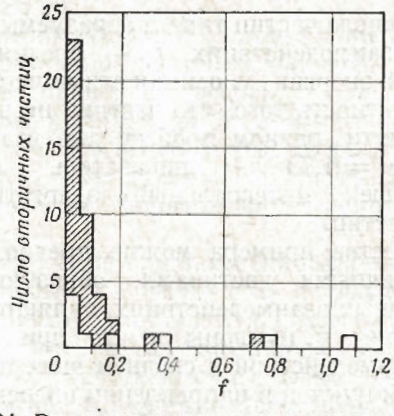
$$\varepsilon = \left(\frac{n_s M}{2}\right)\gamma_s(1 - \beta_s\cos\theta) = \frac{M\bar{\gamma}_s}{2\gamma_c/n_s},$$

где M — отношение массы покоя вторичной частицы к массе покоя протона. Таким образом, ε равно отношению полной энергии вторичной частицы к средней энергии, которую могла бы иметь каждая из вторичных частиц. Из измерений двадцати следов в „струях", вызываемых частицами с первичной энергией выше 100 *Бэв*, Даниэл и др. получили значение $\bar{\varepsilon} = 0{,}65 \pm 0{,}20$. Этот результат находился в согласии с предположением, что около $^1/_3$ полной энергии уносится нейтральными частицами.

Описанные измерения относились к „струям", для которых было выполнено условие $N_h < 5$, введенное с целью уменьшения влияния вторичных взаимодействий в ядре-мишени. В случае учета всех „струй", независимо от величины N_h, было получено значение $\bar{\varepsilon} > 1$. Этот результат находился в согласии с той точкой зрения, что взаимодействия вторичных частиц при вылете из ядра-мишени приводят к сильному уширению углового распределения, а следовательно, к недооценке энергии первичной частицы. Вторичные взаимодействия внутри падающего ядра могли также привести к увеличению как числа n, так и ширины углового распределения.

Разброс отдельных значений ε, полученных в результате описанных измерений, согласуется с ожидаемыми статистическими флуктуациями. Измерения указывают на то, что около половины всей доступной энергии излучается в виде π-мезонов, а остальная — в виде нуклонов и (или) K-мезонов.

2. *Энергия частиц внутреннего конуса.* Оценки энергий отдельных частиц внутреннего конуса в „струях" высокой энергии могут быть получены при исследовании характеристик вторичных расщеплений, которые иногда образуются этими частицами. На фиг. 224



Фиг. 224. Распределение частиц внутреннего конуса „струй" по значениям f.

приведены в качестве примера результаты одной серии измерений. Показано распределение значений f — отношения энергии вторичной частицы к первичной энергии „струи", измеренного в системе центра инерции первичного столкновения. Из наблюдаемых угловых распределений ливневых частиц, образующихся при соответствующих ядерных расщеплениях, были определены для каждого случая по два значения энергии в лабораторной системе, E_p и E_s. При этом f определялось выражением

$$f = \frac{E_s}{E_p}\frac{2}{1 + \cos\bar{\theta}}, \qquad (15.13)$$

где $\bar{\theta}$ — угол вылета вторичной частицы в системе центра инерции. Почти для всех рассмот-

ренных случаев выполнялось условие $2/(1+\cos\bar{\theta}) \approx 1$. Стандартные ошибки, связанные с определением отдельных значений f, составляют около 50%. Заряженные ливневые частицы обозначены в виде заштрихованных, а нейтральные вторичные частицы — в виде незаштрихованных квадратиков. Половинное значение f для заряженных частиц равно 0,05. При малых значениях f число вторичных заряженных частиц значительно превышает число нейтральных частиц. Однако при $f > 0{,}2$ нейтральные и заряженные вторичные частицы появляются с равной частотой.

Изложенные результаты были получены при поиске вдоль стволов 14 „струй", из которых 12 были образованы первичными протонами, а 2 — первичными α-частицами. Таким образом, эти „струи" соответствовали взаимодействиям с участием всего лишь 20 первичных нуклонов. Если эти 20 нуклонов испускаются при первичных взаимодействиях и если вероятность их последующего столкновения с ядрами определяется пробегом для взаимодействия, равным 33 *см*, то в условиях проведенного эксперимента должно было бы наблюдаться около 6 взаимодействий, обусловленных такими нуклонами. Следовательно, результаты свидетельствуют о том, что вторичные частицы наиболее высокой энергии должны быть приписаны именно таким вторичным нуклонам. Они могут быть с равной вероятностью заряженными или нейтральными вследствие того, что при столкновениях с нуклонами могут происходить процессы обмена зарядами. Для одной из вторичных частиц $f = 1{,}06$. Эта частица была нейтральной и испустилась из „звезды", вызванной первичной α-частицей. Поэтому разумно отождествить ее с одним из нейтронов α-частицы, который не провзаимодействовал с ядром-мишенью при первичном взаимодействии.

Преобладание заряженных частиц среди вторичных частиц с меньшими энергиями следует связывать с отсутствием среди вторичных частиц нейтральных π-мезонов, так как они быстро распадаются, и относительно малым количеством тяжелых частиц $K^{\pm}$, K^0, $\bar{p}$, $\bar{n}$ и т. п. (см. стр. 328). Исследования подобного рода убедительно подтверждают ту точку зрения, что при первичном взаимодействии налетающий нуклон может с большой вероятностью испускаться как в виде протона, так и в виде нейтрона, унося с собой значительную долю энергии первичной частицы. Аналогичные измерения, проведенные с достаточным статистическим весом, в которых были бы определены энергии вторичных частиц и их направления вылета, позволили бы определить среднее значение неупругости K.

3. *Метод максимального угла.* Хоангом [28] был предложен также другой метод оценки K, при котором измеряется максимальный наблюдаемый угол вылета вторичных частиц в лабораторной системе.

Путем дифференцирования равенства (15.12) можно показать, что при $\bar{\gamma} < \gamma_c$ существует некоторое максимальное значение θ, соответствующее условию $\cos\bar{\theta} = -\bar{\beta}/\beta_c$, откуда $\bar{\gamma}_s \approx \gamma_c \sin\theta_{\text{макс.}}$. Этим определяется величина K, если предположить, что большинство вторичных частиц являются π-мезонами. Данный метод основан на трех предположениях: а) все вторичные частицы испускаются с одинаковыми значениями $\bar{\gamma}_s$; б) $\bar{\gamma}_s < \gamma_c$ и в) множественность настолько велика, что значение $\theta_{\text{макс.}}$ может быть определено с достаточно малыми статистическими ошибками. Однако Ивановская и Чернавский [29] показали, что такие условия на практике не осуществляются. Правильное измерение K *должно* с необходимостью наряду с измерением угла вылета частиц включать измерение вторичной энергии любым способом, непосредственно или с помощью установленных эмпирических правил, таких, как, например, условие постоянства поперечного импульса $p_T = \text{const}$. Помимо этого, должна устанавливаться природа рассматриваемых вторичных частиц.

4. *Использование предположения о постоянстве поперечного импульса.* Простой приближенный метод изучения энергетического баланса в „струях" основан на предположении, что p_T является инвариантом по отношению к углу вылета. Если бы все вторичные частицы испускались с одинаковыми и известными значениями p_T, то измерения углового распределения в системе центра инерции позволяли бы непосредственно определять полную энергию вторичных заряженных частиц.

Такой подход к решению задачи возможен при исследовании „струй", вызываемых вторичными частицами с энергиями в несколько сотен миллиардов электронвольт. В этом случае угловое распределение в лабораторной системе может быть измерено легко и точно. Известно, что большинство вторичных „струй" вызывается π-мезонами, и, в противоположность нуклон-нуклонным столкновениям, можно ожидать, что при π-мезон-нуклонном столкновении будет выделяться большая часть энергии π-мезона. Эдвардс и др. [9] получили значение отношения полной энергии вторичных частиц к энергии первичной частицы в предположении, что поперечные импульсы равны постоянной

величине $p_T = 0{,}5$ *Бэв/с*. При этом для учета энергии образуемых нейтральных π-мезонов вычисленная полная энергия заряженных частиц умножалась на коэффициент 1,5. Полученное таким образом среднее значение отношения было равно $1{,}0 \pm 0{,}15$. Первичная энергия оценивалась в каждом отдельном случае по среднему „геометрическому" значению $\operatorname{tg}\theta$, как было описано выше, хотя, как уже много раз отмечалось, не было никаких оснований заранее предполагать симметричное испускание вперед—назад в системе центра инерции сталкивающихся π-мезона и нуклона.

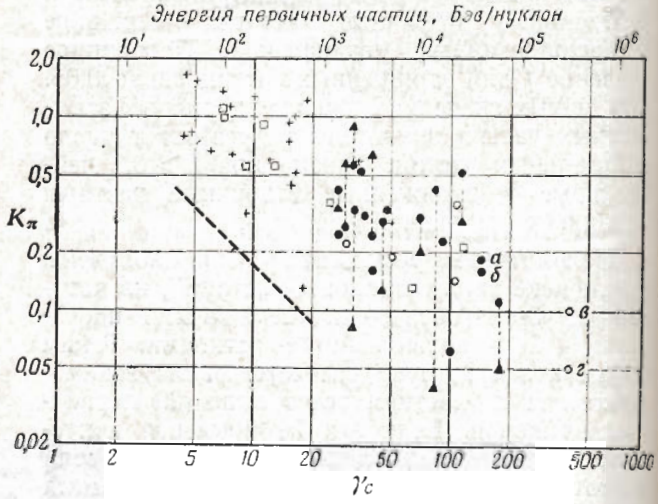
При определении K_π для „струй", образуемых нуклонами с энергией от 10^3 до 10^6 *Бэв*, встречаются еще более трудные проблемы.

Во-первых, вылетающие вперед частицы составляют углы меньше 10^{-4} *рад* с направлением первичной частицы, а такие малые углы не могут быть измерены надежным образом с помощью эмульсионной методики. Основная трудность при этом заключается в проведении достаточно точных измерений глубины. Практически, лучшее, что может быть достигнуто, это измерение наклона следов вторичных частиц по отношению к следу, направление которого наиболее близко к направлению первичной частицы. На фиг. 223 такие следы отсчета показаны стрелкой. Ниже они будут обозначаться как следы Z.

Описанная методика приводит к двум трудно разрешимым задачам. Прежде всего встает вопрос, как определить первичную энергию, используя „метод $\log \operatorname{tg}\theta$". Лучшее решение заключается в пренебрежении следом отсчета с наименьшим значением θ (которое не может быть измерено), а также одним следом с наибольшим значением θ. При этом остается та трудность, что частице Z нельзя приписать никакого определенного значения энергии, так как для нее остается неизвестным угол вылета.

Во-вторых, при исследовании первичных „струй" возникает проблема идентификации нуклонов, вылетающих при столкновении. Если, как это следует из данных по широким атмосферным ливням и из анализа описанных ниже „струй", один или более вылетающих нуклонов уносят бо́льшую часть энергии, то их вклад не должен учитываться при определении суммарной энергии вторичных частиц, которое проводится для вычисления K_π. Однако возникает трудность, связанная с тем, что эти особые частицы, вообще говоря, идентифицировать невозможно.

Отбирая „звезды", имеющие $N_h < 13$, с видимой первичной энергией больше 10^3 *Бэв*, Эдвардс и др. [9] попытались вычислить долю полной энергии, выделяющуюся с π-мезонами, при следующих двух предположениях: а) в каждом отдельном случае относительное число заряженных π-мезонов среди ливневых частиц постоянно и равно наблюдаемому среднему значению, а именно 80%; б) тяжелыми частицами, уносящими бо́льшую часть энергии, являются те частицы, которые испускаются с наименьшими углами наклона к направлению первичной частицы. При этом для „струй" с первичной энергией от 10^3 до 10^5 *Бэв* величина K_π была найдена равной $\sim 0{,}2$. Если же предполагалось, что все частицы являются π-мезонами, то величина K_π становилась равной $\sim 0{,}4$. Действительное значение K_π заключено, повидимому, в пределах от 0,2 до 0,4.



Фиг. 225. Вычисленные значения K_π в зависимости от γ_c и первичной энергии E_p.

Большинство оценок значений K_π основано на угловых распределениях ливневых частиц в предположении, что p_T=0,5 *Бэв/с*. Результаты для „струй", образованных ● — первичными протонами, ○ — первичными α-частицами, + — вторичными заряженными частицами, □ — вторичными нейтральными частицами, ▲ — результаты, основанные на измерениях вторичных „мягких" каскадов, образующихся при распаде π^0-мезонов. Вертикальные пунктирные линии соединяют точки, соответствующие значениям K_π, определенным для одного и того же случая различными методами. Точки, отмеченные различными буквами, означают те случаи, в которых можно было провести подробный анализ и для которых ошибки в K_π считаются малыми. *а* — Чикагская *S*-„звезда" 2 + 15 *p* [30]; *б* — Бристольский ливень P20 (0 + 4 *p*) [9]; *в* — Варшавский ливень (0 + 14 α) [31]; *г* — Миннесотский ливень (1 + 6 α) (Фаулер и др., 1957). Диагональной штриховой линией слева на диаграмме указаны приблизительные пределы значений K_π, обусловленные правилом отбора случаев с $n_s \geq 4$. В условиях проведенных экспериментов точки, находящиеся слева и снизу от этой линии, не могли наблюдаться.

На фиг. 225 нанесены результаты определения K_π (как для первичных, так и для вторичных „струй") в зависимости от величины γ_c в системе центра инерции. Эти результаты согласуются с предположением, что величина K_π монотонно уменьшается при возрастании энергии налетающей частицы независимо от ее природы.

5. *Определение энергии мягкой компоненты.* Важным дополнительным методом определения энергии, уносимой π-мезонами, а следовательно, и неупругости столкновений высокой энергии является метод, основанный на определении энергии γ-квантов, образующихся при распаде π^0-мезонов. Подобные измерения могут быть проведены либо путем исследования пространственного развития каскадов, если энергия γ-квантов превышает ~ 50 *Бэв*, либо путем измерения относительного рассеяния вдоль следов электронно-позитронных пар (при меньших энергиях). Часто исследования пространственного развития каскадов становятся возможными лишь в ограниченной области вследствие наличия „фоновых" следов, особенно в случаях расщеплений высокой энергии, когда в пределах внутреннего конуса вылетает много π^0-мезонов. Часто оказывается необходимым ограничиться рассмотрением электронно-позитронных пар, возникающих в пределах ограниченного расстояния от родительского расщепления, скажем, в пределах 2 *см*.

В типичном эксперименте с использованием этого метода, проведенном Бристольской группой, были исследованы 13 ливней высокой энергии ($E > 1000$ *Бэв*). При этом рассматривались только γ-кванты, которые конвертировали в пределах 2 *см* от вершины рассматривавшегося родительского ливня. Примерно для $^1/_3$ пар энергия была определена по радиальному развитию каскадов, а в остальных случаях она определялась по относительному рассеянию. В предположении, что уносимая заряженными π-мезонами энергия в 2 раза превышает энергию, уносимую нейтральными π-мезонами, среднее значение K_π для рассмотренных ливней было найдено равным $0{,}4 \pm 0{,}1$. Только в 2% исследованных случаев энергии отдельных электронно-позитронных пар превышали значение, равное 10% энергии первичной частицы.

§ 7. Анализ отдельных случаев

С целью иллюстрации методов анализа, используемых при исследовании ядерных расщеплений очень высокой энергии, представляется целесообразным подробно рассмотреть два случая, один из которых относится к взаимодействию протона с энергией, равной, согласно оценке, 40 000 *Бэв*, а другой — взаимодействию α-частицы с энергией около 10^6 *Бэв*.

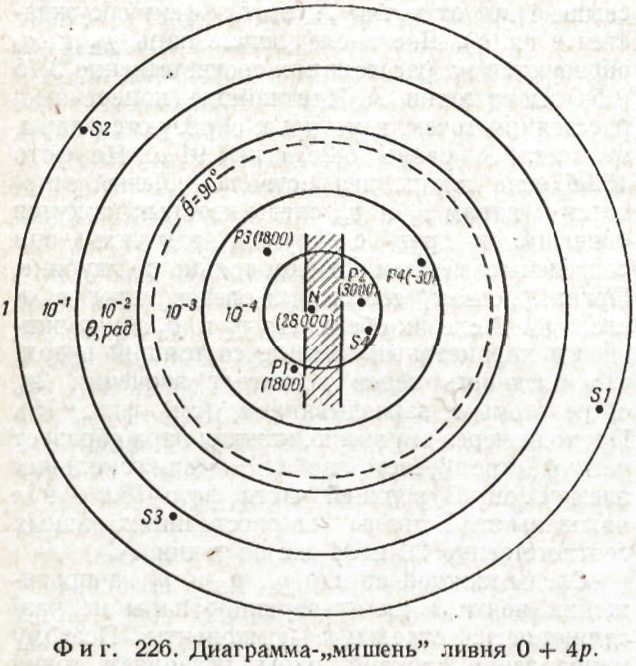
а) Взаимодействие протона с энергией $\sim 40\,000$ *Бэв*. Этот случай был обнаружен в стопке объемом 7 *л*, летавшей над Северной Италией на высоте 33 *км* в течение 6 *час* в августе 1955 г.

На фото 162 *а* след одиночной частицы S_4, отмеченный стрелкой, показан входящим в поле зрения. Электронно-позитронная пара p_1 возникает в точке, расположенной сбоку от линии движения S_4 на расстоянии 1,15 μ. Первое зерно следа пары обозначено символом A. Заметим, что плотность зерен на начальном участке пары p_1 мало отличается от плотности зерен g_p в следе S_4. Тщательные измерения показывают, что плотность зерен в следе пары достигает значения $2g_p$ лишь на расстоянии свыше 1 *мм* от точки A (этот эффект обсуждается в гл. 6). Две последующие пары p_2 и p_3 образуются на расстояниях соответственно 3,75 и 5,0 *мм* от точки A. Кратчайшие (поперечные) расстояния точек, в которых образуются пары, от следа S_4 равны 0,26 μ и 1,91 μ. На фото 162,*б* ясно видны два „ствола". Левый относится к парам p_1 и p_3, следы которых кажутся слившимися друг с другом, так как они разделены заметным образом только по глубине. Правый „ствол" состоит из следов пары p_2 и следа S_4. В следах обеих пар p_2 и p_3 обнаруживается характерный эффект, состоящий в том, что плотность зерен достигает значения $2g_p$ с некоторым запаздыванием (см. фиг. 75). Проходя через эмульсию, каждая пара образует четкий „ствол", состоящий из следов нескольких электронов. В верхней части фото 162 *б* и *в* показаны эти „стволы" на расстояниях, равных соответственно 20 и 34 *мм* от точки A.

Следы каждой из пар p_1, p_2 и p_3 на протяжении почти 1 *см* от вершины пары не разделяются на отдельные компоненты. Поэтому направление каждой пары позволяет точно определить линию движения исходного γ-кванта. Определенные таким образом направления полета γ-квантов по отношению к следу S_4 указывают на то, что все они вылетели из одной точки, расположенной на следе S_4 на расстоянии 13 ± 1 *мм выше* точки A. Расхождение, которое обнаруживается по увеличивающемуся расстоянию между стволами по мере развития каскадов, хорошо видно на фотографиях. В результате тщательного просмотра следа S_4 у предполагаемой точки разлета было обнаружено первичное взаимодействие O типа $0 + 4p$, показанное на фото 161. Эта фотография не дает никаких указаний на то, что случай относился к взаимодействию большой энергии. Если бы он был зафиксирован при общем просмотре, то он, вероятно, был бы пропущен как не представляющий интереса.

Можно заметить, что описанные выше измерения оказались необходимыми для обнаружения первичного взаимодействия в точке O, так как при первоначальном просмотре следа S_4,

в том числе и области, прилегающей к точке O, его обнаружить не удалось. Без сомнения, это было связано с тем фактом, что при данном первичном взаимодействии не было образовано ни одной сильно ионизующей частицы, а другие три ливневые частицы испустились под большими углами, причем их следы оказались сильно наклоненными к плоскости эмульсии. Таким образом, приведенный случай иллюстрирует, насколько велика опасность того,



Ф и г. 226. Диаграмма-„мишень" ливня $0 + 4p$.

Углы (в лаб. сист.) нанесены в логарифмическом масштабе. Заштрихованная площадь соответствует ошибкам в определении направления первичного протона относительно вторичных частиц. Числа у точек, соответствующих парам p_1, p_2, p_3 и p_4, означают результаты оценок энергий этих пар (в *Бэв*), основанных на измерении ионизации вблизи вершин. Более точные значения могут быть получены из углового расхождения пар и пространственного распределения возникающих каскадов. Полученное таким образом значение для полной энергии четырех γ-квантов равно $\sim$5500 *Бэв* и свидетельствует о том, что приведенные на диаграмме значения завышены примерно на 15%.

что некоторые взаимодействия высокой энергии будут пропущены при „просмотре по площади". Символом p на фото 161 обозначен след первичной частицы, предположительно протона. Символы S_1, S_2 и S_3 соответствуют ливневым частицам, которые вылетали под углами соответственно 47, 27 и 23° к направлению первичной частицы. С другой стороны, проекция угла вылета частицы S_4 по отношению к первичной частице меньше 0,0015°. Трудно измерить разницу в углах наклона к плоскости эмульсии следов S_4 и p с большой точностью, но и она определенно меньше, чем $\sim 0{,}01°$.

На фото 163 и 164 указаны соответствующие расстояния x от вершины первичного взаимодействия O, выраженные в *мм*. На фото 162,*в* показана „струя" типа $8 + 33\,n$, образованная нейтральной частицей с энергией $\sim 28\,000$ *Бэв* в точке N на расстоянии $x = 34$ *мм*. Энергия этой частицы была оценена по угловому распределению вторичных ливневых частиц. Направление вылета вторичных частиц из точки N определенно указывает на то, что нейтральная первичная частица была генетически связана с процессом в точке P.

Фото 163 показывает, насколько быстро может изменяться плотность ливневых стволов по мере развития электромагнитных каскадов. На фото 163,*а* показан вид ливня на расстоянии около 4 *мм* от места, изображенного на фото 162,*в*. Ливневые частицы, образовавшиеся при взаимодействии в точке N, в этом месте уже разошлись, и около половины видимых на фотографии следов являются следами электронов и позитронов пар p_1, p_2 и p_3. Однако на фото 163,*б* при $x = 49$ *мм*, т. е. на расстоянии 15 *мм* от точки N, ствол ливня становится опять плотным благодаря развитию каскадов вдоль осей всех трех пар.

На фото 164 представлен вид каскада на расстояниях $x = 11$ *см* и $x = 22$ *см*. Ясно видно возрастание ширины каскада, вызываемое рассеянием частиц.

Следующее взаимодействие произошло в точке B на расстоянии $x = 220$ *мм*, в результате чего образовался ливень типа $5 + 7p$. Из относительного расположения точки этого взаимодействия и нескольких „размытых" стволов, относящихся к парам p_1, p_2 и p_3, был сделан с некоторой долей уверенности вывод о том, что „звезда" B была образована частицей S_4. Ее энергия была оценена равной 2200 *Бэв* (см. фото 165).

При $x = 35$ *мм*, т. е. на расстоянии 1 *мм* от точки N, образовалась четвертая электронно-позитронная пара p_4 совсем малой энергии, ~ 30 *Бэв*. Направление следов пары ясно указывает на то, что она генетически связана с первичным взаимодействием O, но не с процессом в точке N. Отсутствие других стволов высокой энергии в электромагнитном каскаде свидетельствует о том, что при первичном взаимодействии образовались только два нейтральных π-мезона (во всяком случае, во внутреннем конусе первичного взаимодействия), которые привели к образованию пар p_1, p_2, p_3 и p_4, и что не было испущено ни одного нейтрального π-мезона сравнимой энергии при взаимодействии в точке N.

Полная энергия в случае O должна быть, по-видимому, равной $\sim 40\,000$ *Бэв*. Таким образом, если предположить, что траектория частицы, образующей „звезду" N, коллинеарна

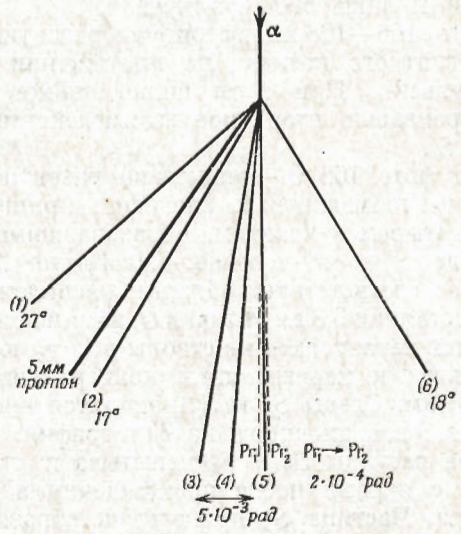
с первичным следом p, то может быть определено угловое распределение вторичных частиц S_1, S_2, S_3, S_4 и двух π^0-мезонов. Полученный результат представлен на фиг. 223 (строки E, F, G) и 227. Это распределение согласуется с распределением, ожидаемым при нуклон-нуклонном столкновении с первичной энергией $\sim 40\,000$ *Бэв*. Представляет особый интерес тот факт, что в системе центра инерции вторичные частицы направлены вперед и назад под очень малыми углами, $\leqslant 1{,}5°$. Если предположить нейтрон в качестве частицы, образовавшей „звезду" N, то отсюда следует, что при первом столкновении лишь около 15—20% первичной энергии излучилось в виде π-мезонов. Этот результат согласуется с оценкой суммы энергий пар (5500 *Бэв*) и частицы S_4 (2200 *Бэв*).

Интересно сравнить угловые распределения трех „струй", обозначенных выше как O, B и N (см. фиг. 223, строки E, F, G). Если эти распределения представить в виде $\cos^n\bar{\theta}\, d(\cos\bar{\theta})$, где $\bar{\theta}$ — угол вылета в системе центра инерции, то соответствующие значения n оказываются равными $n_O = 3300$, $n_B = 70$ и $n_N = 2$. В случаях O и N энергии сравнимы между собой, и поэтому различие значений n представляется разительным.

Характерные особенности первичного взаимодействия можно легко объяснить, исходя из модели Краушаара и Маркса [32] двух возбужденных нуклонов (см. стр. 350) и считая, что энергии возбуждения нуклонов после столкновения превышают в 3 раза энергию покоя нуклона. Для „звезды" N энергия возбуждения должна была бы соответствовать ~ 80 массам нуклона. Однако этой картине противоречит найденная в данном случае малая величина неупругости $K_\pi \sim 0{,}25$, о чем свидетельствует тот факт, что π^0-мезонам не было передано заметной доли энергии; аналогичный довод в пользу малого значения коэффициента неупругости следует и из углового распределения вторичных заряженных частиц.

Заметим, что нейтральная родительская частица „звезды" N была приписана вторичному нуклону, вылетевшему из точки P. Имеется и другое объяснение, которое в принципе нельзя исключить, хотя оно очень маловероятно. Если бы первичная частица ливня O была дейтроном, она могла бы распасться на нейтрон и протон при периферическом столкновении ее с другим нуклоном. При этом протон мог бы провзаимодействовать, а нейтрон полететь дальше, очень мало изменив направление движения (см., например, стр. 375). Таким образом, подобный процесс также мог привести к наблюдаемым явлениям. Он кажется мало вероятным, поскольку принято считать, что относительное число дейтронов в первичном космическом излучении очень мало, хотя это и остается пока недоказанным.

б) Взаимодействие α-частицы с энергией $\sim 10^6$ *Бэв*. Этот случай был обнаружен в стопке объемом 22 *л*, летавшей в течение 8 *час* на высоте 35 *км* над шт. Миннесота, США в сентябре 1956 г. Он был обработан в лабораториях Миннесотского и Бристольского университетов.



Фиг. 227. Схема, показывающая действительные углы вылета вторичных частиц в „струе" $1 + 6\alpha$, измеренные относительно следа (5).

Углы нанесены не в масштабе.

Альфа-частица, войдя в стопку извне, провзаимодействовала после 1 *см* пути у поверхности одного из эмульсионных слоев. В результате этого взаимодействия образовалась „звезда" типа $1 + 6\alpha$. Основные особенности этого случая приведены на фиг. 227. Столкновение первичной α-частицы произошло вблизи поверхности эмульсии, соприкасающейся со стеклом пластинки, и поэтому было очень трудно сфотографировать следы. Кроме одного медленного протона с пробегом 5 *мм*, было испущено 6 быстрых заряженных частиц, следы которых обозначены на схеме цифрами (*1*)—(*6*), и два π^0-мезона, каждый из которых имел энергию ~ 7000 *Бэв*. Последние были испущены в направлениях, составляющих лишь около $1{,}1 \cdot 10^{-4}$ *рад* со следом (*5*). По причинам, обсуждаемым ниже, частица (*5*) была отождествлена с одним из протонов первичной α-частицы. Вторичные заряженные частицы обозначим символами S_1, S_2 и т. д.

Два γ-кванта (по одному из каждой пары γ-квантов, образовавшихся при распаде π^0-мезонов) конвертировали в пределах 12 *мм* от вершины расщепления. Наблюдение такого случая имеет большое значение, ибо это связано с определением времени жизни π^0-мезонов (см. стр. 180). Значения $\log \operatorname{tg} \theta$ для быстрых заряженных частиц, где θ — угол наклона следа частицы к следу (*5*), включены в результаты, приведенные на фиг. 223. Можно заметить, что если бы были известны только данные, приведенные на фиг. 227, то оценки привели бы к значению энергии, равному по порядку величины лишь 5000 *Бэв/нуклон*.

Фото 166—168 иллюстрируют развитие электромагнитного каскада на протяжении 25 *см* в эмульсии. При этом видно также место, где произошло вторичное взаимодействие частицы S_3.

На фото 166 *а—е* показано развитие стволов электромагнитных каскадов, приписываемых четырем γ-квантам, образовавшимся при распаде двух π^0-мезонов. На фото 166 *а*, которое соответствует области, расположенной на расстоянии 3,3 *см* от точки *O*, помимо следа S_5, имеются неразрешенные стволы p_1 и p_2, которые относятся к первым двум конвертировавшим γ-квантам. Следы S_4 и S_3 находятся вне поля зрения, изображенного на фотографии.

Обе частицы S_3 и S_4 испытывают столкновения с ядрами после прохождения в стопке ~ 8 *см*. Частица S_3 приводит к образованию „звезды" $3 + 15p$. Измерения относительного рассеяния между следом S_3 и стволом p_2 показали, что энергия частицы S_3 равна лишь ~ 30 *Бэв*. Угловое распределение пятнадцати образованных ею вторичных частиц согласуется с таким низким значением энергии. С другой стороны, энергия частицы S_4 намного выше. В этом случае при измерениях относительного рассеяния не было обнаружено никакого измеримого эффекта. Это свидетельствовало о том, что энергия частицы превышает 400 *Бэв*. В результате ядерного столкновения частицы S_4 образовалась „звезда" $18 + 18p$. Угловое распределение вторичных частиц в этом ливне указывает на то, что энергия первичной частицы составляет около 400 *Бэв*.

На фото 166 *б* и *в* можно ясно видеть, как стволы утолщаются и расходятся в пространстве. Заметно так же, как флуктуирует плотность отдельных стволов: сначала один, а затем другой становятся более заметными. Это является весьма характерной чертой для развивающихся в эмульсии электромагнитных каскадов высокой энергии. Из двух каскадов p_1 и p_2 у последнего оказывается более высокая энергия. На фото 166 *г* изображено поле зрения на расстоянии 5,4 *см* от точки *O*. Структура всего каскада становится более сложной, так как, помимо p_1 и p_2, появился новый ствол p_3 благодаря конверсии третьего γ-кванта. На фото 166 *г* и *д* ствол p_3 виден не четче, чем другие стволы, образовавшиеся в результате тормозного излучения, которые, однако, соответствуют меньшей энергии, и поэтому их нельзя проследить на значительное расстояние. Пара (3) еще четко видна на фото 166 *е*, на которой виден также вновь появившийся ствол от четвертого γ-кванта. На фото 167 *ж—и* видно развитие каскада на расстоянии от вершины примерно от 9 до 19 *см*. На фотографии *ж* хорошо различаются три ствола: p_1, p_2 и p_3. Однако на фотографии *з* ствол p_3 не виден, в то время как стволы p_1 и p_4 нельзя отделить друг от друга.

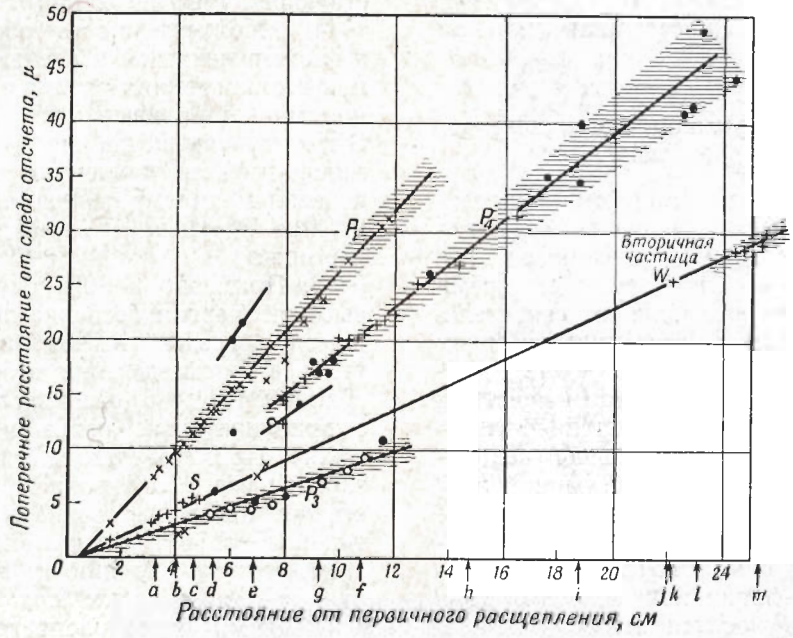
Идентификация четырех различных стволов, образовавшихся при развитии каскада в эмульсионной стопке, основана на измерениях их смещения друг относительно друга, как это показано на фиг. 228. Такие измерения можно провести с помощью рассмотренных фотографий, и таким образом можно легко установить, что угловые расхождения различных стволов постоянны. Ствол p_2 продолжается дальше остальных и соответствует γ-кванту наиболее высокой энергии.

На фото 168 *к* изображено поле зрения на расстоянии 22 *см* от вершины. Одна из заряженных частиц, образовавшихся в расщеплении S_5, сталкивается с ядром и образует „звезду" *W* типа $8 + 82p$. Угловое распределение вторичных частиц в этом ливне соответствует оцененной энергии частицы S_5, а именно $\sim 10^6$ *Бэв* (см. фиг. 223 строка *I*). „Струя" из этой „звезды" выглядит как сплошной жирный след на участке ~ 2 *мм*, прилегающем к вершине расщепления. Вид „струи" на более поздних стадиях приведен на фото 168 *м* и *н*.

Доказательства того, что видимая первичная частица расщепления, показанного на фотографии *к*, может быть отождествлена с частицей S_5, основываются на анализе положения следа этой частицы относительно „стволов", вызываемых γ-квантами, и особенно относительно „ствола" p_2 на фотографии *н* (см. фиг. 228). Однако необходимо заметить следующее. Поскольку первичной частицей первоначального взаимодействия является α-частица, а множественность соответствующего расщепления мала, то наиболее разумным является предположение о том, что только один из четырех нуклонов первичной α-частицы участвовал в первом взаимодействии. Если это так, то наиболее правдоподобно предположить, что

частица S_5 является одним из трех оставшихся нуклонов, причем два остальных нуклона оказались нейтронами. Действительно, если в первичном столкновении участвовал только один из нуклонов родительской α-частицы, то следы остальных трех нуклонов должны иметь угол расхождения порядка 10^{-7} *рад*. На расстоянии 22 *см* от точки O их траектории должны были бы в этом случае разойтись друг от друга лишь

если пары таких стволов приписать отдельным π^0-мезонам, то угол расхождения стволов позволяет оценить энергию π^0-мезона. Трудность заключается в том, что неясно, как провести правильное распределение пар по мезонам. Однако если число π^0-мезонов мало, то наиболее вероятным распределением является то, при котором соседние пары группируются вместе. Таким способом были сгруппиро-



Фиг. 228. Поперечное расхождение „стволов" и отдельных частиц по мере возрастания расстояния от родительского расщепления.

За линию отсчета принята ось пары p_2. Заштрихованные площади соответствуют области, в которой могут появиться вторичные каскады меньшей энергии. Такие каскады очень быстро исчезают. Они могут быть четко видны на небольшой длине и затем исчезать, тогда как „стволы", соответствующие γ-квантам высокой энергии, видны все время. Кажущееся смещение точек образования протонов относительно прямых вызвано небольшим искривлением эмульсионных слоев. Измеренные расстояния от исходного расщепления относятся к проекциям на плоскость, касательную к эмульсионным слоям и далеко отстоящую от точек образования протонов.

на 0,02 μ. По этому возможно, что наблюдаемое в точке W расщепление вызвано любым из трех нуклонов, и не обязательно тем, который несет заряд. Заметим, кстати, что аналогичные соображения могут оказаться полезными при интерпретации взаимодействия α-частиц и более тяжелых ядер с энергией, намного меньшей той, с которой мы имели дело в рассмотренном случае.

в) Электромагнитные каскады. Замечательной особенностью обоих случаев взаимодействия высокой энергии, проиллюстрированных на фото 162—168, является наличие ясно различимой многоствольной структуры „мягкого" каскада, причем каждый из стволов относится к одному первоначальному γ-кванту. Мы видели, что

ваны стволы p_1 с p_4 и p_2 с p_3, показанные на фото 166 и 167. По виду различных стволов и их относительной скорости развития можно предположить, что γ-кванты, соответствующие стволам p_1 и p_4, имели приблизительно равные энергии. По их углу расхождения энергия родительского π^0-мезона была найдена равной 6000 *Бэв*. В случае стволов p_2 и p_3 есть явные признаки того, что энергии соответствующих γ-квантов существенно отличаются друг от друга. Если же пренебречь этим различием, то энергия исходного π^0-мезона оказывается равной 4000 *Бэв*. В предположении, что отношение энергий γ-квантов равно 10, значение энергии π^0-мезона возрастает до $\sim$7000 *Бэв*. Маловероятно, чтобы действительное значение существенно превышало эту величину.

Проведенные оценки полной энергии, излученной в виде π^0-мезонов при первичном взаимодействии, находятся в удовлетворительном согласии со значениями энергии, определенными из полного числа частиц „мягкого" каскада на различных расстояниях от первичного взаимодействия. Так, например, число следов внутри цилиндра радиусом 300 μ вокруг средней оси каскада составляет около 1500 на расстоянии 14,8 *см* от точки *O*, около 4500 на расстоянии 18,8 *см*, примерно 8000 на расстоянии 22 *см* и примерно 11 000 на расстоянии 25 *см* (см. стр 135—137).

§ 8. Теории нуклон-нуклонных столкновений при очень высоких энергиях

Хотя многие детали взаимодействий нуклонов при очень больших энергиях остаются пока неясными, эксперименты, описанные в этой главе, показывают, что в настоящее время имеется значительное число данных, свидетельствующих о следующих особенностях этих взаимодействий.

1. При энергиях $\sim 10^4$ *Бэв* взаимодействия нуклонов являются обычно относительно упругими. Налетающая частица с большой вероятностью может вылететь с энергией, равной 70% ее первоначальной энергии. Это заключение основано на том наблюдаемом факте, что в относительно большом числе взаимодействий высокой энергии значительная доля энергии (скажем, больше 50%) уносится одной частицей, которая в половине случаев оказывается незаряженной. Эти частицы являются, по-видимому, первичными нуклонами, вылетающими с уменьшенной энергией после взаимодействия, иногда с обменом заряда. Эта общая картина подтверждается тем, что энергия генетически связанного „мягкого" каскада обычно составляет лишь небольшую долю энергии первичной частицы.

2. Большинство вторичных частиц (около 80%) являются π-мезонами. Они никогда не вылетают со скоростями больше скорости родительского нуклона или вылетают очень редко. Другие вторичные частицы могут быть *K*-мезонами, нуклонами, гиперонами или их античастицами. Однако ничего не известно об относительных частотах, с которыми образуются различные типы частиц. Хотя π-мезоны являются наиболее многочисленными из всех вторичных частиц, они уносят с собой лишь некоторую долю первичной энергии E_p; эта доля изменяется приблизительно как $E_p^{-1/4}$. Даже при самых высоких исследованных энергиях не проявляется признаков того, что полная неупругость уменьшается. Это свидетельствует о том, что при возрастании E_p значительно большая доля энергии появляется в виде *K*-частиц, нуклонов и гиперонов и их античастиц.

3. Значения поперечных импульсов вторичных мезонов составляют обычно около 0,5 *Бэв/с*, тогда как вторичные нейтральные частицы, которые распадаются настолько медленно, что успевают испытать вторичные взаимодействия, имеют, по-видимому, бо́льшие значения соответствующих импульсов p_T (от 1 до 2 *Бэв/с*).

4. Множественность образования мезонов n_s может меняться в очень широких пределах при столкновениях различного типа с участием протонов приблизительно одинаковой энергии. В тех случаях, когда число образуемых мезонов мало, имеется тенденция их вылета вперед и назад в системе центра инерции под малыми углами наклона к направлению первичной частицы.

5. Примерно в 30% случаев столкновений высокой энергии, особенно тогда, когда образующиеся „звезды" имеют малое значение N_h, угловое распределение вторичных частиц на графике $\log \operatorname{tg} \theta$ разбивается на две группы с приблизительно равными количествами мезонов. Примеры таких распределений показаны на фиг. 223 (строки *A*, *D*, *E*). Они соответствуют преимущественному испусканию частиц под малыми углами вперед и назад в системе центра инерции с малым количеством частиц, испускаемых под углами, близкими к 90°. Аналогичные распределения могут также быть связаны (хотя и реже) со „звездами" с большими значениями N_h. Объяснение таких процессов с помощью модели двух излучающих „центров" представляется очень правдоподобным.

а) Модель Ферми. В системе центра инерции сталкивающихся нуклонов виртуальное мезонное облако, окружающее каждый нуклон, будет эллипсоидальным с поперечным размером $r_0 \approx \hbar/m_\pi c$ и толщиной r_0/γ_c.

Ферми [33] предположил, что в момент, когда оба облака перекрываются, вся кинетическая энергия в системе центра инерции сосредоточивается в пределах диска радиусом r_0 и толщиной r_0/γ_c и что сразу же вся энергия распределяется между вторичными частицами. Вслед за этим волновые пакеты, представляющие мезоны, начинают расширяться. Предполагается, что при этом все взаимодействия прекращаются, так что соответствующее состояние равновесия как бы „замораживается". Оно соответствует очень большой плотности энергии, которая достигается в момент столкновения. Небольшой объем, получившийся

в результате столкновения, излучает подобно черному телу при высокой температуре, так что число образуемых частиц пропорционально первичной энергии в $^1/_4$ степени. Таким образом, при описанном процессе образуется относительно малое количество частиц высокой энергии. При лобовом столкновении мезоны будут „испаряться" из объема взаимодействия в более или менее случайных направлениях, т. е. в системе центра инерции угловое распределение должно быть близко к изотропному. Однако когда прицельный параметр столкновения отличен от нуля, угловое распределение будет направлено в основном вперед и назад ввиду дополнительного ограничения, определяемого законом сохранения момента количества движения. Это приводит также и к уменьшению числа образуемых частиц. За исключением небольшой части столкновений с очень большими прицельными параметрами, ожидаемая анизотропия не очень велика, намного меньше той, которая была обнаружена в некоторых случаях экспериментально.

Если рожденные частицы движутся в системе центра инерции с релятивистскими скоростями, то угловое распределение в этой системе при заданном значении прицельного параметра r не зависит от первичной энергии. Из теории Ферми вытекает следующий важный результат. Вследствие высокой плотности энергии в момент столкновения вероятность образования определенного типа сильно взаимодействующих частиц не зависит от их масс покоя, а зависит лишь от статистических множителей, соответствующих полному числу возможных спиновых и зарядовых состояний, которые, таким образом, равны 3 для π-мезонов, 8 для нуклон-антинуклонных пар и 4 для K-мезонов. Для всех типов частиц средние значения энергии должны быть одинаковыми. Это означает, что если образуется большое число частиц, то нуклоны, участвующие в первоначальном столкновении, будут уносить только небольшую долю кинетической энергии, выделяющейся в системе центра инерции.

б) Модель Ландау. В 1953 г. Ландау [34] предложил гидродинамическую модель генерации мезонов. Подобно Ферми, он предположил, что в момент столкновения двух нуклонов вся энергия концентрируется в очень малом объеме. Однако, в противоположность Ферми, он представил, что объем, в котором сосредоточена энергия, расширяется до испускания мезонов, причем расширение происходит в основном вдоль общей линии движения двух нуклонов. По мере перемещения вперед (в направлении движения сталкивающихся нуклонов) фронта ударной волны, возникающей при столкновении, мезонное облако нагревается и расширяется. Однако, в противоположность представлениям Гейзенберга, считается, что на данной стадии течение жидкости можно рассматривать скорее как ламинарное, чем турбулентное. Вследствие этого мезоны малой энергии, которые соответствуют турбулентным вихрям в теории Гейзенберга, по теории Ландау должны отсутствовать. Число образуемых мезонов было нормировано к числу мезонов, предсказываемому теорией Ферми. В отличие от теории Ферми, согласно которой вторичные частицы испускаются почти изотропно, из модели Ландау следует, что в угловом распределении частиц должны быть „пики", соответствующие вылету частиц вперед и назад. Кроме того, ожидаемые поперечные импульсы мезонов равны $\sim 0{,}4$ *Бэв/с* (см. Беленький и Ландау [35]). Так же как и статистическая теория Ферми, теория Ландау предсказывает, что неупругость столкновений будет высокой ($K \sim 1$). Кроме того, природа вторичных частиц наиболее высокой энергии определяется только статистическими факторами. Этими частицами могут быть с равной вероятностью как π-мезоны, так и нуклоны или другие частицы. Как и в теории Ферми, при заданном значении первичной энергии не ожидается больших флуктуаций во множественности или в степени угловой анизотропии. Это объясняется тем, что не проводится различия между случаями столкновений с разными прицельными параметрами.

в) Модель Гейзенберга. В полной противоположности с моделью Ферми Гейзенберг [36] предположил, что время взаимодействия образуемых частиц велико по сравнению с временем столкновения. По мере расширения объема взаимодействия плотность энергии быстро уменьшается, и частицы образуются со все более низкими энергиями. Гейзенберг представил это расширение как распространение двух ударных волн вперед и назад в системе центра инерции. Вначале бо́льшая часть энергии концентрируется впереди, а мезоны возникают в турбулентных потоках, образующихся на заднем фронте ударной волны. Гейзенберг пришел к выводу, что довольно большое число медленных мезонов с импульсами порядка $m_\pi c$ будут испускаться изотропно в системе центра инерции. Кроме того, будет вылетать небольшое число мезонов высокой энергии с импульсами вплоть до $\sim \gamma_c m_\pi c$ с углами вылета $\sim 1/\gamma_c$ по отношению к направлению движения нуклонов в системе центра инерции.

Согласно модели Гейзенберга, при центральном столкновении выделяется вся доступ-

ная энергия (неупругость $K \sim 1$), тогда как при соударениях с большими прицельными параметрами доля выделяемой энергии соответствует отношению перекрывающегося объема к полному объему двух дисков, представляющих собой сжатые, в результате преобразования Лоренца, поля двух нуклонов. Согласно этим представлениям, K уменьшается приблизительно экспоненциально с увеличением параметра столкновения. Минимально возможное значение K соответствует образованию только одного или двух мезонов. При еще больших значениях параметра столкновения эффективные столкновения не происходят. Поскольку столкновения с большими параметрами являются более вероятными, чем центральные, то среднее значение K будет малым и с увеличением первичной энергии будет уменьшаться. Так, например, $K \approx 0{,}6$ при первичной энергии 10 *Бэв* и падает до величины порядка 0,1 при 10 000 *Бэв*. Среднее число мезонов, образуемых при больших энергиях ($\sim 10\,000$ *Бэв*), приблизительно такое же, как по теории Ферми (множественности равны соответственно 19 и 12). Однако средняя энергия частиц в системе центра инерции значительно меньше, чем в теории Ферми (0,6 *Бэв* вместо 10 *Бэв*). При очень высоких энергиях относительное число частиц с большой энергией возрастает. Как уже упоминалось, эти частицы концентрируются в пределах углов $\sim 1/\gamma_c$ в направлении вперед и назад. Общее распределение состоит из узкого и широкого конусов. Ожидается, что полное угловое распределение не должно сильно зависеть от K.

г) Модель Баба. Баба [37] модифицировал модели Гейзенберга и Ферми следующим образом. В предыдущих моделях неявно подразумевалось, что энергия нуклона распределена внутри сферы радиусом r_0, т. е. полная энергия покоя нуклона рассматривалась как энергия поля. Баба указал, что действительные результаты столкновения будут очень сильно зависеть от распределения массы вокруг центра нуклона. Так, например, если бы бо́льшая часть массы нуклона была сконцентрирована в пределах расстояния $\hbar/m_p c$ вокруг его центра, то лишь небольшая доля полной энергии в системе центра инерции излучалась бы (как энергия поля) при далеких столкновениях[1].

Согласно результатам Баба, помимо энергии, излучаемой непосредственно из объема столкновения, значительная доля мезонов будет испускаться двумя нуклонами уже после того, как они разойдутся. Такой механизм столкновения приводил бы к результатам, очень близким к тем, которые были получены Краушаром и Марксом и описываются ниже.

д) Модель двух центров. „Двухцентровая" модель образования мезонов первоначально (в 1952 г.) была предложена Такаги [38]. В более явном виде эта модель представлена в работах Краушаара и Маркса [32], Чок и др. [39], а также Коккони (частное сообщение, 1958).

Краушаар и Маркс [32] выдвинули модель „возбужденного нуклона". Согласно их теории, в момент столкновения двух дисков не испускается ни одного мезона. Наоборот, считается, что в результате столкновения оба нуклона оказываются в сильно возбужденных состояниях и затем уже распадаются путем испускания мезонов. Таким образом, каждым из двух движущихся возбужденных нуклонов испускается отдельная группа мезонов. Количество испущенных мезонов зависит от степени возбуждения нуклонов, а последняя в свою очередь определяется относительным значением импульса, с которым эти нуклоны отлетают друг от друга, по сравнению с импульсом, с которым они приближались друг к другу. Как и в теории Баба, нуклоны в конечном итоге могут уносить различную долю полной энергии. Если энергия возбуждения мала, то образуется малое число мезонов и два нуклона уносят бо́льшую часть доступной энергии.

Модель Краушаара и Маркса имеет то преимущество, что она предсказывает однозначную зависимость между степенью угловой анизотропии в системе центра инерции и неупругостью столкновения. Таким образом, она позволяет провести прямое сравнение с результатами эксперимента. Если γ_c означает лоренцовский фактор для нуклонов в системе центра инерции до столкновения, а γ^* — соответствующий фактор для возбужденных нуклонов сразу же после столкновения, то массы покоя возбужденных нуклонов определяются соотношением:

$$m^* = \frac{\gamma_c}{\gamma^*} m_p,$$

где m_p — масса покоя нуклона.

Если возбужденные нуклоны после распада сохраняют свои первоначальные скорости γ^*, то неупругость равна

$$K = \frac{m^* - m_p}{m^*}.$$

Однако некоторый импульс будет уноситься испускаемыми мезонами и это в среднем

[1] Аналогичные идеи были высказаны несколько ранее Г. Т. Зацепиным [см. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С., Доклады АН СССР, **81**, 795 (1951)]. — *Прим. ред.*

будет приводить к возрастанию энергии нуклонов после распада примерно в 2 раза. Таким образом, среднее значение доли излученной энергии будет равно

$$K \sim 1 - \frac{2\gamma^*}{\gamma_c}.$$

В результате испускания мезонов из двух разлетающихся центров имеются два распределения, каждое из которых изотропно в системе центра инерции своего нуклона. Для углового распределения в лабораторной системе „интерквартильное" разбиение приводит к соотношению:

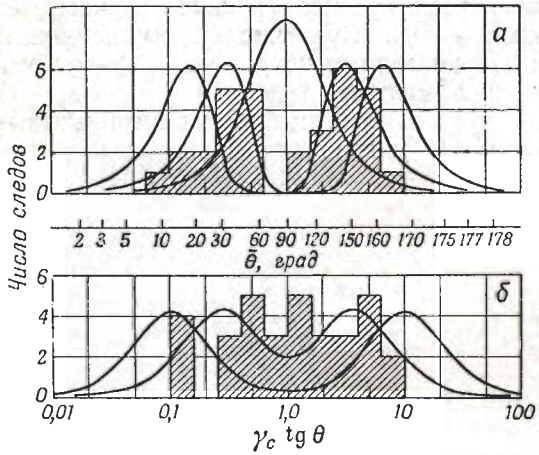
$$\frac{\operatorname{tg}\theta_{3/4}}{\operatorname{tg}\theta_{1/4}} = (\gamma^* + \sqrt{\gamma^{*2}-1})^2 \approx 4\gamma^{*2}.$$

При выводе этой формулы предполагалось, что γ^* достаточно велико, чтобы степень перекрытия распределений двух групп мезонов была мала.

На фиг. 229,*б* приведены результаты суперпозиции двух таких изотропных групп мезонов. В исключительных случаях, как, например, в приведенном на стр. 343, когда угловое распределение резко анизотропно, наблюдается удовлетворительное согласие между определенным из углового распределения значением γ^* и измеренной величиной K ($\sim 20\%$). Для упоминаемого случая $\gamma^* \sim 50$. Однако в подавляющем большинстве случаев значения γ^* меньше 2 или 3 и предсказываемая неупругость при этом близка к 1. Этот результат находится в явном противоречии с наблюдаемыми значениями.

Этого противоречия можно избежать, если допустить, что после столкновения два излучающих „центра" отделяются от нуклонных „сердцевин". Коккони (частное сообщение, 1958 г.) и Чок и др. [39] предположили, что энергию после столкновения можно рассматривать разделенной на четыре области. Они считали, что два нуклона покидают центр инерции с высокими скоростями с одновременным вылетом двух мезонных облаков, имеющих скорости, меньшие чем у нуклонов и направленные вперед и назад в системе центра инерции. Далее предполагается, что эти облака излучают мезоны изотропно, так что полное угловое распределение в системе центра инерции представляет собой сумму двух распределений, которые являются изотропными в центрах, движущихся друг относительно друга.

При сравнении экспериментальных результатов с предсказаниями теорий важно помнить, что большинство наблюдаемых в эмульсии событий относится к столкновениям протонов со сложными ядрами, а не с отдельными нуклонами. Однако разумно предположить, что при очень высоких энергиях большинство характерных особенностей нуклон-нуклонных столкновений будет проявляться также при столк-



Фиг. 229. Различные расчетные и экспериментальные распределения вторичных частиц в системе центра инерции нуклон-нуклонного столкновения.

По оси абсцисс отложена величина $\gamma_c \operatorname{tg}\theta$, где θ — угол вылета в лабораторной системе. Указаны также соответствующие значения угла в системе центра инерции $\bar{\theta}$.

а — средняя кривая соответствует изотропному распределению, а две другие — распределениям типа $N(\bar{\theta})\,d\bar{\theta} = \cos^n\bar{\theta}\,d(\cos\bar{\theta})$ при значениях n, равных соответственно 4 и 20. Гистограмма показывает угловое распределение в „звезде" типа 0 + 32 *p*, изображенной на фото 159.

б — кривые вычислены в соответствии с изотропным испусканием частиц из двух возбужденных нуклонов, как это предполагается в модели Краушаара и Маркса. Гистограмма соответствует угловому распределению в „струе" 0 + 28*p*, изображенной на фото 159. Предполагалось, что оба возбужденных нуклона разлетаются вдоль линии, по которой они двигались навстречу друг другу, и имеют значения γ в системе центра инерции столкновения, равные соответственно $\gamma_K = 1{,}5$ и 4,0, а вторичные частицы испускаются из родительских возбужденных нуклонов с релятивистскими скоростями. Расстояние между медианными значениями двух „пиков" распределения равно $\lg X$, где X — „интерквартильное" разбиение. При малом перекрывании двух распределений $X = 4\gamma_K$. Следует заметить, что для распределения типа $\cos^n\theta$ величина $X = (2/\ln 2)(n+1)$

новении нуклонов со сложными ядрами, если при этом ограничиться рассмотрением ливней с малым значением N_h.

Например, наблюдаемая на опыте независимость поперечных импульсов вторичных частиц от первичной энергии и направления вылета частиц будет, конечно, справедливой также и для нуклон-нуклонных столкновений. Этот результат находится в противоречии с теорией Ферми, согласно которой значения p_T должны равняться, как правило, нескольким *Бэв/с* и иметь резкий максимум при $\bar{\theta} = 90°$. По теориям Ландау и Гейзенберга значения p_T не должны зависеть от $\bar{\theta}$. Кроме того, согласно теории Ферми, p_T должно возрастать как $\sim E^{3/4}$, где E — первичная энергия, тогда как, согласно теории Ландау, $p_T \sim E^{1/12}$, т. е. очень слабо зависит от E.

Наиболее существенная разница между различными теориями заключается в предполагаемых ими значениях неупругости столкновений K. При столкновениях первичных частиц с энергиями в интервале от 10^3 до 10^5 *Бэв* со сложными ядрами среднее значение K_π оказывается равным $\sim 0{,}3$. При чистых нуклон-нуклонных столкновениях неупругость, по-видимому, несколько меньше.

В двух случаях, подробно описанных выше, значения K могли быть вычислены довольно точно. При образовании ливня $0 + 4\,p$ излучилось только около 20% полной энергии (40 000 *Бэв*). При этом образовалось 6 нейтральных и заряженных π-мезонов. Согласно статистическим моделям, таким, как модель Ферми или Ландау, нельзя было бы ожидать, что у двух нуклонов останется около 80% всей доступной энергии. Еще более удивительным является второй случай, типа $1 + 6\alpha$, где энергия заряженных и нейтральных π-мезонов составляет лишь $\sim 5\%$ первичной энергии, приходящейся на один первичный нуклон.

ГЛАВА 16

ТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА В КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

§ 1. Введение

Хотя результаты исследования следов тяжелых ядер большой энергии находят и другое, более широкое применение, оно стимулировалось в основном тем, что этот вопрос был связан с проблемой изучения природы и происхождения космического излучения. Для таких исследований фотографический метод имеет существенные преимущества. Большая простота и отсутствие необходимости в специальном оборудовании делают его очень удобным для работы на больших высотах. Это преимущество усиливается благодаря интегрирующим свойствам эмульсии, а также потому, что при исследовании следов отдельных частиц, проходящих через стопку, уже может быть извлечено большое количество данных. Прежде чем приступить к подробному описанию методов, используемых при анализе следов тяжелых частиц, и явлений, к которым эти частицы приводят, будет уместным сделать краткий обзор основных теорий, выдвинутых в последние годы для объяснения происхождения космического излучения, ибо при этом можно будет выяснить и значение отдельных особенностей измерений.

а) Первичное космическое излучение. Хотя этот вопрос изучался еще со времен первых экспериментов Кулона в 1785 г. [1], лишь в 1900 г., когда были поставлены эксперименты Вильсона [2], а также Эльстера и Гайтеля [3], было окончательно установлено, что потеря заряда хорошо изолированным телом в воздухе по крайней мере частично обусловливается электрической проводимостью газа. Вопрос о природе излучения, вызывающего остаточную ионизацию, ответственную за эту проводимость, был предметом обсуждения в течение многих лет. Только после исследований Гесса [4] и Кольхёрстера [5] с помощью шаровзондов были получены убедительные данные, свидетельствовавшие о том, что, помимо эффектов, связанных с наличием естественных радиоактивных веществ в составе горных пород, некоторая ионизация вызывается и проникающим излучением, проходящим сверху через земную атмосферу.

Однако вплоть до 1927 г. не было общепринятого мнения о том, что это излучение приходит из космического пространства. Большая проникающая способность этого излучения свидетельствовала о том, что оно состоит из частиц или квантов очень большой энергии и поэтому оно было названо „ультраизлучением", или космическим излучением. Тот факт, что, по крайней мере частично, это излучение состоит из заряженных частиц, был доказан при исследовании изменений ионизации, производимой излучением на уровне моря, в зависимости от геомагнитной широты (см. Клей [6]). В течение многих лет большинство физиков предполагало, что первичное космическое излучение состоит в основном из электронов. Однако когда была открыта восточно-западная асимметрия (см. Джонсон [7]), то было обнаружено, что с Запада поступает больше частиц, чем с Востока. Это показывало, что основная доля излучения должна быть положительно заряженной.

Вопрос о природе первичного космического излучения обсуждался еще в 1947 г., и некоторые авторы придерживались того взгляда, что в первичном излучении присутствуют и протоны и электроны (см. Яноши [8]). То, что электроны высокой энергии среди первичных частиц встречаются редко, было убедительно

показано в экспериментах Шайна и др. [9] и в более поздних экспериментах Хулсицера и др. [10], а также Критчфильда и др. [11], которые показали, что электроны составляют менее 1% первичных частиц с энергией выше 1 *Бэв*.

Наличие гелия и более тяжелых ядер среди частиц первичного космического излучения было окончательно установлено в 1948 г. Фрайером и др. [12]. Они провели эксперименты на высоте ~ 27 *км* с помощью свободно летающих баллонов, регистрируя первичные частицы двумя методами: с камерами Вильсона и фотографическими эмульсиями. Такие высоты необходимы для исследования тяжелых частиц потому, что при прохождении атмосферы они быстро поглощаются в результате потерь энергии на ионизацию и взаимодействий с ядрами атомов воздуха.

Оба эти процесса, приводящие к выбыванию частиц из первичного потока, являются тем более эффективными, чем больше заряд налетающего ядра Z. Действительно, ионизация пропорциональна Z^2, а поперечное сечение ядерных столкновений в воздухе возрастает примерно по закону $Z^{1/3}$. Наибольшие ошибки при определении состава первичного излучения возникают вследствие того, что очень трудно точно определить изменения, возникающие при прохождении частиц сквозь очень малую массу воздуха (несколько *г/см*^{2}).

б) Теории происхождения космического излучения. Проблема происхождения космического излучения может быть рассмотрена в трех основных аспектах.

1. В какой системе ускоряются частицы космического излучения? Некоторые авторы (см. Алфвен [13, 14]) выдвигают предположения о том, что частицы образуются на Солнце и находятся в пределах солнечной системы в течение всего процесса ускорения. Другие (см. Ферми [15, 16]) считают, что космическое излучение образуется звездами и удерживается в Галактике благодаря действию ее общего магнитного поля. И, наконец, некоторые считают, что космическое излучение распределено по всему как галактическому, так и межгалактическому пространству. В соответствии с этими различными предположениями очень сильно изменяется и заключение о полной энергии излучения во Вселенной. Так, например, если излучение заключено в пределах Галактики, то полная энергия излучения приблизительно равна полной энергии звездного света. Если же излучение равномерно распределено по всему межгалактическому пространству, то его полная энергия превышает уже полную кинетическую энергию всей материи Вселенной.

2. Второй вопрос касается происхождения частиц и механизма их ускорения. Согласно некоторым гипотезам[1)], частицы испускаются из сверхновых звезд и приобретают большие энергии при вылете из взрывающейся звезды благодаря процессам, аналогичным тем, на которых основаны большие ускорители такого типа, как, например, синхротрон. В других гипотезах происхождение частиц связывается с нарушениями нормальной деятельности звезд, аналогичными тем, которые наблюдаются при солнечных вспышках. При этом считается, что испущенные частицы ускоряются благодаря последующим электромагнитным и другим процессам. Так, например, Ферми предполагал, что первичные частицы приобретают энергию при „столкновениях" с блуждающими магнитными полями, связанными с облаками газов внутри Галактики.

3. Вопрос о механизме ускорения тесно связан с третьей проблемой — с вопросом о составе излучения, об относительной распространенности ядер различных элементов или, как это обычно называют, с вопросом о „зарядовом спектре" первичных частиц. Этим механизмом определяется среднее количество вещества, которое встречает на своем пути частица с момента ее происхождения и до момента достижения верхних слоев земной атмосферы. Хотя плотность вещества в межзвездном пространстве и в пределах солнечной системы очень мала, считается, что вероятность ядерных столкновений может стать заметной, если процесс ускорения будет достаточно продолжительным. Такие столкновения будут приводить к изменениям состава излучения, так что зарядовый спектр частиц, входящих в атмосферу, будет отличаться от соответствующего спектра первоначально „инжектированного" излучения. Так, например, если бы процесс ускорения был очень долгим, то все тяжелые ядра оказались бы расщепленными в результате ядерных столкновений в межзвездном пространстве. Однако оценки плотности вещества в Галактике очень неопределенны, и соответственно любые заключения о масштабе времени ускорения космических лучей в настоящее время неточны.

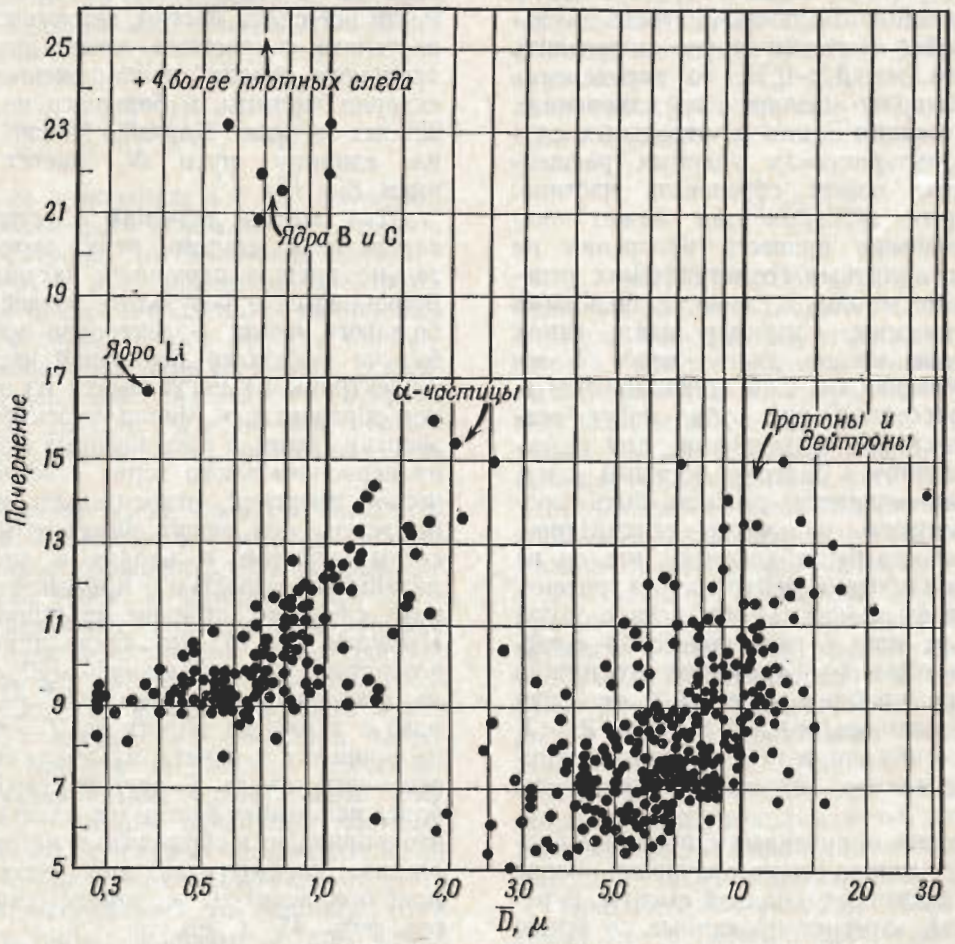
Первым шагом в подробном исследовании космического излучения было определение зарядового спектра и энергетического распределения частиц, достигающих верхних слоев атмосферы. При этом приходилось идентифицировать различные типы ядер. Зарядовый

[1)] Речь идет прежде всего о гипотезе советских ученых В. Л. Гинзбурга и И. С. Шкловского [см., в частности, Гинзбург В. Л., Успехи физич. наук, **51**, 343 (1953)]. — *Прим. ред.*

спектр простирается вплоть до $Z = 26$ или $Z = 28$ (железо или никель). Рассмотрение методов идентификации следов различных первичных ядер в эмульсии удобнее всего начать с рассмотрения методов, относящихся к ядрам гелия, которые по своей распространенности стоят на втором месте после протонов.

являются более точными, чем соответствующие данные для более тяжелых компонент или даже для более интенсивного потока первичных протонов.

Когда след α-частицы мало наклонен к плоскости эмульсии, он может быть идентифицирован с помощью измерений параметра рас-



Фиг. 230. Результаты измерений рассеяния и плотности следов для 400 частиц, зарегистрированных в стопке, экспонированной 28 сентября 1956 г. на высоте ~26 км в шт. Миссури.

Непрозрачность измерялась фотометрически со щелью, ширина которой соответствовала 2μ в плоскости изображения следа. За параметр рассеяния принято среднее значение вторых разностей $\bar{D}$ для ячеек длиной 1 мм без поправок на шум и дисторсию. Для измерений отбирались следы с плотностью не меньше 3 $g_{мин.}$, однако следы однозарядных частиц, которые идентифицировались путем прослеживания следов до конца пробега частиц, исключались из рассмотрения.

§ 2. Идентификация следов быстрых α-частиц

Как в экспериментах с эмульсиями, так и в экспериментах со счетчиками гораздо легче проводить идентификацию и определение энергий для α-частиц первичного космического излучения, чем для более тяжелых ядер. Поэтому наши современные знания о потоке и энергетическом спектре первичных α-частиц

сеяния $\bar{\alpha}$ и плотности следа. Результаты типичных измерений подобного рода приведены на фиг. 230, где использованы значения плотности следа, определенные фотометрически. Хорошо видно различие между α-частицами, с одной стороны, и ядрами с зарядом 1, 3, 4 и больше — с другой. При скорости α-частиц больше $\beta = 0{,}4$ плотность их следов в эмульсии G5 еще не является предельной. Она из-

меняется в зависимости от ионизующей способности α-частицы и служит чувствительной мерой ее скорости в интервале $0{,}4 \leqslant \beta \leqslant 0{,}75$. Плотность следа может определяться также по плотности конгломератов и плотности разрывов на следе (см. стр. 84).

Если скорость α-частицы при входе в эмульсионную стопку не превышает $0{,}4c$, то такая α-частица будет обычно останавливаться в эмульсии и ее пробег позволит точно определить энергию. Если же $\beta > 0{,}75$, то определение энергии должно быть основано на измерениях параметра рассеяния $\bar{\alpha}$ или (в отдельных случаях) на характеристиках ядерных расщеплений, которые может образовать частица.

В некоторых экспериментах может оказаться необходимым провести измерения не только в благоприятных геометрических условиях, но также и вдоль следов с большими углами погружения, например вдоль таких следов, которые имеют длину менее 4 *мм* в каждом эмульсионном слое толщиной 600 μ. Измерения рассеяния при этом могут оказаться недостаточно надежными для идентификации частицы. Поэтому каждый след, приписываемый α-частице, должен быть прослежен в эмульсии на много сантиметров, прежде чем можно будет доказать, что он не является следом протона, дейтрона или тритона. Например, чтобы показать, что след с такой же плотностью, как у релятивистской α-частицы, не был образован тритоном, его нужно просмотреть по крайней мере на 9 *см*. Если же след образован частицей с зарядом $Z = 1$, входящей в стопку, то в нем должно обнаружиться значительное возрастание плотности зерен.

При некоторых облучениях с помощью баллонов стопку можно переворачивать после того, как она достигнет большой высоты. В результате следы, зарегистрированные во время подъема и на поверхности земли, можно будет отличать от следов, зарегистрированных во время желаемой экспозиции. В этом случае следует рассматривать возможность того, что след, похожий на след релятивистской α-частицы, входящей в стопку, был образован на самом деле однократно заряженной частицей, выходящей из стопки. При продолжении такого следа в эмульсии сверху вниз плотность зерен должна уменьшаться. Именно таким образом могут быть установлены направление движения частицы и ее природа. Такое исследование является более утомительным, чем другие способы, основанные на определении параметра рассеяния $\bar{\alpha}$, однако иногда оно является неизбежным (см., например, Шапиро и др. [17]).

§ 3. Измерения ионизации путем счета зерен и δ-электронов

а) Счет зерен в высокочувствительной эмульсии; малые значения Z. На фото 170—175 показаны характерные примеры следов тяжелых ядер с различными значениями заряда ядра Z. В эмульсиях высокой чувствительности все следы частиц, движущихся с релятивистскими скоростями, имеют вид узкого центрального „ствола", расположенного вдоль траектории частицы, и большого количества связанных с ним δ-лучей. Число δ-электронов на единицу пути N_δ растет с увеличением Z.

Для малых значений Z ствол ограничивается теми зернами, через которые действительно прошла первичная частица. Эти зерна проявляются в результате воздействия на них большого числа δ-электронов малой энергии; будучи выбитыми первичной частицей, такие δ-электроны не могут выйти из зерна, в котором образовались. Число δ-электронов большей энергии (выше 5 *кэв*), которые могут выходить из первоначального зерна с заметной кинетической энергией, относительно мало. Выходя из зерен, они могут образовать различимые следы (которые и входят в число N_δ) или маленькие „отростки", примыкающие к основному следу и состоящие из одного-двух зерен. Несмотря на то, что число таких отростков возрастает пропорционально Z^2, оно никогда не становится большим для релятивистских ядер с зарядами вплоть до $Z = 12$ и поэтому не приводит к заметному увеличению ширины основного ствола. С другой стороны, в следах более медленных частиц их число очень велико, что и приводит к образованию кинжалообразных следов, характерных для тяжелых частиц, приближающихся к концу своего пробега (см. фото 45 и 49).

Из следов ядер более тяжелых, чем гелий, следы лития выделяются тем, что их можно легко различать при помощи счета зерен. Ввиду того, что ионизация быстро возрастает с увеличением заряда ядра, центральные „стволы" следов ядер с $Z > 3$ в эмульсии G5 становятся сплошными даже в том случае, когда частицы движутся с релятивистскими скоростями. Таким образом, плотность основного следа становится относительно мало чувствительной к дальнейшему возрастанию ионизации. Однако, используя методы счета конгломератов или разрывов, можно различать ядра с разными зарядами вплоть до $Z \sim 8$ при условии, что измерения будут проводиться на длине следа в несколько сантиметров (см. Фаулер и Перкинс [19], Уоддингтон [20]). С другой стороны,

для измерения ионизации таких ядер более подходящими являются другие методы.

б) Измерение числа δ-электронов N_δ. Путем преобразования формулы Резерфорда для рассеяния электронов ядрами можно получить выражение для числа δ-электронов с энергией в интервале от ω_1 до ω_2, образуемых быстрой заряженной частицей при прохождении через эмульсию:

$$N_\delta = 2\pi N \frac{e^4 Z^2}{mc^2\beta^2}\left\{\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega_2}\right\}, \qquad (16.1)$$

где N — число электронов в 1 $см^3$ эмульсии, Ze — заряд налетающей частицы, βc — ее скорость, m — масса электрона. Это выражение основано на предположении, что выбиваемые электроны первоначально были свободными и находились в покое. Это условие можно считать приблизительно выполненным, если ω_2 меньше максимальной передаваемой δ-электрону энергии $\omega_{макс.} = [2\beta^2/(1-\beta^2)]\,mc^2$. Однако если первичная частица медленная, то ω_2 следует заменить на $\omega_{макс.}$.

При определении N_δ обычно ограничиваются рассмотрением δ-электронов с энергией больше ~ 15 *кэв*, которые образуют следы из трех или большего числа зерен. В принципе при счете могут учитываться все δ-электроны с большей энергией. Однако практически δ-электроны с энергией выше 75 *кэв* обычно отбрасываются вследствие того, что малая плотность зерен на начальных участках их следов, а также значительные пробеги и большое рассеяние затрудняют установление связи следов этих δ-электронов со следом первичной частицы. Поэтому величина N_δ служит приблизительной мерой числа δ-электронов с энергией от ~ 15 до ~ 75 *кэв*, образуемых на единице пути первичной частицы. Значения β для таких электронов составляют соответственно от 0,25 до 0,5.

Ограничение энергий δ-электронов, вносящих вклад в число N_δ, приводит к двум важным следствиям. Образующиеся при прохождении быстрых тяжелых ядер через вещество δ-электроны распределены по энергиям согласно соотношению $N(\omega)\,d\omega = (K/\omega^2)\,d\omega$, которое справедливо вплоть до максимального значения ω. Для значений $\beta > 0{,}7$ величина $\omega_{макс.}$ превышает ~ 1 *Мэв*. Отсюда следует, что форма энергетического спектра δ-электронов будет почти одинаковой для всех частиц со скоростью $\beta > 0{,}7$, так как с изменением величины $\omega_{макс.}$ при увеличении β будет меняться лишь очень малое число электронов высокой энергии (с энергией выше 1 *Мэв*), которые вносят очень малый вклад в наблюдаемые значения N_δ и плотности следа.

Кроме того, электроны относительно низкой энергии, которые учитываются при счете δ-электронов, вылетают под самыми различными углами к следу первичной частицы, движущейся со скоростью, близкой к скорости света. В том приближении, в котором электроны до столкновения считаются покоящимися, угол вылета δ-электрона заданной энергии определяется законами сохранения. Для релятивистской первичной частицы угол вылета δ-электрона ψ дается соотношением

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{1}{\sqrt{E_\delta}}, \qquad (16.2)$$

где E_δ — энергия δ-электрона в *Мэв*. Отсюда следует, что δ-электроны, которые вносят основной вклад в значение N_δ, испускаются в направлениях, почти перпендикулярных следу первичной частицы. Эту характерную особенность можно заметить, несмотря на большие отклонения следов δ-электронов, вызываемые рассеянием (см., например, фото 173 и 174).

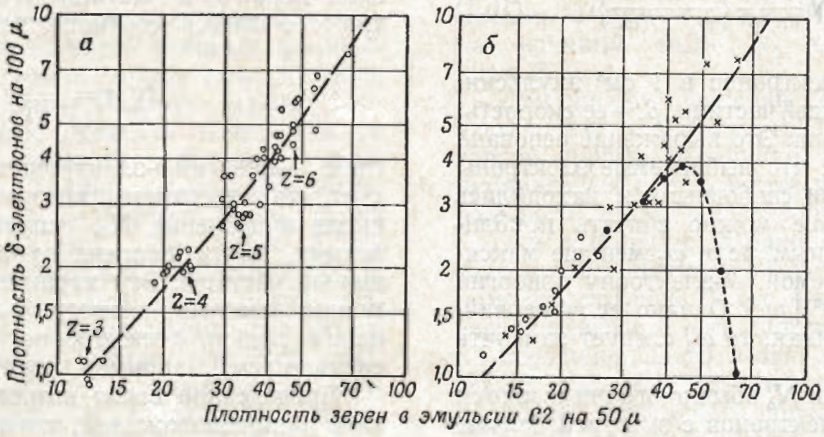
Приведенное выше выражение (16.1) основано на предположении, что электроны в атомемишени являются свободными и что скорости δ-электрона и первичной частицы намного превышают скорости электронов на их атомных орбитах. Однако это условие не выполняется в обычных экспериментах, где, как мы видели, регистрируются электроны с энергией ω от 15 до 75 *кэв*, а орбитальная скорость многих электронов атомов серебра и брома составляет около 0,1 c. Кроме того, при выводе выражения (16.1) не были учтены спиновые взаимодействия, поэтому оно дает лишь приблизительное значение для числа δ-электронов.

При счете δ-электронов возникает та трудность, что не всегда удается однозначно приписать δ-электрон определенному следу. Поэтому при измерениях могут быть „присчитаны" не относящиеся к рассматриваемому первичному следу фоновые электроны, число которых зависит от нескольких факторов, в частности от продолжительности экспозиции, степени проявления, от различных сочетаний индивидуальных особенностей наблюдателя и условий наблюдения. Трудно определить число фоновых отсчетов объективным образом. Оценки, получаемые в разных экспериментальных условиях и различными наблюдателями, значительно отличаются друг от друга. Так, например, Уоддингтон [20] приводит для фоновых электронов значение 3,7 на 1 *мм* следа, тогда как Дайнтон и др. [18, 21] делают вывод о том, что это значение меньше 1 на 1 *мм*.

Вторая трудность заключается в том, что для релятивистских ядер с зарядом $Z > 14$ число N_δ становится большим (больше 20 на 100 μ), а при больших значениях N_δ трудно установить действительное число δ-электронов в неразличимых группах следов, число которых становится большим. Короче говоря, возрастание числа N_δ делает несущественным влияние фона, но приводит к увеличению ошибок счета (см., например, фото 175).

чения N_δ, что и однократно заряженные частицы с той же плотностью зерен. Протоны при такой плотности зерен имели остаточный пробег в эмульсии, равный ~ 28 *мм*, что соответствует скорости $\beta \sim 0{,}40$.

Приведенный выше результат означает, что при использованных условиях счета в следе протона со скоростью $\beta \sim 0{,}4$ число N_δ равно $4N_\delta$(мин.), где N_δ(мин.) равно плотности δ-электронов в следе релятивистской частицы



Ф и г. 231. Соответствие значений плотности g в эмульсии С2 и плотности N_δ в эмульсии G5 для следов 82 частиц, которые прошли сквозь слои обеих эмульсий [18].

а — светлые кружки соответствуют результатам измерений следов, для которых величина $\bar{\alpha}$ была меньше 0,011° на 100μ. Таким образом, энергия каждой частицы превышала $\sim$ 900 *Мэв/нуклон*. *б* — результаты измерений для всех остальных следов, а именно следов α-частиц (светлые кружки) и более тяжелых ядер (крестики). Следы α-частиц, остановившихся в эмульсии, обозначены залитыми кружками. Штриховые кривые на обеих фигурах идентичны друг другу.

Исследование зависимости N_δ от скорости частиц с зарядом $Z = 1$, 2 и 3 было проведено Дайнтоном и др. [18, 21]. При этом скорость определялась по измерениям пробега или рассеяния (фиг. 231). Статистические ошибки экспериментальных результатов были большими вследствие того, что значения N_δ для исследованных типов частиц были малыми, равными всего лишь около 1 на 100 μ. Таким образом, ошибки из-за возможного фона δ-электронов были значительными. Однако точность была достаточной для того, чтобы можно было с полной определенностью проводить идентификацию частиц с зарядами $Z = 1$, 2 и 3.

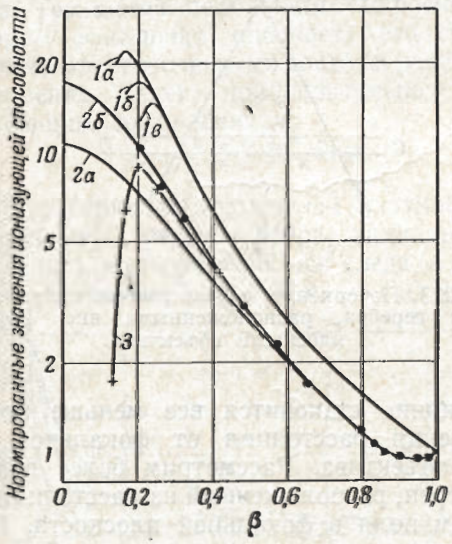
Дайнтон и др. нашли, что при скорости частиц $\beta > 0{,}25$ и в ограниченном интервале зарядов ($Z = 1$, 2 и 3) независимо от Z значение N_δ меняется приблизительно пропорционально плотности зерен в эмульсии G5. В частности, было найдено следующее. Альфа-частицы, о которых из измерений многократного рассеяния и характеристик вызываемых ими ядерных расщеплений было известно, что они двигались с релятивистскими скоростями, имели те же зна-

с единичным зарядом. Разумно предположить, что аналогичный результат справедлив и для других релятивистских частиц с различными зарядами: $N_\delta = Z^2 N_\delta$(мин.). Так, например, аналогичные измерения вдоль нескольких следов релятивистских ядер лития и более медленных протонов показали, что при $\beta \sim 0{,}30$ значение N_δ у протона равно $9N_\delta$(мин.). Эти результаты показывают также, что в проявленной нормально эмульсии G5 при изменении скорости частицы величины N_δ и g^* изменяются аналогичным образом.

в) Эксперименты с эмульсиями различной чувствительности. Было проведено также сравнение значений N_δ для эмульсии G5 и значений нормированной плотности зерен g^* в следах тех же частиц в эмульсии С2. Отношение чувствительностей эмульсий этих двух типов составляет около 10 (см. фиг. 231,*б*). С целью такого сравнения были проведены измерения вдоль следов медленных α-частиц, а также вдоль следов быстрых частиц с зарядами $3 \leqslant Z \leqslant 8$. В результате этих экспериментов

также было найдено, что при скоростях $\beta > 0{,}25$ значения N_δ меняются пропорционально плотности зерен в следах в эмульсии C2 независимо от Z. При уменьшении β ниже 0,25 величина N_δ уменьшается, в то время как плотность зерен продолжает возрастать (см. фиг. 231,*б*). Это является следствием того, что максимальное значение энергии, которое может быть передано покоящемуся электрону, монотонно падает с уменьшением β и становится в результате меньше ω_1. В то же время плотность зерен определяется передачами малых энергий, значительно меньших ω_1, и число их продолжает возрастать до тех пор, пока родительская частица не замедлится до значительно меньшей скорости (см. фиг. 231,*б*).

Измерения δ-электронов в следах медленных протонов и α-частиц ($\beta < 0{,}3$) были проведены Дайнтоном и Фаулером [22] и Тидманом и др. [23]. Очень малые значения N_δ, наблюдавшиеся вблизи конца пробега протонов, показывают, что при благоприятных условиях эксперимента фон δ-электронов может быть очень малым.



Фиг. 232.

Кривые 1.

Зависимости N_δ^* от β по формуле Резерфорда для δ-электронов с энергией меньше 75 *кэв* и больше соответственно 15 *кэв* (кривая *а*), 20 *кэв* (кривая *б*) и 30 *кэв* (кривая *в*).

Кривая 2а.

Плотность зерен в следе частицы, отнесенная к плотности зерен релятивистского электрона в стандартной эмульсии G5 при нормальном проявлении.

Кривая 2б.

Величина g^*, определенная по средней длине разрывов и нормированная по релятивистским электронам (для стандартной эмульсии G5). Экспериментальные значения обозначены залитыми кружками.

Кривая 3.

Величина N_δ, определенная по измерениям вдоль следов α-частиц. В интервале $0{,}45 < \beta < 0{,}54$ точки, обозначенные крестиками, ложатся на кривую 2*б*. Для значений $\beta > 0{,}54$ экспериментальные данные отсутствуют.

На фиг. 232 показана зависимость g^* и N_δ от скорости частицы. Приведены также теоретические значения N_δ, вычисленные для трех значений ω_1 в предположении, что $\omega_2 = 75$ *кэв*. Все кривые нормированы в точке $\beta = 1$. Можно видеть, что при $\omega_1 = 15$ *кэв* максимум вычисленного распределения значений N_δ находится при правильном значении β, но общая форма этого распределения плохо согласуется с экспериментальными данными. В частности, согласно расчетам, величина N_δ должна достигать значения $4N_\delta$ (мин.) при $\beta = 0{,}5$, в то время как соответствующее наблюдаемое значение составляет $\beta \sim 0{,}4$. Такое расхождение не может быть приписано включению фоновых электронов.

Ввиду наличия всех перечисленных расхождений Тидман и др. [23] усовершенствовали расчеты, учтя движение атомных электронов и разброс пробегов δ-электронов, и получили результат, находящийся в лучшем согласии с экспериментом.

г) Счет зерен в малочувствительных эмульсиях. Если чувствительность эмульсии достаточно мала, то даже в следах тяжелых ядер будет так мало зерен, что можно производить счет зерен (см. Брадт и Питерс [24]). При использовании этого метода обычно применяются эмульсии с такой чувствительностью, что число зерен в следах намного больше числа δ-электронов на той же длине следа в электронно-чувствительной эмульсии. Поэтому измерения плотности зерен g^* позволяют оценивать ионизацию с меньшими статистическими ошибками, чем при измерении N_δ. Результаты счета зерен более надежны еще и потому, что вопрос о том, действительно ли рассматриваемое зерно связано со следом, решается с меньшей неопределенностью. Используя стопки из чередующихся слоев высокочувствительной и малочувствительной эмульсий, можно наблюдать следы отдельных частиц в эмульсиях обоих типов. В результате можно провести сравнение значений зарядов, определенных двумя описанными методами, для большого числа различных частиц (см. Дайнтон и др. [18]).

При другом подходе к решению той же проблемы были использованы эмульсии, каждая из которых состояла из двух слоев различной чувствительности. При этом значительно облегчалась задача идентификации следов рассматриваемых частиц в различных слоях. До сих пор этот метод применялся лишь для легких ядер ($Z < 8$).

§ 4. Фотометрические измерения для определения ионизации

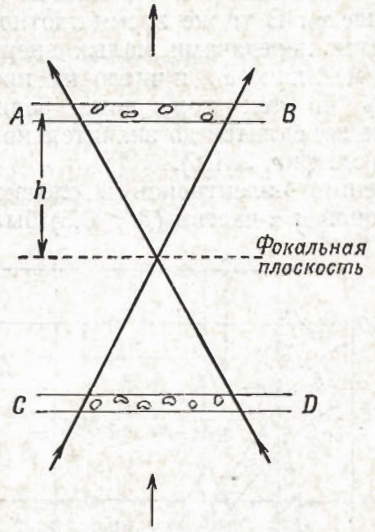
Другой метод определения ионизации может быть основан на фотометрическом способе измерения плотности следов тяжелых ядер. Такие исследования были проведены рядом авторов (см. Чекарелли и Цорн [26], Кайас и Морелле [27], Артом и Жантиль [28]; см. также стр. 89 и 90).

Если измерять полное почернение, вызываемое следом заданной длины, то, исходя из получаемых таким образом результатов, трудно идентифицировать следы частиц с $4 \leqslant Z \leqslant 10$. Это иллюстрируется данными, приведенными на фиг. 230. Все точки, соответствующие результатам измерения этим методом на следах довольно большого числа ядер с зарядом $4 \leqslant Z \leqslant 8$, группируются в верхнем углу диаграммы.

Причина плохой дискриминации при измерении полного почернения, образуемого следами более легких ядер, становится ясной при рассмотрении фото 173 и 174. Почернение вызывается главным образом основным „стволом" следа, размеры которого изменяются очень мало при переходе от бериллия к кислороду. Хотя вклад в полное почернение, вызываемый δ-электронами, изменяется как Z^2, он остается малым. Однако для ядер с зарядом $Z > 12$ и при условии, что измеряется почернение, вызываемое на расстояниях до 2 μ по обе стороны от траектории частицы, полное почернение сильно изменяется с возрастанием Z приблизительно как $Z^{1,5}$.

Если в качестве другого возможного способа измерять почернение за пределами основного „ствола" следа, например, на расстояниях от 0,6 до 1 μ от траектории частицы, то будет наблюдаться быстрое усиление почернения с увеличением Z. Однако для малых значений Z этот эффект мал по сравнению с неконтролируемыми флуктуациями фона, поэтому такой метод оказался полезным лишь для ядер с зарядами $Z > 8$. Ввиду наличия изложенных трудностей были разработаны другие методы, перечисленные ниже.

а) „Профиль" почернения, вызываемого следами тяжелых ядер. Форма кривой распределения плотности почернения следа, определяемая путем измерений с узкой щелью на различных расстояниях от оси следа (см. стр. 90), позволяет сделать некоторые выводы о распределении проявленных зерен серебра вокруг траектории частицы. Однако следует отметить, что наблюдаемое почернение определяется не только зернами серебра, лежащими в фокальной плоскости объектива. Действительно, рассмотрим схему прохождения света, попадающего в фотоумножитель из объектива (фиг. 233). Предположим, что зерна полностью поглощают падающий на них свет, т. е. не происходит ни отражения, ни рассеяния света, и что интенсивность света уменьшается только вследствие наличия проявленных зерен. При этих условиях зерна, расположенные в плоскостях AB и CD, вносят свой вклад в рассеяние света, хотя



Фиг. 233. Почернение, обусловленное проявленными зернами серебра, расположенными вне фокальной плоскости объектива.

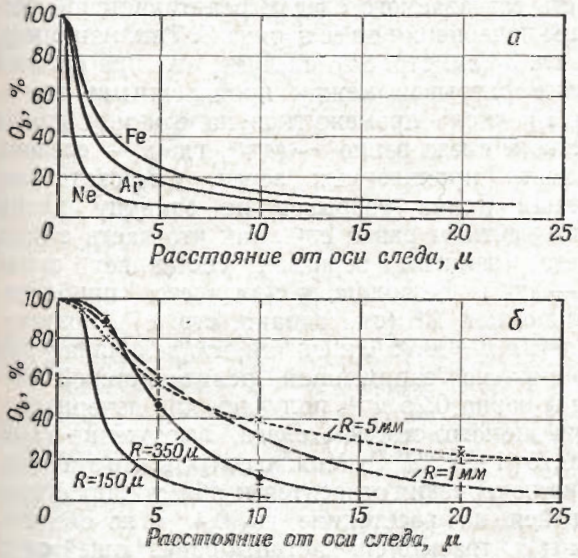
их влияние становится все меньше по мере увеличения расстояния от фокальной плоскости объектива. Рассмотрим более подробно слой зерен, расположенный на расстоянии h над центром поля в фокальной плоскости. Почернение, которое эти зерна вызывают, будет пропорциональным средней плотности зерен в этом слое, причем усреднение должно проводиться для той части слоя, которая пересекается световым конусом.

Рассмотрим при введенных выше упрощающих предположениях почернение, вызываемое следом, параллельным плоскости эмульсии и наблюдаемым через узкую щель, которая движется поперек следа, но всегда остается параллельной ему. Если пренебречь статистическими флуктуациями и сжатием эмульсии после обработки, то можно допустить, что в любой плоскости, перпендикулярной следу, распределение зерен характеризуется круговой симметрией. Предположим, что плотность зерен на расстоянии r от оси следа равна $S(r)$. Вклад в уменьшение интенсивности света благодаря наличию зерен в кольце между r и $r + dr$ в том случае, когда микроскоп

сфокусирован на ось следа, дается соотношением $dI/I = -kS(r)dr$, где k — константа, зависящая от среднего размера проявленного зерна. Отсюда следует, что $I = I_0 e^{-k\int S(r)\,dr}$. Для данного конкретного положения микроскопа почернение, обусловленное следом, очень близко к тому почернению, которое наблюдалось бы в том случае, когда все зерна серебра в следе были бы спроектированы на плоскость, параллельную поверхности слоя и расположенную на глубине следа. При других положениях микроскопа, когда он сфокусирован не на ось следа, те же заключения будут справедливыми при условии, что апертура объектива мала. Они почти справедливы даже для объективов с большой апертурой. Пусть почернение определяется соотношением $O_b = (I_\infty - I)/I_\infty$, где I_∞ — полная интенсивность света в отсутствие почернения, а I — интенсивность прошедшего света. Тогда для положения микроскопа, при котором фокальная плоскость его объектива смещена относительно оси следа на расстояние x, почернение $O_b(x)$ приблизительно задается следующим соотношением:

$$O_b(x) = 1 - e^{-\alpha G(x)},$$

где $G(x)$ равно поверхностной плотности спроектированных зерен серебра, находящихся на расстоянии x от проекции оси следа, а α — константа. Следовательно, $-\ln[1 - O_b(x)] = \alpha G(x)$.



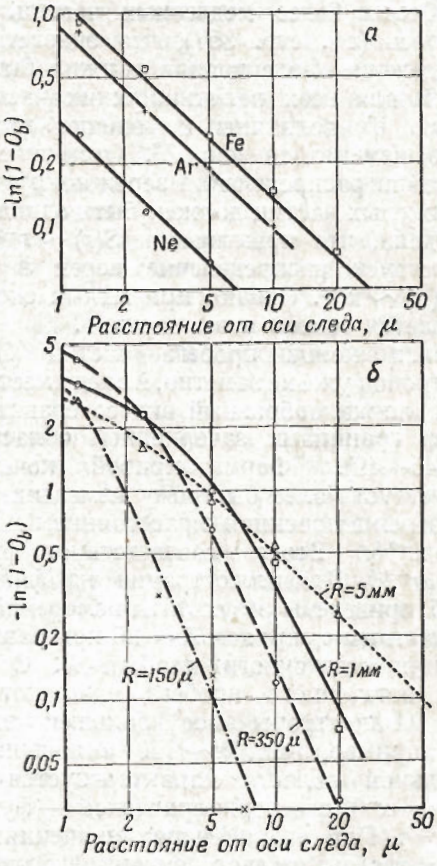
Фиг. 234. Зависимость величины почернения, вызываемого следами тяжелых ядер, от расстояния до траектории частицы.

Измерения были проведены со щелью, ширина которой соответствовала ширине 1μ в фокальной плоскости объектива. Результаты наблюдений нормировались таким образом, чтобы измерения вдоль оси каждого следа соответствовали 100%.

а — результаты измерений для следов ядер Ne, Ar и Fe, движущихся с релятивистскими скоростями.

б — аналогичные измерения для ядра Fe вблизи конца его пробега.

Это выражение упрощается в случае малого почернения, когда можно записать $O_b(x) \sim \alpha G(x)$. Если $S(r)$ представляется в виде $S(r) = kr^{-n}$, то можно показать, что в этом случае $G(x) = k^* x^{1-n}$, где коэффициент k^* не зависит от x до тех пор, пока след расположен в глубине эмульсии.



Фиг. 235. Результаты измерений, приведенных на фиг. 234, представлены в логарифмическом масштабе.

Величина $-\ln(1 - O_b)$, значения которой нанесены по оси ординат, приблизительно пропорциональна относительной площади, занимаемой в проекции зернами серебра, расположенными вокруг следа.

а — следы релятивистских ядер. Явно обнаруживается зависимость типа $1/x$, соответствующая распределению зерен серебра вокруг траектории частицы в эмульсии (до ее усадки) по закону r^{-2}.

б — следы медленных ядер железа вблизи конца их пробега. Хорошо видно, как быстро спадают кривые при уменьшении остаточного пробега R.

Однако следует отметить, что величина k^* будет зависеть как от степени проявления, так и от размера проявленных зерен. Поэтому она будет, как правило, изменяться в зависимости от глубины следа в эмульсии.

На фиг. 234,*а* и 235,*а* показаны результаты измерений „профиля" следов для трех релятивистских частиц с зарядом Z, равным соответственно ~ 26, ~ 18 и ~ 10. Из данных, приве-

денных на фиг. 235,*а*, видно, что для этих трех следов закон изменения величины $-\ln[1-O_b(x)]$, а следовательно, и $G(x)$ очень близок к зависимости типа $1/x$. Это свидетельствует о том, что в пределах экспериментальных ошибок для интервала x от ~ 1 до $\sim 20\mu$ имеет место зависимость $S(r) \sim r^{-2}$.

б) Следы более медленных частиц. Выше отмечалось (см. стр. 357), что энергетическое распределение δ-электронов должно быть одинаковым для всех релятивистских частиц независимо от величины Z, однако их число должно изменяться как Z^2. Отсюда следует, что и закон распределения зерен вокруг следов всех тяжелых частиц должен быть одинаковым. Мы видели, что практически $S(r) \sim r^{-2}$, чему соответствует распределение зерен в проекции $G(x) \sim x^{-1}$. Однако при малых скоростях наблюдается совсем иная картина.

Вблизи конца пробега частиц быстрых δ-электронов уже не заметно, и след имеет характерный кинжалообразный вид со сравнительно четкими границами зачерненной области (см. фото 45—49). Форма кривой почернения соответствует более быстрому изменению плотности зерен в проекции с расстоянием x от оси: $G(x) \sim x^{-2,6}$. Этому соответствует функция $S(r) = \alpha r^{-3,6}$. Для иллюстрации на фиг. 234,*б* и 235,*б* приведены результаты измерений вдоль следа частицы с зарядом $Z \sim 26$ при различных значениях остаточного пробега R. С увеличением остаточного пробега начинают появляться δ-электроны все большей энергии. Так, например, при $R \sim 150$ μ почернение в центральной области характеризуется функцией $G \sim x^{-1}$, а в периферической — функцией $G \sim x^{-2,6}$. При еще бо́льших значениях остаточного пробега область закона $1/x$ распространяется на бо́льшие расстояния от оси в соответствии с увеличением максимальной энергии δ-электронов $\omega_{\text{макс.}}$. При $R > 1$ *мм* нельзя больше заметить никаких эффектов, связанных с наличием граничного значения $\omega_{\text{макс.}}$. Результаты измерений для более легких ядер характеризуются аналогичными особенностями. В частности, для ядра кислорода отклонения от закона $1/x$ можно заметить при значениях R и x, примерно в 5 раз меньших, чем соответствующие значения для ядра железа.

Заметим, что ширина кинжалообразного следа, которая при любом значении остаточного пробега приблизительно равна максимальному пробегу испускаемых δ-электронов, зависит также от того факта, что направления вылета δ-электронов уже не перпендикулярны следу первичной частицы (как это наблюдается для релятивистских первичных частиц), а наклонены к нему под острыми углами. Для нерелятивистской частицы со скоростью β_1 угол φ вылета δ-электрона со скоростью β определяется соотношением $\cos\varphi = \beta/2\beta_1$. Таким образом, δ-электроны большей энергии вылетают вперед под меньшими углами к направлению следа первичной частицы, при этом ширина следа соответственно уменьшается.

Так как вне центрального ствола следа проявляется только небольшая часть зерен серебра, то плотность проявленных зерен на расстояниях r, бо́льших некоторого минимального значения, пропорциональна Z^2. На практике этот закон приблизительно выполняется уже при $r \gtrsim 1\mu$. Поэтому для релятивистских частиц величина $-\ln(1-O_b)$ может быть использована как мера Z^2. При меньших значениях r ($0{,}5 \leqslant r \leqslant 1\mu$) почернение почти полное; это объясняется очень большими значениями N_δ для релятивистских тяжелых частиц. Значения $r < \sim 0{,}4\,\mu$ соответствуют области непосредственной ионизации первичной частицей (с малой затратой энергии), и, как мы видели, в этом случае для $Z \geqslant 4$ в эмульсии G5 проявляются практически все зерна (при нормальном проявлении).

в) Эмпирическое выражение для почернения, обусловленного следом. Результаты, описанные выше, позволяют определить зависимость создаваемого следом релятивистской частицы почернения от ее заряда Z. Так, например, из гл. 3 (см. стр. 84) следует, что при средней длине разрывов между проявленными зернами $1/g$ число промежутков на единицу длины в стволе следа равно $\sim ge^{-gu}$, где u — средний диаметр проявленных зерен. Следовательно, полная длина разрывов на единицу длины пути частицы равна e^{-gu}, так что часть ствола следа, занятая зернами, составляет около $(1-e^{-gu})$. Величина g изменяется приблизительно как Z^2 (см., однако, стр. 87), поэтому, полагая $u = 0{,}75$ μ и считая, что величина g для однократно заряженной релятивистской частицы равна $0{,}25$ μ^{-1}, получаем для почернения, вызываемого стволом следа, выражение $O_b = 0{,}75\,(1-e^{-0{,}18Z^2})$. Можно считать, что эта величина почернения относится к области, простирающейся на расстояние до $0{,}4$ μ по обе стороны от траектории частицы, образующей след.

Рассмотрим теперь влияние δ-электронов на почернение в области между 0,4 и 2,5 μ от траектории частицы. Почернение в этой области определяется выражением

$$2\int_{0.4}^{2.5}(1-e^{-kZ^2/x})\,dx.$$

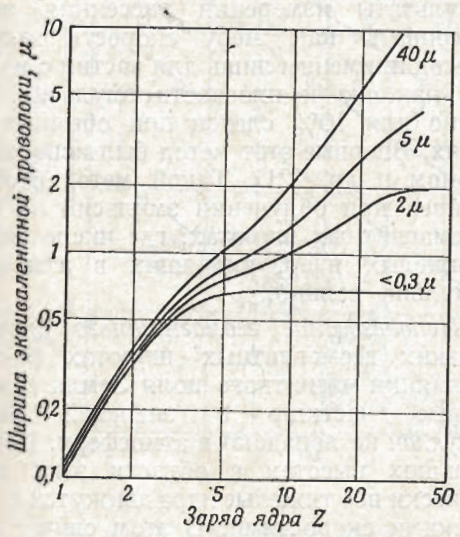
В первом приближении это дает

$$2\int_{0,4}^{2,5}\frac{kZ^2}{x}\,dx = 2kZ^2\ln\frac{25}{4}\cdot \qquad (16.3)$$

Почернение на расстоянии 1μ от траектории, вызываемое следом типичного ядра железа в эмульсии G5, составляет около 70%. Подстановка этого результата в равенство (16.3) показывает, что $k \sim (1/26)^2$. Отсюда следует, что вклад, вносимый δ-электронами, в случае щели шириной 5μ, центрированной по следу в фокальной плоскости, определяется величиной $5{,}4\cdot 10^{-3}\,Z^2$. Поэтому полное почернение, вызываемое как основным стволом следа, так и δ-электронами, дается выражением

$$O_b \approx a\,(1 - e^{-bZ^2}) + c\,Z^2, \qquad (16.4)$$

где $a = 0{,}75$, $b = 0{,}18$ и $c = 5{,}4\cdot 10^{-3}$. Соответствующая зависимость почернения от Z^2 показана на фиг. 236, где приведены результаты



Фиг. 236. Зависимость почернения в следах релятивистских частиц от заряда ядра Z, определенная по полуэмпирическому соотношению (16.4).

Цифры у кривых соответствуют разным значениям ширины щели. Подразумевается, что щель всегда расположена вдоль оси следа. Почернение выражено в единицах ширины эквивалентной проволочки. На первый взгляд может показаться, что щель шириной 40μ позволила бы идентифицировать частицы по всему спектру зарядов. Практически же это неосуществимо из-за больших флуктуаций, вызываемых изменениями фоновой интенсивности. Так, например, след частицы с зарядом $Z = 10$ эквивалентен проволочке шириной около 2μ. Однако такая проволочка приведет к уменьшению интенсивности прошедшего света всего лишь на 5%. Для более узких щелей почернение соответственно увеличивается, однако при этом пропадает возможность дискриминировать следы при $Z > 4$.

Аналогичные результаты были описаны Неем [29].

для щелей разной ширины. Видно, что разрешение по Z в области $4 \leqslant Z \leqslant 10$ оказывается недостаточным.

г) Определение заряда Z фотометрическим способом. При проведенном выше рассмотрении неявно предполагалось следующее: во-первых, зерна поглощают падающий на них свет без рассеяния; во-вторых, никаких других рассеивающих центров в эмульсии нет, т. е. нет других проявленных зерен и вуали. При этих условиях и в отсутствие дифракции четко сфокусированные зерна казались бы черными независимо от того, на какой глубине эмульсии они расположены. На самом же деле, в обычных условиях просмотра контрастность изображения становится значительно меньшей с увеличением глубины. Это объясняется в основном рассеянием света в среде над зернами. Как мы видели выше (см. стр. 90), количество рассеянного света может быть сильно уменьшено, если ограничиться освещением небольшого участка в фокальной плоскости, непосредственно примыкающего к следу. Однако и в этом случае подобный эффект в значительной степени остается.

Рассеяние в среде, расположенной над следом, приводит к почти равномерному уменьшению степени контраста изображения зерен, расположенных в непосредственной близости от следа, так как большинство рассеянного света поступает в результате рассеяния на центрах, сравнительно далеких от следа. Таким образом, изображения зерен в стволе следа и зерен, расположенных в нескольких микронах от него, подвергаются почти одинаковому изменению.

Эти трудности усложняют проблему определения величины Z по видимому почернению, образуемому следом. Так, например, мы видели, что почернение, измеряемое узкой щелью на фиксированном расстоянии x от оси следа, должно быть пропорционально Z^2. В идеальных условиях можно было бы определить Z по измерениям величины $(I_\infty - I_x)/I_\infty$, где I_x — интенсивность света, проходящего на расстоянии x, а I_∞ — аналогичная величина для существенно большего расстояния, т. е. такого, при котором след уже не вызывает никакого заметного почернения, но еще не сказываются эффекты, связанные с изменением общей прозрачности среды при перемещении по пластинке.

Однако экспериментально найдено, что величина $(I_\infty - I_x)/I_\infty$ для определенного следа изменяется в результате изменений контраста эмульсионных слоев одной и той же стопки, а также при изменении глубины в пределах одного эмульсионного слоя. Поэтому необходимо принять некоторый способ нормировки данных. Для этой цели было бы очень желательно иметь в эмульсии полностью непро-

зрачный объект, такой, например, как проволочка, и измерить количество света в месте ее изображения. Для этой цели на практике удобно измерять интенсивность I_c в месте изображения ствола следа, т. е. при $x = 0$, и определять величину $(I_\infty - I_x)/(I_\infty - I_c) = x$. Было установлено, что величина x почти не зависит от оптических условий и поэтому может быть использована как мера заряда Z. При этом точное соотношение между ними еще подлежит определению.

С точки зрения определения Z, недостатком описанного здесь метода является несоответствие значения I_c полному поглощению света стволом следа; этот факт должен быть каким-то образом учтен.

В том, что стволы следов более легких ядер являются до некоторой степени прозрачными, можно убедиться на тех наблюдаемых иногда случаях, когда одно из более тяжелых ядер расщепляется в эмульсии и в результате образуется вторичное ядро с зарядом $Z \sim 8$. Последнее может быть идентифицировано по счету δ-электронов или другими методами. В таком случае можно определить величину $(I_\infty - I_c)/I_\infty$ для обоих типов ядер почти в одинаковых условиях. Аналогичные измерения могут быть проведены вдоль следов генетически не связанных ядер, которые случайно проходят близко друг от друга. В результате таких измерений в эмульсии G5 среднее значение $(I_\infty - I_c)/I_\infty$ получается равным $\sim 0{,}45$ для ядер кислорода и $\sim 0{,}75$ для наиболее тяжелых из зарегистрированных ядер. Зарядовый спектр, основанный на измерениях подобного типа вдоль следов 156 частиц с зарядами $Z \geqslant 8$, показан на фиг. 248 (стр. 385).

Средние значения величины $(I_\infty - I_c)/I_\infty$, приведенные на фиг. 248, позволяют оценивать степень почернения ствола следов более легких ядер в предположении, что ствол следа любого более тяжелого ядра полностью непрозрачен. Так, например, для кислорода среднее почернение ствола оценивается как $\sim 0{,}45/0{,}75 \sim 0{,}60$.

§ 5. Определение скорости тяжелых ядер

Поскольку плотность δ-электронов на следе задается соотношением $N_\delta \sim Z^2 f(v)$, то для определения заряда, помимо ионизации, нужно знать скорость частицы. Для этой цели может быть использовано несколько способов.

С помощью соответствующих измерений ионизации и скорости могут быть определены заряды отдельных ядер. Ввиду того, что вопрос о „зарядовом спектре" первичных частиц существенным образом связан с проблемой происхождения космического излучения, было проведено много экспериментов по определению этого спектра. Типичные результаты, основанные на различных методах, показаны на фиг. 245—250 (см. также стр. 383 и далее). Данные о скорости тяжелых ядер можно получить на основании нижеследующих измерений.

1. Измерения пробега. При экспозициях на больших высотах значительное число первичных тяжелых ядер имеет столь малые энергии, что эти частицы могут останавливаться в стопке, и в результате можно измерить их пробеги. Полагая $A = 2Z$, можно из измерений N_δ при заданном значении остаточного пробега определять Z таким же способом, какой был применен при измерениях вдоль следов однократно заряженных частиц методом (g, R) (см. стр. 117).

3. Измерения рассеяния. Параметр рассеяния частицы с зарядом Z и массой M определяется соотношением $\bar{\alpha} = KZ\sqrt{1-\beta^2}/Mv^2$. Если опять положить, что $A = 2Z$, $M = Am_p = 2Zm_p$, то результаты измерения рассеяния можно рассматривать как меру скорости частицы. Этот метод применим лишь для частиц с малыми углами наклона к плоскости эмульсии, т. е. примерно для 10% следов при обычных экспозициях. Впервые этот метод был использован Дайнтоном и др. [21]. Такой метод особенно эффективен при облучении эмульсий на высоких геомагнитных широтах, где число медленных тяжелых ядер, входящих в атмосферу, относительно велико.

3. Использование геомагнитного „порога". На низких геомагнитных широтах ($\lambda < 40°$) из-за влияния магнитного поля Земли тяжелые первичные частицы с энергией меньше 1 *Бэв/нуклон* не попадают в атмосферу. Поэтому на больших высотах в области этих широт практически все тяжелые ядра движутся с релятивистскими скоростями. В этом случае измерения N_δ или ионизации позволяют определить заряд частицы (см. Брадт и Питерс [24]). Для значений $\beta > 0{,}75$ плотность зерен и плотность δ-электронов следа практически не зависят от скорости частицы (фиг. 237). При использовании этого метода важно помнить, что иногда во время подъема в стопку могут попасть относительно медленные осколки.

4. Исследование ядерных взаимодействий. Если первичная частица на своем пути в эмульсии испытывает ядерное столкновение, то по характеристикам возникающего расщепления можно иногда делать определенные заключения об ее скорости. Используемые в таких случаях методы подробно описываются ниже (см. стр. 366 и далее).

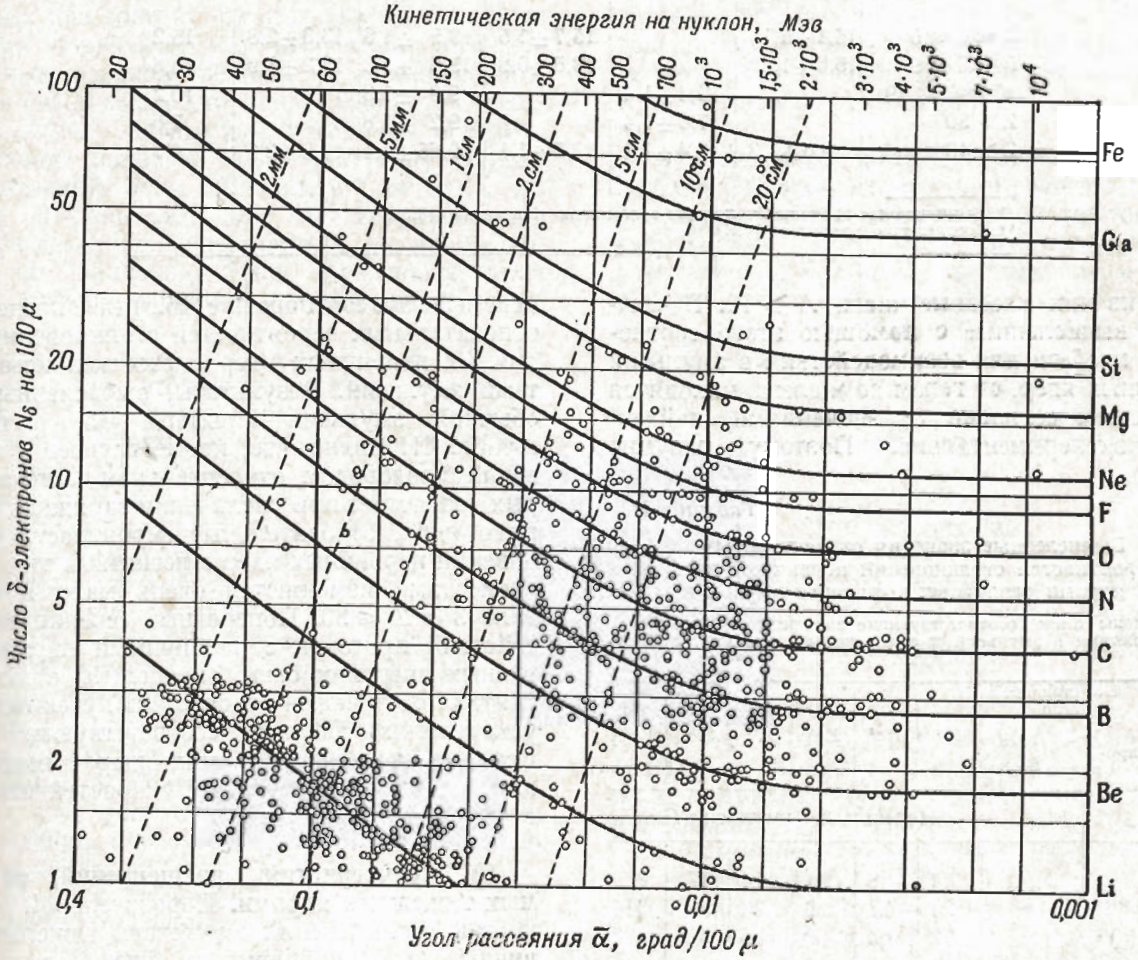
§ 6. Расщепления быстрых тяжелых ядер

а) Пробег для взаимодействия. Путем продолжения следов тяжелых первичных ядер от точки их входа в стопку до выхода из стопки или до точки взаимодействия с ядрами может быть определено значение пробега для взаимодействия. Хотя статистический вес первых измерений был небольшим и заряд частиц Z определялся с некоторой неопределенностью, между результатами различных лабораторий в общем наблюдалось согласие. Эти результаты указывали на то, что пробег для взаимодействия существенно не меняется с изменением энергии. В табл. 40 собраны результаты нескольких работ. Авторы этих работ исследовали также характеристики расщеплений, вызываемых ядрами высокой энергии.

Поперечное сечение для взаимодействия налетающего ядра радиусом R_i с ядром-мишенью радиусом R_t можно выразить с помощью полуэмпирического соотношения, выведенного Брадтом и Питерсом [24]:

$$\sigma = \pi (R_t + R_i - R)^2, \qquad (16.5)$$

где $R_{t,i} = R_0 A_{t,i}^{1/3}$. Предполагая, что $R_0 = 1{,}45 \times 10^{-13}$ *см*, можно определить R из сравнения экспериментальных результатов с вычисляемыми. Было найдено, что при $R = 1{,}17\ R_0$ соотношение (16,5) выполняется с точностью около $\pm 15\%$ для всех частиц, если при этом у одного из взаимодействующих ядер или у



Фиг. 237. Результаты измерений величин $\bar{\alpha}$ и N_δ вдоль следов тяжелых ядер, зарегистрированных в фотопластинках, экспонированных на больших высотах на геомагнитной широте $55^0 N$ [18].

Штриховые кривые соответствуют постоянным значениям остаточного пробега частиц с различными зарядами. Сплошными кривыми показана ожидаемая зависимость N_δ от $\bar{\alpha}$ для частиц с различными зарядами. На верхней шкале указаны значения кинетической энергии на нуклон.

Таблица 40

Пробег для взаимодействия (в *см*) для различных тяжелых ядер в эмульсии G5 ($\rho = 3{,}82$ *г/см*^{3}) по данным разных авторов

Заряд	Каплон и др. [30]	Раджападхай и Уоддингтон [31]	Честер и др. [32]	Фаулер и др. [33]	Энглер и др. [34]	Вычисленные значения*
$3 \leqslant Z \leqslant 5$	$16{,}1 \pm 5{,}1$		$15{,}7 \pm 1{,}5$	$13{,}5 \pm 1{,}6$	$13{,}3 \pm 2{,}8$	15,2
$6 \leqslant Z \leqslant 9$	$15{,}6 \pm 1{,}6$**		$13{,}5 \pm 0{,}9$	$13{,}6 \pm 1{,}0$	$13{,}2 \pm 1{,}9$	13,4
$10 \leqslant Z \leqslant 19$		$10{,}4 \pm 1{,}4$		$9{,}9 \pm 1{,}3$		10,2
$Z > 20$		$7{,}0 \pm 1{,}4$		$9{,}2 \pm 1{,}8$		7,6
$Z > 10$	$9{,}6 \pm 1{,}3$	$9{,}4 \pm 1{,}1$	$11{,}5 \pm 1{,}1$	$9{,}65 \pm 1{,}1$	$10{,}9 \pm 2{,}9$	9,7

* Вычисленные значения получены с помощью равенства (16.5).
** Соответствует зарядам $6 \leqslant Z \leqslant 10$.

обоих из них массовые числа $A > 12$. В частности, вычисленные с помощью этого соотношения пробеги для взаимодействия в эмульсии различных ядер, от гелия до железа, находятся в хорошем согласии со значениями, найденными экспериментально. Поэтому разумно использовать соотношение (16.5) для определения относительных вероятностей столкновения различных первичных ядер с разными компонентами эмульсии. Результаты, вычисленные для обычной эмульсии Ильфорд G5, включены в табл. 41. Видно, что, кроме случаев столкновений с водородом, относительная частота которых возрастает при увеличении заряда налетающего ядра, относительные вероятности столкновений первичных ядер с легкими и тяжелыми элементами изменяются очень мало в интервале $3 \leqslant Z \leqslant 30$. Поперечные сечения взаимодействий протонов с различными ядрами при разных энергиях были определены в экспериментах с пучками частиц, полученными на ускорителях. Поэтому соответствующие сечения для столкновений этих ядер с водородом для тех же относительных скоростей известны с хорошей точностью.

Таблица 41

Вычисленные значения относительных вероятностей столкновений первичных ядер с ядрами различных компонент эмульсии

Приведены также соответствующие значения пробега для взаимодействия в эмульсии и аналогичные значения для воздуха.

Налетающее ядро / Ядро-мишень	H^1	He^4	Be^9	N^{14}	Si^{28}	Fe^{56}
	Нормальная эмульсия G5					
H	4	8	11	14	17	20
C, N, O (S)	24	28	29	30	31	31
Ag, Br (J)	72	64	60	56	52	49
Пробег для взаимодействия, *см*	28	20	15	13	9,7	7,1
	Эмульсия G5 × 2 гель					
H	6	12	16	20	23	27
C, N, O (S)	38	40	41	42	41	40
Ag, Br (J)	56	48	43	38	36	33
Пробег для взаимодействия в эмульсии, *см*	33	22	16	14	9,8	7,0
Пробег для взаимодействия в воздухе, *г/см*^{2}	72	45	33	28	20	14

б) Характеристики расщеплений, образуемых тяжелыми ядрами. Поразительной особенностью столкновений с участием тяжелых первичных ядер является то, что в результате таких столкновений часто вылетают быстрые вторичные тяжелые ядра или несколько α-частиц. Кроме того, ядра с $Z \geqslant 2$ никогда не испускаются с релятивистскими скоростями при столкновениях быстрых протонов. Поэтому разумно предположить, что быстрые тяжелые вторичные частицы составляют часть налетающего ядра и являются его осколками; по-видимому, они образуются при периферических столкновениях двух ядер, причем во взаимодействии участвуют только немногие нуклоны быстрой первичной частицы или ядра-мишени. При таких столкновениях может случиться, что основные группы нуклонов взаимодействующих ядер возбуждаются слабо, и они не могут распасться. В результате тяжелые ядерные

осколки вылетают после столкновения со скоростью, мало отличающейся от скорости налетающей частицы. В то же время осколку ядра-мишени сообщается небольшая скорость, поэтому он останавливается в эмульсии, также не подвергаясь разрушению.

Однако при лобовых соударениях оба ядра могут полностью распасться на нуклоны, из которых они состоят (см. фото 183 и 188). Если энергия первичной частицы, сталкивающейся подобным образом, велика, то может образоваться очень много вторичных продуктов (мезонов и других частиц) ввиду того, что при этом происходит большое число нуклон-нуклонных столкновений. Этим объясняется тот факт, что самые большие „звезды", зарегистрированные в эмульсиях, экспонированных во время полетов на баллонах, были образованы тяжелыми ядрами первичного космического излучения.

Состав, а также энергетические и угловые распределения вторичных частиц, возникающих в расщеплениях, образуемых в эмульсии при ядерных столкновениях протонов и нейтронов, хорошо известны (см. гл. 13). Представляется разумным предположить, что при столкновениях двух тяжелых ядер продукты расщепления каждого ядра в его собственной системе отсчета будут такими же, как при столкновении с несколькими протонами, движущимися со скоростями, равными скорости движения первичной частицы. Если это действительно так, то характеристики расщеплений в эмульсии, вызываемых отдельными протонами, могут быть использованы для интерпретации расщеплений, образуемых более тяжелыми ядрами.

Как уже обсуждалось в гл. 13, продукты расщеплений, образуемых протонами, целесообразно разбить на четыре типа.

1. Частицы „испарения" („черные" следы). Эти частицы испускаются изотропно в системе центра инерции „испаряющегося" ядра (см. стр. 274 и далее). Такие частицы могут быть однократно или двукратно заряженными. Их средняя кинетическая энергия составляет ~ 12 *Мэв*.

2. Частицы отдачи („серые" следы). Эти частицы являются почти исключительно однократно заряженными; большинство из них — протоны. Число их составляет $\sim 30\%$ числа частиц „испарения", а энергии заключены в интервале от 25 до 400 *Мэв*. Частицы отдачи могут образоваться и с большей энергией, но такие частицы встречаются уже редко, обычно они классифицируются как ливневые частицы. Угловое распределение частиц отдачи, которое значительно отличается от изотропного распределения, показано на фиг. 171.

3. Ливневые частицы. При расщеплениях, образуемых протонами и нейтронами, ливневые частицы являются в основном π-мезонами. Лишь $\sim 10\%$ из них являются протонами и K-мезонами.

4. Остаточные ядерные осколки. Как уже указывалось (см. стр. 286), среднее значение энергии вылетающих осколков в собственной системе отсчета налетающего ядра приблизительно равно средней энергии отдельных осколков, вылетающих при „испарении" ядра, т. е. составляет ~ 8 *Мэв*.

в) Угловые распределения вторичных частиц. Наблюдаемые характеристики расщеплений, образуемых в эмульсии быстрыми протонами и нейтронами, могут быть использованы при рассмотрении частиц, связанных как с „испарением", так и с отдачей и возникающих в результате столкновений быстрых тяжелых ядер в эмульсии. В лабораторной системе угловое распределение вторичных частиц, испущенных изотропно в системе центра инерции движущейся первичной частицы, определяется соотношением

$$\sqrt{\overline{\theta^2}} = \sqrt{\frac{2\,\overline{v^2}}{3\,\overline{p^2}}}\ рад, \qquad (16.6)$$

где $\sqrt{\overline{\theta^2}}$ — среднеквадратичное значение угла между направлениями движения частиц некоторой группы и направлением движения родительской частицы, $\sqrt{\overline{v^2}}$ — среднеквадратичное значение скорости движения частиц в группе, в системе центра инерции родительской частицы, p — импульс, приходящийся в среднем на один нуклон первичного ядра и выраженный в единицах m_0c, где m_0 — масса нуклона.

Соотношение (16.6) можно применять для групп вторичных частиц различных типов. Предположим, например, что среднее значение энергии вторичных ядер гелия в системе центра инерции составляет ~ 12 *Мэв*. В таком случае $\sqrt{\overline{\theta^2}} = 0{,}06/p$ *рад*. Аналогичным образом, если предположить, что средняя энергия протонов равна 12 *Мэв* в системе центра инерции, то можно получить, что в лабораторной системе большинство из них будет сконцентрировано в „конусе" с половинным углом при вершине $\sim 0{,}12/p$ *рад*. Однако для однозарядных частиц этот результат основан лишь на рассмотрении частиц, связанных с „испарением", без учета частиц отдачи, выбиваемых из первичного ядра при столкновении с нуклонами-*мишенями*. Эти частицы отдачи вылетают в системе центра инерции преимущественно назад и образуются в заметных количествах. В результате, хотя величина $\overline{\theta^2}$,

определяемая выражением (16.6), еще остается справедливой, соответствующее значение $\overline{v^2}$ должно быть увеличено в несколько раз. В лабораторной системе следы этих частиц отдачи располагаются под бо́льшими углами, чем следы частиц „испарения" из первичного ядра. Вообще говоря, эти два типа частиц неотличимы друг от друга, поэтому значение $\overline{\theta}$ соответственно возрастает. Встречающиеся ядра гелия (как He^3, так и He^4) почти всегда являются частицами „испарения". При расщеплениях, вызываемых быстрыми протонами, они очень редко испускаются с энергиями больше 100 *Мэв*. Средняя энергия этих частиц мала, хотя точно и не известна. Наиболее вероятное значение энергии осколков гелия, испускаемых из ядер эмульсии, составляет ~ 12 *Мэв*.

Второй характерной особенностью осколков первичного ядра является то, что их скорости обычно не очень сильно отличаются от скорости первичного ядра. Разброс значений импульсов, приходящихся в среднем на один нуклон, вокруг средней величины в первом приближении определяется соотношением $\Delta p/p \sim v/u$, где v — скорость осколка в системе центра инерции первичного ядра, движущегося со скоростью u. Из этого соотношения следует, что разброс в значениях импульсов тех α-частиц, которые являются осколками первичных релятивистских ядер, составляет $\sim 8\%$. С другой стороны, для протонов и нейтронов даже тогда, когда рассматриваются только частицы „испарения", разброс импульсов составляет $\sim 16\%$. Для первичных частиц меньшей энергии разброс импульсов становится еще больше для всех типов частиц, поэтому оценки энергии первичных частиц на основании угловых распределений и скорости вторичных осколков являются соответственно менее точными. У любого тяжелого осколка значение энергии на один первичный нуклон будет, как правило, ближе к соответствующему значению для первичной частицы, чем у более легких осколков, и вылетать он будет под меньшими углами к направлению первичной частицы (см. табл. 43).

В случае столкновений первичных ядер с меньшей энергией, например с энергией меньше 400 *Мэв/нуклон*, вторичные α-частицы нельзя больше разбить на две четко различающиеся группы частиц, которые характеризовались бы разными углами вылета и энергиями и относились соответственно к налетающему ядру и ядру-мишени. Кроме того, поскольку ионизация осколков с определенным зарядом зависит как от Z, так и от v, наблюдаемое значение N_s или плотности зерен не служит больше однозначной мерой заряда ядра. В результате становится трудно идентифицировать заряд частицы, поэтому оценки относительных вероятностей различных типов распада на осколки становятся ненадежными.

На фиг. 238 показаны результаты измерений угловых распределений быстрых α-частиц и более тяжелых ядерных осколков, вылетевших при расщеплениях, образованных в эмульсии тяжелыми первичными частицами. Эмульсии облучались космическими лучами на глубине 7 *г/см²* воздуха в Северной Италии. Можно заметить, что в случае более тяжелых первичных ядер вторичные α-частицы характеризуются более широким угловым распределением, чем соответствующие распределения для более легких первичных ядер. В настоящее время можно считать почти установленным, что распределения первичных частиц по значениям энергий на один нуклон и по скоростям очень похожи для всех тяжелых ядер ($Z \geqslant 3$).

Таблица 42

Относительные вероятности появления релятивистских α-частиц при фрагментации различных ядер в эмульсии

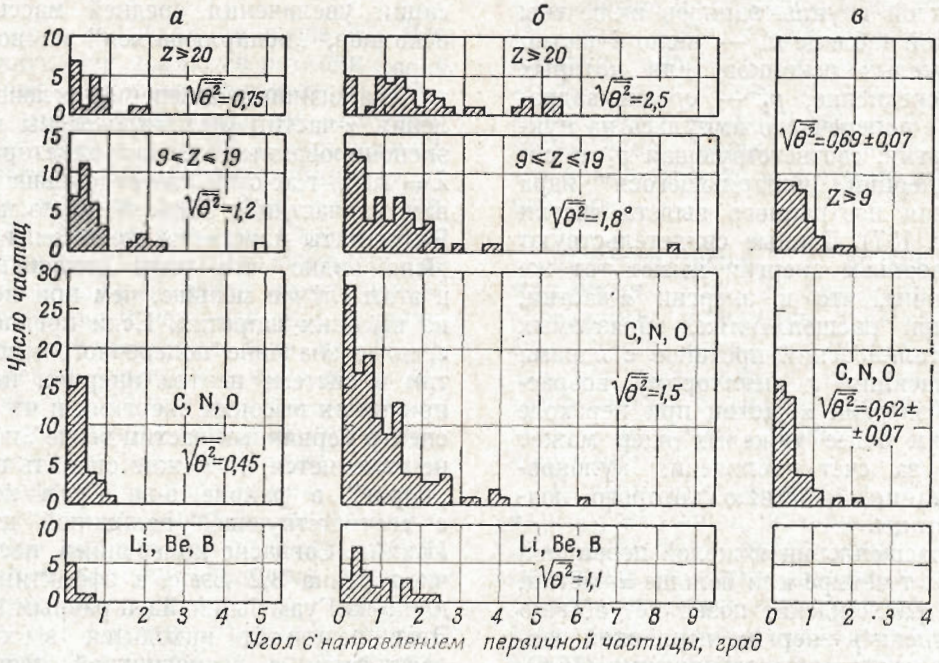
Данные основаны на исследовании 770 случаев ядерных взаимодействий тяжелых релятивистских первичных частиц.

$\overline{N}_\alpha$ — среднее число быстрых вторичных α-частиц, $\bar{f}$ (α) — доля столкновений, в результате которых появляются быстрые вторичные α-частицы.

Тип первичного ядра	Число быстрых вторичных α-частиц N_α							$\overline{N}_\alpha$	$\bar{f}(\alpha)$, %
	0	1	2	3	4	5	6		
Li, Be и B	96	60	16	0	0	0	0	0,53	44
C, N, O	193	100	57	26	0	0	0	0,78	49
F^9—K^{19} включительно	67	58	29	14	6	3	0	1,11	62
Ca^{20} и более тяжелые ядра	11	10	9	5	2	3	0	1,65	72

Правда, при прохождении через слой воздуха, расположенный над фотоэмульсией, энергия тяжелых первичных частиц уменьшалась в большей степени, чем энергия более легких частиц. Однако в рассматриваемых экспериментах этот эффект был мал, поэтому с его помощью можно было объяснить лишь небольшую часть увеличившегося расхождения между результатами для вторичных α-частиц и более тяжелых ядер.

При условиях тех экспозиций, которым соответствуют приведенные выше результаты (см. фиг. 238), были определены энергетический спектр и граница геомагнитного „обрезания"; таким образом, стали известны подставляемые в соотношение (16.6) эффективные значения $p_{эфф.}$ для каждой группы зарядов в предположении, что спектр скоростей в верхних слоях атмосферы идентичен для всех частиц



Фиг. 238. Угловые распределения α-частиц и более тяжелых осколков, образующихся при фрагментации ядер с различными зарядами Z.

а и *б* — измерения в пластинках, экспонированных в Северной Италии ($\lambda = 45°$), где измеренное значение „порога" равно 1,5 *Бэв/нуклон*; *в* — измерения в пластинках, экспонированных на о-ве Гуам ($\lambda = 10°$).

в — угол наклона следа вторичной частицы к направлению движения первичной частицы в пространстве (не в проекции).

Видно, что угловые распределения тяжелых осколков намного уже, чем соответствующие распределения α-частиц. Кроме того, распределения α-частиц при экспозиции на о-ве Гуам получились более узкими, чем в Северной Италии, поскольку средняя энергия частиц возрастает с приближением к экватору.

Таблица 43

Поперечные импульсы α-частиц, испускаемых при взаимодействиях

	α-частицы				Тяжелые осколки	
	L	*M*	*H*	*VH*	*M*	*H**
$p_{эфф.}$ *Мэв/с*	3310	3220	3010	2740		2920
n_α	25	121	67	43	37	50
$\sqrt{\overline{\theta^2}}$, *град*	1,1±0,14	1,47±0,11	1,83±0,18	2,52±0,26	0,48±0,06	1,14±0,13
p_t, *Мэв/с*	64±8	83±6	96±10	120±13		
E_t, *Мэв*	13	22	30	47		

с зарядами $Z \geqslant 3$. В результате можно было вычислить среднюю энергию вторичных α-частиц в лабораторной системе первичного космического излучения E_α. Соответствующие значения для каждой группы зарядов включены в табл. 43. В этой таблице n_α — число α-частиц или более тяжелых осколков, для которых проводилось усреднение, p_t — среднеквадратичное значение поперечного импульса на нуклон; E_t — энергия, соответствующая p_t в системе центра инерции „испаряющегося" ядра в предположении изотропного вылета частиц (см. также фиг. 137). Данные свидетельствуют о том, что указанные энергии имеют тот же порядок величины, что и энергии α-частиц, вылетающих при расщеплениях, образуемых в результате столкновений протонов с ядрами эмульсии. Тенденция к некоторому возрастанию средней энергии α-частиц при переходе к столкновениям более тяжелых ядер может быть отнесена за счет увеличения кулоновского отталкивания, действию которого подвержены α-частицы.

Если при расщеплении тяжелой первичной частицы вылетают четыре или больше α-частиц, то их угловое расхождение позволяет обычно приближенно оценить энергию первичной частицы путем использования соотношения (16.6). Однако иногда этот способ приводит к большому завышению первичной энергии ввиду того, что некоторые α-частицы вылетают после столкновения с очень малыми поперечными импульсами. Наиболее вероятно, что это происходит в тех случаях, когда „родительское ядро" полностью „испаряется" на отдельные нуклоны и α-частицы без образования остаточного ядра. Влияние кулоновского отталкивания на процесс испускания α-частиц в таких случаях сильно уменьшается (см. фото 180).

В тех случаях, когда испускаются только три α-частицы, результаты оценок первичной энергии подвержены большим статистическим флуктуациям, поскольку одна из α-частиц, возникшая в процессе „испарения" ядра-мишени, может случайно вылететь под малым углом к направлению полета первичной частицы.

Угловые распределения осколков с зарядами $Z \geqslant 3$, образующихся при столкновениях тяжелых ядер, приведены на фиг. 238. В соответствии с меньшими скоростями этих частиц в системе центра инерции они имеют тенденцию к вылету под меньшими углами к направлению движения первичной частицы. Для этих частиц найдено также, что их среднеквадратичный угол отклонения больше для более тяжелых первичных ядер. Этот эффект может быть приписан тому, что в последнем случае испускается большее число частиц „испарения" и с более высокой средней энергией. В результате поперечный импульс может увеличиться в большей степени, чем это необходимо для компенсации увеличения средней массы вторичных осколков, „испаряющихся" из возбужденного ядра.

Аналогичные измерения углового распределения α-частиц были проведены в эмульсиях, экспонированных вблизи экватора (о-в Гуам, $\lambda = 10°$), где отсутствует бо́льшая часть первичных частиц с наиболее низкими энергиями. Результаты измерений приведены на фиг. 238. Ясно видно, что углы отклонения α-частиц в этом случае меньше, чем при исследованиях на высоких широтах. Если предположить, что среднее значение поперечного импульса α-частиц в системе центра инерции не изменяется при таких высоких энергиях и что импульсный спектр первичных частиц выше „порога" также не изменяется, то можно оценить геомагнитный „порог" в районе о-ва Гуам по сравнению с соответствующей величиной для Северной Италии. Согласно измерениям, последняя величина равна 3,2 *Бэв/с*, а эффективный „порог" для о-ва Гуам был найден равным $9 \pm 0{,}7$ *Бэв/с*. Этот результат находится в хорошем согласии как с геомагнитной теорией, так и с результатами измерений потока α-частиц и тяжелых первичных частиц, описанными ниже (см. стр. 381 и 382).

г) Расщепления, обусловленные электромагнитными взаимодействиями. При столкновениях ядер, помимо процессов, связанных с чисто ядерными силами, могут возникать также расщепления в результате электромагнитных взаимодействий между частицами, когда виртуальный фотон одного из двух сталкивающихся ядер поглощается другим ядром. По методу Вильямса—Вейцзекера фотонный спектр, эквивалентный налетающему ядру с зарядом Z_1 и массовым числом A_1, определяется приближенным выражением

$$N(k)\,dk = \frac{2}{\pi} Z_1^2 \alpha \left(\ln \frac{B\hbar c}{kb} - 0{,}4\right) \frac{dk}{k}, \quad (16.7)$$

где k — импульс фотона, α — постоянная тонкой структуры, $B = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, βc — скорость налетающей частицы, b — минимальный параметр столкновения, равный сумме радиусов сталкивающихся ядер (столкновения с меньшими параметрами классифицируются как ядерные). Это приближенное выражение спадает к нулю при $B/(kb) \to 0{,}5$. Для более точного выражения для спектра (см. Гайтлер [36]) быстрый спад наблюдается при $B/(kb) \to 1$. Это означает, что виртуальный фотонный спектр простирается вплоть

до $k \sim B\hbar c/b$, что составляет ~ 150 *Мэв* при $B = 3$ для случая двух легких ядер. Интенсивность спектра изменяется как Z^2 и для γ-квантов низкой энергии зависит от B лишь логарифмически.

Для фотонов с энергией не выше 40 *Мэв* основными процессами являются реакции (γ, p) и (γ, n). Сечения этих реакций имеют наибольшие значения при энергии γ-квантов ~ 20 *Мэв* для всех ядер. Полная площадь под кривой зависимости поперечного сечения реакции (γ, p) от энергии в области пика при ~ 20 *Мэв* равна около 150 *мбарн* $\times$ *Мэв* (см. Страух [37]).

При электромагнитных взаимодействиях тяжелых ядер виртуальный фотон может поглотиться как налетающей частицей, так и ядром эмульсии. Однако вероятность того, что будет расщеплено именно налетающее ядро из космического излучения, в 10 раз превышает вероятность расщепления какого-либо ядра эмульсии. Это объясняется тем, что поперечное сечение процесса, приводящего к поглощению γ-кванта ядром космического излучения, определяется соответствующим зарядом Z_i эмульсии, основной компонентой которой является серебро ($Z = 47$). При поглощении же фотонов ядрами эмульсии соответствующее значение Z_i определяется составом космического излучения ($Z_i \sim 8$).

Другие типы фоторасщеплений, такие, как реакция (γ, α) или реакции с испусканием двух или более частиц, осуществляются со значительно меньшей вероятностью, чем расщепления, рассмотренные выше. Поперечное сечение фотообразования мезонов также мало.

Особый интерес представляет собой реакция расщепления в эмульсии ядра углерода на три α-частицы без каких-либо признаков того, что в реакции образовались другие продукты ядра-мишени. На первый взгляд такое расщепление можно было бы приписать электромагнитному взаимодействию. Однако максимальное значение поперечного сечения такого процесса равно всего лишь $0{,}1 \cdot 10^{-27}$ *см*^{2} для кванта с энергией ~ 20 *Мэв*. Поэтому невероятно, чтобы расщепление релятивистского ядра углерода на три α-частицы без образования других связанных следов вызывалось кулоновским взаимодействием. Два подобных расщепления были обнаружены среди 770 „звезд", данные о которых приведены в табл. 41 и на фиг. 239.

Приведенные выше соображения показывают, что расщепления ядер космического излучения в результате кулоновского взаимодействия будут приводить в основном к испусканию из родительского ядра одиночного протона. Идентифицировать такой процесс обычно трудно, особенно в случае ядер с большими Z. Его можно будет заметить лишь в случае ядер гелия и лития, где удаление одного протона уже будет приводить к сильному изменению вида следов налетающей и вылетающей частиц. На фото 186*в* показано расщепление, при котором α-частица распадается на две однократно заряженные частицы. Такое явление можно было бы приписать кулоновскому взаимодействию, однако с равной вероятностью его можно отнести и к периферическому столкновению.

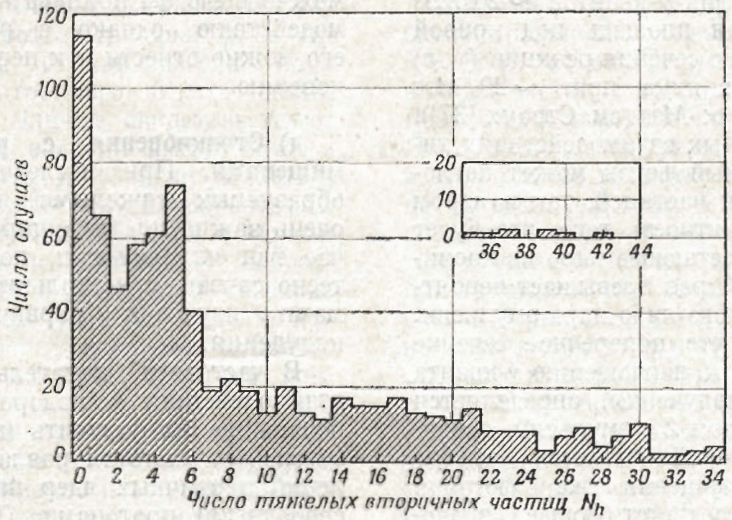
д) Столкновения с различными ядрами-мишенями. При исследовании расщеплений, образуемых тяжелыми ядрами в эмульсии, очень важно идентифицировать в каждом случае тип ядра-*мишени*, поскольку этот вопрос тесно связан с несколькими важными проблемами изучения первичного космического излучения.

В частности, желательно выделять случаи взаимодействия с водородом, поскольку это позволило бы получить информацию об относительных частотах различных типов расщеплений первичных ядер при столкновениях со свободными протонами. Принято считать, что водород является тем элементом, с которым наиболее часто сталкиваются частицы космического излучения в межзвездном пространстве. Знание результатов таких столкновений имеет большое значение, так как оно позволяет оценить те изменения в спектре масс первичного излучения, которые возникают во время длительного „блуждания" этих частиц в пределах Галактики или в пределах Солнечной системы, как это постулируется некоторыми теориями. Как видно из табл. 41, примерно 10% полного поперечного сечения взаимодействия более тяжелых первичных частиц при прохождении в эмульсии относится к атомам водорода. Таким образом, к решению этой проблемы в принципе можно подойти с помощью применения эмульсий.

Далее, расщепления при столкновениях с легкими элементами (C, N, O) будут очень похожи на расщепления, образующиеся при столкновениях с ядрами атомов воздуха. Как мы видели, подробное знание свойств столкновений в воздухе является существенным условием для определения состава первичных космических лучей на границе атмосферы, основывающегося на данных измерений интенсивностей различных компонент на высотах, достигаемых с помощью баллонов. Приведенные в табл. 41 данные показывают, что $\sim 30\%$ расщеплений в эмульсии должны относиться к столкновениям с ядрами C, N и O.

Приступая к анализу эффектов, связанных с различием ядер-мишеней, заметим, что вкладом электромагнитных процессов можно пренебречь, так как частота соответствующих случаев взаимодействия как для движущихся частиц, так и для ядер-мишеней составляет всего лишь $\sim 2\%$.

Из фиг. 239 следует, что частота событий с большими значениями N_h в рассматриваемом случае гораздо больше, чем при образовании „звезд" π-мезонами и нуклонами с энергией примерно 4 — 5 *Бэв* (см. табл. 26, 27; $n_s = 1, 2, 3$) или даже при образовании „звезд" первичными нуклонами с энергией в несколько тысяч



Фиг. 239. Распределение значений N_h для ~ 770 расщеплений, образованных в эмульсии тяжелыми релятивистскими первичными частицами, зарегистрированными при экспозиции в Северной Италии.

Наиболее существенная особенность этого распределения заключается в наличии двух максимумов (при $N_h = 0$ и $N_h \sim 5$) и резкого спада в области между $N_h = 5$ и $N_h = 7$ (ср. табл. 26, $n_s = 1$, 2 и 3 и фиг. 212, где приведены аналогичные результаты для расщеплений, вызываемых быстрыми протонами).

На фиг. 239 приведено распределение значений N_h (числа медленных сильно ионизующих частиц) для расщеплений, образующихся при столкновениях тяжелых первичных ядер в эмульсии. Значение N_h соответствует числу следов тех частиц, которые считаются испущенными из ядра-*мишени*. В это число не включаются α-частицы и любые более тяжелые осколки налетающей частицы. Все 770 случаев, результаты исследования которых представлены на фиг. 239, относились к взаимодействиям первичных частиц, движущихся с релятивистскими скоростями со средней энергией ~ 3 *Бэв* на нуклон. Они были обнаружены при просмотре, который проводился с целью определения среднего свободного пробега первичных частиц (см. стр. 366), и поэтому эффекты, связанные с дискриминацией при просмотре, должны быть малы. Однако, как упоминалось ранее, при таком просмотре могут часто пропускаться расщепления с $N_h = 0$, при которых от первичного ядра отщепляется один нуклон, особенно в тех случаях, когда ядро тяжелое, с зарядом $Z > 20$.

миллиардов электронвольт (см. фиг. 212). Видно также, что случаи с $N_h = 0$ являются наиболее вероятными. Имеется второй, четко выраженный пик при $N_h = 5$, после которого наблюдается резкий спад (при $N_h = 6, 7$). Эта вторая особенность возникает за счет столкновений с легкими ядрами эмульсии, которые вносят соответствующий вклад в распределение с максимумом при $N_h \approx 5$. Заметим, кстати, что подобный максимум отсутствует в табл. 26 и 27, где представлены аналогичные результаты для расщеплений, вызываемых π-мезонами и нуклонами, несмотря на то, что относительные числа расщеплений, образуемых при столкновениях с ядрами легких элементов, должны быть очень близки для обеих серий измерений. Эти эффекты, наблюдаемые в случае тяжелых первичных ядер, разумно отнести за счет того, что их столкновения с легкими ядрами часто приводят к полному развалу ядра-мишени, в результате чего появляются „звезды" с $N_h \sim 5$. Отсюда следует, что случаи расщеплений с N_h в интервале от 2 до 6 включительно, которые составляют

около 30% всех случаев, использованных при построении распределения на фиг. 239, относятся в основном к расщеплениям легких ядер и только небольшая их часть соответствует периферическим столкновениям с ядрами серебра и брома.

Расщепления с $N_h = 0$, $N_h = 1$ могут образоваться либо при столкновениях с водородом, либо при периферических столкновениях с более тяжелыми ядрами. Важно установить относительные вероятности этих двух процессов. О том, что многие случаи с $N_h = 0$ или $N_h = 1$ действительно относятся к столкновениям с более тяжелыми ядрами, свидетельствуют следующие результаты, полученные при исследовании 770 рассматриваемых случаев взаимодействий.

1. Значения N_h равны 0 или 1 в 20% всех случаев, тогда как вклад водорода в общее поперечное сечение ядерного взаимодействия в эмульсии составляет лишь 10%.

2. В некоторых случаях с $N_h = 0$ медленные вторичные частицы вылетают в направлении назад в лабораторной системе. Такие явления невозможны при столкновениях со свободными протонами. Например, случай, показанный на фото 182, должен быть интерпретирован как периферическое столкновение с более тяжелым ядром с вылетом из ядра-мишени только одной заряженной частицы. Вторичные частицы, образующиеся при „испарении" ядра-мишени, должны вылетать вперед и назад приблизительно в равных количествах. Число случаев с $N_h = 1$, в которых медленная вторичная частица вылетала назад, равно 16. Таким образом, полное число случаев, которые следует отнести к подобным периферическим столкновениям, составляет ~ 32, что соответствует лишь около 50% всех зарегистрированных случаев этого типа.

3. Периферическое столкновение может также привести к расщеплению, при котором в результате „испарения" будут испущены только нейтроны и не будет испущено ни одной заряженной частицы. Число таких случаев должно быть в действительности больше числа столкновений аналогичного типа с $N_h = 1$, так как вероятность „испарения" для нейтрона больше, чем для протона (см. стр. 283).

Приведенные соображения показывают, что в качестве нижнего предела для полного числа периферических столкновений („звезд" с $N_h = 0$ или $N_h = 1$) может быть принято увеличенное в 4 раза число случаев с $N_h = 1$, в которых вторичные частицы испустились назад в лабораторной системе. Полученная таким образом величина для относительной доли „звезд" с $N_h = 0$ или $N_h = 1$, которые следует приписать столкновениям со свободными протонами в эмульсии, составляет $\sim 63\%$.

При описанном методе подхода к решению проблемы не было предпринято никакой попытки идентифицировать природу ядер-мишеней, кроме оценки той доли, которую составляют ядра-мишени, более тяжелые, чем водород. Однако кажется вероятным, что те периферические столкновения с более тяжелыми ядрами, которые приводят к образованию „звезд" с $N_h = 0$, относятся в основном к взаимодействиям с ядрами серебра и брома, так как при столкновениях с более легкими элементами (C, N и O) должен, как правило, образовываться легко различимый след ядра отдачи с пробегом в несколько микрон.

Описанный метод является по существу статистическим и не позволяет идентифицировать конкретные случаи взаимодействия со свободными протонами. Поэтому возникает вопрос, отличаются ли заметным образом характеристики расщеплений с $N_h = 0$ и $N_h = 1$ от расщеплений, образующихся при столкновениях со свободными протонами. Мы видели, что при некоторых типах столкновений, например при столкновениях π-мезонов с протонами, различие может быть не существенным (см. стр. 302). Однако при взаимодействиях тяжелых ядер с водородом столкновения происходят при всех значениях параметра столкновения протона с налетающим ядром, в том числе и центральные. С другой стороны, столкновения с ядрами, отличными от водорода, дадут расщепления с $N_h = 0$ и $N_h = 1$ лишь при периферических соударениях. Поэтому кажется вероятным, что они будут приводить в среднем к существенно меньшей степени фрагментации налетающего ядра, чем столкновения со свободными протонами.

В отдельных случаях (особенно тогда, когда расщепления вызываются частицами малой кинетической энергии и образование мезонов маловероятно) могут быть определены все характеристики столкновений со свободными протонами (см. фото 176 и 177). Такие случаи полезны тем, что иногда они позволяют проверять правильность определения заряда ядра другими методами.

е) Типы расщепления тяжелых ядер на осколки. Как уже отмечалось, для ядер, движущихся с нерелятивистскими скоростями, очень трудно определить относительные вероятности различных типов расщепления их на осколки, так как очень часто оказывается невозможным отличить осколки налетающего ядра от осколков ядра-мишени. Направления вылета продуктов расщепления налетающей частицы не

ограничиваются малыми углами, и, наоборот, в пределах широкого конуса, направленного вперед, может оказаться заметное число осколков ядра-мишени. Кроме того, частицы, образующиеся при столкновениях относительно медленных ядер, не могут быть идентифицированы по измерениям одной плотности зерен. При этом оказываются необходимыми также измерения пробегов или многократного рассеяния. В результате удовлетворительные измерения провести удается далеко не часто.

При более высоких энергиях эти трудности значительно уменьшаются, и соответственно задача определения вероятностей расщепления становится более легкой. В табл. 44 приведены подробные данные по расщеплениям различных групп первичных ядер для значений N_h, равных соответственно $N_h = 0$ или $N_h = 1$, $2 \leqslant N_h \leqslant 6$ и $N_h \geqslant 7$ (см. также табл. 42).

Как видно из табл. 44, при столкновениях в эмульсии испускается в среднем одна α-частица и 0,4 более тяжелых осколков, а в 30% случаев первичная частица полностью разваливается на однократно заряженные частицы и нейтроны. Испускание двух или больше осколков с зарядами $Z \geqslant 3$ происходит редко.

Таблица 44

Частоты появления вторичных ядер с зарядом Z' в результате столкновений в эмульсии для ядер с зарядом Z

N_h	Число „звезд"	Число частиц с зарядом Z'												
		+1	2(He)	3(Li)	4(Be)	5(B)	6(C)	7(N)	8(O)	9(F)	10(Ne)	11(Na)	12(Mg)	
а) Первичные ядра с зарядами $Z = 3$, 4 и 5 (Li, Be, B)														
0, 1	44	142	41	5	0	2								
2—6 включительно	51	350	29	0	2	1								
$\geqslant 7$	77	827	22	4	0	1								
Все N_h	172	1319	92	9	2	4								
б) Первичные ядра с зарядами $Z = 6$, 7 и 8 (C, N, O)														
0, 1	78	351	111	9	6	5	4	0	0					
2—6	153	1188	125	8	6	11	9	6	3					
$\geqslant 7$	145	2239	56	7	1	2	3	3	0					
Все N_h	376	3778	292	24	13	18	16	9	3					
в) Первичные ядра с зарядами $9 \leqslant Z \leqslant 19$														
0, 1	40	251	66	2	3	2	3	7	5	3	4	1		$1, Z = 14$
2—6	64	577	64	5	2	5	9	4	6	5	3	2	1	$1, Z = 13$ $1, Z = 15$
$\geqslant 7$	72	1390	66	4	3	4	4	0	2	0	4	1		$1, Z = 14$
Все N_h	176	2218	196	11	8	11	16	11	13	8	11	4	1	
г) Столкновения ядер с зарядами $Z \geqslant 20$														
Все N_h	41	738	68	2	4	1	2	2	4	2	0	0	2	+ 14 более тяжелых ядер
Общая сумма	765	8055	648	46	27	34	34	22	20	10	11	4	3	+ 18 более тяжелых ядер

Среди 14 более тяжелых ядер встречаются: Al (1), Si (2), P (2), Ar (1), Ca (4), V (1), Cr (1).

Это соответствует тем случаям, когда ядра лития или более тяжелых осколков испускаются в процессе „испарения" из первичного ядра, причем значительная часть их не распадается. Среди проанализированных 770 „звезд" в восьми случаях вылетело по два ядра с зарядами $Z \geqslant 3$. Один из этих случаев показан на фото 182. Не было зарегистрировано ни одного случая с вылетом трех или больше осколков с $Z \geqslant 3$.

В табл. 42 приведено распределение числа быстрых α-частиц, образованных при тех же взаимодействиях, данные о которых использованы при построении табл. 44. Как видно, нет ни одного случая, когда образовалось бы более пяти α-частиц путем фрагментации одного ядра. Однако на фото 179 показан вылет шести α-частиц (этот случай был найден среди большого числа взаимодействий). Были зафиксированы также расщепления с вылетом восьми α-частиц, но такие случаи являются очень редкими.

Чтобы оценить, в какой степени такие процессы изменяют состав первичного космического излучения при прохождении его через вышележащие слои воздуха, были использованы (за неимением более точных сведений) вероятности фрагментации, полученные на основании данных о расщеплениях в эмульсии, для которых величина N_h у генетически связанной „звезды" не превышала значения 7 ($N_h < 7$). При таком способе учитывались все столкновения с ядрами легких элементов эмульсии (H, C, N, O), а также некоторые случаи периферических столкновений с ядрами серебра и брома. Разумно предположить, что полученные таким образом значения аналогичны соответствующим данным, относящимся к столкновениям с ядрами азота и кислорода.

Вероятности фрагментации, полученные на основании результатов, приведенных в табл. 44, сведены в табл. 47, где они сравниваются с результатами Нуна и Каплона [39]. Видно значительное различие как для фрагментации на легкие ядра ($Z = 3, 4, 5$), так и для фрагментации на α-частицы. В зависимости от того, какой набор величин принимается в расчет, получаются разные выводы о составе первичного излучения. Значения, полученные Нуном и Каплоном, широко использовались для этой цели. Однако недавно полученные результаты Энглера и др. [40] согласуются с данными, приведенными в табл. 44 (этот вопрос обсуждается на стр. 387). Различие значений в табл. 47 могло возникнуть в том случае, если бы протоны или α-частицы ядра-мишени были случайно приняты за осколки налетающего ядра. В этом смысле кажется не случайным, что для вторичных частиц с зарядом $Z \geqslant 6$ наблюдается удовлетворительное согласие между результатами различных экспериментов. Следы таких частиц плотнее следов α-частиц или протонов при любых скоростях, и поэтому едва ли их можно спутать со следами последних.

Результаты, представленные в табл. 44, показывают также, что вероятность образования осколков в виде α-частиц и более тяжелых ядер уменьшается с возрастанием N_h. При этом соответственно возрастает вероятность полного развала ядра на нуклоны. Такой результат следовало бы ожидать, если бы „звезды" с возрастающими значениями N_h соответствовали столкновениям с ядрами серебра и брома при убывающих прицельных параметрах.

Экспериментальные трудности не позволяли до сих пор точно определить вероятности расщеплений нерелятивистских первичных частиц, однако разумно предположить, что они такие же, как и в случае более быстрых частиц.

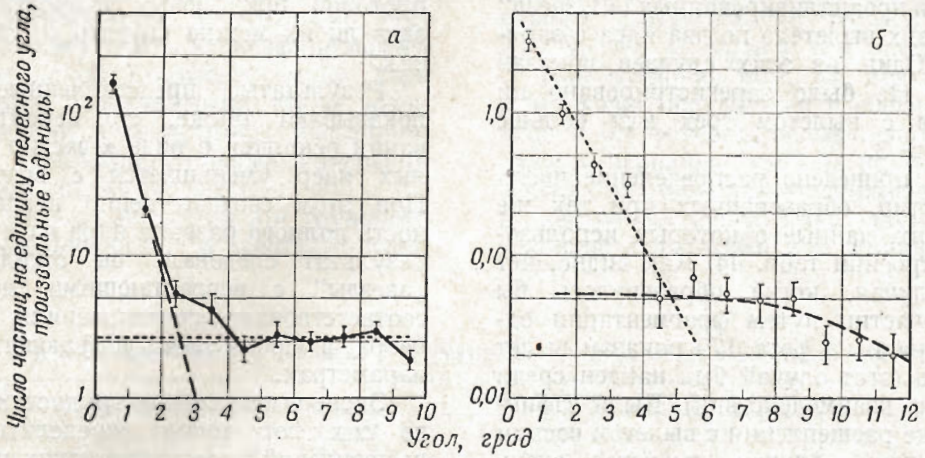
ж) Расщепления, образуемые α-частицами. Методы исследования расщеплений, вызываемых тяжелыми первичными частицами, неприменимы для анализа расщеплений, образуемых α-частицами, из-за малого числа нуклонов, образующих α-частицы, и их большой энергии связи. Однако при расщеплениях α-частиц обнаруживаются некоторые особенности, аналогичные тем, которые наблюдаются при расщеплениях под действием более тяжелых ядер.

Аппа Рао и др. [41] провели систематическое исследование расщеплений, образуемых α-частицами с энергией не меньше 6 *Бэв/нуклон* в фотопластинках, экспонированных вблизи геомагнитного экватора в Индии. Результаты измерений угловых распределений образующихся ливневых частиц приведены на фиг. 240,*а*. Эти результаты свидетельствуют о наличии протонов, образующихся в результате расщепления первичных α-частиц, которые после столкновения продолжают движение под очень малыми углами к первоначальному направлению. Действительно, в среднем на одну „звезду" вылетает $1{,}5 \pm 0{,}5$ протонов, которые отклоняются от первоначального направления меньше, чем на 0,5°. Аппа Рао и др. пришли к выводу, что с ядром-мишенью взаимодействуют обычно только один или два нуклона α-частицы.

В 5% случаев при образовании „звезд" α-частицами вылетает быстрое ядро He. На фото 186*б* показан один пример такого расщепления. Какую долю из этих вторичных частиц составляют ядра He^3, установлено не было,

однако разумно предположить, что в заметном числе таких случаев с ядром-мишенью взаимодействовал лишь один нейтрон родительской

Способы определения заряда ядер, движущихся с релятивистскими скоростями, можно иногда подвергнуть проверке путем исследо-

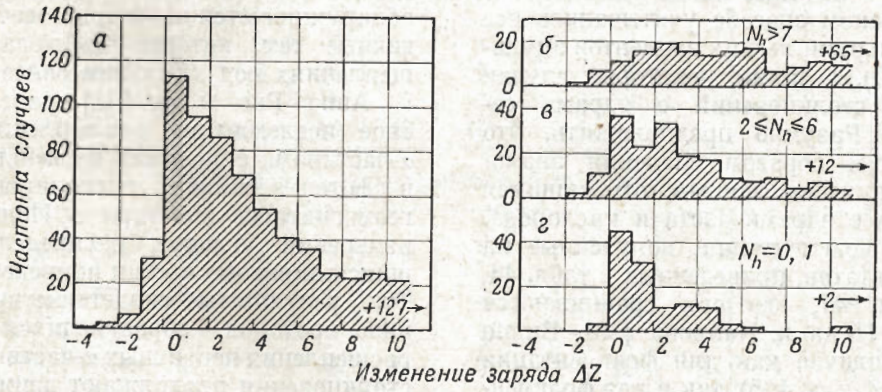


Фиг. 240. *а* — угловые распределения ливневых частиц из расщеплений, образованных быстрыми α-частицами и зарегистрированных вблизи геомагнитного экватора.

В число использованных данных не включены результаты по расщеплениям, вызываемым первичными частицами с энергией свыше 100 *Бэв/нуклон* [41].

б — результаты аналогичных измерений с учетом тех случаев, когда более тяжелые первичные частицы ($Z > 2$) образуют „звезды" с $N_h = 0$ или 1 в эмульсии, экспонированной при $\lambda = 45°$.

В этом случае можно опять отличить вклад, вносимый мезонами, от соответствующего вклада нуклонов. Однако средний угол отклонения нуклонов примерно в 3 раза превышает соответствующий угол в случае облучения вблизи геомагнитного экватора вследствие меньшего значения энергетического „порога" [20].



Фиг. 241. Частота различных ядерных столкновений для релятивистских тяжелых ядер в случаях, приводящих к явному изменению заряда Z.

Величина $\Delta Z = \Sigma Z_s - Z_p$, где Z_s — заряд релятивистской вторичной частицы, а суммирование производится для всех соответствующих следов в каждом отдельном случае; Z_p — заряд первичной частицы.

а — распределение значений ΔZ для всех „звезд", представленных в табл. 44.

б, *в*, *г* — аналогичные результаты для первичных частиц с зарядами $3 < Z < 8$ и для различных значений N_h.

Максимум при $\Delta Z = 0$ в распределениях *а* и *г* соответствует случаям, когда не образуются мезоны. На распределениях *б* и *в* он отсутствует из-за значительно большей вероятности образования мезонов при центральных столкновениях.

частицы, а три остальных нуклона оставались нетронутыми. Аналогичные результаты для более тяжелых первичных ядер были получены Уоддингтоном [20] (см. фиг. 240,*б*).

вания тех ядерных столкновений, в результате которых не испускается ни одной релятивистской *однократно* заряженной частицы. Ясно, что в таких случаях заряженные мезоны не

образуются, поэтому заряд первичной частицы оказывается обычно равным сумме зарядов всех релятивистских частиц, на которые она распадается. О частоте появления подобных случаев можно судить по тому факту, что из 765 случаев взаимодействий тяжелых ядер только в 21 случае первичные частицы распались на α-частицы и более тяжелые ядра без образования однократно заряженных релятивистских частиц.

з) Образование мезонов тяжелыми ядрами. Часто встречающиеся случаи расщеплений, в которых вылетают быстрые однократно заряженные частицы, обычно не представляют интереса для такого рода исследований, так как при этом следы образуются как положительными, так и отрицательными мезонами. Это заключение иллюстрируется данными, представленными на фиг. 241, где приведены частоты наблюдения подобных случаев при различных предполагаемых значениях $\Sigma Z_s - Z_p = \Delta Z$ для некоторого набора расщеплений, вызванных тяжелыми ядрами. Величина ΣZ_s означает абсолютное значение арифметической суммы зарядов (без учета знака) вторичных релятивистских частиц для рассматриваемого случая.

Из фиг. 241 видно, что в распределении имеется „пик". Наиболее вероятное значение $\Delta Z = 0$, но встречаются и отрицательные значения вплоть до $\Delta Z = -4$. Значения ΔZ, равные -4 и -3, можно приписать ошибкам в определении ΔZ, особенно когда заряд первичной частицы большой. Однако частота, с которой встречаются значения $\Delta Z = -1$, свидетельствует, по-видимому, о реальном эффекте. Он мог бы быть связан с процессами обмена зарядом, при которых налетающие протоны превращаются в нейтроны без образования заряженных мезонов. Такие процессы не являются редкими; это иллюстрируется, в частности, случаем, показанным на фото 185. Можно заметить также, что случаи типа $0p$, образующиеся при взаимодействии релятивистских однократно заряженных частиц, являются вполне обычными для пластинок, экспонированных на высотах гор; большинство из них также может быть отнесено к процессам с обменом зарядами. Некоторые случаи, соответствующие небольшим положительным значениям ΔZ, также можно приписать подобным процессам, при которых нейтроны превращаются в протоны. Однако большие положительные значения ΔZ определенно связаны с образованием мезонов.

Более подробный анализ процессов образования мезонов тяжелыми ядрами может быть проведен на основании данных табл. 44, которые позволяют определить средние значения для числа быстрых вторичных заряженных мезонов $\overline{n_s} = \overline{\Sigma Z_s} - Z_p$. Такие данные могут быть получены для различных значений величины N_h, которая является характеристикой расщепления разваливающегося ядра, и для различных групп первичных ядер. Все эти результаты сведены в табл. 45.

Таблица 45

Результаты оценок среднего числа „ливневых частиц" в „звездах" различного типа, образуемых в эмульсии релятивистскими тяжелыми ядрами

Первичные ядра	Тип „звезды", образующейся при „испарении"		
Значения Z	$N_h = 0, 1$	$2 \leq N_h \leq 6$	$N_h > 6$
$Z = 3, 4, 5$ $Z = 4{,}2$	1,5	4,0	7,6
$Z = 6, 7, 8$ $\overline{Z} = 6{,}8$	1,4	4,0	10,0
$9 \leq Z \leq 19$ $\overline{Z} = 12{,}5$	2,7	3,4	10,5

Энергетические спектры тяжелых первичных частиц при тех экспозициях, для которых были получены результаты, приведенные в табл. 44 и 45, известны лишь приблизительно из измерений вдоль следов первичных α-частиц в тех же пластинках. При этом минимальное значение энергии было равно 1,5 *Бэв/нуклон*. Считается, что энергетические спектры α-частиц и более тяжелых ядер очень похожи по форме, если они выражены в единицах *Мэв/нуклон* (см. стр. 382). Поэтому в принципе можно сравнить наблюдаемые значения $\overline{n_s}$ с соответствующими значениями, ожидаемыми для нуклон-нуклонных столкновений протонов с таким же распределением скоростей. Это позволило бы оценить среднее число нуклон-нуклонных столкновений в процессах, приводящих к образованию „звезд" различных типов. Фактически эксперименты, проведенные с моноэнергетическими пучками частиц из ускорителей, не дают еще достаточно подробных результатов, чтобы можно было провести точное сравнение, однако некоторые предварительные заключения уже могут быть сделаны.

Для „звезд" с $N_h = 0$ и $N_h = 1$, образуемых ядрами легких элементов ($Z = 3, 4, 5$), среднее значение n_s равно 1,5. Из сравнения с числом ливневых частиц, образуемых протонами с энергией 3 *Бэв* в эмульсии, следует, что во взаимодействиях участвует только одна или (реже) две пары нуклонов. Разумеется, значительная доля этих случаев относится к столкновениям со свободными протонами. Аналогичные заключения справедливы для группы первичных частиц C, N, O. Однако при столкновениях частиц из группы более тяжелых ядер со средним зарядом $\bar{Z} = 12{,}5$ во взаимодействии участвует приблизительно в 2 раза большее число пар нуклонов. Поскольку в таких случаях налетающие ядра содержат большее число нуклонов, было бы разумным и здесь предположить, что во взаимодействии, как правило, участвует только один нуклон ядра-мишени, но он взаимодействует с несколькими нуклонами первичной частицы. При образовании „звезд" с $2 \leqslant N_h \leqslant 6$ во взаимодействии, по-видимому, участвуют в среднем два или три нуклона от каждого ядра, а при образовании „звезд" с $N_h > 6$ — значительно большее число нуклонов.

§ 7. Энергетический спектр частиц первичного излучения

а) Влияние магнитного поля Земли. При приближении к Земле космическое излучение подвергается влиянию магнитного поля Земли, которое является в первом приближении полем диполя с осью, сдвинутой относительно центра Земли. Широта точки на земной поверхности, измеряемая по отношению к этому диполю, называется геомагнитной широтой. Аналогично можно определить геомагнитные полюса (которые не совпадают с „магнитными" полюсами) как те точки на земной поверхности, где угол склонения магнитной стрелки равен 90°. Общее геомагнитное поле используется в качестве первого приближения, которое оказывается вполне достаточным при рассмотрении теории влияния магнитного поля на движение частиц. Впервые такую теорию построили Леметр и Валларта [42] (см., например, Яноши [8], Зингер [43]). Если не вдаваться в подробности, то теории показывают, что при заданной геомагнитной широте частицы с магнитной „жесткостью" меньше некоторой минимальной величины вообще не могут достигнуть верхней границы атмосферы. Этот эффект получил название магнитного „обрезания".

Величина, при которой происходит „обрезание", зависит от направления, под которым частицы приближаются к верхним слоям атмосферы. В результате при выбранном угле наклона к вертикали существует зависимость интенсивности излучения от азимутального угла. Граница „обрезания" выше для частиц, идущих с Востока, чем для частиц, идущих с Запада. На экваторе, например, граница „обрезания" для протонов, идущих в вертикальном направлении, равна ~ 16 *Бэв/с*, а для протонов, приходящих с Запада и Востока, границы „обрезания" составляют соответственно ~ 7 и ~ 60 *Бэв/с*.

Магнитная жесткость, определяющая способность частицы отклоняться магнитным полем по окружности радиуса ϱ, пропорциональна отношению p/Z, где p — импульс частицы: $eH\varrho = p/Z$. Для легких элементов ($Z < 26$) массовое число A равно приблизительно $2Z$. Эффект магнитного „обрезания" состоит в том, что для всех частиц существует общий нижний предел значений p/Z, при которых ядра космического излучения могут достигнуть верхних слоев атмосферы. Поскольку

$$\frac{p}{Z} = \frac{Mv}{Z\,(1 - v^2/c^2)^{1/2}},$$

этот предел является функцией только скорости v, так как отношение M/Z, где M — масса покоя ядра, для легких элементов приблизительно постоянно. Отсюда следует, что значения границы „обрезания" являются одинаковыми для всех ядер, для которых $A \approx 2Z$, если только эти значения выражены в единицах энергии или импульса *на нуклон*. В этом смысле протоны являются выделенными, ибо для них $A = Z = 1$. Однако мы обнаружим далее, что детальные характеристики космического излучения являются более сложными, чем это следует из простой геомагнитной теории.

Рассмотрение энергетического спектра различных компонент первичного космического излучения будет удобнее начать с рассмотрения распределений при низких энергиях, когда результаты чувствительны к небольшим изменениям магнитного поля Земли, и затем перейти к исследованию частиц существенно большей энергии.

б) Первичные протоны низкой энергии (меньше 15 *Бэв*). Сведения об энергетическом спектре протонов относительно низких энергий (меньше 15 *Бэв*) получены почти целиком из экспериментов со счетчиками. Хотя статистические ошибки в экспериментах со счетчиками могут быть сделаны очень малыми, потоки первичных протонов с энергией, близкой к границе „обрезания", оцениваются с большой неопределенностью. Это объясняется наличием потоков рассеянных частиц, движущихся вниз и вверх

(альбедо). Альбедо возникает следующим образом.

Однозарядные частицы с энергией, достаточной для того, чтобы быть зарегистрированными счетчиками, испускаются в большом количестве при ядерных расщеплениях в воздухе как над, так и под установкой. Некоторые из этих частиц могут вылетать под большими углами к направлению движения первичных частиц. В результате образуется значительный поток частиц, движущихся вверх, и некоторые из них покидают земную атмосферу. Те из частиц, которые являются стабильными, под влиянием поля Земли могут опять вернуться в атмосферу в другом, отдаленном месте, при этом они будут неотличимы от действительно первичных частиц. Эта проблема встречается также в экспериментах с ракетами и спутниками за пределами земной атмосферы. Подобные трудности не возникают в экспериментах с α-частицами, поскольку при ядерных расщеплениях α-частицы с энергией выше 100 *Мэв* никогда не испускаются под большими углами к направлению первичных частиц. Оценки показывают, что при $\lambda = 50°$ альбедо вносит вклад в поток первичных протонов, равный около 10—15% (см. Зингер [43]).

Благодаря быстрым изменениям границы „обрезания" и формы энергетического спектра скорость счета однократно заряженных частиц, регистрируемых во время полетов на баллонах, быстро возрастает с увеличением геомагнитной широты. При $\lambda = 55°$ (в центральной части шт. Миннесота) скорость счета меняется на 15% при изменении широты на один градус (см. Уинклер и др. [44]). В Северной Америке в течение 1954—1957 гг. она продолжала возрастать вплоть до $\lambda = 59°$ N. Иногда наблюдалось дальнейшее возрастание на еще более высоких широтах, однако считается, что оно связано уже с другими явлениями, а не с космическими лучами (см. Ван-Аллен и Зингер [45]). В то время как на широте $\lambda > 55°$ наблюдалось большое число дополнительных протонов, соответствующего возрастания потока α-частиц или более тяжелых ядер не было обнаружено. Отсюда следует, что спектры магнитной жесткости (или импульсов) у протонов и α-частиц различны. Очевидно, что этот результат следует непосредственно из различия в значениях A/Z для протонов и более тяжелых ядер космического излучения. Общий обзор всех данных указывает на то, что энергетический спектр протонов аналогичен спектру α-частиц, если оба они выражены в единицах энергии на нуклон. Но в этом случае следует заключение, что все компоненты первичного космического излучения имеют идентичные или очень близкие распределения в зависимости от энергии на нуклон или в зависимости от скорости.

в) Первичные α-частицы низкой энергии (меньше 500 *Мэв*). Об энергетическом спектре α-частиц известно больше, чем о любой другой компоненте первичного космического излучения, включая протоны.

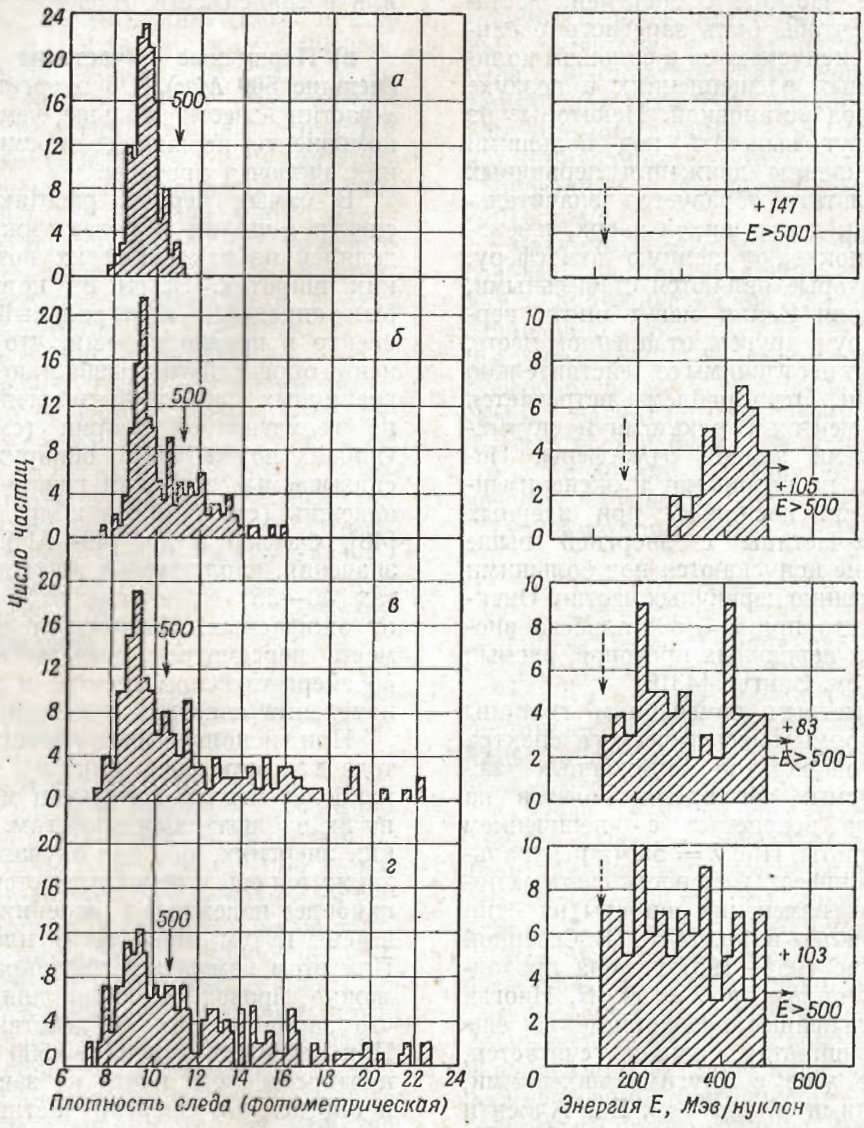
В самых первых работах энергетический спектр α-частиц и более тяжелых ядер определялся из измерений их потока на нескольких широтах. Затем из полученных данных был определен интегральный энергетический спектр в предположении, что широтные изменения определяются разностью соответствующих граничных значений энергий, определяемых по геомагнитной теории (см. Питерс [46]). Однако позже было обнаружено, что предсказываемые значения граничных энергий ненадежны (см. Симпсон и др. [47], Уоддингтон [48], Фаулер и др. [49—51]). Оказалось, что значения, наблюдаемые на геомагнитных широтах 40—55° N, иногда в 2 раза отличались от ожидаемых. Поэтому появилась необходимость пересмотреть выводы из первых работ об энергетическом спектре и провести прямые измерения спектра.

При использовании фотографического метода для определения потока α-частиц энергии наиболее медленных частиц можно определять по их наблюдаемым пробегам. При более высоких энергиях, но в тех случаях, когда частицы движутся еще с нерелятивистскими скоростями, наиболее надежные измерения могут быть проведены путем определения плотности следа g^*. При этом измерения многократного рассеяния можно проводить лишь для проверки того, что заряд частицы Z действительно равен 2. При энергиях свыше ~ 500 *Мэв* на нуклон плотность следа почти не зависит от энергии, и определение энергии частицы должно целиком основываться на измерениях многократного рассеяния.

С помощью этих методов, а также методов, использующих счетчики, был определен дифференциальный энергетический спектр α-частиц на больших высотах для энергетического интервала от 130 до 500 *Мэв/нуклон*. Измерения проводились во многих районах Северной Америки, включая несколько мест на высоких геомагнитных широтах. Типичные результаты для четырех значений λ показаны на фиг. 242. Слева на фигуре показаны распределения плотностей следов α-частиц, а справа приведены соответствующие дифференциальные энергетические спектры. На гистограммах указаны нижние пределы энергии, определяемые погло-

щением в вышележащем слое воздуха. Из приведенных данных видно, что число α-частиц

$\lambda = 54$ и 61° (в Северной Америке). Отсюда следует, что геомагнитные эффекты не являются



Фиг. 242. Энергетическое распределение α-частиц, попадающих в атмосферу на различных широтах континента Северной Америки.

а — шт. Техас ($\lambda = 41°$); *б* — шт. Миссури ($\lambda = 50{,}5°$); *в* — шт. Айова ($\lambda = 54°$); *г* — Саскатун ($\lambda = 61°$).

Энергии α-частиц определялись по измерениям плотности зерен, затем вводились поправки на ионизационные потери в вышележащих слоях воздуха. Для случая экспозиций в шт. Айова и в Саскатуне значения плотности следа были нормированы путем сравнения со следами протонов известного пробега, так что все релятивистские α-частицы имели одинаковые плотности следов.

Вертикальными стрелками на левых гистограммах указаны значения плотности следа для α-частиц, которые у границы атмосферы имели энергию 500 *Мэв/нуклон*. Тот факт, что положения этих стрелок различны, объясняется различием в количестве воздуха, находившегося над пластинками во время облучения. Из представленных результатов ясно видно, что на более высоких магнитных широтах присутствует много α-частиц низкой энергии, а при передвижении к югу они исчезают.

Между спектрами, наблюдаемыми в шт. Айова и в Саскатуне, нет существенных отличий вплоть до энергии $E_0 \sim 125$ *Мэв/нуклон*. Отсюда следует, что оба распределения характеризуют истинный первичный спектр (см. Фаулер и др. [50]).

Штриховые вертикальные стрелки на правых гистограммах соответствуют „порогу", определенному потерями в воздухе.

низкой энергии возрастает при изменении λ от 41 до 61° N. Однако формы энергетических распределений очень близки для значений

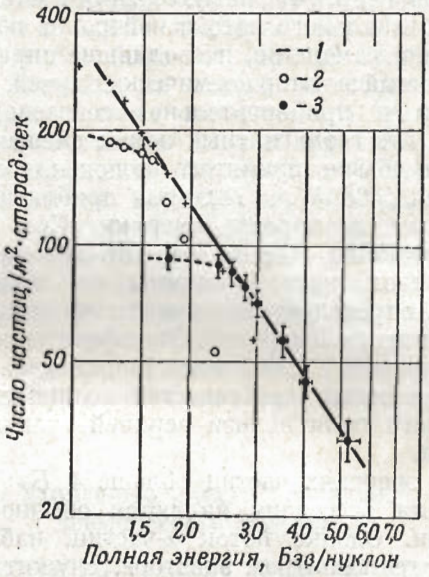
той причиной, которая приводит к „плато" в энергетических распределениях в области энергий меньше 500 *Мэв/нуклон*, и что наблю-

даемые спектры являются характерными для спектров вне пределов влияния магнитного поля Земли.

Если бы количество частиц в спектре при низких энергиях продолжало возрастать, то они регистрировались бы и идентифицировались в возрастающих количествах вплоть до предельного значения энергии, определяемого ионизационными потерями в воздухе над аппаратурой. Наблюдаемый широкий „пик" характерен для первичного спектра и не связан с пропуском частиц при регистрации. Короче говоря, далеко от Земли спектр α-частиц не растет непрерывно с уменьшением энергии. Кривая спектра достигает широкого максимума в области энергий от 200 до 500 *Мэв/нуклон*, а в области как бо́льших, так и меньших энергий наблюдается спад кривой интенсивности. Результаты, приведенные на фиг. 242, показывают, насколько спектр α-частиц чувствителен к изменениям геомагнитной широты λ в области, близкой к $\lambda = 50°$. Изменения здесь настолько быстрые, что крайняя со стороны низких энергий область спектра первичных α-частиц чувствительна к изменениям места высотного полета на величину порядка ~ 50 *км*. Граничное значение энергии „обрезания" для частиц, движущихся вертикально, меняется приблизительно как $\cos^4 \lambda$.

Представленные результаты показывают также, в чем именно наблюдается отклонение от простой геомагнитной теории. Так, например, для полета в шт. Миссури ($\lambda = 50{,}5°$ N) теоретическое граничное значение составляет ~ 700 *Мэв/нуклон*, а из представленных данных видно, что 30% частиц имеют энергии меньше этого предела. Вид спектра свидетельствует о том, что „обрезание" происходит примерно при 350 *Мэв/нуклон*, т. е. при значении, которое по геомагнитной теории следовало бы ожидать для $\lambda = 55°$ N. Аналогичный анализ результатов полетов в шт. Айова ($\lambda = 54°$ N), для которых предсказываемый порог равен ~ 450 *Мэв/нуклон*, показывает, что спектр простирается в область низких энергий вплоть до 200 *Мэв/нуклон*. Действительное значение границы „обрезания" определить в этом случае нельзя, так как вследствие ионизации в вышележащих слоях воздуха наиболее медленные частицы не достигают стопки.

Перечисленные результаты относились к континенту Северной Америки. Соответствующие результаты для северо-западной Европы сильно отличаются от них. В качестве иллюстрации на фиг. 243 приведены *интегральные* энергетические спектры α-частиц для широты $\lambda = 55°$ N в Северной Америке (*1*), для широты $\lambda = 55°$ N в Южной Англии (*2*) и для широты $\lambda = 45°$ N в Северной Италии (*3*). Заметим, что результаты здесь нанесены в зависимости от полной энергии, приходящейся на нуклон (т. е. от величины, которая включает в себя энергию, соответствующую массе покоя нуклона, 0,94 *Бэв*). Из кривых видно, что для



Фиг. 243. Интегральный энергетический спектр α-частиц, определенный по измерениям в эмульсиях на различных геомагнитных широтах 55°N в Северной Америке (*1*), 55° N в Южной Англии (*2*) и 45°N в Северной Италии (*3*).

Сплошная кривая соответствует распределению вида $N_\alpha(E) = 370/(E + 0{,}94)^{1{,}5}$, где E — кинетическая энергия на нуклон, выраженная в *Бэв*. По оси абсцисс отложены полные энергии (включая энергию, соответствующую массе покоя 0,94 *Бэв*). Регистрация шести „струй", образованных α-частицами (одна из которых показана на фото 187) с энергиями, превышающими 800 *Бэв/нуклон*, позволила определить приблизительное значение интегрального потока α-частиц на границе атмосферы. Полученный таким образом результат равен $1{,}7 \cdot 10^{-2}$ α-частиц на $м^2 \cdot стерад \cdot сек$. Точка, соответствующая этому значению, попадает на продолжение сплошной линии, показанной на фигуре.

Если предположить, что значения энергии и потока, использованные при полученной выше оценке, могут отличаться от действительных значений в 2 раза, то это приведет к соответствующему изменению показателя при экспоненте интегрального спектра лишь на $\pm 0{,}15$ [49].

Северной Америки (при $\lambda = 55°$) нет четкого „обрезания" и граница „обрезания" определенно меньше 200 *Мэв/нуклон*, тогда как для той же широты в Южной Англии явное „обрезание" наблюдается при энергии около 600 *Бэв/нуклон*. Предсказываемое значение для $\lambda = 55°$ равно 350 *Мэв/нуклон*. Таким образом, в этом отношении американские экспериментальные значения слишком малы, а значения, полученные для Южной Англии, слишком велики. Аналогичным образом, из интегрального энергетического спектра следует, что для Северной Италии ($\lambda = 45°$ N) граница „обрезания" составляет приблизительно 1,5 *Бэв/нуклон*,

в то время как ожидаемое значение соответствует ~ 1 *Бэв/нуклон*. Полученное различие не может быть объяснено тем фактом, что магнитный диполь, эквивалентный геомагнитному полю, расположен не в центре Земли.

Описанные результаты, а также данные Симпсона и др. [47] по измерениям минимального вертикального потока нейтронов на высотах полета самолетов, позволившие определить эффективный экватор космических лучей, можно привести в приблизительное согласие, если считать, что геомагнитный полюс смещен относительно обычно принятого положения с координатами 68° W, 78,5° N приблизительно на 650 *км* в сторону Америки. При вычислении границы „обрезания" это эквивалентно замене геомагнитной широты на магнитную широту, определяемую по местному углу склонения магнитной стрелки. Эти эффекты являются, по-видимому, следствием влияния на „обрезание" местных особенностей напряженности магнитного поля вблизи верхней границы атмосферы.

При энергиях частиц больше 4 *Бэв/нуклон* измерения рассеяния являются обычно ненадежными. Однако поток α-частиц, наблюдаемый на геомагнитном экваторе, служит мерой числа частиц с энергией больше 6—7 *Бэв/нуклон*, хотя точное значение этой величины остается неизвестным. С помощью эмульсий, экспонированных на о-ве Гуам, была получена грубая оценка энергии „обрезания" для *тяжелых первичных частиц* путем исследования угловых распределений α-частиц, образующихся при фрагментации тяжелых ядер. Полученное таким образом значение равно $7{,}2 \pm 1{,}0$ *Бэв/нуклон*. Разумно предположить, что эта величина справедлива также для первичных α-частиц. Поток α-частиц в том же месте был определен Уэббером [52] и Макдональдом [53], которые провели эксперименты со счетчиками и нашли значения, равные соответственно 14 и 16 α-частицам на $м^2 \cdot сек \cdot стерад$. Поток α-частиц на Галапагосских о-вах был измерен с помощью эмульсий Шапиро и др. [17]. Они получили величину, равную 22 ± 2 α-частицам на $м^2 \cdot сек \cdot стерад$. Ожидаемое граничное значение для Галапагосских о-вов должно быть несколько ниже, чем соответствующее значение для о-ва Гуам, из-за смещения поля земного диполя и должно быть равным ~ 6 *Бэв/нуклон*. То, что эта величина является разумной оценкой, показано наблюдениями нейтронов, проведенными Симпсоном и др. [47]. Эти экваториальные значения интенсивности определяют положение кривой, соответствующей эмпирической формуле для энергетического спектра:

$$N_\alpha (>E) = \frac{370}{(E+0{,}94)^{1{,}5}} \text{ частиц} \cdot м^{-2} \cdot стерад^{-1} \cdot сек^{-1},$$

где E — кинетическая энергия, измеряемая в единицах *Бэв/нуклон*. Для низких энергий эта зависимость показана сплошной кривой на фиг. 243.

г) Энергетический спектр частиц с зарядами $Z \geqslant 3$. Сведения об энергетическом спектре частиц с зарядами $Z \geqslant 3$ значительно менее точны, чем соответствующие данные для α-частиц. Весьма вероятно, однако, что энергетическое распределение первичного потока этих частиц, отнесенное к энергии, приходящейся на один нуклон, очень близко к соответствующему распределению для α-частиц. Эту точку зрения подтверждают следующие данные.

Во-первых, относительные количества α-частиц и более тяжелых ядер, наблюдаемые на больших высотах, при изменении широты не обнаруживают никаких существенных изменений. Отсюда следует, что при увеличении энергии на нуклон от 0,4 до 6 *Бэв* состав первичного излучения меняется мало и что он аналогичен составу при более высоких энергиях, поскольку любые значительные изменения отразились бы на среднем составе первичного излучения для различных широт.

Проведенные Дайнтоном и др. [18] прямые измерения рассеяния для следов частиц с различными значениями Z и с энергиями, заключенными в интервале от 300 до 700 *Мэв/нуклон*, показали, что относительное число этих частиц со сравнительно низкими скоростями равно соответствующей доле для α-частиц. Непосредственные данные о наличии еще более медленных частиц были получены Ягодой, который измерял количество следов тяжелых ядер с короткими пробегами, зарегистрированных на больших высотах в шт. Миннесота.

В явном противоречии с выводами, которые следуют из изложенных выше результатов, находятся данные Даниэльсона и др. [54], полученные в результате полетов на больших высотах в районе Галапагосских о-вов вблизи экватора. Согласно этим данным, наблюдался значительный недостаток частиц с зарядами $Z > 10$ по сравнению с числом ядер C, N, O. Отсюда следовало, что должен был быть также недостаток тяжелых ядер и при более высокой энергии (см. также Зингер [43]). С другой стороны, при исследовании эмульсий, экспонированных в полетах в районе о-ва Гуам, было найдено, что отношение потока частиц с зарядами $Z > 10$ к потоку C, N, O составляет

около 0,3, т. е. равно величине, которая была найдена в нескольких экспериментах для больших высот и для меньших значений средней энергии (см. Уэббер [52], Уоддингтон [55]).

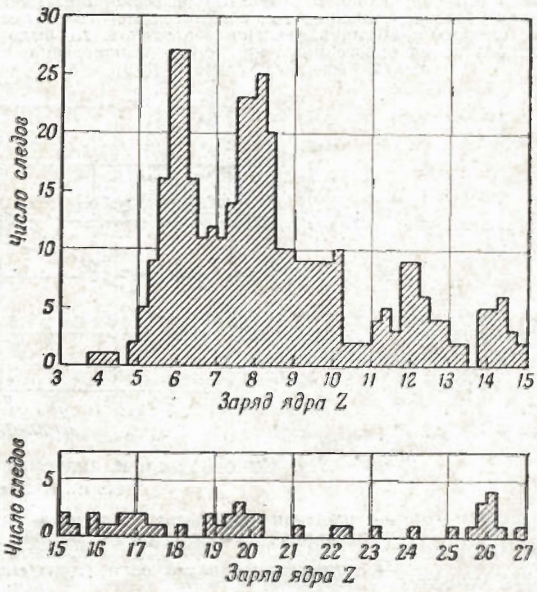
д) Частицы очень высоких энергий. Приведенные выше рассуждения относились к той части энергетического спектра, которая чувствительна к широте и для которой измерения могут быть проведены методом многократного рассеяния. Сведения о спектре первичных частиц значительно более высоких энергий основываются на результатах наблюдений под землей и на исследованиях широких атмосферных ливней. Эти измерения, которые обычно не позволяют идентифицировать различные типы частиц, показали, что для очень высоких энергий форма энергетического спектра лучше всего изображается зависимостью вида $N(E)dE = kE^{-n}dE$, причем показатель степени n равен $\sim 2{,}7$, в то время как более низким энергиям соответствует $n \sim 2{,}5$. Спектр простирается вплоть до 10^8 *Бэв*, а возможно и вплоть до 10^{10} *Бэв* (см., например, Кларк и др. [56]). При этом с увеличением энергии n медленно возрастает.

Оценки энергии и заряда отдельных первичных частиц могут быть основаны также на исследовании „струй", как это описано в гл. 15. Отличительной особенностью результатов таких исследований является относительно большая доля α-частиц среди первичных частиц ($\sim 30\%$). Несомненно, что в этой же области энергий встречаются и более тяжелые первичные частицы. На фото 189 показан след первичного ядра кислорода с энергией 2500 *Бэв/нуклон*, вызывающего подобную „струю". Эмульсионные данные для таких высоких энергий согласуются с предположением, что частицы всех групп зарядов имеют одинаковые спектры скоростей. Один из самых первых примеров тяжелых ядер высокой энергии был обнаружен Питерсом [46].

е) Первичные частицы широких атмосферных ливней. В работах с фотоэмульсиями было отчетливо показано, что значительная доля частиц, имеющих наибольшие энергии (на нуклон), относятся к α-частицам и более тяжелым ядрам. Это является, по-видимому, простым следствием того, что все частицы имеют одинаковые распределения *по скоростям*. Число первичных частиц с зарядом Z, массой A и энергией, большей заданного минимального значения, будет в Z^n раз превышать их относительное количество в космическом излучении, где $n \sim 1{,}7$ — показатель степени интегрального энергетического спектра. Пусть, например, со стороны высоких энергий происходит „обрезание" спектра при некотором определенном значении магнитной жесткости, которое могло бы возникнуть вследствие того, что частицы с энергией свыше, например, 10^8 *Бэв/нуклон* вылетали бы из пределов Галактики. Тогда число тяжелых ядер с энергией выше 10^9 *Бэв* было бы гораздо больше, чем можно ожидать на основании общего относительного состава космического излучения. Как известно, именно такими эффектами можно было бы объяснить тот факт, что первичные частицы самой высокой из наблюдавшихся до сих пор энергий образуют широкие атмосферные ливни (с энергией $E \sim 10^9$ *Бэв*), а направления движения этих частиц распределены изотропно. Если бы эти частицы были протонами, то, согласно современным представлениям, они не смогли бы легко удерживаться в пределах Галактики ее магнитными полями.

§ 8. Зарядовый спектр первичного космического излучения

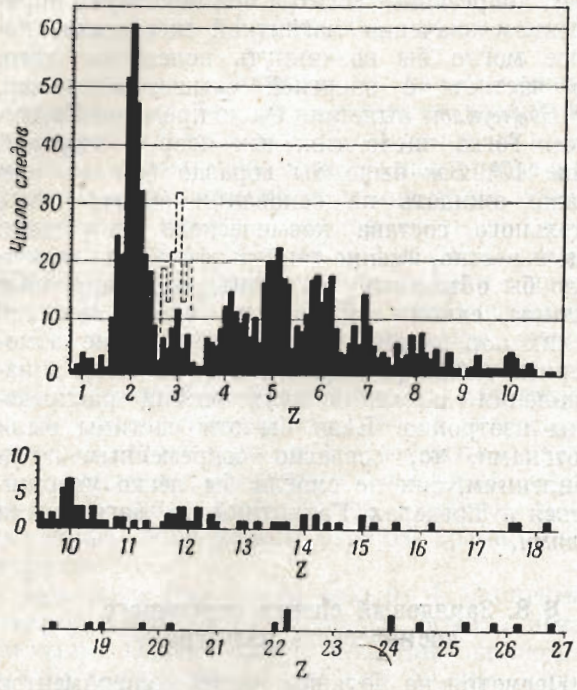
Несмотря на большое число экспериментов по определению зарядового спектра первичных частиц (фиг. 244—250), первые результаты,



Фиг. 244. Пример одного из первых полученных спектров зарядов первичного космического излучения в области $Z \geqslant 6$.

Использованы данные из двух полетов на широтах $\lambda = 55$ и $30°$ на глубине атмосферы, соответствующей 15 *г/см²* воздуха. Заряды определялись по измерениям $N\delta$. Как видно, частицы с зарядами $Z = 3$, 4, 5, вероятно, отсутствуют [24, 57].

полученные разными исследователями с помощью различных методов, не согласовывались во многих отношениях, так что в 1957 г. точная форма этого спектра еще не была установлена. Однако следующие заключения были общепризнанными.

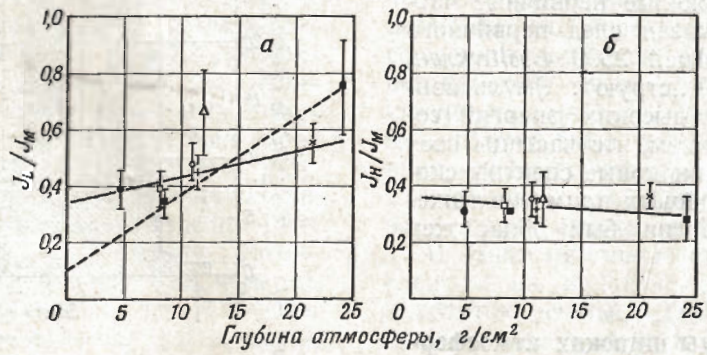


Фиг. 245. Спектр зарядов ядер, выведенный по результатам, изображенным на фиг. 237.

Видно, что в области $Z < 11$ разные элементы хорошо различаются друг от друга. Штрихами указана оценка интенсивности потока ядер Li, полученная в результате введения поправок на пропуск следов ядер лития при регистрации вследствие их сходства со следами α-частиц и медленных протонов. Не было зарегистрировано ни одного ядра, для которого измеренное значение Z было бы больше 27 [18].

При энергиях свыше 1 *Бэв/нуклон* поток протонов оказывается приблизительно в 10 раз больше потока α-частиц[1]. Вблизи верхней границы атмосферы поток α-частиц не очень сильно изменяется при прохождении слоя воздуха толщиной ~ 10 *г/см²*, поэтому необходимы гораздо меньшие поправки, чем в случае тяжелых ядер. Благодаря большей удельной ионизации α-частицы можно легко отличать от протонов. Кроме того, для α-частиц никогда не наблюдается эффект альбедо (или оно возникает очень редко). В соответствии с этими благоприятными условиями для измерений наблюдается удовлетворительное согласие между результатами работ, в которых для регистрации частиц в определенном районе Земли использовались разные методы. Суммарные данные сведены в табл. 46. В таблицу включены типичные результаты для потока протонов и α-частиц в районе шт. Техас ($\lambda = 41°$) и в районе Сардинии и Северной Италии ($\lambda = 45°$).

Помимо протонов и α-частиц, которые встречаются в самых больших количествах, в потоке первичных частиц имеются также ядра углерода, азота и кислорода и небольшое количество частиц с зарядами включительно до $Z = 26$ (железо). Как известно, значения зарядов наиболее тяжелых ядер можно измерять современными методами лишь приблизительно, хотя в настоящее время имеется уже мало сомнений в том, что спектр простирается вплоть до $Z \sim 26$ или до $Z \sim 28$ и что в спектре имеется небольшой максимум вблизи максимального значения Z. Разумным является предположение



Фиг. 246. Относительные значения потоков различных первичных ядер, определенные на разных глубинах атмосферы.

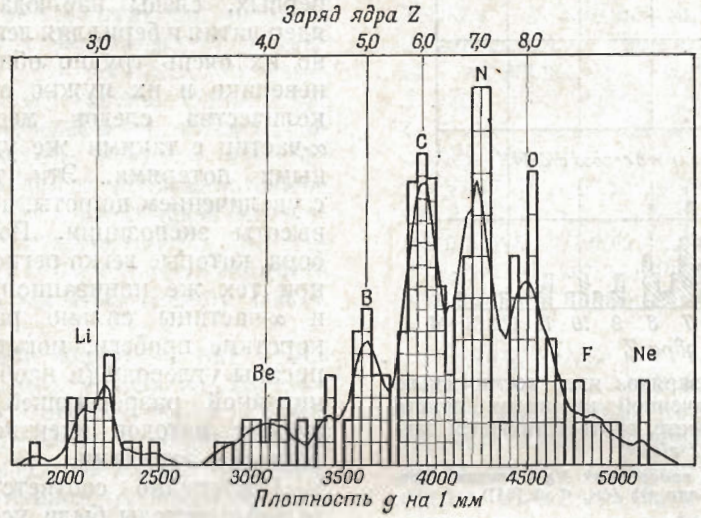
а — сплошная прямая соответствует зависимости, ожидаемой на основе оценок вероятностей фрагментации, проведенных по данным из табл. 44 для „звезд" с $N_h < 7$. Штриховая прямая соответствует данным Нуна и Каплона [39].

б — соответствующие значения, ожидаемые при различных оценках вероятностей фрагментации, совпадают между собой.

Различными точками обозначены результаты соответственно: ■ — Аппа Рао и др. [60]; △ — Нуна и др. [58]; × — Честера и др. [32]; ○ — Кошибы и др. [61]; + — Уоддингтона и др. [20]; ● — Фрайера и др. [62]; □ — Энглера и др. [40].

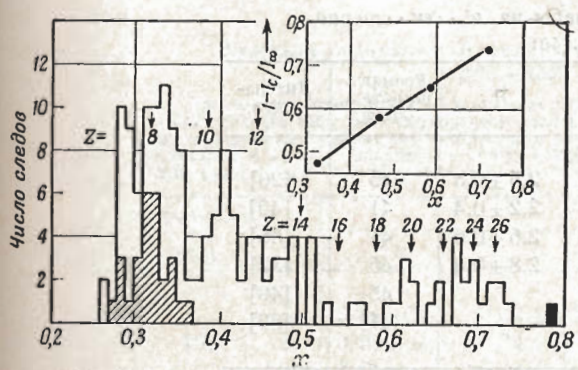
[1] Согласно более поздним данным (см., например, [71*]), это различие определяется множителем 6,5. — *Прим. ред.*

о том, что кривая зарядового спектра первичного космического излучения подобно кривой соответствующего спектра элементов во Вселенной резко обрывается после никеля и железа. И тем не менее насколько близки оба спектра в этой области, сказать пока нельзя. Что касается ядер с зарядами $Z \geq 35$, то они либо вообще не встречаются в первичном излучении, либо встречаются очень редко.



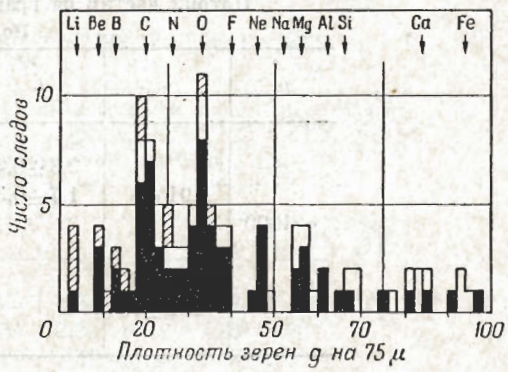
Фиг. 247. Спектр зарядов для элементов вплоть до $Z = 8$, определенный по измерениям средней длины разрывов в следах релятивистских ядер [20].

Следы были зарегистрированы при экспозиции на высоте 32 км в Северной Италии, где „порог", согласно измерениям, был равен ~1,5 *Бэв/нуклон*. Каждый маленький прямоугольник соответствует одной частице.



Фиг. 248. Определение заряда путем фотометрирования следов (см. стр. 363).

Показано распределение значений величины x для следов тяжелых ядер с зарядом $Z \geq 8$, зарегистрированных в эмульсии G5, экспонированной в Северной Италии ($\lambda = 45°$) на высоте, соответствующей давлению 7 *г/см²* воздуха. Величина x определяется как $x = [(I_{10} - I_{1,3})/(I_{10} - I_e)]^{1/2}$, где I_{10} и $I_{1,3}$ — интенсивности проходящего света при помещении щели на расстояния, равные соответственно 10 и 1,3 μ от траектории частицы, а I_e — интенсивность света при помещении щели вдоль оси следа. Сплошная кривая в правом верхнем углу показывает, как изменяется величина $1 - I_e/I_\infty$ при изменении x. При определении шкалы зарядов Z был использован метод, описанный в тексте. Заштрихованная гистограмма соответствует результатам измерений следов ядер кислорода, идентифицированных по счету δ-лучей и разрывов и по характеристикам их фрагментации. Эти измерения были использованы для установления нижней границы шкалы зарядов. Залитый прямоугольник относится к измерениям вдоль следа частицы, которая двигалась с нерелятивистской скоростью.



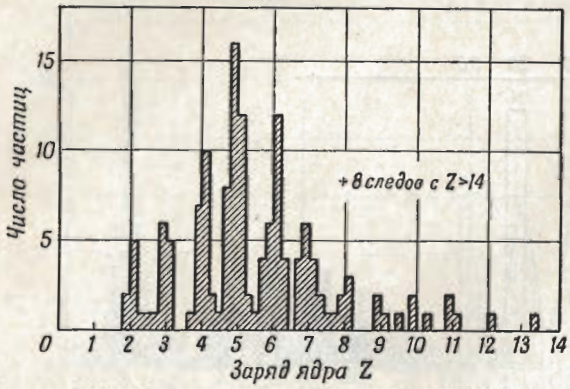
Фиг. 249. Спектр зарядов ядер космического излучения в области $Z \geqslant 3$ на высоте, соответствующей давлению 20 *г/см²*, на геомагнитной широте $\lambda = 30°$N, где все первичные ядра движутся с релятивистскими скоростями.

Результаты основаны на измерениях плотности зерен в недопроявленных эмульсиях [24].

Имеются некоторые указания о наличии в спектре эффекта „четности", заключающегося в том, что ядра с четными зарядами встречаются приблизительно в 3 раза чаще, чем с нечетными. Ядра неона, магния и кремния, например, присутствуют, по-видимому, в бо́льших количествах, чем соседние с ними ядра.

Наиболее существенное расхождение между данными разных лабораторий заключается в

различии измеренных значений потоков ядер лития, бериллия и бора в верхней атмосфере, а также в различии результатов оценок тех



Фиг. 250. Распределение зарядов ядер космического излучения в стопке, облученной во время полета в Сардинии ($\lambda = 41°$) на высоте, соответствующей давлению 22 $г/см^2$.

Определение Z основывалось на измерениях $N\delta$ в следах, зарегистрированных в эмульсии G5 (см. Фэй [64]).

изменений в составе излучения, которые происходят при прохождении космических лучей через верхние слои воздуха.

При определении потоков ядер Li, Be и B встречаются две серьезные трудности, которыми можно было бы объяснить возникшее различие результатов первых экспериментов. Во-первых, следы наблюдаемых релятивистских ядер лития и бериллия легко идентифицируются, но их очень трудно обнаруживать. Число их невелико и их нужно отличить от огромного количества следов медленных протонов и α-частиц с такими же удельными ионизационными потерями. Эти трудности возрастают с увеличением широты, а также с уменьшением высоты экспозиции. Во-вторых, следы ядер бора, которые легко регистрируются, поскольку при тех же ионизационных потерях протоны и α-частицы сильно рассеиваются и имеют короткие пробеги, могут быть ошибочно приписаны углероду (и наоборот) вследствие ограниченной разрешающей способности используемых методов идентификации ядер с различными зарядами.

Постепенно соответствующие экспериментальные методы были усовершенствованы, число независимых исследований возросло, и в результате было установлено согласие по многим характеристикам распределения элементов в

Таблица 46

Потоки частиц на границе атмосферы на $м^2 \cdot сек \cdot стерад$
По Энглеру и др. [40]

p	α	L	M	H	Геомагн. широта λ, $град$	Литература
		$2{,}3 \pm 0{,}4$	$6{,}1 \pm 0{,}6$	$2{,}5 \pm 0{,}3$	45	[20]
	91 ± 8	$1{,}7 \pm 0{,}3$	$5{,}6 \pm 0{,}6$	$2{,}2 \pm 0{,}4$	41	[40]
~ 1000			$5{,}5 \pm 0{,}8$	$2{,}6 \pm 0{,}6$	41	[58]
			$5{,}5 \pm 0{,}4$	$2{,}8 \pm 0{,}4$	45	[32]
	93 ± 8				45	[49]
	102 ± 15				41	[59]

а) Потоки ядер Li, Be и B на высотах, достигаемых с помощью баллонов. В результате своих первых экспериментов Брадт и Питерс [24, 57] пришли к заключению, что на глубине около 15 $г/см^2$ атмосферы относительные количества легких элементов ($Z = 3, 4, 5$) очень малы, а у верхнего края атмосферы их число также незначительно в соответствии с общей распространенностью элементов во Вселенной. Позже Дайнтон, Фаулер и Кент [18, 21] получили указание на то, что на высотах, достигаемых с помощью баллонов, имеется значительная концентрация легких элементов (Li, Be, B). Они пришли к выводу, что эти элементы присутствуют в первичном излучении в заметных количествах.

первичном излучении. Ввиду того, что заряды частиц определяются с ошибками, а статистический вес наблюдений мал, удобно рассмотреть результаты, полученные для следующих групп ядер: легких L ($Z = 3, 4, 5$), средних M ($6 \leqslant Z \leqslant 9$) и тяжелых H с зарядами $10 \leqslant Z \leqslant 29$. Иногда полезно разбить группу H на две группы H^* и VH с зарядами, равными соответственно $10 \leqslant Z \leqslant 19$ и $Z \geqslant 20$.

Более поздние эксперименты показали, что на глубине атмосферы, соответствующей давлению приблизительно 10 $г/см^2$, отношение потоков ядер групп L и M равно $J_L/J_M \sim 0{,}4$. В качестве иллюстрации этого результата на фиг. 246,*а* приведены данные измерений пяти разных групп исследователей. Значения J_L/J_M

нанесены в зависимости от глубины атмосферы, на которой регистрировались частицы. Различные полеты на баллонах были проведены не на одной и той же геомагнитной широте, поэтому средние значения энергий частиц менялись от эксперимента к эксперименту, и возможно, что значения J_L/J_M менялись при изменении энергий первичных частиц. Однако все эксперименты были проведены на таких широтах, при которых можно считать, что все первичные ядра движутся с релятивистскими скоростями. На фиг. 246,*б* приведены соответствующие данные для отношения J_H/J_M. Как видно, результаты и в этом случае находятся в удовлетворительном согласии между собой.

б) Состав первичного излучения вне атмосферы. На основании своих первых наблюдений Дайнтон и др. пришли к выводу, что у верхней границы атмосферы имеются в значительном числе легкие элементы (Li, Be и B). Этот вывод, однако, зависел от поправок на эффекты, возникающие при прохождении излучения через вышележащие слои атмосферы.

В табл. 47 приведены результаты двух экспериментов по определению относительных вероятностей того, что при столкновении различных первичных ядер с ядрами эмульсии обычного состава будут образовываться быстрые вторичные осколки разных типов. Между результатами двух экспериментов наблюдается удовлетворительное согласие, за исключением того, что данные Нуна и др. [39] свидетельствуют о значительно большей вероятности появления легких ядер среди вторичных осколков. Если последние результаты справедливы, то поток ядер группы L, наблюдаемый на высотах, обычно достигавшихся вплоть до 1957 г., можно было полностью или почти полностью приписать вторичным процессам в атмосфере (см. Энглер и др. [40]).

О том, каким образом потоки ядер группы L зависят от вероятностей фрагментации, можно судить по данным, приведенным на фиг. 246,*а*. Прямые линии показывают расчетную зависимость потока L-компоненты от глубины атмосферы, вычисленную в соответствии с наблюдаемым отношением J_L/J_M на глубине 10 $г/см^2$. Две прямые приблизительно соответствуют двум группам значений вероятностей фрагментации, приведенным в табл. 47, в предположении, что

Таблица 47

Значения вероятностей фрагментации при столкновении первичных ядер различных типов в эмульсии

Результаты относятся: *а* — к звездам с $N_h \leq 6$; *б* — ко всем N_h. Данные *а* и *б* получены на основании данных табл. 44 и результатов исследования фрагментации еще 90 ядер типа *VH* (неопубликованные данные Уоддингтона и Фаулера); *в* — результаты Нуна и Каплона [39] для всех значений N_h. Строки *б* и *в* можно сравнивать между собой. В последнем столбце приведены количества тех нуклонов среди первичных частиц, которые появляются не в виде осколков с зарядами $Z \geq 2$.

Первичное ядро		Вторичное ядро					
		VH	*H*	*M*	*L*	*a*	Нуклоны
VH	*а*	0,14 ± 0,05	0,42 ± 0,06	0,20 ± 0,05	0,25 ± 0,06	1,83 ± 0,30	18
	б	0,10 ± 0,03	0,34 ± 0,05	0,21 ± 0,04	0,21 ± 0,04	1,75 ± 0,20	
	в	0,11 ± 0,07	0,26 ± 0,12	0,21 ± 0,11	0,31 ± 0,13	2,95 ± 0,39	
H	*а*		0,13 ± 0,04	0,40 ± 0,06	0,18 ± 0,04	1,25 ± 0,13	10
	б		0,12 ± 0,03	0,28 ± 0,05	0,16 ± 0,04	1,13 ± 0,15	
	в		0,14 ± 0,04	0,22 ± 0,05	0,46 ± 0,08	2,10 ± 0,17	
M	*а*			0,10 ± 0,02	0,20 ± 0,03	1,00 ± 0,07	7
	б			0,08 ± 0,02	0,14 ± 0,02	0,77 ± 0,06	
	в			0,08 ± 0.03	0,32 ± 0,05	1,31 ± 0,11	
L	*а*				0,10 ± 0,03	0,75 ± 0,09	5
	б				0,08 ± 0,02	0,56 ± 0,07	
	в				—	—	

значение отношения J_L/J_M на глубине 10 $г/см^2$ является правильным.

Несколько иначе к разрешению этой проблемы подошли Аппа Рао и др. [60]. Чтобы оценить, каким образом прохождение через воздух влияет на состав излучения, они провели измерения отношения J_L/J_M для различных направлений движения первичных частиц, зарегистрированных в одной и той же стопке. Разные углы падения соответствовали различным толщинам проходимого слоя воздуха. Полученные таким образом результаты приведены на фиг. 246,*а*. Экстраполяция этих данных показывала, что у верхнего края атмосферы поток ядер группы L мал, $J_L/J_M \sim 0{,}1$, т. е. полученный результат был аналогичен результату, основанному на данных Каплона и Нуна о вероятностях фрагментации.

Наиболее удовлетворительным решением проблемы было бы проведение облучения под минимальным слоем поглощающего вещества. Существенным образом продвинуться в этом направлении удалось после того, как появилась возможность изготавливать баллоны из тонкого терилена, которые позволяли достигать высот больше 40 *км*. Полученные при этом Фрайером и др. [62] сведения для глубины 4,8 $г/см^2$ включены в число данных, приведенных на фиг. 246. На этой фигуре сведены все наиболее достоверные результаты, известные к концу 1958 г. Если приведенные в табл. 47 значения вероятности фрагментации типа *а* являются правильными (а это подтверждается недавними наблюдениями Энглера и др. [40]), то из результатов, приведенных на фиг. 246,*а*, следует, что у верхней границы атмосферы при геомагнитных широтах от 40 до 45° отношение $J_L/J_M \sim 0{,}35$, а $J_H/J_M \sim 0{,}38$.

Если описанные результаты подтвердятся, то это будет означать, что в отношении количества ядер группы L первичное излучение отличается от соответствующего состава вещества во Вселенной и в звездах главной последовательности. Состав первичного излучения примечателен также и тем, что относительное число ядер группы VH в первичном излучении, по-видимому, намного превышает соответствующие числа для любого типа звезд, кроме Сверхновых (табл. 48). Наличие такой относительно большой концентрации тяжелых ядер подтверждается обычно всеми исследователями. Более того, поскольку при прохождении через вещество как в межзвездном пространстве, так и в атмосфере, относительное число ядер группы L увеличивается, то это должно приводить к уменьшению доли тяжелых ядер. Таким образом, описанные результаты свидетельствуют в пользу той точки зрения, что именно Сверхновые звезды являются одним из основных источников космического излучения.

в) Происхождение Li, Be и B в космическом излучении. Как мы видели, имеется значительное число данных, свидетельствующих о наличии легких элементов Li, Be и B в первичном космическом излучении и притом, по-видимому, в значительных количествах, хотя эти элементы и имеют относительно малую распространенность во Вселенной. Если эти результаты справедливы, то следует предположить, что легкие ядра возникают в результате расщеплений более тяжелых ядер при столкновениях в газе межзвездного пространства. Если бы вероятности соответствующих расщеплений при подобных столкновениях были известны, то можно было бы в принципе оценить среднюю массу межзвездного газа, пересекаемую частицей до того, как она достигнет Земли. Однако к настоящему времени значения вероятностей фрагментации определены лишь весьма приблизительно.

Обычно принято считать, что межзвездный газ состоит в основном из водорода с примесью

Таблица 48

Состав космического излучения, распространенность в процентах по отношению ко всем частицам с зарядами $Z>3$

По Энглеру и др. [40]

Глубина атмосферы, $г/см^2$	Be	B	C	N	O	F	$Z \geq 10$	Литература
8,5	7,0±1,8	14,8±2,7	27,0±3,9	16,5±2,9	13,5±2,6	7,0±1,8	14,4±2,7	[40]
12	7,1±1,7	11,8±2,3	25,1±3,5	16,1±2,7	13,8±3,0	3,5±1,2	17,7±2,9	[20]
9	8,7±1,7	10,9±2,0	25,0±3,2	16,7±2,5	15,4±2,4	2,2±0,8	21,2±2,9	[61]
17	10,0±1,7	14,1±2,1	29,8±3,2	11,6±1,9	9,5±1,7	5,1±1,2	20,0±2,5	[32]
8,5	9,3±3,1	27,8±5,7	25,9±5,5	3,7±1,9	7,4±2,7	3,7±1,9	22,2±5,0	[58]

гелия в количестве около 10%. На первый взгляд кажется, что вероятности фрагментации, определяющие соответствующие эффекты столкновений в межзвездном водороде, можно найти путем исследования столкновений, при которых образуются „звезды" со значениями $N_h = 0$ или $N_h = 1$. При исследовании подобных случаев будут учтены все столкновения со свободными протонами, однако, как мы видели, 50% из них относится к периферическим столкновениям с более тяжелыми ядрами. Почти с полной уверенностью можно сказать, что при периферических столкновениях налетающее ядро будет в среднем разрушаться в меньшей степени, чем при столкновениях со свободным водородом, так как в последнем случае могут быть и центральные столкновения. Вероятности фрагментации, полученные на основании исследований „звезд" с $N_h = 0$ или $N_h = 1$, будут скорее всего приводить к недооценке вероятности разрушения первичных ядер, в то время как соответствующие значения, полученные по всем „звездам" без отбора или даже по „звездам" с $N_h < 6$, приводят, по-видимому, к переоценке этой вероятности.

Наиболее важным результатом, который следует из современного состояния знаний, является следующий. Если ядра Li, Be и B не испускаются источником первичного космического излучения и если количество этих элементов на границе атмосферы составляет примерно 25% числа ядер с зарядами $Z \geqslant 6$, то прохождения примерно 5 $г/см^2$ водорода было бы достаточно для того, чтобы полностью объяснить наблюдаемые потоки легких элементов в первичном космическом излучении.

Другой результат наблюдений заключается в том, что лишь около 30% регистрируемых ядер группы M можно объяснить расщеплением более тяжелых ядер. Он основывается на следующих соображениях. Наблюдения в эмульсии показали, что число ядер группы M, появляющихся в виде продуктов расщепления, не превышает числа ядер группы L независимо от типа соответствующих связанных „звезд". В то же время общая совокупность данных свидетельствует о том, что в первичном излучении отношение интенсивностей $J_M/J_L \sim 3$. Отсюда следует, что большинство ядер группы M должно испускаться источником космических лучей непосредственно. Аналогично число протонов и α-частиц, образующихся в результате прохождения более тяжелых ядер через слой водорода толщиной 5 $г/см^2$, совершенно недостаточно для того, чтобы объяснить наблюдаемые количества этих элементов. Они также должны испускаться из источника в больших количествах.

И, наконец, наблюдения показали, что около 2% вещества в космическом излучении переносится частицами с зарядами $20 \leqslant Z \leqslant 28$. Если бы испускаемое источником излучение состояло полностью из тяжелых ядер, то в результате прохождения ~ 10 $г/см^2$ водорода остаточная доля тяжелых ядер уже сократилась бы до наблюдаемого значения. При этом отношение J_M/J_L составляло бы около 1. Эти оценки показывают, что значение 10 $г/см^2$ можно считать верхним пределом для среднего количества водорода, встречаемого первичным излучением.

В качестве важного исходного факта следует отметить также, что для частиц, имеющих скорость в определенном интервале, состав первичного излучения не меняется даже при приближении к самым высоким значениям энергий. Отсюда следует, что любые теории процессов ускорения (подобные первоначальной теории Ферми), согласно которым частицы получают энергию в результате столкновений с магнитными полями газовых облаков, блуждающих в межзвездном пространстве, и выбывают „из игры" лишь в результате столкновений с межзвездным водородом, становятся несостоятельными. Согласно этим теориям, наибольшие энергии имели бы те частицы, которые участвуют наибольшее время в процессе ускорения, а теряли бы энергии преимущественно более тяжелые ядра, так как поперечные сечения столкновения у них больше, чем у более легких частиц. Это возражение, однако, снимается, если предположить, что в результате диффузии частицы покидают область ускорения достаточно быстро, не успевая испытать ядерных столкновений.

Из материалов недавних дискуссий о происхождении космических лучей можно кратко упомянуть о теориях Гинзбурга, Хаякавы и Питерса. Гинзбург [63] предположил, что космическое излучение возникает в Сверхновых звездах, после чего частицы диффундируют в пределах Галактической системы и ее короны радиусом $\sim 10^{23}$ $см$, сталкиваясь с блуждающими облаками ионизованных газов и связанными с ними магнитными полями. Коэффициент диффузии D для таких процессов определяется соотношением $D = {}^1/_3 \lambda v$, где λ — средний свободный пробег для столкновений, а v — скорость частиц. При $\lambda = 10^{20}$ $см$, что, согласно оценкам, равно среднему расстоянию между газовыми облаками, значение D для частиц, движущихся с релятивистскими скоростями, оказывается равным $\sim 10^{30}$ $см^2/сек$.

При указанных предположениях на любом расстоянии r от источника плотность частиц определяется уравнением диффузии. Если частицы испускаются в Галактику локализован-

ным источником постоянной интенсивности, то потоки частиц при любом значении r будут казаться почти изотропными и не будут изменяться во времени. Внутри слоя, заключенного между r и $r + dr$, происходит накапливание частиц с определенным зарядом $Z = k$ в результате диффузии из источника и отчасти в результате фрагментации более тяжелых ядер ($Z = i$) при столкновениях с межзвездным газом. Скорость накапливания уравновешивается в результате столкновений ядер с $Z = k$, которые приводят к выбыванию частиц из данного класса.

Считая, что частицы встречают на пути около 3 $г/см^2$ межзвездного вещества, и предполагая, что плотность газа в короне Галактики равна около 0,1 атомов на 1 $см^3$, Гинзбург пришел к выводу, что Земля находится на расстоянии около $2{,}7 \cdot 10^{22}$ $см$ от основного источника космического излучения. Полученное значение очень близко к величине расстояния Земли от центра Галактики.

Хаякава и др. [65] также предположили, что процессы накапливания и распространения космических лучей в Галактике происходят, как описано выше, путем диффузии среди магнитных облаков. Однако они показали, что если считать Сверхновые звезды единственными источниками излучения, то отношение числа ядер гелия к числу протонов в космическом излучении будет значительно больше, чем соответствующее отношение в обычных звездах; на самом же деле эти ядра присутствуют в нормальной пропорции, $N_H/N_{He} \approx 10:1$ (см. табл. 46). Поэтому Хаякава и др. выдвинули предположение о том, что в Сверхновых звездах образуется лишь около $^1/_{10}$ полного числа частиц космического излучения, а остальные вылетают из атмосферы красных гигантов и сверхгигантов. Другое отличие от теории Гинзбурга заключается в том, что, согласно теории Хаякавы и др., потери частиц космического излучения определяются в основном диффузией за пределы Галактики, тогда как Гинзбург объясняет эти потери ядерными столкновениями.

Придерживаясь иной точки зрения, Питерс считает, что космическое излучение достигает Земли не в результате обычных процессов диффузии в гало Галактики. Он выдвинул гипотезу о том, что космические лучи образуются в звездах вблизи центра Галактики, а затем скапливаются в областях с относительно большой плотностью, а именно — в спиральных рукавах Галактики, где магнитные поля относительно велики.

Хотя современные представления о происхождении космических лучей и представляют большой интерес, однако они носят пока характер рабочих гипотез, так как многие астрофизические и прочие величины, на которых основываются эти представления, являются еще очень неопределенными, а взгляды на эволюцию звезд быстро развиваются и изменяются.

ПРИЛОЖЕНИЯ

I. Таблица элементарных частиц

	Тип частицы*	Обозначение	Масса покоя, m_e	Спин	Изотопический спин	Странность**	Античастица***
	Фотон	γ	0	1	—	—	—
Лептоны	Нейтрино	ν	0	$\frac{1}{2}$	—	—	$\overline{\nu}$
Лептоны	Электрон	e^-	1	$\frac{1}{2}$	—	—	e^+
Лептоны	μ-мезон	μ^-	206,77	$\frac{1}{2}$	—	—	μ^+
Мезоны	π-мезоны	π^+ π^0 π^-	273,18 264,20 273,18	0	1	0	π^- π^0 π^+
Мезоны	K-мезоны	K^+ K^0	966,6 974,2	0	$\frac{1}{2}$	+1	K^- $\overline{K^0}$
Барионы	Нуклоны	p n	1836,12 1838,65	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\overline{p}$ $\overline{n}$
Барионы	Λ^0-гиперон	Λ^0	2182,80	$\frac{1}{2}$	0	−1	$\overline{\Lambda^0}$
Барионы	Σ-гипероны	Σ^+ Σ^- Σ^0	2327,7 2340,6 2331,8	$\frac{1}{2}$	1	−1	$\overline{\Sigma^+}$ $\overline{\Sigma^-}$**** $(\overline{\Sigma^0})$
Барионы	Ξ-гипероны	Ξ^- Ξ^0	2580,2 ~2566	$\frac{1}{2}$?	$\frac{1}{2}$	−2	$(\overline{\Xi^-})$ $(\overline{\Xi^0})$

* При классификации частиц π- и μ-мезоны иногда выделяют в особую группу легких мезонов (L-мезонов), чтобы отличить их от тяжелых мезонов (K-мезонов).

** Квантовое число, обозначающее „странность" античастицы, имеет противоположный знак по сравнению с аналогичным числом, относящимся к обычной частице.

*** Существование античастиц, указанных в скобках, является гипотетическим. Для всех значений масс приведены значащие цифры, за исключением тех случаев, когда указаны пределы ошибок.

**** Антигиперон $\overline{\Sigma^-}$ был открыт в 1960 г. в Объединенном институте ядерных исследований. — *Прим. ред.*

Данные о массах частиц приведены согласно статье Сноу и Шапиро (Успехи физич. наук, **74**, 125 (1961). — *Прим. ред.*

Частица	Источник	Характерное превращение или метод измерений	Детектор
e^-	Разрядная трубка	Отношение e/m	Флуоресцирующий экран
e^+	Космические лучи	„	Камера Вильсона
μ^+ μ^-	„ „	Отсутствие радиационных потерь при прохождении через Pb, а также распад в состоянии покоя	„ „
π^+	„ „	$\pi \to \mu$-распад в состоянии покоя	Ядерная эмульсия
π^-	„ „	Ядерное взаимодействие после остановки	„ „
π^0	Ускоритель	Распад на γ-кванты	Счетчик
K^+	Космические лучи	$K_{\pi 3}$-распад	Ядерная эмульсия
K^-	„ „	Ядерное взаимодействие после остановки	„ „
K^0	„ „	Распад на лету на $\pi^+ + \pi^-$	Камера Вильсона
n	Po + Be-источник	Определение массы из расчета упругих столкновений	Ионизационная камера
$\bar{p}$	Ускоритель	Измерение отношения e/m и обнаружение аннигиляции	Счетчик
$\bar{n}$	„	Обнаружение аннигиляции	„
Λ^0	Космические лучи	Распад на лету на $p+\pi^-$	Камера Вильсона
$\bar{\Lambda}^0$	Ускоритель	Распад на лету на $\bar{p}+\pi^+$	Ядерная эмульсия
Σ^+	Космические лучи	Распад в состоянии покоя	„ „
Σ^-	Ускоритель	Распад на лету на π^-+n	Диффузионная камера
Σ^0	„	Распад на лету на $\Lambda^0+\gamma$	Пузырьковая камера
Ξ^-	Космические лучи	Распад на лету на $\pi^-+\Lambda^0$	Камера Вильсона
Ξ^0	Ускоритель	Распад на лету на $\pi^0+\Lambda^0$	Пузырьковая камера
$\bar{\Sigma}^+$	„	Распад на лету на $\bar{p} + \pi^0$	„ „
$\bar{\Sigma}^-$	„	Распад на лету на $\bar{n} + \pi^+$	„ „

III. Времена жизни и схемы распада нестабильных элементарных частиц*

Частица	Установленные схемы распада	Относительная вероятность различных типов распада, %	Измеренное среднее время жизни (в свободном виде), *сек*
μ-мезоны	$\mu^{\pm} \to e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$		$2{,}21 \cdot 10^{-6} \pm 0{,}1\%$
π-мезоны	$\pi^+ \to \mu^+ + \nu$	99,99	$2{,}55 \cdot 10^{-8} \pm 1\%$
	$\to e^+ + \nu$	$1{,}2 \cdot 10^{-2}$	
	$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}$		$2{,}55 \cdot 10^{-8} \pm 1\%$
	$\pi^0 \to 2\gamma$	98,8	$(1{,}9 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-16}$**
	$\to \gamma + e^+ + e^-$	1,2	
	$\to 2e^+ + 2e^-$	$\sim 0{,}004$	
K-мезоны	$K^+ \to \mu^+ + \nu$	$58 (K_{\mu 2})$	$1{,}22 \cdot 10^{-8} \pm 1\%$
	$\to \pi^+ + \pi^0$	$25{,}6 (K_{\pi 2})$	
	$\to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	$5{,}7 (K_{\pi 3})$	
	$\to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	$1{,}7 (K'_{\pi 3})$	
	$\to \mu^+ + \pi^0 + \nu$	$3{,}9 (K_{\mu 3})$	
	$\to e^+ + \pi^0 + \nu$	$5{,}1 (K_{\beta 3})$	
	K^--мезон распадается подобно K^+-мезону с появлением соответствующих античастиц		$1{,}1 \cdot 10^{-8} \pm 14\%$
	50% $K^0 \to K_1^0 \to \pi^+ + \pi^-$	35	$1{,}00 \cdot 10^{-10} \pm 4\%$
	$\to \pi^0 + \pi^0$	15	
	(Смесь частиц)		
	50% $K^0 \to K_2^0 \to \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}$	?	$6{,}1 \cdot 10^{-8}\ {}^{+25\%}_{-20\%}$
	$\to \pi^- + \mu^+ + \nu$	?	
	$\to \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$	?	
	$\to \pi^- + e^+ + \nu$	?	
	$\to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	≤ 15	
	$\bar{K}^0$ распадается аналогично K^0		
Нейтрон	$n \to p + e^- + \bar{\nu}$		$1013 \pm 3\%$
Λ^0-гиперон	$\Lambda^0 \to p + \pi^-$	64	$2{,}51 \cdot 10^{-10} \pm 4\%$
	$\to n + \pi^0$	36	
Σ-гипероны	$\Sigma^+ \to n + \pi^+$	~ 50	$8 \cdot 10^{-11} \pm 7\%$
	$\to p + \pi^0$	~ 50	
	$\Sigma^- \to n + \pi^-$		$1{,}6 \cdot 10^{-10} \pm 7\%$
	$\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$		$< 10^{-11}$
	$\bar{\Sigma}^{\pm}$-гипероны распадаются подобно $\Sigma^{\pm}$-гиперонам с появлением соответствующих античастиц		
Ξ-гипероны	$\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^-$		$1{,}3 \cdot 10^{-10} \pm 30\%$
	$\Xi^0 \to \Lambda^0 + \pi^0$		$\sim 1{,}5 \cdot 10^{-10}$

* Данные в таблице исправлены согласно статье Сноу и Шапиро [Успехи физических наук, 74, 125 (1961)]. — *Прим. ред.*

** Glasser, Seeman, Stiller, препринт 1961 г. — *Прим. ред.*

IV. Законы сохранения, управляющие превращениями и взаимодействиями элементарных частиц

Помимо законов сохранения заряда, энергии и массы, момента количества движения и т. п., процессы превращения и взаимодействия элементарных частиц подчиняются также и другим законам сохранения.

Сохранение лептонов. При превращении элементарных частиц, в которых участвуют лептоны, наблюдается абсолютное сохранение полного „лептонного числа" системы; лептонные числа отдельных частиц указаны в верхней таблице:

Частица	Лептонное число	Спиральность	Античастица	Лептонное число	Спиральность
ν	$+1$	-1	$\bar{\nu}$	-1	$+1$
e^-	$+1$		e^+	-1	
μ^-	$+1$		μ^+	-1	

S	-2	-1	0	$+1$	$+2$
Частицы	Ξ^-, Ξ^0	Λ^0 $\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$ $\bar{K}^-, \bar{K}^0$	$n, p; \bar{n}, \bar{p}$ π^-, π^0, π^+	$\bar{\Lambda}^0$ $\bar{\Sigma}^+, \bar{\Sigma}^0, \bar{\Sigma}^-$ K^+, K^0	$\bar{\Xi}^+, \bar{\Xi}^0$

Лептонные числа всех более тяжелых элементарных частиц равны нулю. Нейтрино всегда возникает с левой спиральностью (-1), антинейтрино — с правой ($+1$). Вследствие этого, например, сохранение лептонов и момента количества движения требует, чтобы распад π^+-мезонов происходил по схеме $\pi^+ \to \mu^+ + \nu$, а распад π^- — по схеме $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}$, причем возникающие μ^+-мезоны всегда должны обладать левой, а μ^--мезоны правой спиральностью. Аналогично, при β-распаде ядер имеет место тенденция к появлению электронов с отрицательной спиральностью и позитронов с положительной спиральностью, хотя величина спиральности обычно не равна 1.

Сохранение барионов. При взаимодействиях между элементарными частицами, приводящими к возникновению барионов, имеет место абсолютное сохранение „барионного числа". Последнее для тяжелых частиц принимается равным $+1$ и для соответствующих им античастиц -1. (см. приложение I).

Сохранение „странности". Если процессы превращения и взаимодействия частиц происходят „быстро" в масштабе ядерных времен ($\sim 10^{-22}$ *сек*), то должна сохраняться „странность" S. В следующей таблице указаны значения „странности" S для различных частиц. Сохранение „странности" не является абсолютным, и если ее значение изменяется в результате данного процесса, то скорость последнего оказывается примерно в 10^{12} раз меньше, чем она была бы в противном случае.

V. Деформации сдвига и другие искажения в эмульсии

Вопрос о существовании внутренних напряжений в эмульсии во время ее обработки и сушки и возникающих в результате этого деформаций или искажений следов обсуждался на стр. 59, где отмечалось, что чаще всего встречаются такие искажения, при которых первоначально прямой след принимает параболическую форму, т. е. так называемые С-искажения. Реже (в основном на краях эмульсий) след может изогнуться в виде буквы S. Известно, что искажения этого типа возникают обычно во время последней стадии сушки.

Иногда могут возникать искажения третьего „переменного" типа (chopping). Эти искажения приводят к сильным изменениям направления следа, продольным и поперечным смещениям

участков, длина которых равна многим микронам. След может иногда оказаться не непрерывным, а „разорванным".

Приведенные микрофотографии (см. фото 190) иллюстрируют такие искажения. На левой фотографии показан след релятивистского ядра углерода, расположенный под очень малым углом к плоскости эмульсии ($\sim 2°$). Справа приведена фотография двух соседних следов, образовавшихся в результате ядерного расщепления (не показанного на фотографии). Случайно следы оказались расположены под одинаковыми углами к плоскости эмульсии ($\sim 30°$). Обе фотографии относятся к центральной области одного слоя эмульсии. В отличие от обычных искажений сдвига в рассматриваемом случае величина угловых смещений следов не зависит от угла погружения следа. Из фотографии справа видно, что при малых расстояниях между следами их смещения в значительной степени коррелируют. Наличие боковых смещений всех трех следов вполне очевидно. О продольном смещении зерен можно судить по флуктуациям плотности зерен.

Характерная особенность искажений переменного типа состоит в том, что смещения в плоскости эмульсии в результате ее обработки и сушки значительно больше смещений по глубине z. Этот эффект хорошо иллюстрируется фотографией слева. Поскольку наклон следа к плоскости эмульсии был мал, при одной фокусировке можно было видеть участок следа длиной более 100 μ. Изображение следа на этой длине находилось в фокусе и было четким($\Delta z < 1\mu$), в то время как горизонтальные смещения достигали 5 μ. Эту особенность легко объяснить, если предположить, что смещения желатины происходят во время фиксирования и промывки эмульсии, когда она разбухает до толщины, превышающей в 3 раза ее первоначальную толщину или в 6 раз ту толщину, которую эмульсия имеет после обычной обработки и сушки. Если средние значения смещений вдоль осей x, y и z равны по величине, то в обработанной и высушенной эмульсии отклонения по глубине будут в 6 раз меньше, чем отклонения в плоскости эмульсии.

Исследование тех условий, при которых появляются искажения переменного типа, показало, что они могут иногда возникать вследствие ненормальных условий в процессе фиксирования и сушки, как, например, очень быстрого разбавления фиксирующего раствора. Замечено также, что эмульсии, наклеенные на стекла, более склонны к искажениям переменного типа при обработке в вертикальном, а не в горизонтальном положении.

Имеется еще одна представляющая интерес особенность искажений переменного типа. Опыт показал, что эти искажения наблюдаются всегда в нижних слоях эмульсий. Приведенные на фотографиях следы были расположены близко к поверхности стеклянной подложки. В верхней части (толщиной 400 μ) этого слоя эмульсии, полная толщина которого была равна 600 μ, не было никаких заметных искажений переменного типа, а также C- или S-образных искажений. Так, при измерении рассеяния вдоль следа, показанного на левой фотографии, в верхних слоях эмульсии получено значение параметра многократного рассеяния $\bar{\alpha} \sim 0{,}01°$ на 100 μ, которое свидетельствует о том, что частица, оставившая этот след, двигалась с релятивистской скоростью.

VI. Периоды полураспада долгоживущих α-излучателей

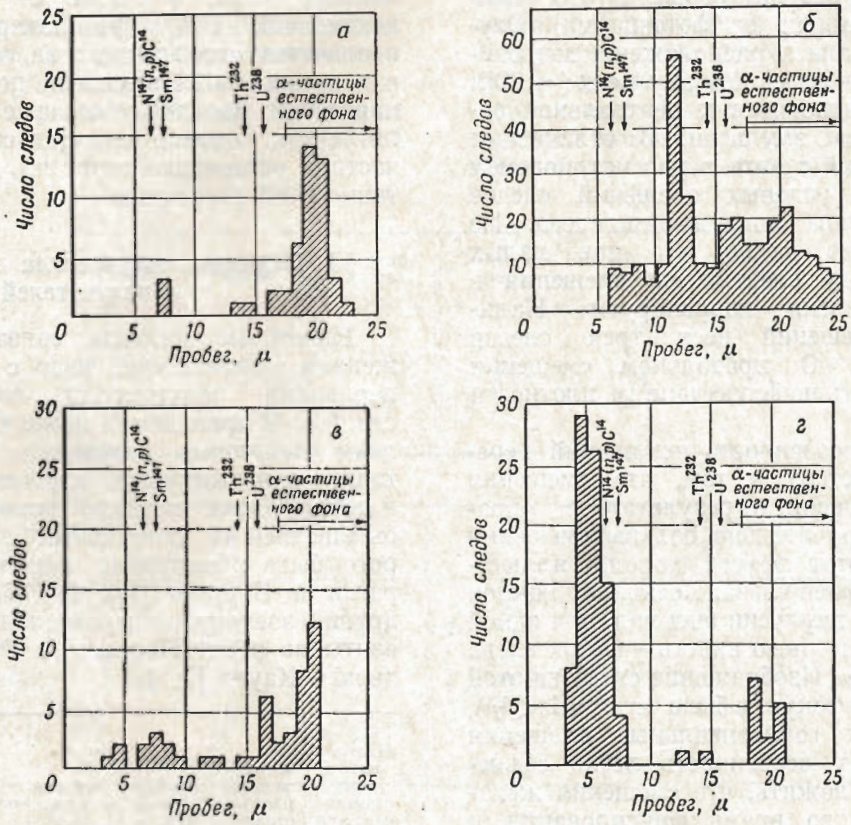
Некоторые вопросы, связанные с обнаружением α-активностей ядер с очень большими периодами полураспада, затрагивались на стр. 108. В приводимой ниже таблице представлены некоторые результаты измерений для таких долгоживущих изотопов, α-активность которых была надежно установлена. Висмут был первым из „стабильных" элементов, у которого была обнаружена α-активность (см. Фарагги и Бертело [1]). Подобные данные для других элементов, перечисленных в таблице, взяты из работ Поршена и Рицлера [2], Рицлера и Каува [3, 4].

Изотоп, которому приписывается α-активность	Естественная распространенность, %	Пробег α-частиц, μ	Энергия α-частиц, *Мэв*	Период полураспада, *лет*	Число α-частиц, испускаемых на 1 *г* вещества в год
$^{83}Bi^{209}$	100	11,7	3,1	$2 \cdot 10^{17}$	1 000
$^{82}Pb^{204}$	1,3	8,4	2,5	$1{,}4 \cdot 10^{17}$	200
$^{78}Pt^{190}$	0,012	12	3,2	10^{12}	25 000
$^{74}W^{180}$	0,14	10,7	2,9	$3 \cdot 10^{14}$	1 000
$^{60}Nd^{144}$	23,9	6,3	1,8	$5 \cdot 10^{15}$	14 000
$^{58}Ce^{142}$	11,1	4,7	1,5	$(5 \pm 1) \cdot 10^{15}$	7 000

Наиболее убедительные доказательства такой слабой α-активности были получены для Ce^{142}. На фиг. 251 приведены подробные результаты измерений в эмульсиях, пропитанных сначала Ce^{140} (*в*), а затем Ce^{142} (*г*). Видно, что активность связана с изотопом Ce^{142}. Кроме того, средний пробег наблюдаемой группы α-частиц отличается от соответствующих

пробегов α-частиц, образующихся в результате распада Sm^{147}, и протонов, возникающих при захвате тепловых нейтронов ядрами N^{14}. Хорошо проявилась также активность платины, приписанная изотопу Pt^{190}. Однако в последнем эксперименте число фоновых следов значительно превышало то число, которое можно было бы ожидать, исходя из продолжительности экспозиции. Активность четырех других

Они могут быть отнесены либо к α-частицам Sm^{147}, либо к протонам, образующимися при захвате тепловых нейтронов ядрами N^{14}. Без специальной защиты от нейтронов поток тепловых нейтронов внутри помещения на уровне моря равен ~ 30 нейтронов в $см^2 \cdot стерад \cdot день$. Такой поток будет приводить к образованию в 1 $см^3$ эмульсии двух протонов в день.



Ф и г. 251. Распределения пробегов частиц при регистрации всех следов в эмульсиях Ильфорд С2 в случае четырех разных экспозиций.

а — фон 2,5 частиц в 1 $см^3$ эмульсии в день, *б* — платина (187 частиц в 1 *мг* в день, *в* — Ce^{140}, чистота 99,5% (36 частиц в 1 *мг* в день), *г* — Ce^{142}, чистота 96% (46 частиц в 1 *мг* в день).

элементов, перечисленных в таблице, определена менее точно. Согласно проведенным оценкам, ошибки в определении периодов полураспада составляют около $\pm 50\%$ (за исключением тория). Ошибки в определении энергии α-частиц составляют около $\pm 0{,}3$ *Мэв*.

В случае *а* на фиг. 251 пропитывание отсутствовало и поэтому почти все следы относятся к частицам, излучаемым радиоактивными примесями в эмульсии (см. стр. 53). При этом следы длиной ~ 20 μ образованы в основном U^{238} и продуктами его распада. Большинство α-частиц ториевого ряда имеют пробеги более 25 μ и при измерениях не рассматривались. Имеются также фоновые следы длиной ~ 7 μ.

Нейтроны могут также легко захватываться другими ядрами, входящими обычно в состав эмульсии, особенно ядрами серебра, но лишь захват ядром N^{14} будет приводить в конечном счете к образованию следов. Эмульсии, используемые для подобных измерений, не должны содержать бора, так как у бора очень большое сечение реакции (n, α), также приводящей к образованию следов длиной ~ 7 μ.

В случаях *б* — *г* экспонируемые эмульсии были пропитаны соответствующими солями. Данные об облучении приведены в подписи. Величину естественного фона можно грубо оценить по количеству следов длиной ~ 20 μ в каждом облучении в пред-

положении, что при пропитывании в эмульсию не вносятся никакие нежелательные примеси. Это предположение скорее всего несправедливо при использовании редких земель, так как в этих случаях неблагоприятно сказывается активность примесей самария в образцах.

На первый взгляд могло бы показаться, что легче измерить α-активность Nd^{144}, чем Ce^{142}. Действительно, энергия α-частиц у Nd^{144} больше, поэтому можно ожидать, что период его полураспада будет соответственно меньше. Однако измерения с Nd^{144} трудны ввиду того, что его образцы содержат обычно примеси Sm^{147} в значительно больших количествах, чем образцы Ce. Кроме того, средний пробег α-частиц Nd^{144} почти равен пробегу α-частиц Sm^{147}.

Предпринималась также попытка обнаружить α-активность ртути и осмия (см. Поршен и Рицлер [2]), но безуспешно. В эмульсию удавалось ввести лишь столь малые количества этих элементов, при которых еще не образуется химический фон. Возможно, что Hg^{196} имеет более короткое время жизни по отношению к α-распаду, чем Pt. Для регистрации такой активности лучше всего было бы отделить элемент или соответствующее соединение от регистрирующей эмульсии с помощью тонкой непроницаемой пленки, а не вводить вещество непосредственно в эмульсию.

VII. Просмотр невооруженным глазом

Как уже упоминалось на стр. 322, в электромагнитном каскаде с энергией примерно 1500 *Бэв* на расстоянии около 7 радиационных единиц длины число и плотность электронных следов настолько велики, что каскад можно видеть невооруженным глазом в виде слабой размытой линии. При еще более высоких энергиях электромагнитные каскады становятся легко видимыми на расстоянии в несколько радиационных единиц длины. Можно также обнаруживать следы отдельных тяжелых первичных ядер, если их заряд достаточно велик ($Z > 16$). Следы таких ядер выглядят в виде более темных линий. Данные об уменьшении интенсивности света следами тяжелых релятивистских первичных ядер приведены на фиг. 236. Видимость следа, а следовательно, и порог его регистрации зависят как от его длины в одном эмульсионном слое, так и от прозрачности эмульсии, числа и формы царапин и отложений серебра на поверхности. Просмотр невооруженным глазом или с помощью линзы с небольшим увеличением является очень удобным и эффективным способом для быстрого обнаружения каскадов высокой энергии. В двух стопках, экспонированных на самолете „Комета", описание которых дается ниже, таким способом было обнаружено около 600 каскадов.

В качестве иллюстрации такого способа просмотра на фото 191 и 192 показаны семь контактных отпечатков с различных эмульсионных слоев. При печатании этих снимков были предприняты меры к тому, чтобы на каждом из них передать как можно точнее степень контраста и общий вид эмульсионных слоев. В каждом отдельном случае воспроизведена часть эмульсионного слоя. Видно, что на эмульсии, показанной на фото 192 B, гораздо больше поверхностного налета, чем на других слоях. В этом случае четкие метки оказались на поверхности слоя, соприкасающейся со стеклом, и поэтому их было трудно удалить. Они образовались отчасти потому, что в качестве прокладок между слоями свинца и эмульсии использовалась териленовая прокладка толщиной 6 μ, которая электризовалась при отдирании ее от эмульсии. Частично эти метки вызваны также тем, что слои эмульсии были упакованы в стопку под большим давлением и долго находились в таком состоянии.

Фото 191 A — контактный снимок части эмульсионного слоя толщиной 600 μ, экспонированного в полетах над шт. Миннесота в течение 8 *час* на глубине атмосферы ~ 6 *г/см*^{2}. Эмульсионный слой составлял часть стопки из чистой эмульсии общим объемом 22 *л*, разделенной между Бристольским и Миннесотским университетами. В этом слое под исключительно малым углом к плоскости эмульсии был образован электронный каскад. В месте максимальной плотности этого каскада при измерении фотометром со щелью шириной 10 μ поглощалось около 20% падающего света. Первичное ядерное взаимодействие, в результате которого образовался этот каскад, произошло в металлическом противовесе у нижнего угла стопки. После того, как баллон достиг потолка, стопка была перевернута. Каскад возник до этого перевертывания и поэтому он развивается вверх от нижнего левого угла стопки.

На этой же фотографии можно различить следы большого числа отдельных тяжелых первичных ядер. Некоторые из наиболее заметных следов помечены крестиками по концам. Видно, насколько сильно отличаются расплывчатые линии, относящиеся к последним стадиям развития каскада, от четких линий следов тяжелых первичных частиц. Во всем объеме стопки невооруженным глазом было найдено 20 каскадов. Каскад самой высокой энергии описан на стр. 345—348 (см. фото 166—168).

На снимках меньшего размера (см. фото 191 B, C, D) показан каскад большой энергии

в трех последовательных слоях стопки объемом 7 *л*, экспонированной в течение 8 *час* при остаточном давлении 10 *г/см*² над Северной Италией. С левой стороны каждого отпечатка видна одна из меток, нанесенных с помощью рентгеновских лучей. Каскад образовался в результате ядерного взаимодействия в эмульсии, подробно описанного на стр. 343—345. В этих эмульсиях на расстоянии 22 *см* (7 радиационных единиц длины) достигаются самые хорошие условия видимости каскада. Количество света, проходящего в этом месте через центральную область каскада, составляло лишь около 60% количества света, проходящего через соседние участки эмульсии вне каскада. Вторичное ядерное взаимодействие, показанное на фото 165, произошло в средней части каскада в последнем эмульсионном слое.

Для сравнения с эмульсионными слоями чисто эмульсионных стопок, экспонированных с помощью баллонов, на фото 192 показаны контактные отпечатки эмульсионных слоев из составных свинцово-эмульсионных стопок, объемом примерно 20 *л*, экспонированных при полете на самолете „Комета" на высоте от 9 до 12 *км* в течение 1200 и 600 *час* соответственно. Расположение каждой из стопок во время облучения показано схематически на фиг. 221,*а*. Три контактных снимка соответствуют центральным областям стопок, где чередовались слои эмульсии толщиной 600 μ со слоями свинца толщиной 400 μ. Значение средней радиационной длины для такой среды было равно 1 *см*, в то время как в чистой эмульсии оно составляет около 3 *см*. Это приводило к тому, что поперечные размеры каскадов уменьшались в 3 раза, так что каскады заданной энергии можно было регистрировать намного легче. На этих высотах тяжелые ядра первичного космического излучения отсутствуют, поэтому регистрируемые события оказываются каскадами, образуемыми в результате ядерных взаимодействий в самой стопке, или каскадами, вызванными фотонами, которые возникают при ядерных взаимодействиях в атмосфере и попадают в стопку извне.

На фото 192 А и В показаны контактные снимки некоторых участков эмульсионных слоев из первой стопки, экспонированной на самолете „Комета". На слоях видны следы пяти отдельных параллельных каскадов, составляющих одно „семейство". Из ~200 изолированных каскадов, обнаруженных в этой стопке невооруженным глазом, 22 относились, по-видимому, к этому семейству, так как все они в пределах ошибок измерений были параллельными. Нет сомнения, что эти каскады образовались одновременно. Большинство каскадов этого семейства было вызвано отдельными фотонами или электронно-позитронными парами, разделенными в пространстве на расстоянии до нескольких сотен микрон друг от друга. Только три каскада были образованы вторичными ядерно-активными частицами, которые испытали взаимодействие внутри стопки.

На фото 168 приведены микрофотографии другого каскада высокой энергии из этого семейства на разных стадиях его развития. Исходя из оценок энергий отдельных каскадов, поперечных расстояний между ними и известных относительных поперечных импульсов фотонов (см. стр. 334 и далее), можно показать, что фотоны образовались, вообще говоря, при взаимодействии с первичной энергией ~ 10^6 *Бэв*, которое произошло над стопкой на расстоянии, приблизительно равном 1 *км*. Это расстояние в воздухе на высоте экспозиции соответствует примерно 1 радиационной единице длины, так что около половины всех фотонов достигли стопки, не испытав конверсии.

Такие наблюдения семейств каскадов служат прямым доказательством многоствольной структуры широких атмосферных ливней довольно низкой энергии в начальной стадии их развития. Как показал опыт, было очень трудно установить многоствольную структуру с помощью счетчиков или камер Вильсона на уровне земли.

Фото 192 С является контактным отпечатком одного из эмульсионных слоев второй стопки, экспонированной на самолете „Комета". На снимке можно различить семь независимых каскадов. Длина следа каждого из этих каскадов в эмульсионном слое очень мала, поэтому все они, за исключением самого мощного С5, видны нечетко и их положения указаны двумя стрелками. Подробные данные о всех каскадах, видимых на фото 192, приведены в таблице в подписи к этой фотографии. При рассмотрении каскада С5 с помощью фотоумножителя через щель шириной 10μ было обнаружено, что в центральной области поглощается 99,7% падающего света. Даже на расстоянии 500 μ по каждую сторону от оси каскада поглощается 50% интенсивности падающего света. Этим объясняется тот факт, что след каскада выглядит размытым. Полная энергия электромагнитной компоненты этого каскада оценена равной 50 000 *Бэв*, т. е. он является одним из самых мощных каскадов, наблюдавшихся до сих пор в эмульсии. Каскад образовался в результате ядерного взаимодействия типа $18 + \sim 180\,n$, которое также произошло в эмульсии.

ЛИТЕРАТУРА

К главе 1

1. Gurney, Mott., Proc. Roy. Soc., A164, 151 (1938).
2. Mitchell, Brit. Journ. Phot. Sci., 1, 110 (1953).
3. Mitchell, Zs. f. Phys., 138, 381 (1954).
4. Mitchell, Rep. Prog. Phys., 20, 433 (1957).
5. Mitchell, Sci. Industr. Phot., 29, 1 (1958).
6. Mitchell, Brit. Journ. Phot. Sci., 6, 33 (1958).
7. Evans, Mitchell, Доклад на конференции по дефектоскопии кристаллических тел, 1955, стр. 409.
8. Keith, Mitchell, Phil. Mag., 44, 877 (1953).
9. Evans, Hedges, Mitchell, Brit. Journ. Phot. Sci., 3, 73 (1955).
10. Frank, Adv. Phys., 1, 91 (1952).
11. Forty, Adv. Phys., 3, 1 (1954).
12. Demers, Ionographie, Montreal, 1958, p. 30.
13. Schulze, Proc. Caesarean Acad. 1727.
14. Boyle, Experiments and Considerations on Colours, London, 1663.
15. Scheele C. W., Aeras atque ignis examen chemicum, Upsala, 1777.
16. Davy, Journ. Royal Institution, London, 1, 170 (1802).
17. Nicéphore Niépce (1827). Документы по истории фотографии, АН СССР, 1949.
18. Daguerre, Compt. Rend., 9, 250 (1839).
19. Herschel J. F. W., Edin. Phil. Journ., 1, 8, 396 (1819).
20. Herschel J. F. W., Edin. Phil. Journ., 2, 154, 184 (1820).
21. Arago D. F., Compt. Rend., 9, 250 (1839).
22. Fox-Talbot, Phil. Trans., 36, 120 (1839); 37, 124(1839); 48, 312 (1841).
23. Niépce de St. Victor (1847). Документы по истории фотографии, АН СССР, 1949.
24. Le Gray, Traite Practique de Photographique sur papier et sur verre, 1850.
25. Scott Archer F., The Chemist, March 1951.
26. Poitevin, Compt. Rend., 30, 647 (1850); 32, 927 (1851).
27. Gaudin, La Lumière, вып. от 20 августа 1853.
28. Maddox, Brit. Journ. Phot., 18, 422 (1871).
29. Johnston, Brit. Journ. Phot. (1873).
30. King, Brit. Journ. Phot., 20, 542 (1873); 21, 294 (1874).
31. Vogel H. W., Ber. deutsch. chem. teor., 6, 1305 (1873); 8, 1635 (1875).
32. Bennett, Brit. Journ. Phot., 146 (1878); 133 (1879).
33. Monckhoven, Lecture to the Assoc. Belge de Photo, 1879; Bull. Soc. Franc., 204 (1879).
34. Lüppo-Cramer, Kolloidchemie und Photographie, 2nd ed., Dresden, 1921.
35. Koslowsky, Zs. wiss. Phot., 46, 65 (1951).
36. Moser, Pogg. Ann., 56, 177 (1842).
37. Niépce de St. Victor, Compt. Rend., 65, 505 (1867).
38. Yagoda, Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions, New York, 1949.
39. Becquerel, Compt. Rend., 122, 420, 501, 1086 (1896).
40. Mugge, Central. Mineral., 71, 114, 142 (1909).
41. Kinoshita, Proc. Roy. Soc., A83, 432 (1910).
42. Wilson, Proc. Roy. Soc., A85, 285 (1911).
43. Reinganum, Phys. Zs., 11, 1076 (1911).
44. Miehl, Wien. Ber., 121, 2a, 1431 (1912).
45. Mayer, Ann. d. Phys., 41, 931 (1913).
46. Walmsley, Makower, Proc. Phys. Soc., 26, 261 (1914).
47. Kinoshita, Ikeuti, Phil. Mag., 29, 420 (1915).
48. Sahni, Phil. Mag., 29, 836 (1915).
49. Ikeuti, Phil. Mag., 32, 129 (1916).
50. Mühlestein, Arch. Sci., (5) 2, 240 (1920).
51. Мысовский, Чижов, Zs. f. Phys., 44, 408 (1927).
52. Sahni, Phil. Mag., 33, 290 (1917).
53. Blau, Akad. Wiss. Wien, 134, 427 (1925).
54. Blau, Zs. f. Phys., 34, 285 (1925).
55. Blau, Akad. Wiss. Wien, 136, 469 (1927).
56. Blau, Akad. Wiss. Wien, 139, 327 (1930).
57. Blau, Akad. Wiss. Wien, 140, 623 (1931).
58. Blau, Zs. f. Phys., 48, 751 (1928).

59. Blau, Wambacher, Akad. Wiss. Wien, **141**, 617 (1932).
60. Blau, Wambacher, Akad. Wiss. Wien, **143**, 285, 401 (1934).
61. Blau, Wambacher, Nature, **134**, 538 (1934).
62. Жданов А. П., Journ. phys. rad., **6**, 233 (1935).
63. Rumbaugh, Locher, Nat. Geog. Soc. Stratosphere Ser., **2**, 32 (1936).
64. Rumbaugh, Locher, Phys. Rev., **49**, 855, 889 (1936).
65. Wilkins, Journ. Appl. Phys., **11**, 35 (1940).
66. Chadwick, Constable, Proc. Roy. Soc., **A135**, 48 (1932).
67. Taylor, Proc. Roy. Soc., **A150**, 382 (1935).
68. Ilford Limited, Journ. Sci. Instr., **12**, 333 (1935).
69. Wilkins, St. Helens, Phys. Rev., **49**, 403, 639 (1936).
70. Blau, Wambacher, Akad. Wiss. Wien, **146**, 259, 469 (1937); Nature, **140**, 585 (1937).
71. Livingston, Bethe, Rev. Mod. Phys., **9**, 260 (1937).
72. Wilkins, St. Helens, Phys. Rev., **54**, 783 (1938).
73. Wilkins, Phys. Rev., **50**, 1099 (1936).
74. Wilkins, Phys. Rev., **51**, 1026 (1937).
75. Takeuki, Phys. Math. Soc. Japan, **19**, 88 (1937).
76. E. M. Schopper, E. Schopper, Phys. Zs., **40**, 22 (1939).
77. Heitler, Powell, Fertel, Nature, **144**, 283 (1939).
78. Heitler, Powell, Heitler, Nature, **146**, 65 (1941).
79. Shapiro, Rev. Mod. Phys., **13**, 58 (1941).
80. Powell, Fertel, Nature, **144**, 115 (1939).
81. Bonner, Brubaker, Phys. Rev., **47**, 910 (1935).
82. Bonner, Brubaker, Phys. Rev., **50**, 308 (1936).
83. Powell, Nature, **145**, 155 (1940).
84. Powell, Proc. Roy. Soc., **A181**, 344 (1943).
85. Cockroft, Lewis, Proc. Roy. Soc., **A154**, 251 (1936).
86. Champion, Powell, Proc. Roy. Soc., **A183**, 64 (1944).
87. Richards, Phys. Rev., **59**, 796 (1941).
88. Powell, May, Chadvick, Pickavance, Nature, **145**, 893 (1940).
89. Chadwick, May, Pickavance, Powell, Proc. Roy. Soc., **A183**, 1 (1944).
90. Smith, Atomic Energy for Military Purposes, American Official Report, 1946.
91. Powell, Occhialini, Livesey, Chilton, Journ. Sci. Instr., **23**, 102 (1946).
92. Demers, Phys. Rev., **70**, 86 (1946).
93. Demers, Canad. Journ. Res., **A25**, 223 (1947). (См. перевод в сборнике статей „Фотографический метод в ядерной физике", ИЛ, 1952.)
94. Demers, Canad. Journ. Res., **32**, 538 (1954).
95. Lattes, Fowler, Cuer, Proc. Phys. Soc., **59**, 883 (1947).
95a. Lattes, Muirhead, Occhialini, Powell, Nature, **159**, 694 (1947).
96. Occhialini, Powell, Nature, **159**, 186 (1947).
97. Perkins, Nature, **159**, 126 (1947).
98. Bose, Choudhuri, Nature, **147**, 240 (1941).
99. Occhialini, Powell, Nuclear Physics in Photographs, Oxford, 1947.
100. Freier, Lofgren, Ney, Oppenheimer, Bradt, Peters, Phys. Rev., **74**, 213 (1948).
101. Berriman, Nature, **161**, 432 (1948); **162**, 992 (1948). (См. перевод в сборнике статей „Фотографический метод в ядерной физике", ИЛ, 1952.)
101a. Berriman, Phot. Journ., **B99**, 121 (1949).
102. Herz R., Nature, **161**, 928 (1948).
103. Brown, Camerini, Fowler, Muirhead, Powell, Ritson, Nature, **163**, 82 (1949).
104. Jenny L., Bristol Photographic Conference, 1950, p. 259.
105. Demers, Phys. Rev., **78**, 320 (1950).
106. Voyvodic, Progress in Cosmic Ray Physics, Vol. 11, 1954. (См. перевод в книге: „Успехи физики космических лучей", т. II, ИЛ, 1956.)
107. Dilworth, Occhialini, Payne, Nature, **162**, 102 (1948).
108. O'Dell, Shapiro, Stiller, Phys. Rev., **91**, 496 (1953).
109. Powell, Phil. Mag., **44**, 219 (1953). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 10, 1954.)
110. Lal, Pal, Peters, Proc. Ind. Acad. Sci., **A38**, 277 (1953).
111. Davies, Franzinetti, Nuovo Cimento, Suppl., **12**, 480 (1954).
112. Davies et al., G-Stack collaboration, Nuovo Cimento, **2**, 1063 (1955).
113. Barkas W. H. et al., Anti-proton Collaboration, Phys. Rev., **105**, 1037 (1957).
114. Berg, Rep. Progr. Phys., **11**, 248 (1947). (См. перевод в сборнике статей „Химия фотографических процессов", ИЛ, 1951.)
115. Clark, Mitchell, Brit. Journ. Phot. Sci., **4**, 1 (1956).
116. Данков, ДАН СССР, **24**, 773 (1939).
117. Данков, Кочетков, ДАН СССР, **26**, 785 (1940).
118. Mees, The Theory of the Photographic Process, New York, 1942.
118a. Coates, Herz, Phil. Mag., **40**, 1088 (1949).
119. Bayley, The Complete Photographer, London, 1926.
120. Webb, Phys. Rev., **74**, 511 (1948).
121*. Жданов А. П., ДАН СССР, **28**, 109 (1940).
О регистрации мезотронов с помощью толстослойных фотопластинок.

122*. Перфилов Н. А., ДАН СССР, **43**, 14 (1944).
Чувствительность к регистрации протонов у фотоэмульсий, обработанных с целью уничтожения фона.
123*. Перфилов Н., А. ЖЭТФ, **16**, 285 (1946).
Новый метод регистрации частиц типа осколков деления урана с помощью фотопластинок.
124*. Варфоломеев А. А., Усп. физич. наук, **57**, 701 (1955).
Детекторы заряженных частиц из бесподложечных эмульсий.
125*. Алперс В. В., Варфоломеев А. А., ПТЭ, № 1, 28 (1956).
Эмульсионная камера.
126*. Перфилов Н. А., Герлинг Н. И., Прокофьева Е. И., Труды РИАН СССР, **7**, 254 (1956).
Фотоэмульсия для регистрации α- и более сильно ионизующих частиц (П-8.).
127*. Богомолов К. С., Сиротинская А. А., Дебердеев М. У., Уварова В. М., Труды I Международного коллоквиума по корпускулярной фотографии, Париж, 1958, стр. 138 (на французском языке).
Изготовление ядерных фотоэмульсий, регистрирующих следы частиц с минимальной ионизацией.
128*. Зеликман В. Л., Клюенкова Е. И., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **3**, 335 (1958).
Сравнительное исследование различных методов синтеза фотографических эмульсий.
129*. Жданов А. П., ДАН СССР, **20**, 645 (1938).

К главе 2

1. Waller, Journ. Phot. Sci., **1**, 41 (1953).
2. Waller, Sci. Industr. Phot., **28**, 481 (1957).
3. Cuer, Compt. Rend., **223**, 1121 (1946).
4. Webb, Phys. Rev., **74**, 511 (1948).
5. Oliver, Rev. Sci. Instr., **25**, 326 (1953).
6. Mees, Theory of the Photographic Process, New York, 1946.
7. Wilkins, Range-energy Relations for Ilford Nuclear Emulsions, AERE Report, 1951.
8. Hough, Phys. Rev., **80**, 1069 (1950).
9. Demers, Canad. Journ. Res., **25**, 223 (1947).
10. Demers, Sci. Industr. Phot., **19**, 21 (1948). (См. перевод в сборнике статей „Фотографический метод в ядерной физике", ИЛ, 1952.)
11. Cuer, Sci. Industr. Phot., **18**, 321, 353 (1947). (См. перевод в сборнике статей „Фотографический метод в ядерной физике", ИЛ, 1952.)
12. Berriman, Sci. Industr. Phot., **A23**, 321 (1951).
13. Fowler, Perkins, Phil. Mag., **46**, 587 (1955).
14. Brown, Camerini, Fowler, Muirhead, Powell, Ritson, Nature, **163**, 47 (1949).
15. Rossi, High Energy Particles, New York, 1952.
16. Rossi, Greisen, Rev. Mod. Phys., **13**, 245 (1941).
17. Waniek, Bull. Amer. Phys. Soc., **1**, 219 (1956).
18. Demers, Knowles, Phys. Rev., **72**, 535 (1947).
19. Dilworth, Occhialini, Payne, Nature, **163**, 102 (1948).
20. Lal, Pal, Peters, Proc. Ind. Acad. Sci., **A38**, 277 (1953).
21. Demers, Canad. Journ. Phys., **32**, 538 (1954).
22. Occhialini, Report at Bagnères Conf., 1953.
23. James, Vanselow, Quirk, P. S. A. Journ. (November 1953).
24. Blau, DeFelice, Phys. Rev., **74**, 1198 (1948).
25. Bonetti, Dilworth, Occhialini, Bull. Univ. Bruxelles, №13b (1951).
26. Dainton, Gattiker, Lock, Phil. Mag., **42**, 396 (1951).
27. Dilworth, Occhialini, Vermaesen, Bull. Univ. Bruxelles, №13a (1950).
28. Herz, Edgar, Proc. Phys. Soc., **66**, 115 (1953).
29. Wilson, Vanselow, Phys. Rev., **75**, 1144 (1949). (См. перевод в сборнике статей „Фотографический метод в ядерной физике", ИЛ, 1952.)
30. Жданов А. П., Journ. phys. rad., **6**, 233 (1935).
31. Wilkins, Journ. Appl. Phys., **11**, 35 (1940).
32. Yagoda, Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions, New York, 1949.
33. Blau, Rudin, Lindenbaum, Rev. Sci. Instr., **21**, 978 (1950).
34. Powell, Occhialini, Livesey, Chilton, Journ. Sci. Instr., **23**, 102 (1946).
35. Rosenblum, Compt. Rend., **230**, 1766 (1950).
36. Dodd, Waller, Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity, London, 1951, p. 266.
37. Lees, Morrison, Rosser, Proc. Phys. Soc., **66**, 13 (1953).
38. Powell, Nature, **145**, 155 (1940).
39. Waffler, Younis, Helv. Phys. Acta, **22**, 414 (1949).
40. Goldhaber, Phys. Rev., **81**, 930 (1951).
41. Gibson, Grotdal, Orlin, Trumpy, Phil. Mag., **42**, 555 (1951).
42. Gibson, Grotdal, Orlin, Trumpy, Phil. Mag., **43**, 457 (1952).
43. Taylor, Goldhaber, Nature, **135**, 341 (1935).
44. Taylor, Proc. Phys. Soc., **47**, 873 (1935).
45. Broda, Journ. Sci. Instr., **24**, 136 (1947).
46. Meulemans, Occhialini, Vincent, Nuovo Cimento, **8**, 341 (1951).
47. Danysz, Yekutieli, Phil. Mag., **42**, 1185 (1951).
48. Morrish, Rev. Sci. Instr., **25**, 831 (1954).
49. Waller, Journ. Phot. Sci., **1**, 53 (1953).
50. Perkins, Phil. Mag., **40**, 601 (1949).
51. Harding, Nature, **163**, 440 (1949).
52. Menon, Muirhead, Rochat, Phil. Mag., **41**, 583 (1950).
53. Demers, Phys. Rev., **70**, 974 (1946).

54. Hodgson, Perkins, Nature, **163**, 439 (1949).
55. Picciotto, Compt. Rend., **228**, 2020; **229**, 117 (1949).
56. Kaplon, Ritson, Phys. Rev., **88**, 386 (1952).
57. Yagoda, Phys. Rev., **79**, 207; **80**, 753 (1950).
58. Bradt, Peters, Phys. Rev., **74**, 1828 (1948).
59. Bradt, Kaplon, Peters, Helv. Phys. Acta, **23**, 24 (1950).
60. Lal, Yash Pal, Peters, Swami, Proc. Ind. Acad. Sci., **A36**, 75 (1952).
61. Mulvey, Proc. Roy. Soc., **A221**, 367 (1954).
62. Demers, Sci. Industr. Phot., **23**, 1 (1952).
63. Stiller, Shapiro, O'Dell, Rev. Sci. Instr., **25**, 340 (1954). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 12, 1955.)
64. Powell, Phil. Mag., **44**, 219 (1953). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 10, 1954.)
65. Kinoshita, Proc. Roy. Soc., **A83**, 432 (1910).
66. Occhialini, Report of Como Conference, Nuovo Cimento, Suppl., **6**, 413 (1949).
67. Bonetti, Dilworth, Occhialini, Bull. Univ. Bruxelles, №13b (1951).
68. Blau, Acad. Wiss. Wien, **140**, 623 (1931).
69. Cüer, Morand, Compt. Rend., **225**, 1146 (1947).
70. La Palme, Demers, Bull. Amer. Phys. Soc., **22**, 17 (1947).
71. Deutsch, Picciotto, Nuovo Cimento, **6**, 953 (1957).
72. Emmerman, Schw. Phot. Zs., **32**, 264 (1930).
73. Blair, Hylan, Journ. Opt. Soc. Amer., **25**, 246 (1935).
74. Burton, Phot. Journ., **86b**, 62 (1946).
75. Перфилов, ДАН СССР, **42**, 258 (1944).
76. Albouy, Faraggi, Journ. Phys. Rad., **10**, 105 (1949). (См. перевод в сборнике статей „Фотографический метод в ядерной физике", ИЛ, 1954.)
77. Albouy, Faraggi, Fundamental Mechanisms of Photographic Sensitivity, London, 1951, p. 290.
78. Albouy, Faraggi, Compt. Rend., **230**, 1351 (1950).
79. Albouy, Faraggi, Rev. Sci. Instr., **22**, 532 (1951).
80. Apostolakis, Major, Journ. Appl. Phys., **8**, 9 (1957).
81. Богомолов, Sci. Ind. Phot., **17**, 212 (1958).
82. Перфилов, Новикова, Прокофьева, Sci. Ind. Phot., **29**, 90 (1958).
83. Demers, Ionographie, Montreal, 1958.
84. Jenny, Phot. Sens., 251 (1951).
85*. Труды Всесоюзного научно-исследовательского кинофотоинститута (НИКФИ), вып. II (21), 1958.
Ядерные эмульсии.
86*. Родичева М. Ф., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **3**, 286 (1958).
Элементарный состав ядерных фотоэмульсий.
87*. Картужанский А. Л., Усп. физич. наук, **52**, 341 (1954).
Механизм фотографического действия ионизующих частиц.
88*. Богомолов К. С., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **1**, 6 (1956).
Об идентичности двух стадий образования скрытого изображения при действии заряженных частиц и видимого света.
89*. Богомолов К. С., Добросердова Е. П., Жарков В. Н., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **1**, 19, 84 (1956).
Количественные исследования фотографического действия электронов различных энергий.
90*. Богомолов К. С., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **1**, 401 (1956).
Теоретическая интерпретация зависимости величины фотографической чувствительности к действию электронов различной энергии от размера зерен и степени созревания эмульсий.
91*. Богомолов К. С., Добросердова Е. П., Жарков В. Н., Труды международного совещания по научной фотографии. Кёльн, 1956, стр. 343.
Исследование чувствительности фотоэмульсий к электронам.
92*. Богомолов К. С., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **2**, 161 (1957).
Плотность следов заряженных частиц в высокочувствительных фотографических эмульсиях.
93*. Богомолов К. С., Масленникова Н. В., Разоренова И. Ф., Аносова Н. В., Жарков В. Н., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **2**, 408 (1957).
Определение затраты энергии ионизирующим излучением при образовании серебра скрытого фотографического изображения.
94*. Богомолов К. С., Труды I Международного коллоквиума по корпускулярной фотографии, Париж, 1958, стр. 213 (на французском языке).
Количественные соотношения для фотографического действия слабо ионизующих заряженных частиц.
95*. Богомолов К. С., Разоренова И. Ф., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **3**, 321 (1958).
Исследование радиолиза галоидного серебра.
96*. Богомолов К. С., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **4**, 299 (1959).
О предельной чувствительности фотоэмульсии к ионизующим частицам.
97*. Картужанский А. Л., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **3**, 81 (1958).
Некоторые новые данные о природе фотографической чувствительности к ионизующим частицам.
98*. Картужанский А. Л., ДАН СССР, **109**, 285 (1956).
О перегруппировке скрытого изображения при фотографическом действии ионизующих частиц.

99*. Картужанский А. Л., ДАН СССР, **114**, 1199 (1957).
К количественному рассмотрению процесса образования скрытого фотографического изображения ионизующими частицами.

100*. Захаров В. И., Перфилов Н. А., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **4**, 300 (1959).
К вопросу о зависимости электронной чувствительности ядерных фотоэмульсий от размеров зерен AgBr.

101*. Ложкин О. В., ЖЭТФ, **32**, 208 (1957).
К вопросу о природе конусообразности треков многозарядных частиц в ядерной эмульсии.

102*. Богомолов К. С., Разоренова И. Ф., Сиротинская А. А., Труды I Международного коллоквиума по корпускулярной фотографии, Париж, 1958, стр. 203 (на французском языке).
О фотографическом действии заряженных частиц при низких температурах.

103*. Беляков В. А., Козлова Л. Г., Свиридов В. А., Толстов К. Д., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **4**, 427 (1959).
Зависимость чувствительности ядерных эмульсий от температуры в диапазоне 2—300°К.

104*. Самойлович Д. М., Писанко И. С., ПТЭ, № 2, 45 (1956).
Исследование регистрирующих свойств эмульсии НИКФИ—Р.

105*. Самойлович Д. М., Смирнитский В. А., Сухов С. А., Рябов В. Д., Рулев А. В., ПТЭ, № 4, 58 (1959).
Установка для полуавтоматической фотографической обработки больших эмульсионных камер.

106*. Картужанский А. Л., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **4**, 417 (1959).
Кинетика проявления отдельного следа ионизующей частицы в фотографическом слое.

107*. Картужанский А. Л., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **1**, 183 (1956).
Кинетика проявления фотографического слоя, облученного ионизующими частицами.

108*. Веприк Я. М., Процанова С. П., Фаерман Г. П., ПТЭ, №3, 128 (1959).
Получение изображений следов частиц с минимальной ионизацией методом физического проявления.

109*. Самойлович Д. М., Баринова Е. С., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **4**, 383 (1959).
Изотермическое проявление слоев эмульсионных камер.

110*. Самойлович Д. М., Баринова Е. С., ПТЭ, № 3, 46 (1956).
О фиксировании ядерных эмульсий кислыми фиксажами.

111*. Самойлович Д. М., Баринова Е. С., Мартынов Ю. Г., ПТЭ, № 5, 30 (1957).
Уменьшение искажений эмульсионных слоев при фотографической обработке.

112*. Самойлович Д. М., ПТЭ, № 3, 47 (1957).
Аппаратура и процесс высушивания фотографических слоев эмульсионных камер.

113*. Беляков В. А., Иванова Л. Н., Козлова Л. Г., Толстов К. Д., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **2**, 325 (1957).
Опыты с 600-микронными слоями эмульсии НИКФИ—Р.

114*. Такибаев Ж. С., ЖЭТФ, **24**, 229 (1953).
Введение мелких частиц вещества в эмульсию толстослойных фотопластинок.

115*. Такибаев Ж. С., ЖЭТФ, **24**, 233 (1953).
Введение тонкой нити в фотоэмульсию для изучения ядерных расщеплений.

116*. Варфоломеев А. А., Герасимова Р. И., ЖЭТФ, **30**, 1166 (1956).
Расщепление ядер бериллия и углерода в результате захвата π^--мезонов.

117*. Отрощенко В. А., Свиридов В. А., Толстов К. Д., Шальников А. И., ПТЭ, № 6, 110 (1957).
Твердые водородные мишени на поверхности фотоэмульсии.

118*. Романова Т. А., ПТЭ, № 2, 21 (1958).
Введение водорода и дейтерия в эмульсию.

119*. Романова Т. А., ПТЭ, № 4, 93 (1958).
Разбавление желатиной эмульсии НИКФИ.

120*. Жданов А. П., Федотов П. И., ПТЭ, № 3, 133 (1959).
Применение суспензий из алмазной пыли для изучения ядерных расщеплений на углероде.

121*. Перфилов Н. А., Герлинг Н. И., Прокофьева Е. И., Соловьева З. И., Труды РИАН, **7**, 265 (1956).
Трехслойные фотопластинки для ядерных исследований.

122*. Самойлович Д. М., Баринова Е. С., ПТЭ, № 1, 100 (1956).
Наклейка эмульсионных слоев на стеклянную подложку.

123*. Лонина Н. А., Попова А. К., ПТЭ, № 4, 92 (1957).
Наклейка эмульсионных слоев на стекло до фотографической обработки.

124*. Сидоров В. М., Трухин М. И., ПТЭ, № 6, 109 (1957).
Штамп для маркировки эмульсионных камер.

125*. Богомолов К. С., Романовская К. М., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., **4**, 35 (1959).
Теоретическое обоснование зависимости регрессии скрытого изображения от энергии слабоионизующих ядерных частиц, действующих на фотографическую эмульсию.

126*. Романовская К. М., Богомолов К. С., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 3, 407 (1958).
Исследование зависимости регрессии от энергии частиц, вызывающих образование скрытого изображения.
127*. Картужанский А. Л., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 4, 617 (1959); 6, 14 (1961).
Кинетика проявления отдельного следа ионизующей частицы в фотоэмульсии.
128*. Беловицкий Г. Е., Сухов Л. В., ДАН СССР, 61, 243 (1948).
Снятие фона следов заряженных частиц в эмульсии методом ускорения фоторегрессии.
129*. Граменицкий И. М., Подгорецкий М. И., ЖЭТФ, 27, 389 (1954).
Об определении времени регрессии и коэффициента усадки толстослойных фотоэмульсий.
130*. Богомолов К. С., Сиротинская А. А., Труды I Международного коллоквиума по корпускулярной фотографии, Париж, 1958, стр. 173 (на французском языке).
Сравнение некоторых методов увеличения дискриминирующей способности ядерных эмульсий.
131*. Перфилов Н. А., Прокофьева Е. И., Новикова Н. Р., Труды РИАН, 7, 257 (1956).
Исследование процесса эмульсификации и первого созревания ядерной мелкозернистой эмульсии (П-8).
132*. Перфилов Н. А., Прокофьева Е. И., Новикова Н. Р., Труды РИАН, 7, 261 (1956).
О чувствительности эмульсии П-8 к регистрации заряженных частиц.
133*. Перфилов Н. А., Труды РИАН, 7, 000 (1956).
Об опыте использования мелкозернистой эмульсии (П-8).
134*. Перфилов Н. А., Новикова Н. Р., Прокофьева Е. И., Атомн. энергия, 4, 45 (1958).
Особо мелкозернистые эмульсии для ядерных исследований.
135*. Перфилов Н. А., Прокофьева Е. И., Новикова Н. Р., Ложкин О. В., Даровских В. Ф., Денисенко Г. Ф., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 5, 262 (1960).
Принцип изготовления и свойства особо мелкозернистых эмульсий для ядерных исследований.
136*. Новикова Н. Р., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 4, 49 (1959).
Влияние иодида на свойства особо мелкозернистой ядерной эмульсии.
137*. Богомолов К. С., Рудницкая И. А., Сиротинская А. А., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 3, 52 (1958).
О гиперсенсибилизации триэтаноламином ядерных фотоэмульсий.
138*. Самойлович Д. М., Белогородский М. И., Баринова Е. С., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 3, 284 (1958).
Повышение чувствительности эмульсий типа Р.
139*. Богомолов К. С., Разоренова И. Ф., Рудницкая И. А., Сиротинская А. А., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 3, 380 (1958).
Чувствительность гиперсенсибилизированных ядерных фотоэмульсий при температуре жидкого водорода.
140*. Жданов А. П., Картужанская А. Л., Рыжкова И. В., Шур Л. И., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 3, 53 (1958).
Действие триэтаноламина на фотографические эмульсии, чувствительные к частицам минимальной ионизующей способности.
141*. Жданов А. П., Картужанский А. Л., Шур Л. И., Журнал науч. и прикл. фотогр. и кинематогр., 3, 139 (1958).
Об интерпретации опытов по повышению чувствительности ядерных фотоэмульсий триэтаноламином.
142*. Жданов А. П., Картужанский А. Л., Рыжкова И. В., Шур Л. И., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр. 3, 281, (1958).
О механизме сенсибилизирующего действия триэтаноламина на фотоэмульсии.
143*. Богомолов К. С., Журнал научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 6, 149 (1961).
Природа скрытого изображения, образованного действием света и заряженных частиц.

К главе 3

1. Powell, Fertel, Nature, 144, 115 (1939).
2. Lattes, Fowler, Cuer, Proc. Phys. Soc., 59, 883 (1947).
3. Gottstein, Nuovo Cimento, Suppl., 12, 389 (1954).
4. Wilkins, Range-Energy Relation for Ilford Nuclear Emulsions AERE Report, 1951.
5. Occhialini, Report at Bagnères Conf., 1953.
6. Barkas, Bradner, Smith, Bishop, Phys. Rev., 77, 462 (1950). (См. перевод в сборнике статей „Фотографический метод в ядерной физике", ИЛ, 1952.)
7. Rotblat, Nature, 167, 550 (1951).
8. Catala, Gibson, Nature, 167, 552 (1951).
9. Vigneron, Journ. de Phys., 14, 145 (1953).
10. Webb, Phys. Rev., 74, 511 (1948).
11. Oliver, Rev. Sci. Instr., 25, 326 (1954).
12. Lees, Morrison, Rosser, Proc. Phys. Soc., 66, 13 (1953).

13. Cuer, Compt. Rend., **223**, 1121 (1946).
14. Powell, Nature, **145**, 155 (1940).
15. Goldhaber, Phys. Rev., **74**, 1725 (1948).
16. Waffler, Younis, Helv. Phys. Acta, **22**, 414, 614 (1949).
17. Hough, Phys. Rev., **80**, 1069 (1950).
18. Gibson, Grotdal, Orlin, Trumpy, Phil. Mag., **42**, 555 (1951).
19. Gibson, Grotdal, Orlin, Trumpy, Phil. Mag., **43**, 457 (1952).
20. Ross, Zajac, Nature, **162**, 923 (1948); **164**, 311 (1949). (См. перевод в сборнике статей „Фотографический метод в ядерной физике", ИЛ, 1952.)
21. Rossi, High Energy Particles, New York, 1952 (См. перевод: Росси Б., Частицы больших энергий, М.—Л., 1955).
22. Barkas, Barret, Cüer, Heckman, Smith, Ticho, UCRL Rep. № 3254 (1956).
23. Darwin, Phil. Mag., **23**, 901 (1912).
24. Bohr, Phil. Mag., **30**, 581 (1915).
25. Lindhard, Scharff, Kong. Danske Vidensk., Selsk., Mat.-fys. Medd., **27**, №15 (1953).
26. Barkas, Smith, Birnbaum, Phys. Rev., **98**, 605 (1955).
27. Birge, Peterson, Perkins, Stork, Whitehead, Nuovo Cimento, **4**, 835 (1956).
28. Gottstein, Mulvey, Phil. Mag., **42**, 1089 (1951).
29. Friedlander, Keefe, Menon, Nuovo Cimento, **5**, 461 (1957).
30. Lonchamp, Journ. phys. rad., **14**, 89, 433 (1953).
31. Papineau, Compt. Rend., **242**, 2933 (1956); Journ. phys. rad., **17**, 566 (1956).
32. Парфанович, Рабин, Семчинова, ЖЭТФ, **31**, 188 (1956).
33. Chaminade, Crut, Faraggi, Garin-Bonnet, Olkowsky, Papineau, Compt. Rend., **242**, 105 (1956).
34. Millar, Cameron, Phys. Rev., **78**, 78 (1950).
35. Barkas, Phys. Rev., **89**, 1019 (1953).
36. Дмитриев, ЖЭТФ, 32, 570 (1957).
37. Millar, Thesis UCRL, 1952.
38. Reynolds, Zucker, Phys. Rev., **96**, 393 (1954).
39. Reynolds, Scott, Zucker, Phys. Rev., **95**, 671 (1954).
40. Викторов, Максимов, ЖТФ, **32**, 135 (1957).
41. Champion, Powell, Proc. Roy. Soc., **A183**, 64 (1944).
42. Voyvodic, Bristol Conference Report, December 1951.
43. Voyvodic, Pickup, Phys. Rev., **85**, 91 (1952).
44. Morrish, Phil. Mag., **43**, 533 (1952).
45. Daniel, Davies, Mulvey, Perkins, Phil. Mag., **43**, 753 (1952).
46. Shapiro, Stiller, Phys. Rev., **87**, 682 (1952).
47. Alexander, Johnston, Nuovo Cimento, **5**, 363 (1957).
48. Demers, Canad. Journ. Phys., **32**, 538 (1954).
49. Hodgson, Phil. Mag., **41**, 725 (1950).
50. Renardier, Moucherafieh, Morand, Compt. Rend., **231**, 848 (1950).
51. O'Ceallaigh, Bagnères Conf. Rep., 73 (1953); Padova Conf. Report, Nuovo Cimento, Suppl., 412 (1953).
52. O'Ceallaigh, CERN Report, 11 (1954).
53. Fowler, Perkins, Phil. Mag., **46**, 587 (1955).
54. Johnston, O'Ceallaigh, Phil. Mag., **45**, 424 (1954).
55. Della Corte, Ramat, Ronchi, Nuovo Cimento, **10**, 509, 958 (1953).
56. Demers, Canad. Journ. Res., **A25**, 223 (1947).
57. Blatt, University of Sydney Mimeographed Report, 1954.
58. Happ, Hull, Morrish, Canad. Journ. Phys., **30**, 699 (1952).
59. Herz, Davis, University of Sydney Mimeographed Report, 1954.
60. Della Corte, Nuovo Cimento, **12**, 28 (1954).
61. Menon, O'Ceallaigh, Proc. Roy. Soc., **A221**, 292 (1954).
62. Alvial, Bonetti, Dilworth, Ladu, Morgan, Occhialini, Mimeographed Report of Pisa Conference, 1955, p. 71.
63. Occhialini, Powell, Nature, **159**, 93 (1947).
64. Blau, Rudin, Lindenbaum, Rev. Sci. Instr., **21**, 978 (1950).
65. Van Rossum, Compt. Rend., **236**, 2234 (1953).
66. Van Rossum, Nuovo Cimento, Suppl., **11**, 212 (1954).
67. Friesen, Kristiansson, Nature, **166**, 686 (1950).
68. Demers, Mathieu, Canad. Journ. Phys., **31**, 97 (1952).
69. Morellet, Nuovo Cimento, Suppl., **10**, 209 (1955).
70. Kayas, Morellet, Compt. Rend., **234**, 1359 (1952).
71. Kayas, Morellet, Journ. de Phys., **14**, 353 (1953).
72. Ceccarelli, Zorn, Phil. Mag., **43**, 356 (1952).
73. Della Corte, Ramat, Nuovo Cimento, **9**, 605 (1952). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 10, 1954.)
74*. Жданов А. П., Беркович И. В., Лепехин Ф. Г., Скирда Н. В., Хохлова З. С., ПТЭ, № 4, 32 (1957).
Измерение малых углов в ядерных фотоэмульсиях.
75*. Мироненко Ю. П., Такибаев Ж. С., ЖЭТФ, **27**, 390 (1954).
Новый метод фотометрирования частиц в фотоэмульсии.
76*. Ложкин О. В., ЖТФ, 25, 1341 (1955).
О повышении точности наблюдений в ядерных фотопластинках.

77*. Перфилов Н. А., Обухов А. И., Труды РИАН, 7, 272 (1956).
Фотометрический метод анализа следов заряженных частиц в ядерных эмульсиях.
78*. Алперс В. В., Суркова Л. В., ПТЭ, № 2, 41 (1956).
Измерение просветов в следах заряженных частиц в ядерных эмульсиях.
79*. Войковский Б. А., Галактионов А. И., Третьякова М. И., Чудаков А. Е., ПТЭ, № 6, 38 (1957).
Фотометрирование следов заряженных частиц в фотоэмульсиях.
80*. Войковский Б. А., Галактионов А. И., Третьякова М. И., ПТЭ, № 6, 42 (1957).
Прибор для измерения длины и числа разрывов на следах заряженных частиц в фотоэмульсии.
81*. Вирясов Н. М., Писарева Л. П., ПТЭ, № 2, 17 (1958).
Измерение ионизации для быстрых частиц в ядерной эмульсии Р—НИКФИ.
82*. Воронов А. Е., Мурин И. Д., Сухов Л. В., Штраних И. В., Доклад на 3-м Международном совещании по ядерной фотографии, Москва, 1960.

К главе 4

1. Williams, Phys. Rev., 47, 569 (1935).
2. Williams, Proc. Roy. Soc., A169, 531 (1939).
3. Williams, Phys. Rev., 58, 292 (1940).
4. Molière, Zs. f. Naturforsch., 2a, 133 (1947); 3a, 78 (1948).
5. Molière, Sauter, Zs. f. Naturforsch., 7a, 280 (1952).
6. Snyder, Scott, Phys. Rev., 76, 220 (1949).
7. Bethe, Phys. Rev., 89, 1256 (1953).
8. Gottstein, Menon, Mulvey, O'Ceallaigh, Rochat, Phil. Mag., 42, 708 (1951).
9. Voyvodic, Pickup, Phys. Rev., 85, 91 (1952).
10. Goldschmidt-Clermont, King, Muirhead, Ritson, Proc. Phys. Soc., 61, 183 (1948).
11. Goldschmidt-Clermont, Nuovo Cimento, 7, 331 (1950).
12. Davies, Lock, Muirhead, Phil. Mag., 40, 1250 (1949).
13. Fowler, Phil. Mag., 41, 169 (1950).
14. Mabboux, Compt. Rend., 232, 1091, 2309 (1951).
15. O'Ceallaigh, Rochat, Phil. Mag., 42, 1050 (1951).
16. Johnston, Pisa Conf., Mimeo. Rep., 1955, p. 287. [См. также Nuovo Cimento, 4, 456 (1956).]
17. di Corato, Hirschberg, Locatelli, Pisa Conf., Mimeo. Rep., 1955, p. 275.
18. Gottstein, Nuovo Cimento, Suppl., 12, 389 (1954).
19. Biswas, Peters, Rama, Proc. Ind. Acad. Sci., 41, 154 (1955).
20. Brisbout, Dahanayake, Engler, Fowler, Jones, Nuovo Cimento, 3, 1400 (1956).
21. Lohrmann, Teucher, Nuovo Cimento, 3, 59 (1956).
22. Biswas, George, Peters, Proc. Ind. Acad. Sci., 38, 418 (1953).
23. Dilworth, Goldsack, Hirschberg, Nuovo Cimento, 11, 113 (1954).
24. Holtebekk, Isachsen, Sörensen, Phil. Mag., 44, 1037 (1953).
25. Fay, Gottstein, Hain, Nuovo Cimento, Suppl., 11, 234 (1954).
26. Barkas et al., „Anti-proton Collaboration", Phys. Rev., 105, 1037 (1957).
27. Chadwick, May, Pickavance, Powell, Proc. Roy. Soc., 183, 1 (1944).
28. Burrows, Powell, Rotblat, Proc. Roy. Soc., 209, 461, 478 (1951).
29. Buechner, Proc. Glasgow Conference, 1954, p. 52.
30. Bainbridge, в книге Experimental Nuclear Physics, ed. by E. Segre, v. I, New York, 1953. (См. перевод: в книге „Экспериментальная ядерная физика", под ред. Э. Сегре, т. I, ИЛ, 1956.)
31. Rosenblum, Valadares, Perey, Compt. Rend., 228, 385 (1949); 229, 1008 (1949).
32. Wilkins, Phys. Rev., 60, 365 (1941).
33. Amaldi, Castagnoli, Cortini, Franzinetti, Nuovo Cimento, 12, 668 (1954).
34. Bartlett, Phil. Mag., 44, 249 (1953).
35. Davies et al., Mimeographed Report of the Pisa Conference, 1955, p. 315.
36. Voyvodic, Progress in Cosmic Ray Physics, Vol. 2, 1953. (См. перевод в книге „Успехи физики космических лучей", т. II, ИЛ, 1955.)
37. Dilworth, Goldsack, Goldschmidt-Clermont, Levy, Phil. Mag., 41, 1032 (1950).
38. Furth, Waniek, Nuovo Cimento, 2, 1350 (1955).
39. Apostolakis, Macpherson, Proc. Phys. Soc., 70, 146 (1957).
40. Burge, Burrows, Gibson, Rotblat, Proc. Roy. Soc., 210, 534 (1951).
41. Scott, Phys. Rev., 76, 212 (1949).
42. Moyal, Phil. Mag., 41, 1058 (1950).
43*. Беловицкий Г. Е., Кораблев Л. Н., Сухов Л. В., Штраних И. В., ПТЭ, № 2, 86 (1959).
Установка для автоматизации измерений многократного рассеяния частиц.
44*. Беловицкий Г. Е., Головин В. Н., Сухов Л. В., ПТЭ, № 1, 10 (1956).
Пружинный столик для измерения многократного рассеяния частиц в фотоэмульсии.
45*. Вайсенберг А. О., Смирнитский В. А., Рабин Н. В., ПТЭ, 2, 112 (1957).
Микроскопный стол для измерений рассеяния частиц в ядерной эмульсии.

46*. Лихачев В. М., Куценко А. В., Воронков В. П., ЖЭТФ, **29**, 894 (1955).
К вопросу исследования релятивистских частиц методом ядерных фотоэмульсий в импульсном магнитном поле.
47*. Лихачев В. М., Мерекоов Ю. М., ЖЭТФ, **32**, 31 (1957).
Анализ релятивистских частиц по знаку заряда и импульсу методом ядерных фотоэмульсий в импульсном магнитном поле.
48*. Третьякова М. И., Вестник АН Казахской ССР, **9**, 101 (1954).

К главе 5

1. Powell, Occhialini, Nuclear Physics in Photographs, Oxford, 1947.
2. Fremlin, Phil. Mag., **44**, 141 (1953).
3. Goldhaber, Phys. Rev., **89**, 1187 (1953).
4. Minguzzi, Puppi, Ranzi, Nuovo Cimento, **10**, 1753 (1953).
5. di Corato, Scarsi, Pisa Conf. Mimeo. Rep., 1955, p. 227.
6. Camerini, Fowler, Lock, Muirhead, Phil. Mag., **41**, 413 (1950).
7. George, Evans, Proc. Phys. Soc., **63**, 1248 (1950).
8. George, Evans, Proc. Phys. Soc., **64**, 193 (1951).
9. Morinaga, Fry, Phys. Rev., **87**, 182 (A) (1952).
10. Morinaga, Fry, Nuovo Cimento, **10**, 308 (1953).
11. Lattes, Occhialini, Powell, Proc. Phys. Soc., **61**, 173 (1948).
12. Van Rossum, Compt. Rend., **228**, 676 (1949).
13. Van Rossum, Nuovo Cimento, Suppl., **11**, 212 (1954).
14. Bowker, Green, Barkas, Phys. Rev., **81**, 649 (1951).
15. Hodgson, Phil. Mag., **41**, 725 (1950).
16. O'Ceallaigh, Phil. Mag., **42**, 1032 (1951).
17. Menon, O'Ceallaigh, Proc. Roy. Soc., **A221**, 292 (1954).
18. Dahanayake, Francois, Fujimoto, Iredale, Waddington, Yasin, Nuovo Cimento, **1**, 888 (1955).
19. Dainton, Fowler, Proc. Roy. Soc., **A221**, 414 (1954).
20. Powell, Rep. Progr. Phys., **13**, 350 (1950).
21. Perkins, Nature, **159**, 126 (1947).
22. Occhialini, Powell, Nature, **159**, 186 (1947).
23. Goldschmidt-Clermont, King, Muirhead, Ritson, Proc. Phys. Soc., **61**, 183 (1948).
24. Menon, Rochat, Phil. Mag., **42**, 1232 (1951).
25. Holtebekk, Isachsen, Sørensen, Phil. Mag., **44**, 1037 (1953).
26. Biswas, George, Peters, Proc. Ind. Acad. Sci., **38**, 418 (1953).
27. Report Bagnères Conference, 1953.
28. Dilworth, Goldsack, Hirschberg, Nuovo Cimento, **11**, 113 (1954).
29. Ross, Zajac, Nature, **162**, 923 (1948).
30. Ross, Zajac, Nature, **164**, 311 (1949).
31. Bose, Choudhuri, Nature, **148**, 259 (1941).
32. Camerini, Coor, Davies, Fowler, Lock, Muirhead, Tobin, Phil. Mag., **40**, 1073 (1949).
33. Camerini, Davies, Fowler, Franzinetti, Muirhead, Lock, Perkins, Yekutieli, Phil. Mag., **42**, 1241 (1951).
34. Fowler, Phil. Mag., 41, 169 (1950).
35. Goldschmidt-Clermont, Nuovo Cimento, **7**, 331 (1950).
36. Pickup, Voyvodic, Phys. Rev., **80**, 89 (1950). (См. перевод в сборнике статей „Фотографический метод в ядерной физике", ИЛ, 1952.)
37. Voyvodic, Bristol Conference on *V*-particles and Heavy Mesons, 1951.
38. Daniel, Perkins, Proc. Roy. Soc., **A221**, 351 (1954).
39. Barkas, Smith, Gardner, Phys. Rev., **82**, 102 (1951).
40. Birnbaum, Smith, Barkas, Phys. Rev., **83**, 895 (1951).
41. Smith, Birnbaum, Barkas, Phys. Rev., **91**, 765 (1953).
42. Franzinetti, Phil. Mag., **41**, 86 (1950).
43. Barbour, Phys. Rev., **76**, 320 (1949).
44. Barbour, Phys. Rev., **77**, 751 (1950).
45. Barbour, Phys. Rev., **78**, 518 (1951).
46. Goldschmidt-Clermont, Merlin, Nuovo Cimento, **7**, 220 (1950).
47. Bishop, Bradner, Smith, Phys. Rev., **76**, 588(A) (1949).
48. Dilworth, Goldsack, Goldschmidt-Clermont, Levy, Phil. Mag., **41**, 1032 (1950).
49. Sørensen, Phil. Mag., **40**, 947 (1949).
50. Voyvodic, Canad. Journ. Res., **28**, 315 (1950). (См. перевод в сборнике статей „Фотографический метод в ядерной физике", ИЛ, 1952.)
51. Demers, Wasintynska, Canad. Journ. Phys., **31**, 480 (1953).
52. Tidman, George, Herz, Proc. Phys. Soc., **A66**, 1019 (1953). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 12, 1955.)
53*. Такибаев Ж. С., Вестник АН Казахской ССР, 9, 101 (1954).
Об измерении масс частиц и определении соотношения между их энергией и пробегом в фотоэмульсии.
54*. Третьякова М. И., ЖЭТФ, **32**, 1280 (1957).
Определение массы медленных заряженных частиц в фотопластинках.

К главе 6

1. Janossy, Cosmic Rays, Oxford, 1948. (См. перевод: Яносси Л., Космические лучи, ИЛ, 1949.)
2. Rossi B., High Energy Particles, New York, 1952. (См. перевод: Росси Б., Частицы больших энергий, М.—Л., 1955.
3. Bethe, Heitler, Proc. Roy. Soc., **146**, 83 (1934).
4. Stearns, Phys. Rev., **76**, 836 (1949).
5. Borsellino, Phys. Rev., **89**, 1023 (1953).
6. Hintermann, Dissertation, Basle, 1954.
7. Furry, Carlson, Phys. Rev., **44**, 237 (1933).
8. Bhabha, Proc. Roy. Soc., **A152**, 559 (1935).
9. Occhialini, Nuovo Cimento, Suppl., **6**, 3 (1949).
10. Bradt, Caplon, Peters, Helv. Phys. Acta, **23**, 24 (1950).
11. Hooper, King, Morrish, Phil. Mag., **42**, 304 (1951).
12. Pinkau, Nuovo Cimento, **3**, 1156 (1956).
13. Block, King, Phys. Rev., **95**, 171 (1954).
14. Brisbout, Dahanayake, Engler, Fujimoto, Perkins, Phil. Mag., **1**, 605 (1956).
15. Carlson, Hooper, King, Phil. Mag., **41**, 701 (1950).
16. Schein, Fainberg, Haskin, Glasser, Phys. Rev., **91**, 973 (1953).
17. Anand, Proc. Roy. Soc., **220**, 183 (1953).
18. Чудаков, Изв. АН СССР, сер. физич., **19**, 651, (1955).
19. Perkins, Phil. Mag., **46**, 1146 (1955).
20. Wolter, Miesowicz, Nuovo Cimento, **4**, 648 (1956).
21. Iwadare, Phil. Mag., **3**, 680 (1958).
22. Yekutieli, Nuovo Cimento, **5**, 1381 (1957).
23. Mito, Ezawa, Progr. Theor. Phys., **18**, 437 (1957).
24. Burkhardt, Nuovo Cimento, **9**, 375 (1958).
25. Blackett, Occhialini, Proc. Roy. Soc., **139**, 699 (1933).
26. Bhabha, Heitler, Proc. Roy. Soc., **159**, 432 (1937).
27. Carlson, Oppenheimer, Phys. Rev., **51**, 220 (1937).
28. Ландау, Румер, Proc. Roy. Soc., **A166**, 213 (1938).
29. Janossy, Messel, Proc. Phys. Soc., **A63**, 1101 (1950).
30. Ramakrishnan, Matthews, Progr. Theor. Phys., **11**, 95 (1954).
31. Kaplon, Ritson, Phys. Rev., **88**, 386 (1952).
32. Koshiba, Kaplon, Phys. Rev., **100**, 327 (1955).
33. Pinkau, Nuovo Cimento, **3**, 1285 (1956).
34. Ландау, Journ. Phys. USSR, **3**, 237 (1940).
35. Eyges, Fernbach, Phys. Rev., **82**, 23, 287 (1951).
36. Oda, Rep. Varenna Conf. (1957).
37. Pinkau, Phil. Mag., **2**, 1389 (1957).
38. Nishimura, Kamata, Progr. Theor. Phys., **7**, 185 (1952).
39. Kamata, Nishimura, Progr. Theor. Phys., Suppl., **6**, 93 (1958).
40. Rossi, Rev. Mod. Phys., **20**, 537 (1948).
41. Powell, Nature, **145**, 155 (1940).
42. Wäffler, Younis, Helv. Phys. Acta, **22**, 414 (1949).
43. Hough, Phys. Rev., **80**, 1069 (1950).
44. Goldhaber, Phys. Rev., **81**, 930 (1951).
45. Gibson, Grotdal, Orlin, Trumpy, Phil. Mag., **43**, 457 (1952).
46. Hänni, Telegdi, Zünti, Helv. Phys. Acta, **21**, 203 (1948).
47. Goward, Wilkins, Proc. Roy. Soc., **217**, 357 (1953); **228**, 376 (1955).
48. Dawson, Livesey, Canad. Journ. Phys., **34**, 241 (1956).
49. Masek, Panofsky, Phys. Rev., **101**, 1094 (1956).
50. Goldschmidt-Clermont, Osborne, Scott, Phys. Rev., **97**, 188 (1955). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 3, 1956.)
51*. Варфоломеев А. А. и др., ЖЭТФ, **36**, 707 (1959).
52*. Беленький С. З., Иваненко И. П., Успехи физ. наук, **69**, 591 (1959).

К главе 7

1. Anderson, Nedermeyer, Phys. Rev., **51**, 884 (1937).
2. Anderson, Nedermeyer, Phys. Rev., **54**, 88 (1938).
3. Street, Stevenson, Phys. Rev., **52**, 1003 (1937).
4. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan, **17**, 48 (1935).
5. Powell, Reports of Progress in Physics, vol. XIII, 1950, p. 350.
6. Tomonaga, Araki, Phys. Rev., **58**, 90 (1940).
7. Conversi, Pancini, Piccioni, Phys. Rev., **71**, 209 (1947).
8. Sakata, Inoue, Progr. Theor. Phys., **1**, 143 (1946).
9. Møller, Kong. Danske Vidensk. Selsk. Mat-fys. Medd., **18**, №6 (1941).

9a. Møller, Rep. Conf. Fundamental Particles, Phys. Soc., London, 1946.

10. Marshak, Bethe, Phys. Rev., **72**, 506 (1947).
11. Perkins, Nature, **159**, 126 (1947).
12. Occhialini, Powell, Nature, **159**, 186 (1947).
13. Lattes, Muirhead, Occhialini, Powell, Nature, **159**, 694 (1947).
14. Lattes, Occhialini, Powell, Nature, **160**, 453, 486 (1947).

15. George, Evans, Proc. Phys. Soc., A63, 1248 (1950).
15a. George, Evans, Proc. Phys. Soc., 64, 193 (1951).
16. Williams, Roberts, Nature, 145, 102 (1940).
17. Leighton, Anderson, Seriff, Phys. Rev., 75, 1432 (1949).
18. Brown, Camerini, Fowler, Muirhead, Powell, Ritson, Nature, 163, 47, 82 (1949).
19. Levi-Setti, Tomasini, Nuovo Cimento, 9, 1244 (1952).
20. Bonetti, Levi-Setti, Panetti, Rossi, Tomasini, Nuovo Cimento, 3, 33 (1956).
21. Sagane, Dudziak, Vedder, Phys. Rev., 95, 863 (1954).
22. Hincks, Pontecorvo, Phys. Rev., 73, 257 (1948).
23. Hincks, Pontecorvo, Phys. Rev., 75, 698 (1950).
24. Sargent, Rinehart, Lederman, Rogers, Phys. Rev., 99, 885 (1955).
25. Vilain, Williams, Phys. Rev., 94, 1011 (1954).
26. O'Ceallaigh, Phil. Mag., 42, 1032 (1951).
26a. O'Ceallaigh, Comm. Dublin Inst. Adv. Studies A., №10, 139 (1952).
27. Lokanathan, Steinberger, Phys. Rev., 98, 240 (1953).
28. Fermi, Teller, Weisskopf, Phys. Rev., 71, 314 (1947).
29. Fröhlich, Nature, 160, 255 (1947).
30. Fitch, Rainwater, Phys. Rev., 92, 789 (1953).
31. Burbidge, de Borde, Phys. Rev., 89, 189 (1953).
32. de Borde, Proc. Phys. Soc., A67, 57 (1954).
33. Cosyns, Dilworth, Occhialini, Schoenberg, Page, Proc. Phys. Soc., A62, 801 (1949).
34. Fry, Phys. Rev., 83, 594 (1951).
35. Fry, Nuovo Cimento, 10, 490 (1953).
36. Fermi, Teller, Phys. Rev., 72, 399 (1947).
37. Stearns, Stearns, de Benedetti, Leipuner, Phys. Rev., 96, 804 (1954).
38. Wheeler, Phys. Rev., 92, 812 (1953).
39. de Benedetti, Stearns, Stearns, Richings, Phys. Rev., 94, 766 (1954).
40. Marshak, Meson Physics, New York, 1952, p. 194.
41. Rossi, Hiberry, Hoag, Phys. Rev., 57, 461 (1940).
42. Koslov, Fitch, Rainwater, Phys. Rev., 95, 291 (1954).
43. Valley, Rossi, Phys. Rev., 73, 177 (1948).
44. Alvarez, Longacre, Ogren, Thomas, Phys. Rev., 77, 752 (1950).
45. Keuffel, Harrison, Godfrey, Reynolds, Phys. Rev., 87, 942 (1952).
46. Sard, в книге Progress in Cosmic Ray Physics, v. II, Amsterdam, 1954. (См. перевод в книге „Успехи физики космических лучей", т. 2, ИЛ, 1956.)
47. Smith, Birnbaum, Barkas, Phys. Rev., 91, 765 (1953).
48. Smith, Birnbaum, Barkas, Phys. Rev., 101, 778 (1956).
49. Lederman, Tinlot, Booth, Phys. Rev., 81, 281 (1951).
50. Crowe, Nuovo Cimento, 5, 541 (1957).
51. Panofsky, Aamodt, Hadley, Phys. Rev., 81, 565 (1951).
52. Chinowsky, Sachs, Steinberger, Phys. Rev., 93, 917 (1954).
53. Crowe, Phillips, Phys. Rev., 96, 470 (1954).
54. Ticho, Schein, Phys. Rev., 73, 81 (1948).
54a. Valley, Phys. Rev., 72, 772 (1947).
55. Stearns et al., 97, 240 (1955).
56. Cartwright, Richman et al., Phys. Rev., 82, 460 (1951).
57. Cartwright, Richman et al., Phys. Rev., 91, 677 (1953).
58. Impeduglia, Plano, Prodell, Samios, Schwartz, Steinberger, Phys. Rev. Letters, 1, 249 (1958).
59. Camerini, Muirhead, Powell, Ritson, Nature, 162, 433 (1948).
60. George, Evans, Proc. Phys. Soc., 68, 829 (1955).
61. Morinaga, Fry, Nuovo Cimento, 10, 308 (1953).
62. Sherman, Heckman, Barkas, Phys. Rev., 85, 771 (1952).
63. Fazzini, Fidecaro, Merrison, Paul, Tollestrup, Phys. Rev. Letters, 1, 247 (1958).
64*. Steinberger, Phys. Rev., 75, 1136 (1949).
65*. Жданов и Хайдаров, ДАН СССР, 65, 287 (1949).
66*. Telegdi, Report at Rochester Conf. 1960.

К главе 8

1. Perkins, Nature, 159, 126 (1947).
2. Occhialini, Powell, Nature, 159, 186 (1947).
3. Conversi, Pancini, Piccioni, Phys. Rev., 71, 209 (1947).
4. Lattes, Muirhead, Occhialini, Powell, Nature, 159, 694 (1947).
5. Lattes, Occhialini, Powell, Nature, 160, 453, 486 (1947).
6. O'Ceallaigh, Phil. Mag., 41, 838 (1951).
7. Gardner, Lattes, Science, 107, 270 (1948).
8. Franzinetti, Phil. Mag., 41, 86 (1950).
9. Fry, Phys. Rev., 86, 418 (1952).
10. Frank, Nature, 160, 525 (1947).
11. Lattes, Occhialini, Powell, Proc. Phys. Soc., 61, 173 (1948).
12. Goldschmidt-Clermont, King, Muirhead, Ritson, Proc. Phys. Soc., 61, 183 (1948).
13. Barkas, Bishop, Bradner, Smith, Phys. Rev., 77, 462 (1950).
14. Bishop, Bradner, Smith, Phys. Rev., 76, 588 (1949).

15. Bradner, Review of work on artificially produced mesons, Berkeley, October 1949.
16. Barkas, UCRL-1285, University of California, Berkeley, 1951.
17. Berriman, Nature, **162**, 992 (1948).
18. Brown, Camerini, Fowler, Muirhead, Powell, Ritson, Nature, **163**, 47, 82 (1949).
19. Davies, Lock, Muirhead, Phil. Mag., **40**, 1250 (1949).
20. Fry, Phys. Rev., **91**, 130 (1953).
20a. Fry, Schneps, Snow, Swami, Phys. Rev., **99**, 1055 (1955).
21. Lokanathan, Steinberger, Phys. Rev., **98**, 240 (1955).
22. Friedman, Reinwater, Phys. Rev., **84**, 684 (1951).
23. Cassels, Proc. Phys. Soc., **70**, 729 (1957).
24. Fazzini, Fidecaro, Merrison, Paul, Tollestrup, Phys. Rev., Letters, **1**, 247 (1958).
25. Menon, Muirhead, Rochat, Phil. Mag., **41**, 583 (1950).
26. Cosyns, Dilworth, Occhialini, Schoenberg, Page, Proc. Phys. Soc., **A62**, 801 (1949).
27. Heidmann, Leprince-Ringuet, Compt. Rend., **226**, 1716 (1948).
28. Perkins, Nature, **161**, 486 (1949).
29. Perkins, Phil. Mag., **40**, 601 (1949).
30. Perkins, Phil. Mag., **41**, 138 (1950).
31. Powell, Rep. Progr. Phys., **13**, 384 (1950).
32. Occhialini, Powell, Nature, **162**, 168 (1948).
33. Powell, Cosmic Radiation, London, 1949.
34. Sargent, Rinehart, Cornelius, Lederman, Rogers, Phys. Rev., **92**, 1583 (1953).
35. Adelman, Phys. Rev., **85**, 249 (1952).
36. Fry, White, Phys. Rev., **93**, 1427 (1954).
37. Bjorklund, Crandall, Moyer, York, Phys. Rev., **77**, 213 (1950).
38. Steinberger, Panofsky, Steller, Phys. Rev., **78**, 802 (1950).
39. Carlson, Hooper, King, Phil. Mag., **41**, 701 (1950).
40. Dalitz, Proc. Phys. Soc., **64**, 667 (1951).
41. Daniel, Davies, Mulvey, Perkins, Phil. Mag., **43**, 753 (1952).
42. Anand, Proc. Roy. Soc., **A220**, 183 (1953).
43. Kaplon, Peters, Ritson, Phys. Rev., **85**, 900 (1952).
44. Lord, Fainberg, Schein, Phys. Rev., **80**, 970 (1950).
45. Smith, Birnbaum, Barkas, Phys. Rev., **91**, 765 (1953). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 8, 1954.)
46. Barkas, Amer. Journ. Phys., **20**, 8 (1952).
47. Panofsky, Aamodt, Hadley, Phys. Rev., **81**, 565 (1951).
48. Crowe Phillips, Phys. Rev., **96**, 470 (1954).
49. Cartwright, Phys. Rev., **82**, 460 (1951).
50. Peterson, Iloff, Sherman, Phys. Rev., **84**, 372 (1951).
51. Crawford, Crow, Stevenson, Phys. Rev., **82**, 97 (1951).
52. Cartwright, Richman, Whitehead, Wilcox, Phys. Rev., **91**, 677 (1953).
53. Alvarez, Bradner, Crawford, Crawford, Falk-Vairant, Good, Gow, Rosenfeld, Solmitz, Stevenson, Ticho, Tripp, Phys. Rev., **105**, 1127 (1957).
54. Cornelius, Sargent, Rinehart, Lederman, Rogers, Phys. Rev., **92**, 1583 (1953).
55. Fry, Schneps, Nuovo Cimento, **1**, 272 (1955).
56. Chinowsky, Sachs, Steinberger, Phys. Rev., **93**, 917 (1954).
57. Panofsky, Aamodt, York, Phys. Rev., **78**, 825 (1950).
58. Camerini, Muirhead, Powell, Ritson, Nature, **162**, 433 (1948).
59. Richardson, Phys. Rev., **74**, 1720 (1948).
60. Martinelli, Panofsky, Phys. Rev., **77**, 465 (1950).
61. Kraushaar, Thomas, Henri, Phys. Rev., **78**, 486 (1950).
62. Chamberlain, Mozley, Steinberger, Wiegand, Phys. Rev., **79**, 394 (1950).
63. Jakobson, Schulz, Steinberger, Phys. Rev., **81**, 894 (1951).
64. Durbin, Loar, Havens, Phys. Rev., **88**, 179 (1952).
65. Brisbout, Dahanayake, Engler, Fujimoto, Perkins, Phil. Mag., **1**, 605 (1956).
66. Harris, Orear, Taylor, Phys. Rev., **106**, 327 (1957).
67. Dalitz, Phil. Mag., **44**, 1068 (1953).
68. Dalitz, Phys. Rev., **94**, 1046 (1954).
69. Fabri, Nuovo Cimento, **11**, 479 (1954).
70. Lee, Yang, Phys. Rev., **104**, 254 (1956).
71. Garwin, Lederman, Weinrich, Phys. Rev., **105**, 1415 (1957).
72. Wu, Ambler, Hayward, Hoppes, Hudson, Phys. Rev., **105**, 1413 (1957).
73. Friedman, Telegdi, Phys. Rev., **106**, 1290 (1957).
74. Castagnoli, Franzinetti, Manfredini, Nuovo Cimento, **5**, 684 (1957).
75. Biswas, Ceccarelli, Crussard, Nuovo Cimento, **5**, 756 (1957).
76. Chadwick, Durrani, Eisberg, Jones, Wignall, Wilkinson, Phil. Mag., **2**, 684 (1957).
77*. Glasser, Seeman, Stiller, препринт, 1961.

К главе 9

1. Leprince-Ringuet, L'Héritier, Compt. Rend., **219**, 618 (1944).
2. Bethe, Phys. Rev., **70**, 821 (1946).

3. Rochester, Butler, Nature, **160,** 855 (1947).
4. Leprince-Ringuet, Hoang, Jauneau, Morellet, Compt. Rend., **226,** 1897 (1948).
5. Brown, Camerini, Fowler, Muirhead, Powell, Ritson, Nature, **163,** 82 (1949).
6. O'Ceallaigh, Phil. Mag., **42,** 1032 (1951).
7. Menon, O'Ceallaigh, Royal Society Conference, London, January 1953.
8. Menon, O'Ceallaigh, Proc. Roy. Soc., **221,** 292 (1954).
9. Bonetti, Levi-Setti, Panetti, Tomasini, Proc. Roy. Soc., **221,** 318 (1954).
10. Bridge, Annis, Phys. Rev., **82,** 445 (1951).
11. Gregory, Lagarrigue, Leprince-Ringuet, Muller, Peyrou, Nuovo Cimento, **11,** 292 (1954).
12. Fretter, Phys. Rev., **70,** 625 (1946).
13. Fretter, Phys. Rev., **76,** 511 (1949).
14. Brode, Rev. Mod. Phys., **21,** 37 (1949).
15. Thompson, Buskirk, Etter, Karzmark, Rediker, Phys. Rev., **90,** 1122 (1953).
16. Davies, Franzinetti, Nuovo Cimento, Suppl., **12,** 480 (1954).
17. Birge, Peterson, Stork, Whitehead, Phys. Rev., **100,** 430 (1955).
18. Harding, Phil. Mag., **41,** 405 (1950).
19. Fowler, Menon, Powell, Rochat, Phil. Mag., **42,** 1040 (1951).
20. Hodgson, Phil. Mag., **42,** 1060 (1951).
21. Ceccarelli, Dallaporta, Merlin, Rostagni, Nature, **170,** 454 (1952).
22. Baroni, Castagnoli, Cortini, Franzinetti, Manfredini, Royal Society Conference, London, January 1953.
23. Ceccarelli, Dallaporta, Merlin, Quareni, Zorn, Nuovo Cimento, **10,** 681 (1953).
24. Lock, Major, Royal Society Conference, London, January 1953.
25. Panetti, Scarsi, Nuovo Cimento, **10,** 687 (1953).
26. Van Lint, Trilling, Phys. Rev., **92,** 1089 (1953).
27. Amaldi, Nuovo Cimento, **4,** 179 (1956).
28. Baldo-Ceolin, Bonetti, Greening, Limentani, Merlin, Vanderhaeghe, Nuovo Cimento, **6,** 84 (1957).
29. Haddock, Nuovo Cimento, **4,** №2, 240 (1956).
30. Bacchella, Berthelot, di Corato, Goussu, Levi-Setti, René, Revel, Scarsi, Tomasini, Vanderhaeghe, Nuovo Cimento, **4,** 1529 (1956).
31. Dalitz, Proc. Phys. Soc., **66,** 710 (1953).
32. Fabri, Nuovo Cimento, **11,** №2, 479 (1954).
33. Crussard, Kaplon, Klarmann, Noon, Phys. Rev., **93,** 253 (1954). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 4, 1955.)
34. Crussard, Kaplon, Klarmann, Noon, Phys. Rev., **95,** 584 (1954).
35. Hoang et al., Nuovo Cimento, Suppl., **12,** 209 (1954).
36. Belliboni et al., Nuovo Cimento, Suppl., **12,** 198 (1954).
37. Di Corato et al., Nuovo Cimento, Suppl., **12,** 202 (1954).
38. Harris, Lee, Orear, Taylor, Phys. Rev., **108,** 1561 (1957).
39. Fowler, Shutt, Thorndike, Whittemore, Phys. Rev., **91,** 1287 (1953).
40. Di Corato, Dilworth, Scarsi, Nuovo Cimento, Suppl., **11,** 285 (1954).
41. Daniel, Yash Pal, Proc. Ind. Acad. Sci., **40,** 114 (1954). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 4, 1955.)
42. Amaldi, Baroni, Castagnoli, Cortini, Manfredini, Nuovo Cimento, **10,** 937 (1953). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 4, 1955.)
43. Menon, Muirhead, Rochat, Phil. Mag., **41,** 583 (1950).
44. Thompson, Proc. Rochester Conference on Meson Physics, 1952, p. 52.

К главе 10

1. O'Ceallaigh, Phil. Mag., **42,** 1032 (1951).
2. Hoang et al., Compt. Rend., **238,** 1633 (1954).
3. Crussard et al., Phys. Rev., **95,** 584 (1954).
4. Amaldi, Cortini, Manfredini, Nuovo Cimento, Suppl., **12,** 210 (1954).
5. Friedlander et al., Nuovo Cimento, **1,** 694 (1955).
6. Padua Conference, 1955.
7. Hoang, Kaplon, Yekutieli, Phys. Rev., **101,** 1834 (1956).
8. Menon, O'Ceallaigh, Proc. Roy. Soc., **A221,** 292 (1954).
9. Bonetti et al., Proc. Roy. Soc., **A221,** 318 (1954).
10. Bøggild, Hooper, Scharf, Nuovo Cimento, Suppl., **12,** 223 (1954).
11. Baldo, Belliboni, Sechi, Zorn, Nuovo Cimento, Suppl., **12,** 220 (1954).
12. Appa Rao, Mitra, Proc. Ind. Acad. Sci., **41,** 30 (1955).
13. Hodson, Ballam, Arnold, Harris, Rau, Reynolds, Treiman, Phys. Rev., **96,** 1089 (1954).
14. Chester, Hoang, Kaplon, Yekutieli, Nuovo Cimento, **3,** 1471 (1956).
15. Gregory, Lagarrigue, Leprince-Riguet, Muller, Peyrou, Nuovo Cimento, **11,** 292 (1954).
16. Bridge, DeStaebler, Rossi, Sreekantan, Nuovo Cimento, **1,** 874 (1955).

17. Birge, Perkins, Peterson, Stork, Whitehead, Nuovo Cimento, **4**, 834 (1956).
18. Michel, Stora, Compt. Rend., **234**, 1257 (1952).
19. Friedlander, Keefe, Menon, van Rossum, Phil. Mag., **45**, 1043 (1954).
20. Dahanayke, Francois, Fujimoto, Iredale, Waddington, Yasin, Phil. Mag., **45**, 1219 (1954).
21. Johnston, O'Ceallaigh, Phil. Mag., **46**, 393 (1955).
22. Lee, Orear, Phys. Rev., **100**, 932 (1955).
23. Alvarez, Crawford, Good, Stevenson, Rochester Conference, 1956.
24. Barkas, Young, UCRL-2579, 1954.
25. Davies et al., G-Stack Collaboration, Nuovo Cimento, **2**, 1063 (1955).
26. Crussard, Fouché, Hennessy, Kayas, Leprince-Ringuet, Moreliet, Renard, Nuovo Cimento, **3**, 731 (1956).
27. Ritson, Pevsner, Fung, Widgoff, Zorn, Goldhaber, Goldhaber, Phys. Rev., **101**, 1085 (1956).
28. Birge, Perkins, Stork, Whitehead, UCRL-3429, 1956.
29. Birge, Peterson, Stork, Whitehead, Phys. Rev., **100**, 430 (1955).
30. Hornbostel, Salant, Phys. Rev., **99**, 338 (1955).
31. Webb, Chupp, Goldhaber, Goldhaber, Phys. Rev., **101**, 1212 (1956).
32. Gilbert, Violet, White, Phys. Rev., **103**, 1825 (1956).
33. Hänni, Lang, Teucher, Winzeler, Lohrmann, Nuovo Cimento, **3**, 1169 (1956).
34. Heckman, Smith, Barkas, Nuovo Cimento, **3**, 85 (1956).
35. Hoang, Kaplon, Yekutieli, Phys. Rev., **102**, 1185 (1956); **105**, 278 (1957).
36. O'Ceallaigh, Alexander, Johnston, Rochester Conference, 1956.
37. Levi-Setti, Tomasini, Nuovo Cimento, **9**, 1244 (1952).
38. Isachsen, Vangen, Sørensen, Phil. Mag., **44**, 224 (1953).
39. Leprince-Ringuet, Hoang, Jauneau, Morellet, Compt. Rend., **226**, 1897 (1948).
40. Fry, Lord, Phys. Rev., **87**, 533 (1952).
41. Friedlander, Harris, Menon, Proc. Roy. Soc., **A221**, 394 (1954).
42. Dahanayake, François, Fujimoto, Iredale, Waddington, Yasin, Nuovo Cimento, **1**, 888 (1955).
43. Fowler, Perkins, Pisa Conference, 1955.
44. Mezzetti, Keuffel, Phys. Rev., **95**, 858 (1954).
45. Barker, Binnie, Hyams, Rout, Shepherd, Phil. Mag., **46**, 307 (1955).
46. Bartlett, Phil. Mag., **44**, 249 (1953).
47. Alvarez, Goldhaber, Nuovo Cimento, **2**, 344 (1955).
48. Harris, Orear, Taylor, Phys. Rev., **100**, 932 (1955).
49. Iloff, Goldhaber, Goldhaber, Lanutti, Gilbert, Violet, White, Fournet, Pevsner, Ritson, Widgoff, Phys. Rev., **102**, 927 (1956).
50. Fitch, Motley, Phys. Rev., **101**, 496 (1956).
51. Alvarez, Crawford, Good, Stevenson, Phys. Rev., **101**, 503 (1956).
52. Iloff, Chupp, Goldhaber, Goldhaber, Lanutti, Pevsner, Ritson, Phys. Rev., **99**, 1617 (1955).
53. Goldhaber, Rochester Conference, 1956.
54. Barkas, Dudziak, Giles, Heckman, Inman, Mason, Nickols, Smith, Phys. Rev., **105**, 1417 (1957).
55. Cork, Lambertson, Piccioni, Wenzel, Phys. Rev., **106**, 167 (1957).
56. Franzinetti, Morpurgo, Nuovo Cimento, Suppl., **6**, 469 (1957).
57. Lal, Pal, Peters, Proc. Ind. Acad. Sci., **A38**, 398 (1953).
58. Amaldi, Baroni, Castagnoli, Cortini, Franzinetti, Manfredini, Nuovo Cimento, **11**, 207 (1954).
59. Friedlander, Keefe, Menon, Nuovo Cimento, **2**, 666 (1956).
60. Hornbostel, Salant, Phys. Rev., **93**, 902 (1954).
61. Hornbostel, Salant, Rochester Conference, 1955, p. 107.
62. Hornbostel, Salant, Phys. Rev., **98**, 218, 1202; **99**, 338 (1955).
63. Fry, Schneps, Snow, Swami, Wold, Phys. Rev., **104**, 270 (1956).
64. Chupp, Goldhaber, Goldhaber, Webb, UCRL-3044 and 3584.
65. Rochester, Butler, Nature, **160**, 855 (1947).
66. Seriff, Leighton, Hsiao, Cowan, Anderson, Phys. Rev., **78**, 290 (1950).
67. Armenteros, Barker, Butler, Cachon, Phil. Mag., **42**, 1113 (1951).
68. Armenteros, Barker, Butler, Cachon, Chapman, Nature, **167**, 501 (1951).
69. Thompson, Buskirk, Etter, Karzmark, Rediker, Phys. Rev., **90**, 329, 1122 (1953).
70. Barker, Proc. Roy. Soc., **A221**, 328 (1954).
71. Yasin, Phil. Mag., **45**, 413 (1954).
72. Di Corato, Dilworth, Scarsi, Nuovo Cimento, Suppl., **12**, 202, 285 (1954).
73. Bartlett, Phil. Mag., **44**, 249, 1407 (1953).
74. Eisler, Plano, Samios, Schwartz, Steinberger, Nuovo Cimento, **5**, 1700 (1957).
75. Collins, Proc. of the V-the Rochester Conference, 1955, p. 139.

76. Ridgway, Collins, Phys. Rev., **98**, 247 (1955).
77. Ridgway, Berley, Collins, Phys. Rev., **104**, 513 (1957).
78. Van Lint, Anderson, Cowan, Leighton, York, Phys. Rev., **94**, 1732 (1954).
79. Cowan, Phys. Rev., **94**, 161 (1954).
80. D'Andlau, Armenteros, Astier, de Staebler, Gregory, Leprince-Ringuet, Muller, Peyrou, Tinlot, Nuovo Cimento, **4**, 917 (1956).
81. Gell-Mann, Pais, Phys. Rev., **97**, 1387 (1955).
82. Lande, Booth, Impeduglia, Lederman, Chinowsky, Phys. Rev., **103**, 1901 (1956).
83. Lande, Lederman, Chinowsky, Phys. Rev., **105**, 1925 (1957).
84. Lee, Yang, Phys. Rev., **104**, 254 (1956).
85. Orear, Harris, Bierman, Phys. Rev., **107**, 322 (1957).
86. Orear, Report of Padua Conference, 1957.
87. Di Corato, Locatelli, Mignone, Tomasini, Nuovo Cimento, Suppl., **12**, 270 (1954).
88. Belliboni, Sechi, Vitale, Nuovo Cimento, Suppl., **12**, 195 (1954).
89. Crussard, Kaplon, Klarmann, Noon, Phys. Rev., **93**, 253 (1954).
90. Hoang, Jauneau, Kayas, Orkin-Lecourtois, Leprince-Ringuet, Morellet, Toriel, Trembley, Nuovo Cimento, Suppl., **12**, 208, 242 (1954).
91. Yekutieli, Kaplon, Hoong, Phys. Rev., **101**, 506 (1956).
92. Dilworth, Manfredini, Rochester, Waddington, Zorn, Nuovo Cimento, Suppl., **2**, 445 (1954).
93. Armenteros et al., Nuovo Cimento, **1**, 915 (1955).

К главе 11

1. Armenteros, Barker, Butler, Cachon, Phil. Mag., **42**, 1113 (1951).
2. Thompson, Cohn, Flum, Phys. Rev., **83**, 175 (1951).
3. Leighton, Wanlass, Alford, Phys. Rev., 83, 843 (1951).
4. Hooper, Biswas, Phys. Rev., **80**, 1099 (1950).
5. Yasin, Phil. Mag., **45**, 413 (1954).
6. Friedlander, Keefe, Menon, Merlin, Phil. Mag., **45**, 533 (1954).
7. Barkas, UCRL Report № 3892, 1957.
8. Fretter, Gregory, Johnston, Lagarrigue, Meyer, Muller, Peyrou, Bagnères Conf. Report, 1953, p. 26.
9. Fowler, Shutt, Thorndike, Whittemore, Phys. Rev., **91**, 1287 (1953); **93**, 861 (1954).
10. Thompson, Burwell, Cohn, Huggett, Karzmark, Phys. Rev., **95**, 661 (1954).
11. Osher, Moyer, Parker, UCRL Report № 3300, 1956.
12. Budde, Chretien, Leitner, Samios, Schwartz, Steinberger, Phys. Rev., **103**, 1827 (1956).
13. Schwartz, Steinberger, Plano, Samios, Nuovo Cimento, **5**, 216 (1957).
14. Page, Phil. Mag., **45**, 863 (1954).
15. Alvarez, Bradner, Falk-Vairant, Gow, Rosenfeld, Solmitz, Tripp, Nuovo Cimento, **5**, 1026 (1957).
16. Bonetti, Levi-Setti, Panetti, Tomasini, Nuovo Cimento, **10**, 345, 1736 (1953).
17. York, Leighton, Bjornerud, Phys. Rev., **90**, 167 (1953).
18. Friedlander, Phil. Mag., **45**, 418 (1954).
19. Johnston, O'Ceallaigh, Phil. Mag., **45**, 424 (1954).
20. King, Seeman, Shapiro, Phys. Rev., **92**, 838 (1953).
21. Lal, Yash-Pal, Peters, Bagnères Conf. Report, 1953, p. 146.
22. Ceccarelli, Merlin, Nuovo Cimento, **10**, 1207 (1953).
23. Debenedetti, Garelli, Tallone, Vigone, Nuovo Cimento, **12**, 952 (1954).
24. Fry, Schneps, Snow, Swami, Wold, Phys. Rev., **104**, 270 (1956).
25. Fry, Schneps, Snow, Swami, Word, Phys. Rev., **107**, 257 (1957).
26. Barkas, Dudziak, Giles, Heckman, Inman, Mason, Nickols, Smith, Phys. Rev., **105**, 1417 (1957).
27. Steinberger, Rochester Conference, — 1956, p. 23.
28. Edwards, Engler, Friedlander, Kamal, Nuovo Cimento, **5**, 1188 (1957).
29. Chupp, Goldhaber, Goldhaber, Webb, Nuovo Cimento, Suppl., **4**, 382 (1956).
30. Franzinetti, Morpurgo, Nuovo Cimento, Suppl., **6**, 469 (1957).
31. Ceccarelli, Dallaporta, Grilli, Merlin, Salandin, Sechi, Ladu, Nuovo Cimento, **2**, 542 (1955).
32. Schein, Haskin, Leenov, Phys. Rev., **100**, 1455 (1955).
33. Bhowmik, Evans, Falla, Hassan, Kamal, Nagpaul, Prowse, René, Alexander, Johnston, O'Ceallaigh, Keefe, Burhop, Davis, Kumar, Lasich, Shaukat, Stannard, Bacchella, Bonetti, Dilworth, Occhialini, Scarsi, Grilli, Guerriero, von Lindern, Merlin, Salandin, (European Collaboration on K^--mesons), CERN Conference, Geneva, July 1958.

34. Fry, Rochester Conference, 1956.
35. Gell-Mann, Phys. Rev., **92**, 833 (1953).
36. Nishijima, Progr. Theor. Phys., **9**, 414 (1953).
37. Nishijima, Progr. Theor. Phys., **13**, 185 (1955).
38. Walker, Phys. Rev., **98**, 1407 (1956).
39. Walker, Shephard, Phys. Rev., **101**, 1810 (1956).
40. Armenteros, Barker, Butler, Cachon, York, Phil. Mag., **43**, 597 (1952).
41. Cowan, Anderson, Leighton, van Lint, Phys. Rev., **92**, 1089 (1953).
42. Fretter, Friesen, Phys. Rev., **96**, 853 (1954).
43. Cowan, Phys. Rev., **94**, 161 (1954).
44. Armenteros, Gregory, Lagarrigue, Leprince-Ringuet, Muller, Peyrou, Nuovo Cimento, Suppl., **12**, 327 (1954)
45. Arnold, Ballam, Lindeberg, van Lint, Phys. Rev., **98**, 838 (1955).
46. Sorrels, Leighton, Anderson, Phys.Rev., **100**, 1457 (1955).
47. Friedlander et al., Nuovo Cimento, **1**, 482 (1955).
48. Barrett, Phys. Rev., **94**, 1328 (1954).
49. Castagnoli, Cortini, Manfredini, Pisa Conference, 1955, p. 253.
50. Dahanayake, François, Fujimoto, Iredale, Waddington, Yasin, Nuovo Cimento, **1**, 888 (1955).
51. Lal, Pal, Peters, Phys. Rev., **92**, 438 (1953).
52. Leighton, Wanlass, Anderson, Phys. Rev., **89**, 148 (1953.)
53. Gottstein, Nuovo Cimento, **1**, 284 (1955).
54. Friedlander, Keefe, Menon, Nuovo Cimento, **1**, 694 (1955).
55. Friedlander, Keefe, Menon, Nuovo Cimento, **2**, 666 (1955).
56. Friedlander, Keefe, Menon, Nuovo Cimento, **3**, 663 (1955).
57. Fowler, Perkins, Nuovo Cimento, **2**, 874 (1955).
58. Debenedetti, Garelli, Tallone, Vigone, Nuovo Cimento, **12**, 466 (1954).
59. di Corato, Locatelli, Mignone, Tomasini, Nuovo Cimento, Suppl., **12**, 270 (1954).
60. Naugle, Ney, Freier, Cheston, Phys. Rev., **96**, 1383 (1954).
61. Dalitz, Rep. Progr. Phys., **20**, 163 (1957).
62. Danysz, Pniewski, Phil. Mag., **44**, 348 (1953).
63. Cheston, Primakoff, Phys. Rev., **92**, 1537 (1953).
64. Tidman, Davis, Herz, Tennent, Phil. Mag., **44**, 350 (1953).
65. Crussard, Morellet, Compt. Rend., **236**, 64 (1953).
66. Freier, Anderson, Naugle, Phys. Rev., **94**, 677 (1954).
67. Hill, Salant, Widgoff, Osborne, Pevsner, Ritson, Crussard, Walker, Bull. Amer. Phys. Soc., **29**, 60 (1954).
68. Bonetti, Levi-Setti, Panetti, Scarsi, Tomasini, Nuovo Cimento, **11**, 210, 330 (1954).
69. Castagnoli, Cortini, Franzinetti, Mimeographed Report, 1955, p. 465.
70. Davies et al., Pisa Conference, Mimeographed Report, 1955, p. 503.
71. Davies et al., Nuovo Cimento, **4**, 628 (1956).
72. Sørensen et al., Pisa Conference, Mimeographed Report, 1955, p. 505.
73. Sørensen et al., Phys. Rev., **99**, 1046 (1955).
74. Crussard et al., Pisa Conference, Mimeographed Report, 1955, p. 481.
75. Crussard, Nuovo Cimento, Suppl., **4**, 616 (1956).
76. Fowler, Phil. Mag., **3**, 1460 (1958).
77. Levi-Setti, Slater, Phys. Rev., **111**, 1395 (1958).
78. Fowler, Hansen, Nuovo Cimento, **4**, 158 (1956).
79. Fry, Schneps, Swami, Phys. Rev., **97**, 1189 (1955).
80. Fry, Swami, Phys. Rev., **96**, 809 (1954).
81. Castagnoli, Cortini, Franzinetti, Nuovo Cimento, **2**, 550 (1955).
82. Holladay, Sachs, Phys. Rev., **96**, 810 (1954); **99**, 1573 (1955).
83. Dalitz, Nucl. Phys., **1**, 372 (1956).
84. Baldo-Ceolin, Dilworth, Fry, Greening, Huzita, Limentani, Sichirollo, Nuovo Cimento, **7**, 328 (1958).
85. Dalitz, Rep. Progr. Phys., **20**, 262 (1957).
86. Bonetti, Levi-Setti, Panetti, Tomasini, Proc. Roy. Soc., **A221**, 318 (1954).
87. Naugle, Freier, Ney, Phys. Rev., **96**, 829 (1953).
88. Ciok, Danysz, Gierula, Bull. Pol. Acad. Sci., **2**, 171 (1954); **3**, 25 (1955).
89. Levi-Setti, Slater, Telegdi, Rochester Conference (1957), p. 9.
90*. Сноу и Шапиро, Успехи физ. наук, **74**, 125 (1961).

К главе 12

1. Bridge, Courant, De Staebler, Rossi, Phys. Rev., **95**, 1101 (1954).
2. Amaldi, Castagnoli, Cortini, Franzinetti, Manfredini, Nuovo Cimento, **1**, 492 (1955).
3. Teucher, Winzeler, Lohrmann, Nuovo Cimento, **3**, 228 (1956).
4. Chamberlain, Segrè, Wiegand, Ypsilantis, Phys. Rev., **100**, 947 (1955).
5. Brabant, Cork, Horowitz, Moyer, Murray, Wallace, Wenzel, Phys. Rev., **101**, 498; **102**, 1622 (1956).
6. Chamberlain, Chupp, Goldhaber, Segrè, Wiegand, Amaldi, Castagnoli, Franzinetti, Manfredini, Phys. Rev., **101**, 909; **102**, 921 (1956).

7. Chamberlain, Chupp, Ekspong, Goldhaber, Goldhaber, Lofgren, Segrè, Wiegand, Amaldi, Baroni, Castagnoli, Franzinetti, Manfredini, Phys. Rev., **102**, 921 (1956).
8. Barkas, Birge, Chupp, Ekspong, Goldhaber, Goldhaber, Heckman, Perkins, Sandweiss, Segrè, Smith, Stork, van Rossum, Amaldi, Baroni, Castagnoli, Franzinetti, Manfredini, Phys. Rev., **105**, 1037 (1957).
9. Baldo-Geolin, Prowse, Nuovo Cimento, **10**, 635 (1958).
10. Leprince-Ringuet, Hoang, Jauneau, Morellet, Compt. Rend., **226**, 1897 (1948).
11. Amaldi, Report on CERN Symposium on High-Energy Nuclear Physics, Vol. 2, 1956, p. 111.
12. Rochester, Butler, Nature, **160**, 855 (1947).
13. O'Ceallaigh, Phil. Mag., **42**, 1032 (1951).
14. Fowler, Shutt, Thorndike, Whittemore, Phys. Rev., **91**, 1287 (1953).

К главе 13

1. Brown, Camerini, Fowler, Heitler, King, Powell, Phil. Mag., **40**, 862 (1949).
2. Greisen, Walker, Phys. Rev., **90**, 915 (1953).
3. Camerini, Davies, Fowler, Franzinetti, Muirhead, Lock, Perkins, Yekutieli, Phil. Mag., **42**, 1241 (1951).
4. Camerini, Fowler, Lock, Muirhead, Phil. Mag., **41**, 413 (1950).
5. Harding, Lattimore, Perkins, Proc. Roy. Soc., **A196**, 325 (1949).
6. Fowler, Phil. Mag., **41**, 169 (1950).
7. Fowler, Maenchen, Powell, Saphir, Wright, Phys. Rev., **101**, 911 (1956).
8. Fowler, Perkins, Pisa Conference, 1955.
9. Dahanayake, Francois, Fujimoto, Iredale, Waddington, Yasin, Nuovo Cimento, **1**, 888 (1955).
10. Sørensen, Phil. Mag., **42**, 188 (1951).
11. Blau, Wambacher, S. B. Akad. Wiss. Wien, **146**, 623 (1937).
12. Goldberger, Phys. Rev., **74**, 1269 (1948).
13. Френкель, Sov. Phys., **9**, 533 (1936).
14. Weisskopf, Phys. Rev., **52**, 295 (1937).
15. Bagge, Ann. d. Phys., **39**, 512 (1941).
16. Le Couteur, Proc. Phys. Soc., **A63**, 259 (1950).
17. Le Couteur, Proc. Phys. Soc., **A63**, 498 (1950).
18. Fujimoto, Yamaguchi, Phys. Rev., **75**, 1776 (1949).
19. Menon, Rochat, Phil. Mag., **42**, 1232 (1951).
20. Occhialini, Powell, Nature, **159**, 93 (1947).
21. Bonetti, Dilworth, Phil. Mag., **40**, 585 (1949).
22. Hodgson, Perkins, Nature, **163**, 439 (1949).
23. Sørensen, Phil. Mag., **40**, 947 (1949).
24. Lovera, Ric. Sci. Ricostr., **17**, 2045 (1947).
25. Schopper, Naturwiss., **34**, 118 (1947).
26. Perkins, Proc. Roy. Soc., **A203**, 399 (1950).
27. Marquez, Perlman, Phys. Rev., **81**, 953 (1951).
28. Crussard, Compt. Rend., **231**, 141 (1950).
29. Skjeggestad, Sørensen, Phys. Rev., **113**, 1115 (1959).
30. Barkas, Tyren, Phys. Rev., **89**, 1 (1953).
31. Goldsack, Lock, Munir, Phil. Mag., **2**, 149 (1957).
32. Bethe, Rev. Mod. Phys., **9**, 70 (1937).
33. Camerini, Coor, Davies, Fowler, Lock, Muirhead, Tobin, Phil. Mag., **40**, 1073 (1949).

К главе 14

1. Fernbach, Serber, Taylor, Phys. Rev., **75**, 1352 (1949).
2. Burge, Burrows, Gibson, Rotblat, Proc. Roy. Soc., **A210**, 534 (1952).
3. Gibson, Thomas, Proc. Roy. Soc., **A 210**, 543 (1952).
4. George, Evans, Proc. Phys. Soc., **63**, 1248 (1950).
5. Fowler, Phil. Mag., **41**, 169 (1950).
6. Camerini, Fowler, Lock, Muirhead, Phil. Mag., **41**, 413 (1950).
7. Rosser, Swift, Phil. Mag., **42**, 856 (1951).
8. Lock, Yekutieli, Phil. Mag., **43**, 231 (1952).
9. Grandey, Clark, Phys. Rev., **97**, 791 (1955).
10. Anderson, Proceeding Rochester Conference, **1**, 22 (1956).
11. Мещеряков, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, М., Изд. АН СССР, 1955, стр. 39.
12. Blau, Caulton, Phys. Rev., **96**, 150 (1954).
13. Goldhaber, Phys. Rev., **89**, 1187 (1953).
14. Homa, Goldhaber, Lederman, Phys. Rev., **93**, 554 (1954).
15. Taft, Phys. Rev., **101**, 1116 (1956).
16. Clarke, Major, Phil. Mag., **2**, 37 (1957).
17. Schein, Fainberg, Haskin, Glasser, Phys. Rev., **91**, 973 (1953).
18. Walker, Grussard, Phys. Rev., **98**, 1416 (1955).
19. Blau, Oliver, Phys. Rev., **102**, 489 (1956).
20. Walker, Phys. Rev., **108**, 872 (1958).
21. Walker, Hushfar, Shephard, Phys. Rev., **104**, 526 (1956).
22. Whetstone, Stork, Phys. Rev., **102**, 251 (1956).
23. Weaver, Lord, Orear, Phys. Rev., **91**, 466 (1953).
24. Minguzzi, Puppi, Ranzi, Nuovo Cimento, **10**, 1753 (1953).
25. Orear, Phys. Rev., **96**, 1416 (1954).
26. Orear, Slater, Lord, Eilenberg, Weaver, Phys. Rev., **96**, 174 (1954).
27. Orear, Phys. Rev., **91**, 467 (1953).
28. Clark et al., Phys. Rev., **91**, 467 (1953).

29. Johnson, Phys. Rev., **99**, 1049 (1955).
30. Anderson, Keefe, Kernan, Losty, Nuovo Cimento, **4**, 1198 (1956).
31. Biswas, Ceccarelli-Fabbrichesi, Ceccarelli, Gottstein, Varshneya, Waloschek, Nuovo Cimento, **4**, 1201 (1956); **5**, 123 (1957).
32. Widdgoff, Schapiro, Schluter, Ritson, Pevsner, Henri, Phys. Rev., **104**, 811 (1956).
33. Friedlander, Keefe, Menon, Pisa Conference, 1955.
34. Hornbostel, Salant, Phys. Rev., **102**, 502 (1956).
35. Kaplon, Report at CERN Conference, July 1958.
36. Gell-Mann, Pais, Phys. Rev., **97**, 1387 (1955).
37. Pais, Piccioni, Phys. Rev., **100**, 1487 (1955).
38. Fry, Schneps, Swami, Phys. Rev., **103**, 1904 (1956).
39. Hodgson, Phil. Mag., **44**, 1113 (1953); **45**, 190 (1954).
40. Lees, Morrison, Muirhead, Rosser, Phil. Mag., **44**, 304 (1953).
41. Lock, March, McKeague, Proc. Roy. Soc., **231**, 368 (1955).
42. Duke, Lock, March, Gibson, McEwen, Hughes, Muirhead, Phil. Mag., **2**, 204 (1957).
43. Лонина, Толстов, Цыганов, ПТЭ, №2, 37 (1957).
44. McEwen, Gibson, Duke, Phil. Mag., **2**, 231 (1957).
45. Hughes, March, Muirhead, Lock, Phil. Mag., **2**, 215 (1957).
46. Cester, Hoang, Kernan, Phys. Rev., **100**, 940 (1955); **103**, 1443 (1956).
47. Chen, Leavitt, Shapiro, Phys. Rev., **103**, 211 (1956).
48. Cork, Causey, Wenzel, Phys. Rev., **107**, 859 (1957).
49. Беляков, Ван Шу-фен, Глаголев, Далхажав, Кириллова, Марков, Лебедев, Толстов, Цыганов, Шафранова, Джао-дзе, Баник, Баятян, Граменицкий, Даныш, Костанашвили, Любимов, Номофилов, Подгорецкий, Сщипчак, Тувдендорж, Шахулашвили, Богачев, Вишки, Мерекова, Сидоров, Proc. CERN International Conference, 1958, p. 309.
50. Barkas, Birge, Chupp, Ekspong, Goldhaber, Goldhaber, Heckman, Perkins, Sandweiss, Segré, Smith, Stork, van Rossum, Amaldi, Baroni, Castagnoli, Franzinetti, Manfredini, Phys. Rev., **105**, 1037 (1957).
51. Cork, Lambertson, Piccioni, Wenzel, Phys. Rev., **104**, 1193 (1956).
52. Caulton, Blau, Smith, Phys. Rev., **93**, 919 (1954).
53. Walker, Crussard, Koshiba, Phys. Rev., **95**, 852 (1954).
54. Crussard, Duller, Walker, Phys. Rev., **93**, 215 (1954).
55. Fry, Phys. Rev., **91**, 1576 (1953).
56. Crussard, Walker, Koshiba, Phys. Rev., **94**, 736 (1954).

К главе 15

1. Edwards, Engler, Friedlander, Kamal, Nuovo Cimento, **5**, 1188 (1957).
2. Wataghin, Symposium on Cosmic Rays, Rio de Janeiro, 1941.
3. Kaplon, Ritson, Phys. Rev., **88**, 386 (1952).
4. Heitler, Terreaux, Proc. Phys. Soc., **A66**, 929 (1953).
5. Cocconi, Phys. Rev., **93**, 1107 (1954).
6. Roessler, McCusker, Nuovo Cimento, **10**, 127 (1953).
7. Appa Rao, Daniel, Neelakantan, Proc. Ind. Acad. Sci., **A43**, 181 (1956).
8. Castagnoli, Cortini, Franzinetti, Manfredini, Moreno, Nuovo Cimento, **10**, 1539 (1953).
9. Edwards, Losty, Pinkau, Perkins, Reynolds, Phil. Mag., **3**, 237 (1958).
10. Bradt, Kaplon, Peters, Helv. Phys. Acta, **23**, 24 (1950).
11. Daniel, Davies, Mulvey, Perkins, Phil. Mag., **43**, 753 (1952).
12. Brisbout, Dahanayake, Engler, Fujimoto, Perkins, Phil. Mag., **1**, 605 (1956).
13. Carlson, Hooper, King, Phil. Mag., **41**, 701 (1950).
14. Salvini, Kim, Phys. Rev., 85, 921 (1952).
15. Kaplon, Walker, Koshiba, Phys. Rev., **93**, 1424 (1954).
16. Mulvey, Proc. Roy. Soc., **A221**, 367 (1954).
16a. Lal, Pal, Rama, Nuovo Cimento, **12**, 51 (1954).
17. Camerini, Davies, Franzinetti, Lock, Perkins, Yekutieli, Phil. Mag., **42**, 1261 (1951).
18. Lohrmann, Teucher, Phys. Rev., **112**, 589 (1958).
19. Dahanayake, Francois, Fujimoto, Iredale, Waddington, Yasin, Nuovo Cimento, **5**, 888 (1955).
20. Glasser, Haskin, Scheim, Lord, Phys. Rev., **99**, 1555 (1955).
21. Debenedetti, Garelli, Tallone, Vigone, Nuovo Cimento, **4**, 1142 (1956).
22. Minakawa, Nishimura, Tzukuki, Yamanouchi, Aizu, Hasegawa, Ishii, Tokunaga, Fujimoto, Hasegawa, Nishimura, Niu, Nishikawa, Imaeda, Kazuno, I. N. S. J., **7**, Tokyo, 1956.

23. Greisen, Progress in Cosmic Ray Physics, Vol. 3, Amsterdam, 1956. (См. перевод в книге „Успехи физики космических лучей", т. 3, ИЛ, 1958.)
24. Зацепин, Oxford Conference, 1956.
25. Greisen, Walker, Phys. Rev., **90**, 915 (1953).
26. Brown et al., Phil. Mal., **40**, 862 (1949).
27. Daniel, Davies, Mulvey, Perkins, Bristol Conference on Hyperons and Heavy Mesons, 1951.
28. Hoang, Journ. de phys., **15**, 337 (1954).
29. Ивановская, Чернавский, Nucl. Phys., **4**, 29 (1957).
30. Schein, Glasser, Haskin, Nuovo Cimento, **2**, 647 (1955).
31. Ciok, Danysz, Gierula, Jurak, Miesowicz, Pernegr, Vrana, Wolter, Nuovo Cimento, **6**, 1409 (1957).
32. Kraushaar, Marks, Phys., Rev., **93**, 326 (1954).
33. Fermi, Progr. Theor. Phys., **5**, 570 (1950).
34. Ландау, ДАН СССР, **17**, 51 (1953).
35. Беленький, Ландау, Успехи физич. наук, **56**, 309 (1955); Nuovo Cimento, Suppl., **3**, 15 (1956).
36. Heisenberg, Zs. f. Phys., **133**, 65 (1952).
37. Bhabha, Proc. Roy. Soc., **A219**, 293 (1953).
38. Takagi, Progr. Theor. Phys., **7**, 123 (1952).
39. Ciok, Coghen, Gierula, Holynski, Jurak, Miesowicz, Saniewska, Pernegr, Nuovo Cimento, **10**, 741 (1958).
40. Hänni, Lang, Teucher, Winzeler, Lohrmann, Nuovo Cimento, **4**, 1473 (1956).
41. Lewis, Oppenheimer, Wouthuysen, Phys. Rev., **73**, 127 (1948).

К главе 16

1. Coulomb, Memoires Acad. Sci., 1785, p. 612.
2. Wilson, Proc. Cambr. Phil. Soc., **11**, 32 (1900).
3. Elster, Geitel, Phys. Zs., **2**, 560 (1900).
4. Hess, Phys. Zs., **13**, 1084 (1912); **14**, 610 (1913).
5. Kohlhörster, Ber. Deutsch. Phys. Ges., **16**, 719 (1914/19).
6. Clay, Proc. Acad. Amst., **33**, 711 (1930).
7. Johnson, Rev. Mod. Phys., **10**, 193 (1938).
8. Janossy L., Cosmic Radiation, Oxford, 1948. (См. перевод: Яносси Л., Космические лучи, ИЛ, 1949.)
9. Schein, Jesse, Wollan, Phys. Rev., **59**, 615 (1941).
10. Hulsizer, Rossi, Phys. Rev., **73**, 1402 (1948).
11. Critchfield, Ney, Oleska, Phys. Rev., **85**, 461 (1952).
12. Freier, Lofgren, Ney, Oppenheimer, Bradt, Peters, Phys. Rev., **74**, 213 (1948).
13. Alfvén, Phys. Rev., **75**, 1732 (1949). (См. перевод в сборнике статей „Первичное космическое излучение", ИЛ, 1956.)
14. Alfvén, Phys. Rev., **77**, 375 (1950). (См. перевод в сборнике статей „Первичное космическое излучение", ИЛ, 1956.)
15. Fermi, Phys. Rev., **75**, 1169 (1949). (См. перевод в сборнике статей „Первичное космическое излучение", ИЛ, 1956.)
16. Fermi, Astrophys. Journ., **119**, 1 (1954).
17. Shapiro, Stiller, O'Dell, Nuovo Cimento, Suppl., **8**, 509 (1957).
18. Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., **43**, 729 (1952). (См. перевод в сборнике статей „Первичное космическое излучение", ИЛ, 1956.)
19. Fowler, Perkins, Phil. Mag., **46**, 587 (1955).
20. Waddington, Phil. Mag., **2**, 1059 (1957).
21. Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., **42**, 317 (1951).
22. Dainton, Fowler, Proc. Roy. Soc., **221**, 414 (1954).
23. Tidman, George, Herz, Proc. Phys. Soc., **A66**, 1019 (1953). (См. перевод в сборнике „Проблемы современной физики", ИЛ, вып. 12, 1955.)
24. Bradt, Peters, Phys. Rev., **80**, 943 (1950). (См. перевод в сборнике статей „Первичное космическое излучение", ИЛ, 1956.)
25. Herz, Waller, Phil. Mag., **43**, 592 (1952).
26. Ceccarelli, Zorn, Phil. Mag., **43**, 356 (1952).
27. Kayas, Morellet, Journ. de phys., **14**, 253 (1952).
28. Artom, Gentile, Nuovo Cimento, Suppl., **4**, 254 (1956).
29. Ney, Mexico conference, 1955.
30. Kaplon, Noon, Racette, Phys. Rev., **96**, 1408 (1954).
31. Rajopadhye, Waddington, Phil. Mag., **3**, 25 (1958).
32. Cester, Debenedetti, Garelli, Quassiati, Tallone, Vigone, Nuovo Cimento, **7**, 371 (1958).
33. Fowler, Hillier, Waddington, Phil. Mag., **2**, 293 (1957).
34. Engler, Kaplon, Klarman (в печати, 1959).
35. Dainton, Kent, Phil. Mag., **41**, 963 (1950).
36. Heitler, The Quantum theory of Radiation, Oxford, 1954. (См. перевод: Гайтлер, Квантовая теория излучения, ИЛ, 1956.)
37. Strauch, Ann. Rev. Nucl. Sci., 105 (1953).
38. Powell, Rep. Progr. Phys., **13**, 350 (1950).
39. Noon, Kaplon, Phys. Rev., **97**, 769 (1955).
40. Engler, Kaplon, Klarman, Phys. Rev., **112**, 597 (1958).
41. Appa Rao, Daniel, Neelakanthan, Proc. Ind. Acad. Sci., **A43**, 181 (1956).
42. Lemaitre, Vallarta, Phys. Rev., **43**, 87 (1933).
43. Singer, Nuovo Cimento, Suppl., **11**, 369 (1954).
44. Wincler, Peterson, Nature, **181**, 1317 (1958).

45. Van Allen, Singer, Phys. Rev., **78**, 819 (1950). (См. перевод в сборнике статей „Первичное космическое излучение", ИЛ, 1956.)
46. Peters, в книге Progress in Cosmic Ray Physics, Vol. 1, 1952. (См. перевод в книге „Успехи физики космических лучей", т. I, ИЛ, 1954.)
47. Simpson, Fenton, Katzman, Rose, Phys. Rev., **102**, 1648 (1956).
48. Waddington, Nuovo Cimento, **2**, 930 (1956).
49. Fowler, Waddington, Phil. Mag., **1**, 637 (1956).
50. Fowler, Freier, Ney, Nuovo Cimento, Suppl., **8**, 492 (1957).
51. Fowler, Waddington, Freier, Naugle, Ney, Phil. Mag., **2**, 157 (1957).
52. Webber, Nuovo Cimento, Suppl., **8**, 533 (1957).
53. McDonald, Nuovo Cimento, Suppl., **8**, 500 (1958).
54. Danielson, Freier, Naugle, Ney, Phys. Rev., **103**, 1075 (1956).
55. Waddington, Nuovo Cimento, Suppl., **8**, 518 (1957).
56. Clark, Earl, Kraushaar, Linsley, Rossi, Scherb, Nature, **180**, 406 (1957).
57. Bradt, Peters, Phys. Rev., **77**, 54 (1950).
58. Noon, Her, O'Brien, Nuovo Cimento, **5**, 854 (1957).
59. O'Brien, Noon, Nuovo Cimento, **4**, 1285 (1956).
60. Appa Rao, Biswas, Daniel, Neelakantan, Peters, Phys. Rev., **110**, 751 (1958).
61. Koshiba, Schultz, Schein, Nuovo Cimento, **9**, 1 (1958).
62. Freier, Ney, Waddington, Phys. Rev. **113**, 921 (1959).
63. Гинзбург В. А., в книге „Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics", Vol. 4, 1958. (См. перевод в книге: Физика элементарных частиц и космических лучей, ИЛ, 1960.)
64. Fay, Zs. f. Naturforsch., **10a**, 572 (1955).
65. Hayakawa, Ito, Terashima, Progr. Theor. Phys., Suppl., No. 6 (1958).
66. Gottstein, Phil. Mag., **45**, 347 (1954).
67. McDonald, Phys. Rev., **104**, 1723 (1956).
68. Peters, Nuovo Cimento, Suppl., **8**, 556 (1958).
69. Burbidge, Burbidge, Fowler, Hoyle, Rev. Mod., Phys., **29**, 547 (1957).
70. Hoyle, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **106**, 384 (1946).
71*. Mayer, Phys. Rev., **115**, 1734 (1959).

К приложению VI

1. Faraggi, Berthelot, Compt. Rend., **232**, 2093 (1951).
2. Porschen, Riezler, Zs. f. Naturforsch., **11a**, 143 (1956).
3. Riezler, Kauw, Zs. f. Naturfirsch., **12a**, 665 (1957).
4. Riezler, Kauw, Zs. f. Naturforsch., **13a**, 904 (1958).

АТЛАС
МИКРОФОТОГРАФИЙ

СПИСОК ФОТОГРАФИЙ

Фото 1 и 2. Микрофотографии кристаллов AgBr, полученные с помощью электронного микроскопа

См. также фото 15.

Фото 3—6. Первые микрофотографии следов α-частиц и „гало" (1914—1915 гг.)

Фото 7—10. Первые фотографии следов протонов и α-частиц (1927—1940 гг.)

Фото 11. Радиоактивное загрязнение в современной эмульсии (1947 г.)

Фото 12—14. Следы протонов и электронов в различных эмульсиях (1945—1948 гг.)

Фото 15. Электронные микрофотографии кристаллов AgBr в различных эмульсиях

Фото 16. Влияние разрешающей способности на качество микрофотографий

Фото 17 и 18. Следы α-частиц и осколков деления в загруженных эмульсиях

Фото 19. Рождение и распад K-мезона по схеме $K_{\pi 3}$

Фото 20. Последовательные взаимодействия тяжелого ядра

Фото 21—24. Влияние ионизации на форму и плотность следов

Фото 25—28. Фотометрирование следов

Фото 29 и 30. Измерение многократного рассеяния вдоль следа медленного π^--мезона и релятивистской α-частицы

Фото 31. Фрагментация релятивистского ядра кальция

Фото 32 и 33. Упругие столкновения со свободными протонами

Фото 34 и 35. Следы электронов в конце пробега

Фото 36—44. Примеры следов однократно и двукратно заряженных частиц в конце пробега

Фото 45—49. Следы тяжелых ядер в конце пробега

Фото 50 и 51. Образование электронно-позитронных пар γ-квантами

Фото 52 и 53. Тройники и близкие пары

Фото 54—56. Каскад, вызванный γ-квантом с энергией 10^3 *Бэв*

См. также фото 161—168.

Фото 57. Распад остановившегося μ-мезона

Фото 58. Ядерный захват μ^--мезона

См. также фото 136 и 137, где даны примеры взаимодействия быстрых μ-мезонов с ядрами.

Фото 59 и 60. Электроны Оже при захвате μ^--мезона ядром

Фото 61 и 62. Возможные примеры $\pi-\beta$-распада

Фото 63 и 64. Первые наблюдения захвата π^--мезонов ядрами (1947 г.)

Фото 65 и 66. Первые наблюдения $\pi-\mu$-распада

Фото 67. Первые примеры $\pi \to \mu \to \beta$-распада (1947 г.)

Фото 68. Короткопробежные μ-мезоны в $\pi-\mu$-распаде

Фото 69. Природа нейтральной частицы в $\pi-\mu$-распаде

Фото 70—74. Примеры захвата π^--мезонов ядрами различных элементов

Фото 75—77. Образование и захват π^--мезона

Фото 78. Образование и распад π^+-мезона

Фото 79. Пример образования электронно-позитронной пары от γ-квантов, образующихся при распаде π^0-мезона

См. также фото 153.

Фото 80. Альтернативная схема распада π^0-мезона

Фото 81. Первое наблюдение распада тяжелого мезона по схеме $K_{\pi 3}$ (1949 г.)

Фото 82—87. Другие примеры распада остановившегося K^+-мезона по схеме $K_{\pi 3}(\tau)$

Фото 86. Первое наблюдение последовательного распада $K^+ \to {}^+ \to \mu^+ \to \beta$

Фото 87 и 88. Наблюдения непосредственного образования K^+-мезона, распадающегося по схеме $K'_{\pi 3}$

См. также фото 19.

Фото 89. Примеры распада по схеме $K'_{\pi 3}$

Фото 90. Распад на лету тяжелого мезона по схеме $K_{\pi 3}$

Фото 91—94. Первые наблюдения K^+-мезонов, распадающихся по схемам $K_{\pi 2}$, $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu 2}$

Фото 95 и 96. Первые примеры непосредственного образования K^+-мезона

---

[1] За исключением особо оговоренных случаев, увеличение указывается масштабной шкалой длиной 50 μ, которая разделена на интервалы по 10 μ каждый.

Фото 97 и 98. Первые примеры образования и захвата K^--мезона

См. также фото 110.

Фото 99 и 100. Примеры захвата K^--мезонов

См. также фото 107 и 114.

Фото 101. Гиперядро, образованное при захвате K^--мезона

См. также фото 114.

Фото 102 и 107. Примеры распада Λ^0-гиперона
Фото 103. Первый пример распада Σ-гиперона (1953 г.)
Фото 104. Образование и распад на лету Σ-гиперона
Фото 105 и 106. Ядерный захват Σ^--гиперонов
Фото 107. Λ^0-распад, связанный с захватом K^--мезона
Фото 108 и 109. Образование и ядерные взаимодействия K^+-мезона
Фото 110. Образование пары K-мезонов
Фото 111. Первое наблюдение гиперядра (1953 г.)
Фото 112—118. Дальнейшие примеры распада гиперядер на лету или в покое
Фото 113. Первое наблюдение ${}_{\Lambda}He^3$
Фото 116. Испускание π^0-мезона из гиперядра
Фото 117. Распад на лету ${}_{\Lambda}He^4$
Фото 119. Первый пример аннигиляции искусственно образованного антипротона
Фото 120 и 121. Другие примеры ядерного захвата и аннигиляции антипротонов
Фото 122. Возможный пример аннигиляции антипротона, образованного в космическом излучении
Фото 123—131. Примеры расщеплений ядер протонами с кинетической энергией от 50 *Мэв* до 30 *Бэв*
Фото 132. Испускание тяжелого ядерного осколка при расщеплении ядра
Фото 133 и 134. Молоткообразные следы, образованные ядрами Li^8 и B^8
Фото 135. Испускание ядра Be^8
Фото 136 и 137. Взаимодействия быстрых μ-мезонов
Фото 138—144. Взаимодействия быстрых π-мезонов с кинетической энергией от 80 *Мэв* до 4 *Бэв*
Фото 145. Взаимодействия π^--мезонов с энергией 4,5 *Бэв*

См. также фото 115.

Фото 146 и 147. Взаимодействия быстрых K-мезонов
Фото 148. Взаимодействия K^0-мезонов
Фото 149—151 и 153—159. Примеры „струй", образованных при ядерных столкновениях первичными частицами с энергией от 200 до 20 000 *Бэв*

См. также фото 187—189.

Фото 152—155, 160, 162, 163 и 167. Вторичные взаимодействия в „струях"
Фото 153, 162 и 165. Электронно-позитронные пары в „струях"
Фото 161—164. Первичное расщепление и каскад, вызванные взаимодействием протона с энергией 40 000 *Бэв*
Фото 165—167. Каскад и взаимодействие, следующие за взаимодействием α-частицы с энергией $\sim 10^6$ *Бэв*
Фото 168. Развитие каскада в свинцово-эмульсионном „сэндвиче"
Фото 169—175. Следы релятивистских ядер

Следы тяжелых ядер в конце их пробега см. на фото 35—49.

Фото 176—178. Фрагментация ядра углерода
Фото 179—184. Взаимодействие и фрагментация тяжелых первичных ядер

См. также фото 17, 21, 31.

Фото 185 и 186. Скользящие столкновения первичных ядер Li и He
Фото 187—189. „Струи", вызванные α-частицами и первичными тяжелыми ядрами

См. также фото 151.

Фото 190. Примеры искажений „переменного" типа («chopping»)
Фото 191 и 192. Контактные отпечатки эмульсий, экспонированных космическими лучами
Фото 193—195. Примеры расщеплений ядер протонами с энергией 10 *Бэв*

См. также фото 129—131.

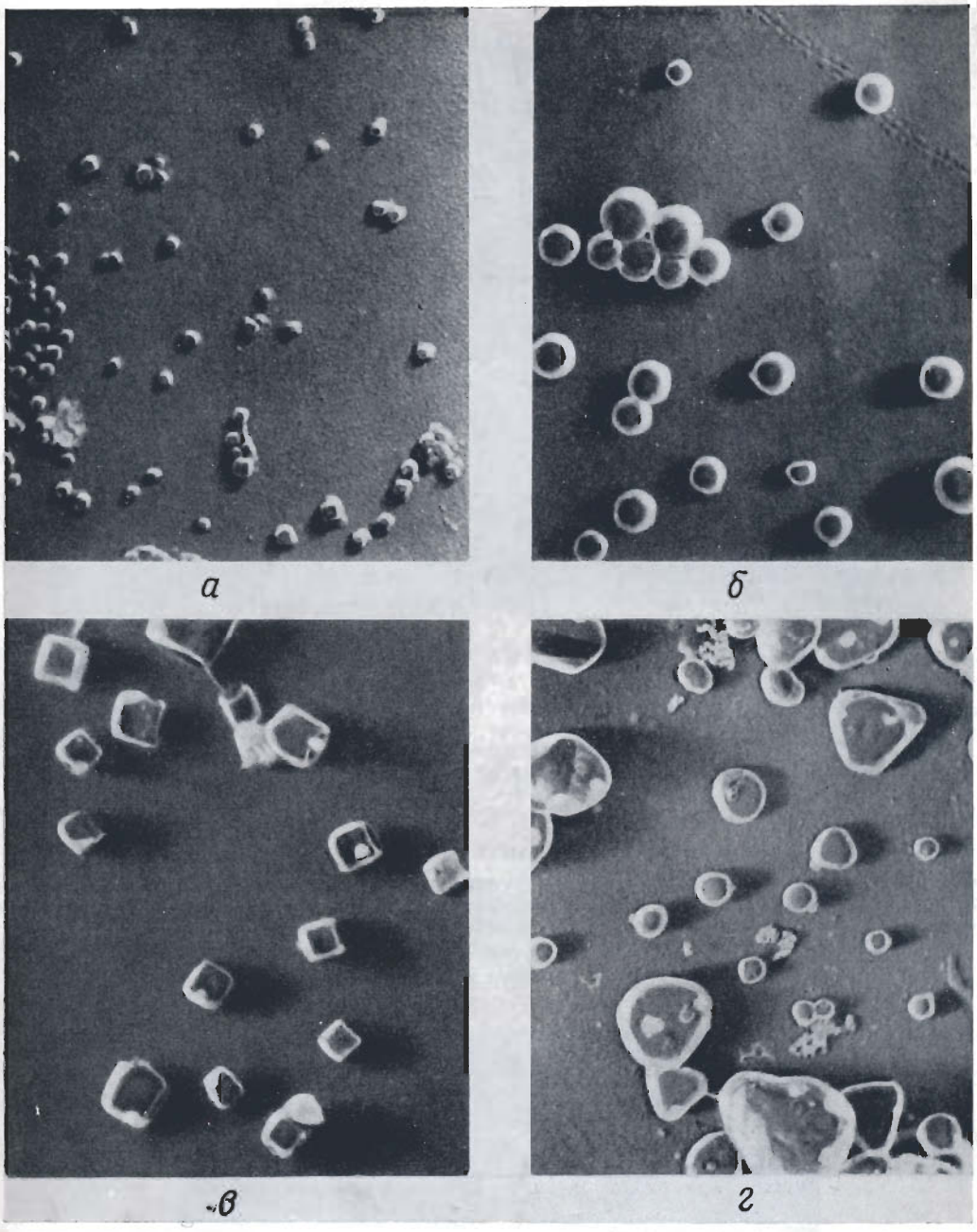


Фото 1. Микрофотографии зерен различных эмульсий, полученные с помощью электронного микроскопа (20 000 ×).

а — липмановская эмульсия; *б* — эмульсия Ильфорд G5; *в* — эмульсии для фотомеханических работ; *г* — специальная диапозитивная эмульсия.

Обращает на себя внимание неостойство размеров зерен в эмульсиях, предназначенных для передачи полутонов, а также бо́льший средний диаметр зерен в более чувствительных эмульсиях. Микрофотографии получены методом „у́гольных реплик".

Haine, неопубликованная работа, 1954 г.

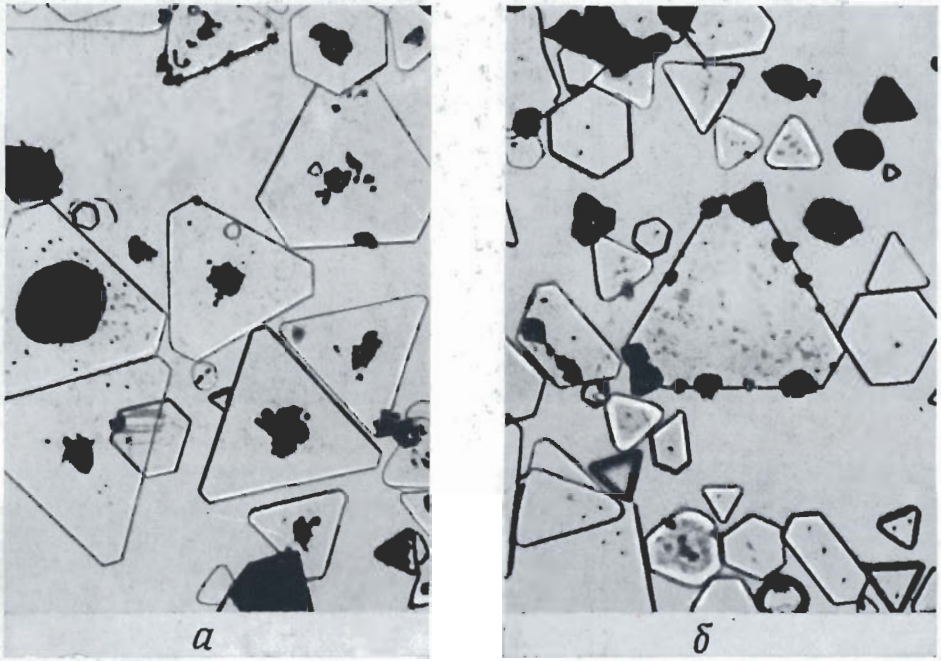


Фото 2. Центры проявления на больших кристаллах галоида серебра (23 000 ×).

а — большие кристаллы галоидосеребряной эмульсии, облученные светом низкой интенсивности. Физическое проявление — метоловым кислым проявителем. Скрытое изображение образовалось на нерегулярностях кристалла вблизи оси симметрии треугольных пластинок. *б* — аналогичные кристаллы после облучения светом высокой интенсивности. Центры проявления расположены на краях кристаллов; „поверхностный" метол-гидрохиноновый проявитель.

Evans, Mitchell, Report on Conference on Defects in Crystalline Solids, 1955, p. 409.

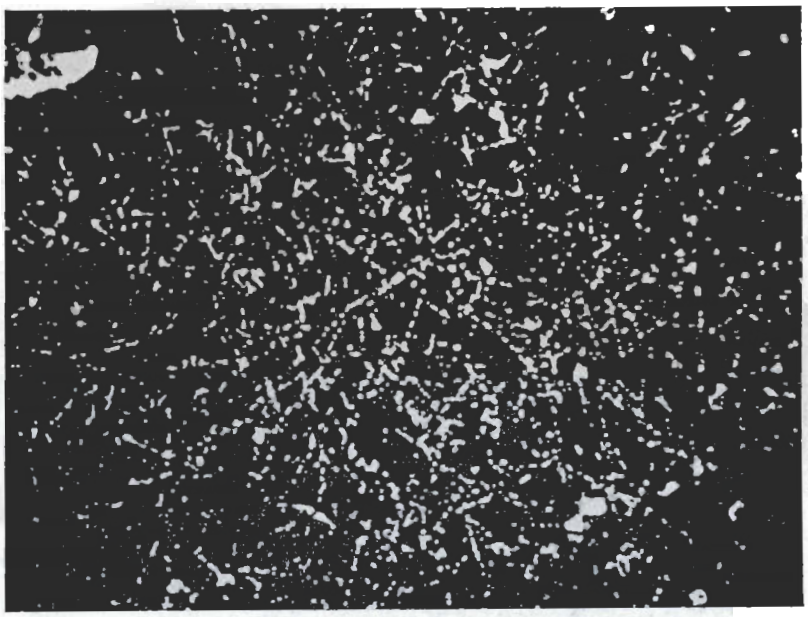


Фото 3. Первые микрофотографии следов α-частиц в фотографической эмульсии типа „Process" фирмы Ильфорд.

Следы принадлежат α-частицам, вылетающим из металлической пластинки, обработанной в течение нескольких секунд небольшим количеством радона. α-частицы вылетают в произвольных направлениях, однако можно легко различить цепочки зерен на траекториях отдельных частиц.

Walmsley, Makower, Proc. Phys. Soc., **26**, 261 (1914).



Фото 4. Следы отдельных α-частиц. Пластинки типа „Process" фирмы Ильфорд.

Изломанный след первоначально приписывался рассеянию α-частицы; теперь, однако, считают, что он принадлежит двум частицам, выходящим из одной (или почти из одной) точки.

Walmsley, Makower, Proc. Phys. Soc., **26**, 261 (1914).

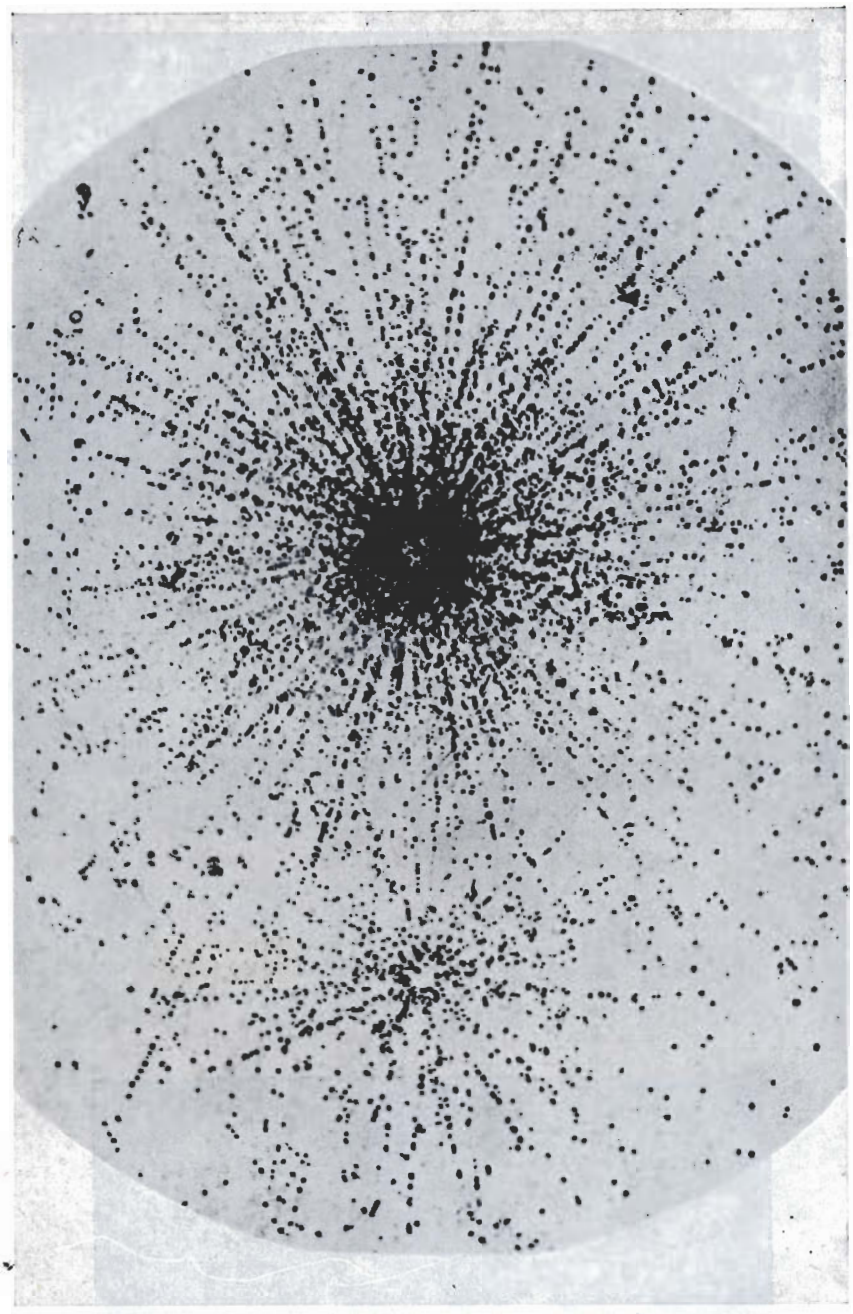


Фото 5. Радиоактивное загрязнение в эмульсии. Пластинки типа „Ordinary“ фирмы Рэттен.

Следы α-частиц, испускаемых концом швейной иглы, который предварительно был приведен в соприкосновение с металлической пластинкой, обработанной радоном. Лунка, оставленная концом иглы, видна в виде светлого пятна в центре, из которого расходятся все лучи. Большинство следов принадлежит α-частицам RaC′, пробег которых в эмульсии составляет 54 μ, а среднее число зерен на следе равно 16. Многие из α-частиц приходят из точек иглы, находящихся над поверхностью эмульсии, вследствие чего получившееся гало не имеет резких границ. Обращает на себя внимание отсутствие рассеяния α-частиц на большие углы.

Kinoshita, Ikeuti, Phil. Mag., **29**, 420 (1915).

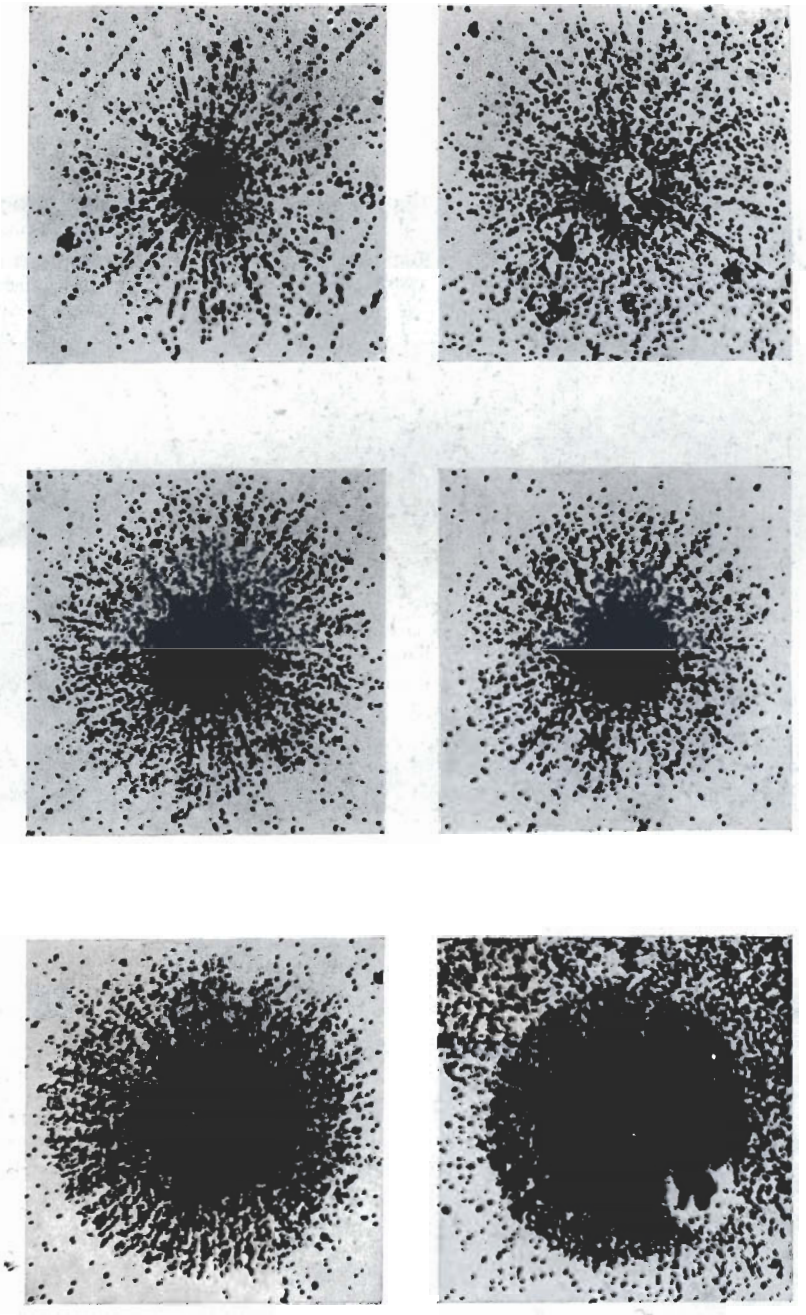


Фото 6. Гало, вызываемые радиоактивными загрязнениями эмульсии. Пластинки типа „Ordinary" фирмы Рэттен.

Ряд облучений эмульсии источниками α-частиц постепенно возрастающей интенсивности; фотографии показывают постепенное образование гало, которые аналогичны встречающимся в минералах. Диаметр центрального участка со сплошным почернением зависит от продолжительности экспозиции и числа испущенных α-частиц. Внешняя граница, представляющая окружность среднего диаметра $\sim 108\ \mu$, обусловлена одинаковыми пробегами α-частиц (испускаемых RaC'). Радиоактивное вещество было нанесено на эмульсию путем прикосновения острием иглы, обработанной радоном.

Kinoshita, Ikeuti, Phil. Mag., 29, 420 (1915).

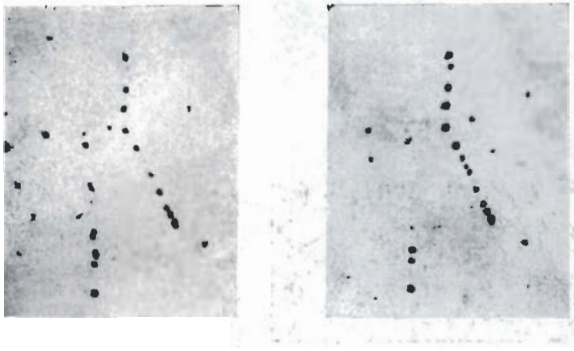
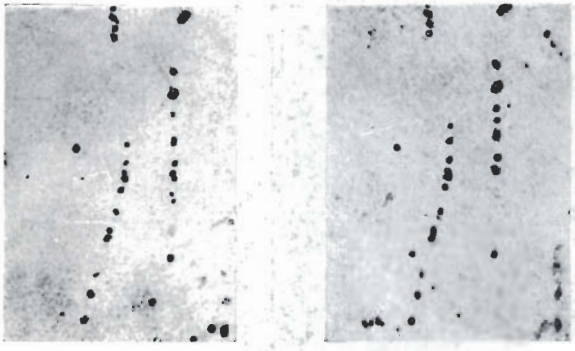


Фото 7. Пары стереоскопических микрофотографий следов α-частиц. Специальная эмульсия.

Пары стереоскопических микрофотографий следов α-частиц в диапозитивной эмульсии. На снимках изображены несомненные случаи рассеяния α-частиц на углы порядка 20°.

Мысовский, Чижов, Zs. Phys., **44**, 408 (1927).



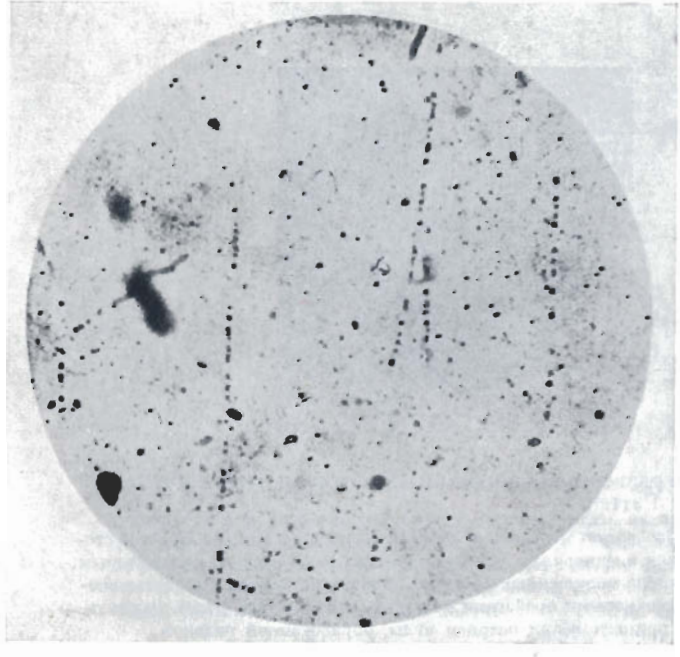


Фото 8. Следы протонов. Пластинки типа „Imperial Process" фирмы Ильфорд.

Следы протонов в пластинках, обработанных в растворе желтого пинакриптола. В рассматриваемом опыте было обнаружено несколько следов длиной порядка 600 μ. Плотность зерен на следах была значительно выше, чем в отсутствие красителя (см. также фото 9).

Blau, Wambacher, Acad. Wiss. Wien, **141**, 616 (1932).

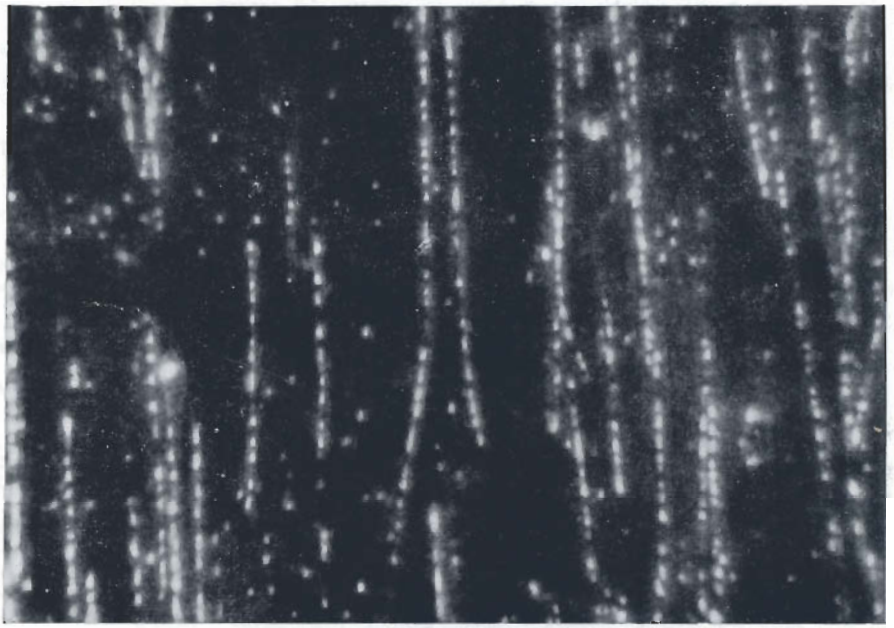


Фото 9. Следы искусственно ускоренных протонов. Эмульсия Ильфорд R2.

Следы протонов, зарегистрированные в пластинке, сенсибилизированной желтым пинакриптолом. Снимки получены при освещении по методу темного поля.

Wilkins, Journ. Appl. Phys., 1 35 (1940).

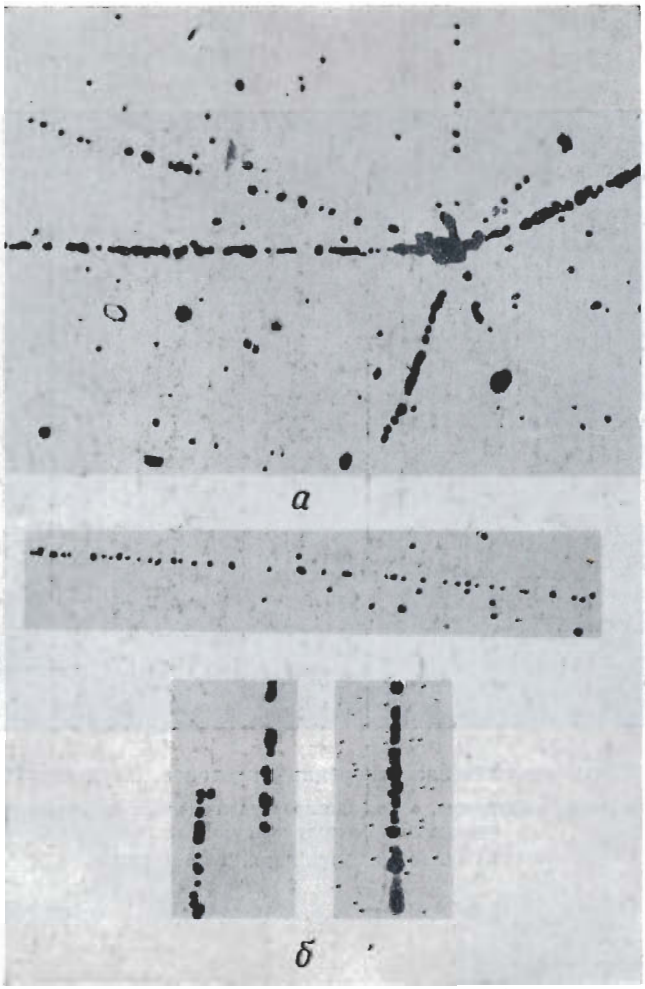


Фото 10. Следы протонов и α-частиц в эмульсиях Агфа К.

а — расщепление, вызванное космическим излучением. Заметна значительная степень дискриминации следов с большой и малой удельной ионизацией. Фон, состоящий из отдельных зерен, незначителен. Фотография представляет мозаику, составленную из двух снимков.

б — на фото также демонстрируется „дискриминационная способность" эмульсии и отсутствие фона; вверху изображен след протона, внизу — три следа α-частиц.

Schopper, Schopper, Phys. Zs., **40**, 22 (1939).

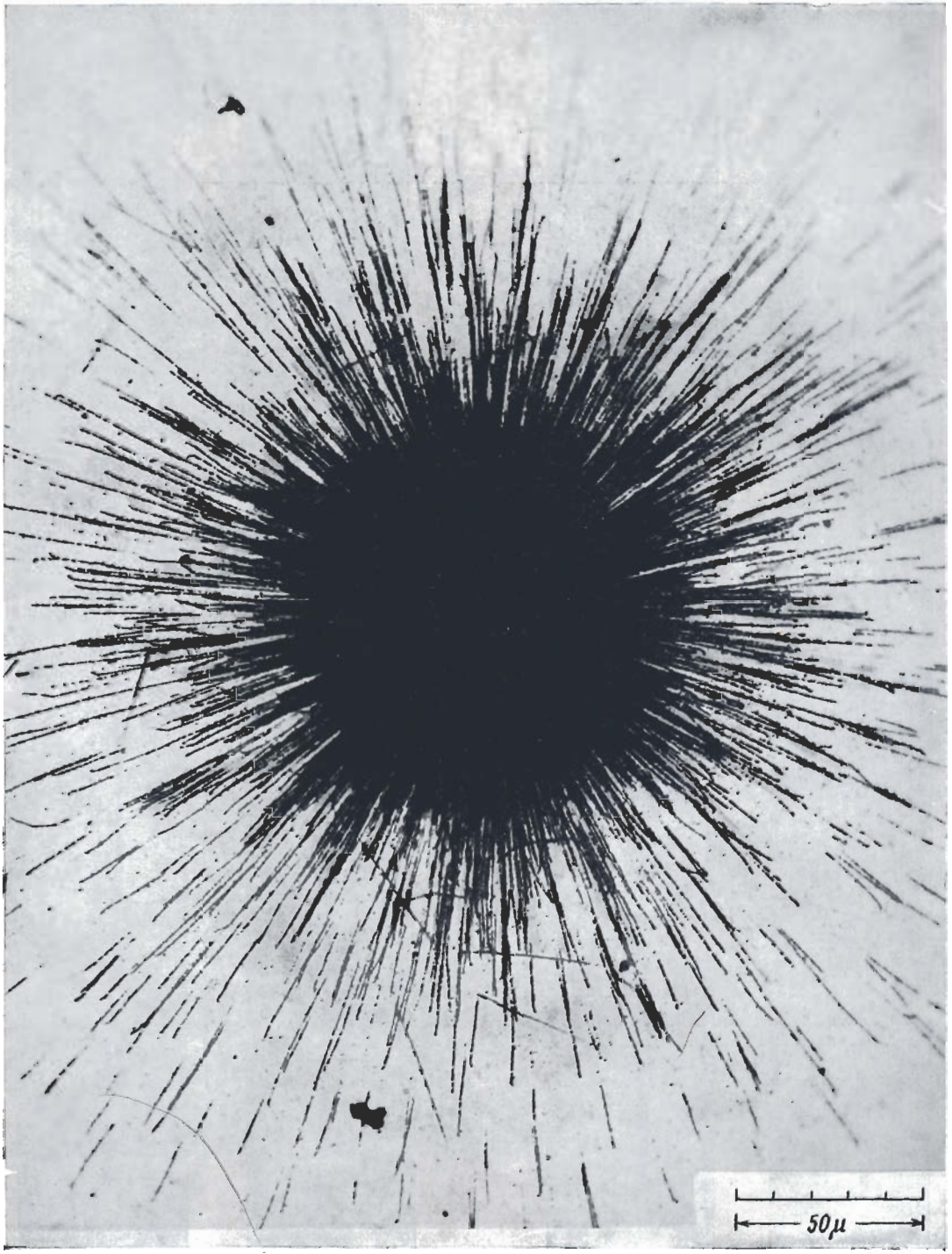


Фото 11. Радиоактивное загрязнение эмульсии крупинкой соли радия. Эмульсия Ильфорд В. α-частицы испускаются крупинкой радиевой соли, осажденной на поверхности. Те α-частицы, которые обладают большей ионизацией, дают в этой эмульсии сплошные следы.

Occhialini, Powell, Nature, **59**, 186 (1947).

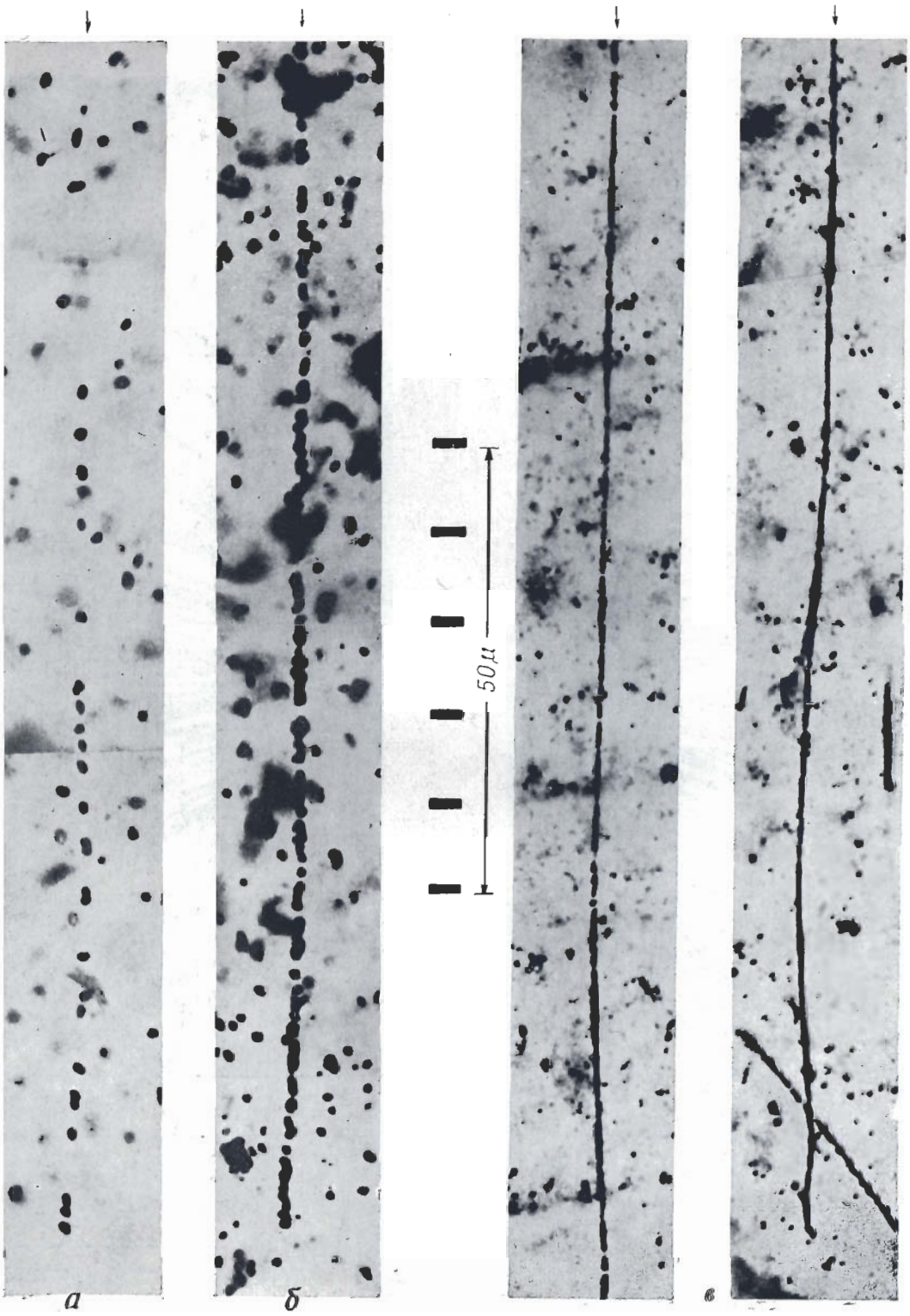


Фото 12. Получение „концентрированных" эмульсий.

Образцы следов протонов в эмульсиях, приготовленных Демерсом в 1945 г.

а — след протона в „*α*-эмульсии" фирмы Истмен. *б* — след протона в „*α*-эмульсии" фирмы Истмен с увеличенной концентрацией галоидного серебра. В процессе приготовления к этой эмульсии была добавлена вода, затем эмульсия была расплавлена и центрифугирована, после чего стекло было снова покрыто концентрированной фракцией. Бросается в глаза значительное улучшение следов.

в — след протона в специально приготовленной эмульсии Демерса, тип 1. Эта эмульсия содержала от 70 до 85% бромистого серебра. Обращает на себя внимание чрезвычайно мелкое зерно по сравнению как с эмульсией фирмы Истмен (след *а*), так и с „ядерной" эмульсией фирмы Ильфорд (см. фото 13, *в*). На следе протона можно заметить короткие следы *δ*-частиц; видны также следы отдельных электронов на самом конце их пробегов.

Demers.

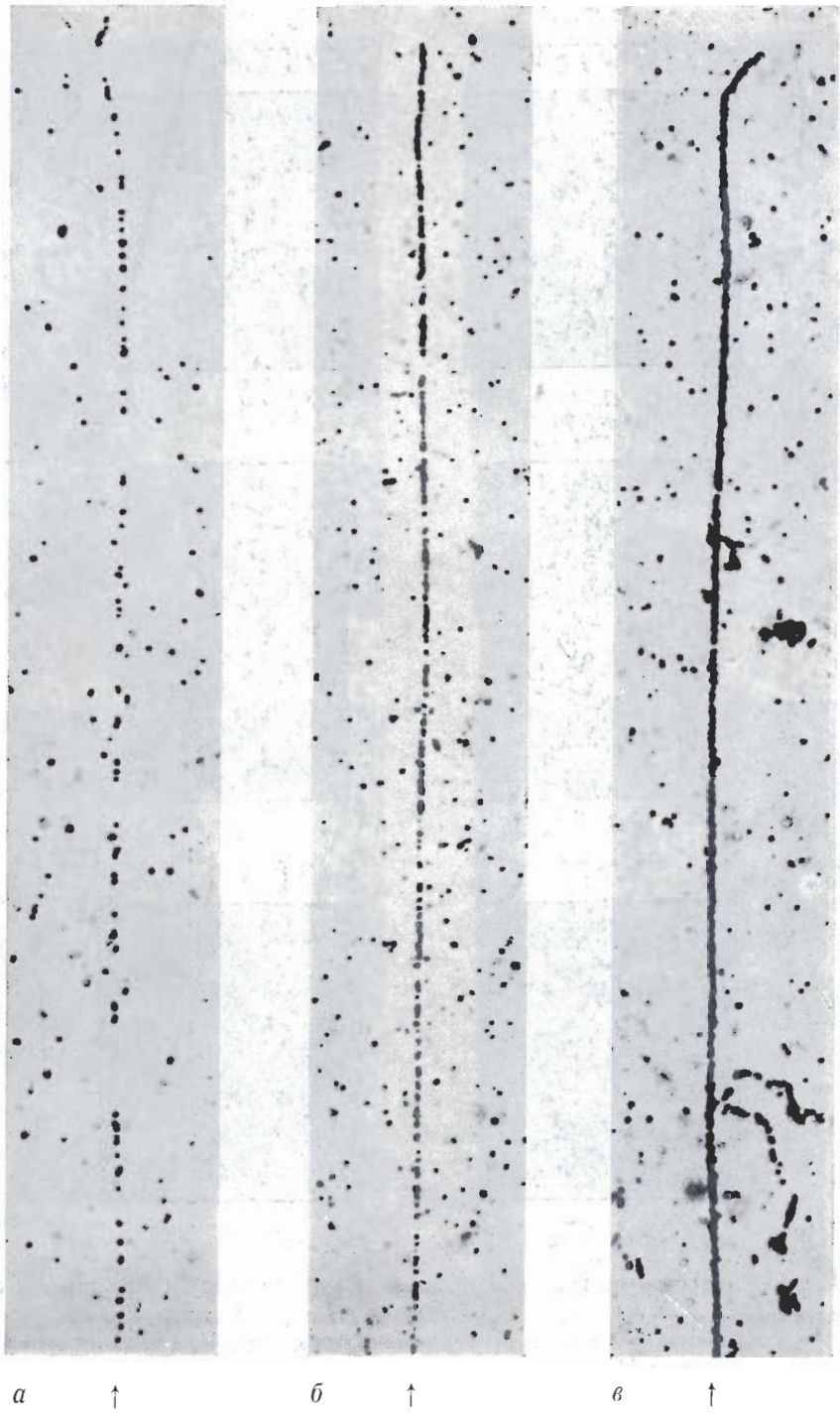


Фото 13. Следы протонов вблизи концов их пробегов, полученные в различных эмульсиях.

а — „полутоновая" эмульсия фирмы Ильфорд (1939 г.); эмульсия этого типа изготовлялась для обычных фотографических работ.

б — эмульсия Ильфорд C2, приготовленная Глассетом и Уолером (1946 г.). Отчетливо видно значительное увеличение плотности зерен на следе по сравнению со случаем *а*. В этой эмульсии могли быть различимы следы частиц с удельной ионизацией, приблизительно вчетверо превышающей минимальное значение для частицы с зарядом *е*.

в — эмульсия Кодак NT4, разработанная Берриманом (1949 г.) и представлявшая собой первую электронно-чувствительную эмульсию; она позволила получать распознаваемые следы заряженных частиц с любыми скоростями. Видно, что след протона в этой эмульсии получился почти сплошным. В нижней части снимка виден след медленного электрона, не связанного с протоном. Протон дал несколько медленных δ-электронов, следы которых заметны на основном следе протона в виде коротких отростков. Небольшое увеличение ширины следа протона по сравнению со следом *б* объясняется более крупным зерном эмульсии Кодак NT4.

Бристольская группа, неопубликованная работа.

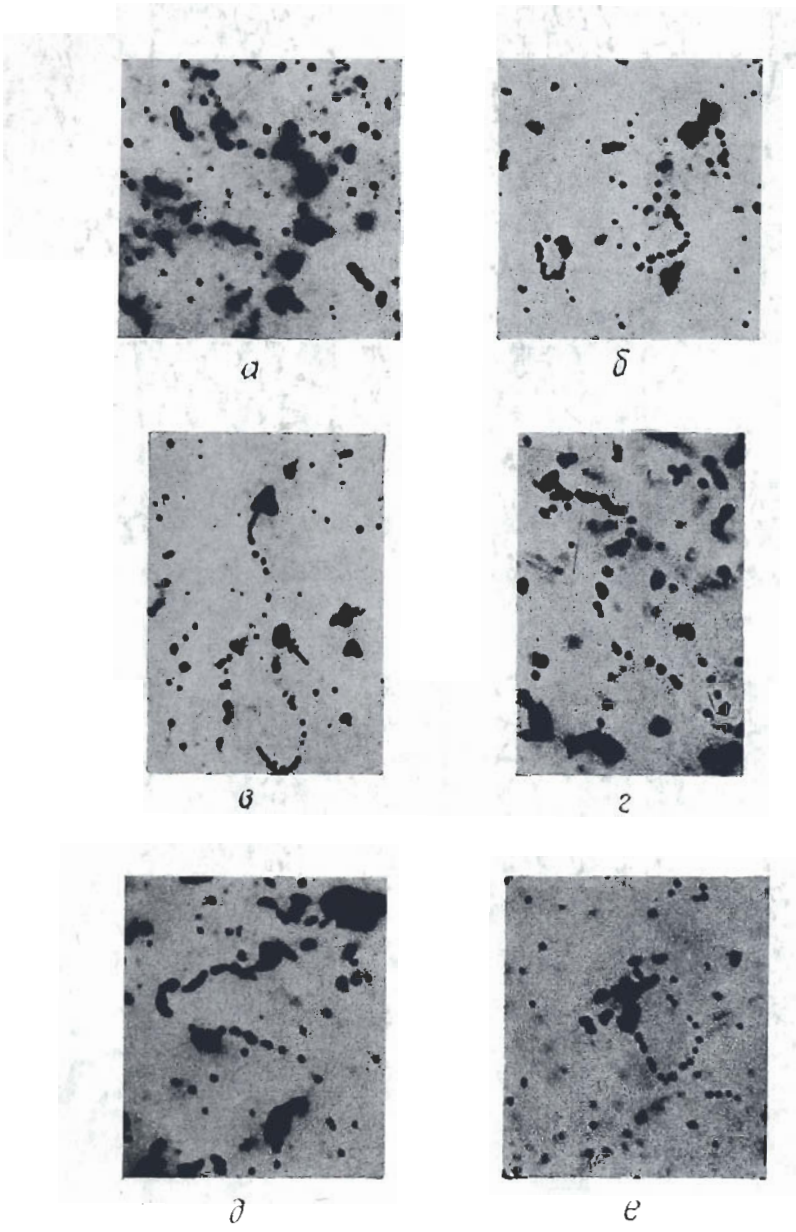


Фото 14. Следы электронов вблизи концов их пробегов, полученные в эмульсии Кодак NT2a.

Следы получены под действием рентгеновских лучей, возникавших при бомбардировке платинового антикатода электронами разных энергий. Прежде чем попасть на пластинку, рентгеновские лучи проходили через поглотители различной толщины.

а — энергия квантов 35 *кв*; без поглотителя;

б — энергия 65 *кв*; медный поглотитель, толщина 0,2 *мм*;

в, *г*, *е* — энергия 200 *кв*; медный поглотитель, толщина 10 *мм*;

д — энергия 130 *кв*; медный поглотитель, толщина 1,8 *мм*.

Заметно, что пробеги электронов возрастают по мере увеличения энергии квантов от 65 до 130 *кв*; в дальнейшем не происходит каких-либо заметных изменений. Электроны с меньшей удельной ионизацией не дают в эмульсии NT2a легко различимых следов.

Herz R., Nature, **161**, 928 (1948).

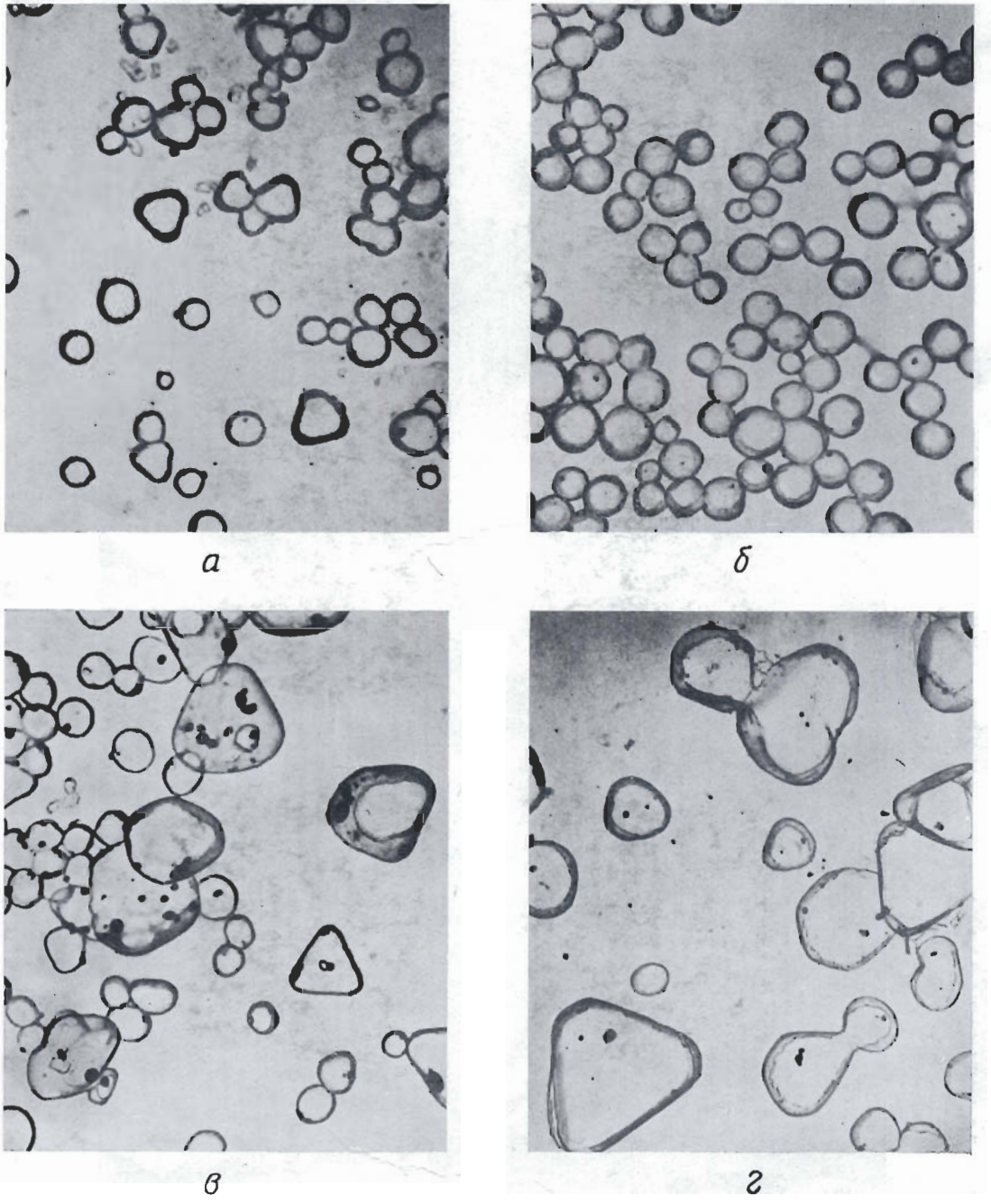


Фото 15. Электронные микрофотографии зерен различных эмульсий (× 20 000).

а — „полутоновая" эмульсия фирмы Ильфорт; *б* — „ядерная" эмульсия типа Ильфорд G5; *в* — специальная диапозитивная эмульсия; *г* — эмульсия типа „Selochrome".

На снимке *б* отчетливо заметна однородность размеров зерен эмульсии G5, а также их почти сферическая форма. Помимо этого, обращают на себя внимание следующие особенности: 1) значительные колебания размеров зерен в эмульсиях, предназначенных для передачи полутонов; 2) присутствие зерен, имеющих вид пластинок с формой, близкой к треугольной; 3) присутствие значительно более крупных зерен в высокочувствительных эмульсиях. Увеличение, при котором сделан снимок *г*, было несколько меньше, чем для трех первых снимков. Микрофотографии получены методом „угольных реплик".

H a i n e, неопубликованная работа, 1954 г.

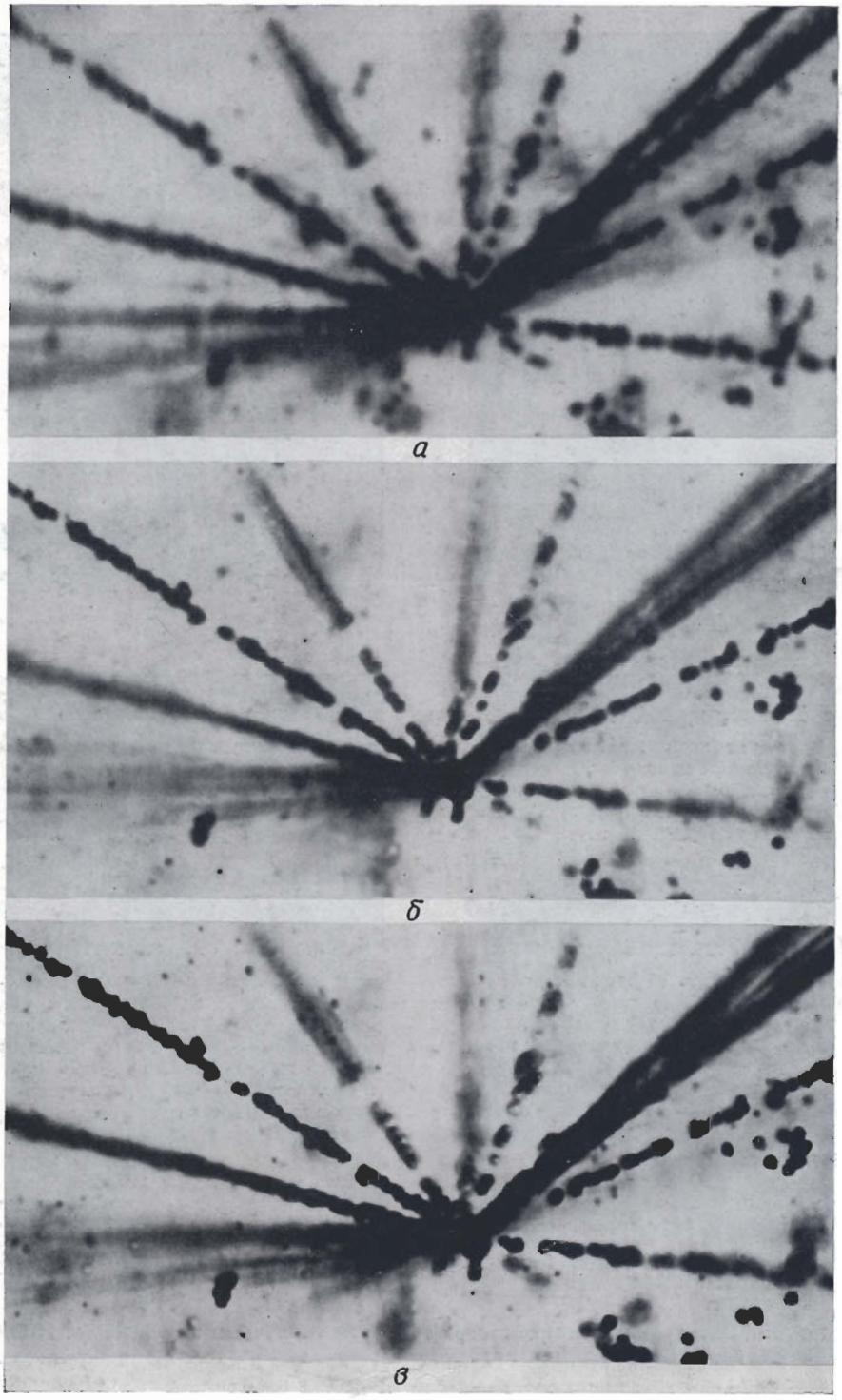


Фото 16. Микрофотографии, полученные при помощи объективов с различной разрешающей способностью. Эмульсия Ильфорд G5.

Один и тот же объект снят объективами с различными численными апертурами: *а* — 0,45; *б* — 0,95 и *в* — 1,3, при одинаковом увеличении. Повышение разрешающей способности, наблюдающееся при увеличении численной апертуры, сопровождается уменьшением глубины фокуса. На снимках *б* и *в* плоскости резкой наводки совпадают не вполне точно.

Бристольская группа, неопубликованная работа.



Фото 17. Следы α-частиц в эмульсии, „загруженной" солью тория. Эмульсия Ильфорд A1. Occhialini, Powell, 1947 г.

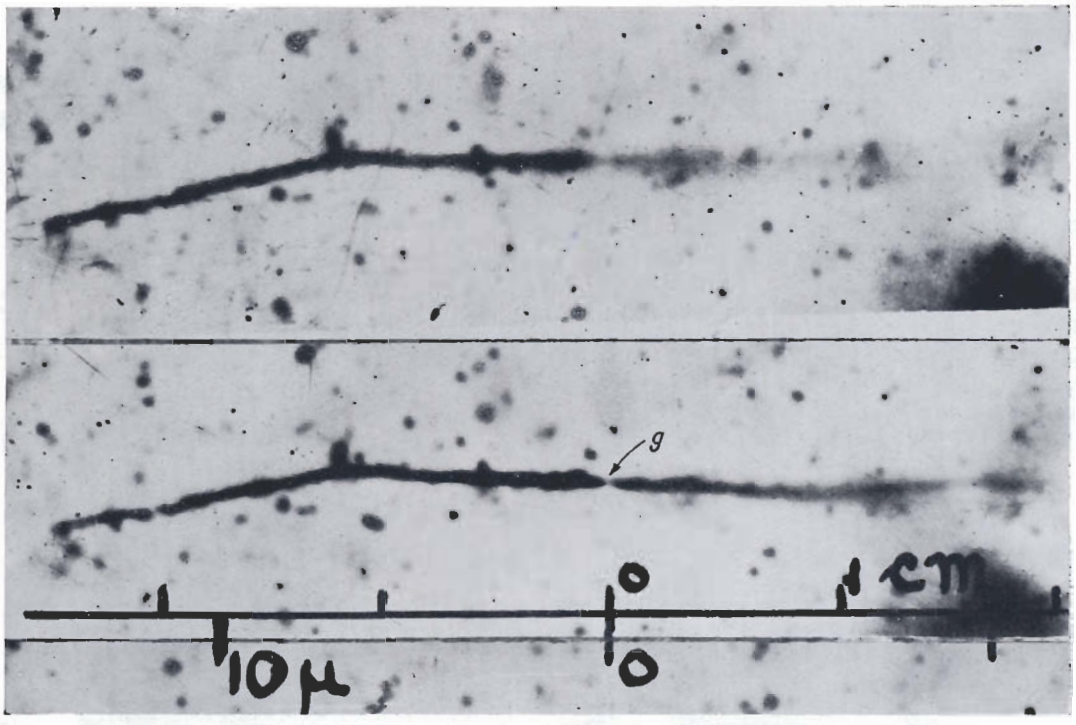


Фото 18. Следы осколков деления урана. Эмульсия Демерса, тип II.

Тонкий слой соли урана был заключен между двумя слоями эмульсии, вследствие чего точка, из которой разлетались осколки деления, могла быть определена по положению разрыва (точка *g*) на следе, и это позволило измерить пробеги отдельных осколков. Осколок, вылетевший влево, столкнулся с ядром эмульсии, вследствие чего образовался разветвленный след. На фотографиях следов можно обнаружить ряд деталей, заметных благодаря чрезвычайно мелкому зерну эмульсий Демерса. Верхняя шкала приблизительно соответствует пробегу в сантиметрах воздуха при нормальных условиях.

Demers, 1946 г.

Фото 19. Рождение *K*-мезона и его распад по схеме τ. Эмульсия Ильфорд G5.

Микрофотографии иллюстрируют значительный прогресс в области методики, который оказался возможным благодаря использованию эмульсионных стопок. Изображенные на снимках следы были зарегистрированы в стопке, состоявшей из 46 слоев размером 15 × 15 $см^2$ и экспонированной в 1952 г. на большой высоте над Южной Англией. Номер слоя, в котором наблюдался данный случай, указан в кружке. Первым обнаруженным случаем был распад в точке *A* μ-мезона, сопровождавшийся вылетом электрона. При просмотре следа μ-мезона в обратном направлении было установлено, что он появился в результате распада π-мезона в точке *B*, находящейся в том же эмульсионном слое (№ 6). В свою очередь прослеживание π-мезона показало, что он возник в результате распада τ-мезона в точке *C*, которая также находилась в слое № 6.

След одного (направлен вниз) из двух других π-мезонов, образовавшихся при распаде τ-мезона в слое № 6, был просмотрен на длине 21 *мм* до остановки этого мезона в точке *D* в слое № 21, где он вызвал ядерное расщепление. Среди следов вторичных частиц, возникших в результате этого расщепления, было обнаружено четыре однозарядные частицы и ядро Li_3^8. Последнее после остановки испытало β-распад, в результате которого образовалось возбужденное ядро Be_4^8. В дальнейшем произошел спонтанный распад этого ядра на две α-частицы. Заметные на фотографии „молоткообразные" следы принадлежат α-частицам с равными и противоположно направленными импульсами. Характер расщепления, вызванного в точке *D* π-мезоном, говорит за то, что, по всей вероятности, имело место взаимодействие этого мезона с ядром одного из легких элементов (C, N или O), содержащихся в эмульсии (см. стр. 166). Поскольку суммарный заряд вторичных частиц равен по меньшей мере $(3 + 4)e = 7e$, то заряд первичного ядра должен был бы составлять $8e$, т. е. в данном случае наблюдалось расщепление ядра кислорода.

Третий π-мезон, образовавшийся в точке *C* (на снимке направлен в правый верхний угол), вылетел из стопки, пройдя в ней 7,6 *мм*; его остаточный пробег от точки вылета, согласно оценке, сделанной по плотности зерен на следе, должен был составить 3,3 *мм*. При прослеживании τ-мезона было установлено, что он возник в слое № 17 в „звезде" типа $21 + 1n$, находящейся в точке *E*. Остальные 21 вторичная частица, возникшие в результате этого расщепления, были прослежены до конца их пробега в стопке или до точки вылета, причем ни в одном случае не было обнаружено каких-либо интересных явлений. Расстояние между точками *E* и *C* при использованном в данных фотографиях увеличении должно было бы составлять около 40 *м*.

Из измерений и оценки пробегов трех π-мезонов, образовавшихся при распаде τ-мезона, следует, что их энергии должны были составлять 12,2; 25,8 и 37,9 *Мэв*. Таким образом, полное энерговыделение было равно 75,9 *Мэв*. С точностью до ошибок измерения ($\sim 1°$) следы трех вторичных π-мезонов были компланарными. Кроме того, при помощи теоремы Лами было показано, что геометрическая сумма их импульсов, лежащих в одной плоскости, равна нулю.

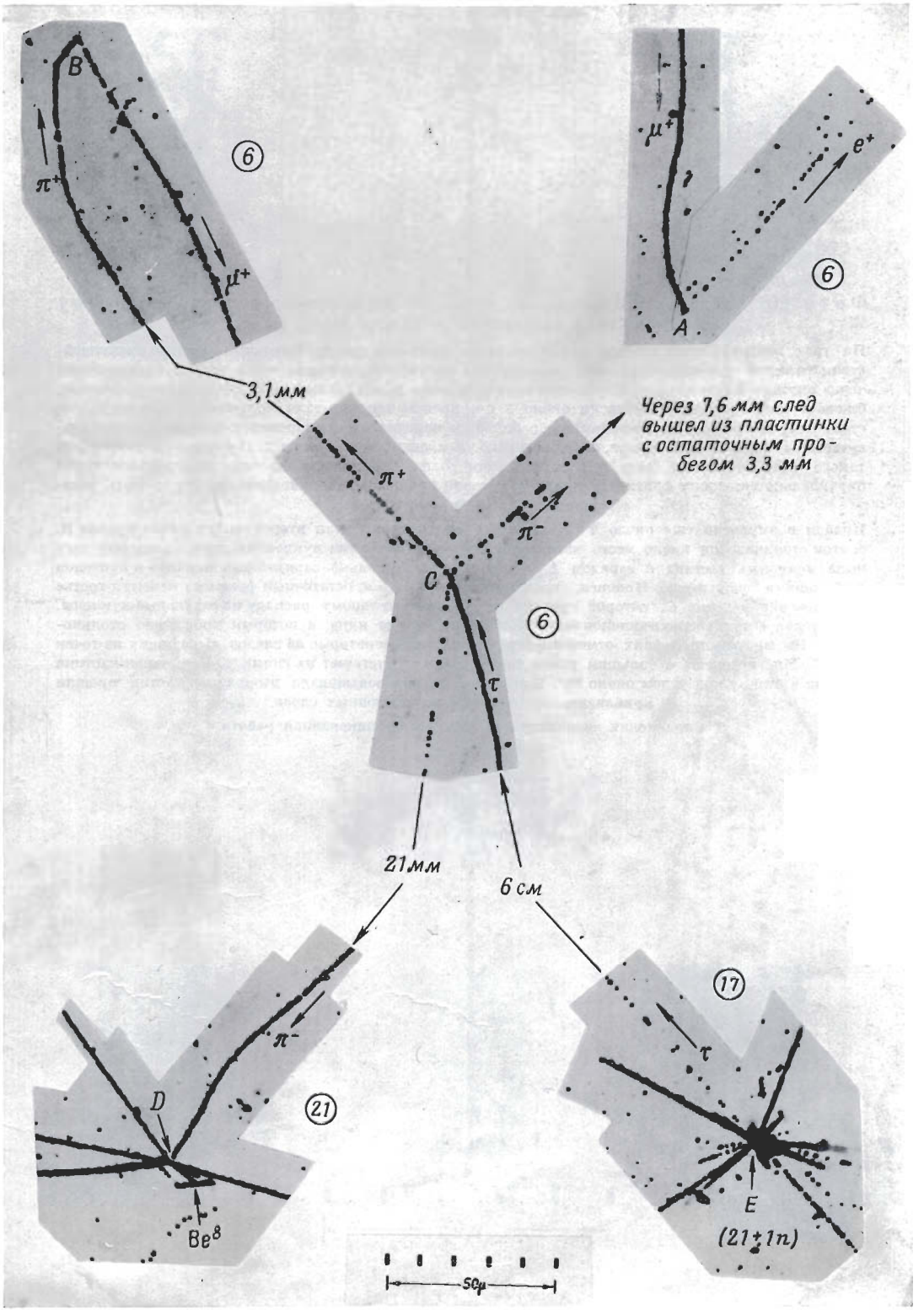

B
π+
μ+
6
3,1 мм
μ+
e+
A
6
Через 7,6 мм след вышел из пластинки с остаточным пробегом 3,3 мм
π+
π−
C
6
τ
21 мм
6 см
π−
D
21
Be8
17
τ
E
(21+1n)
50μ

Фото 19

Ф о т о 20. Последовательный распад тяжелого ядра, принадлежащего первичному космическому излучению. Эмульсия Ильфорд G5.

На трех изображенных на фотографии мозаиках показаны последовательные ядерные взаимодействия тяжелой частицы первичного космического излучения, имевшие место при ее прохождении через эмульсионную стопку. Первичное ядро с зарядом $Z \sim 13$ (алюминий), обладавшее скоростью, близкой к c, прошло в эмульсии около 3 *см*, прежде чем испытало столкновение в точке A. Это столкновение произошло, по-видимому, с большим параметром соударения и привело к испарению α-частицы из движущегося ядра, заряд которого уменьшился при этом на 2. Поскольку в результате такого взаимодействия была испущена всего одна заряженная частица движущаяся почти параллельно тяжелому фрагменту, точка, в которой произошло столкновение, не могла быть установлена достаточно определенно.

Пройдя в эмульсии еще около 2 *см*, тяжелый фрагмент испытал второе столкновение в точке B. В этом столкновении имело место взаимодействие с несколькими нуклонами ядра, вследствие чего была испущена частица с зарядом $Z \sim 5$, а также несколько заряженных мезонов и протонов с большими энергиями. Наконец, пройдя еще около 1 *см*, остаточный фрагмент испытал третье столкновение в точке C, которое привело к его окончательному распаду на отдельные нуклоны. Значительное количество нуклонов было также испущено из ядра, с которым произошло столкновение. На микрофотографиях отмечены стрелками лишь некоторые из следов, выходящих из точек B и C. Многие следы с большим углом погружения отсутствуют на снимках. Первичная частица влетела в стопку под углом около 20°. Некоторые из образовавшихся вторичных частиц прошли приблизительно через 30 эмульсионных слоев.

Сардинская экспедиция 1953 г., неопубликованная работа.

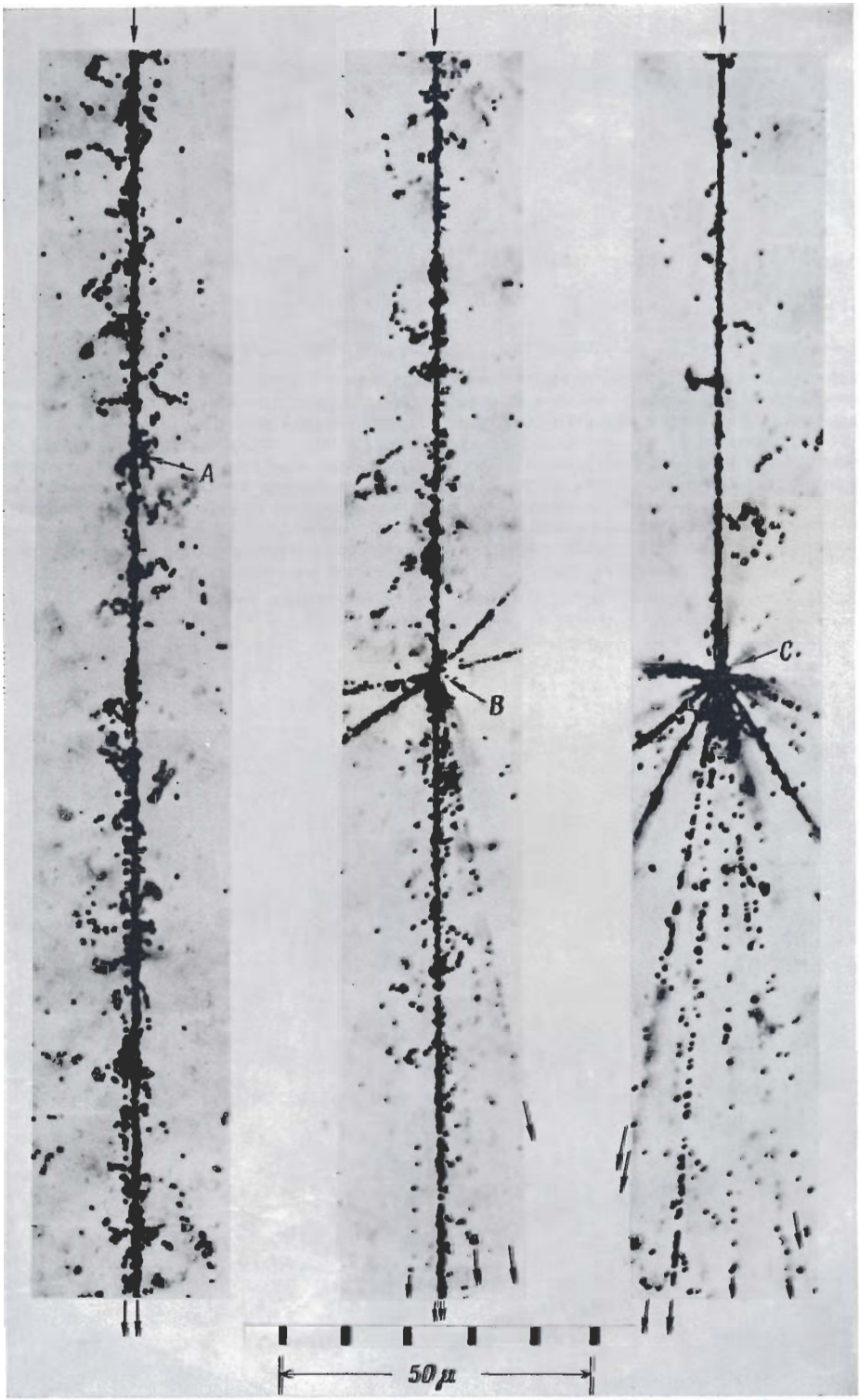


Фото 20

Фото 21. Столкновение ядра железа. Эмульсия Ильфорд G5.

Ядро с зарядом $Z \sim 26$, двигавшееся со скоростью порядка $0{,}35c$, испытало столкновение, в результате которого образовался ряд фрагментов. Среди последних удалось идентифицировать ядро с зарядом 14 ± 2. След первичной частицы подобен тому, который можно было ожидать для ядра с $Z \sim 50$, движущегося со скоростью, приближающейся к скорости света. Микрофотография дает представление о весьма значительной разнице в количестве восстановленного серебра, приходящегося на единицу длины следов частиц с различными удельными ионизациями. След тяжелого первичного ядра может быть сопоставлен для сравнения со следами электронов фона (соответствующее отношение между удельными ионизациями составляет около 3000 : 1). Вследствие сравнительно малой скорости первичной частицы отсутствуют быстрые вторичные частицы, подобные тем, которые видны на фото 20, сделанном при том же увеличении.

Dainton, Fowler, неопубликованная работа.

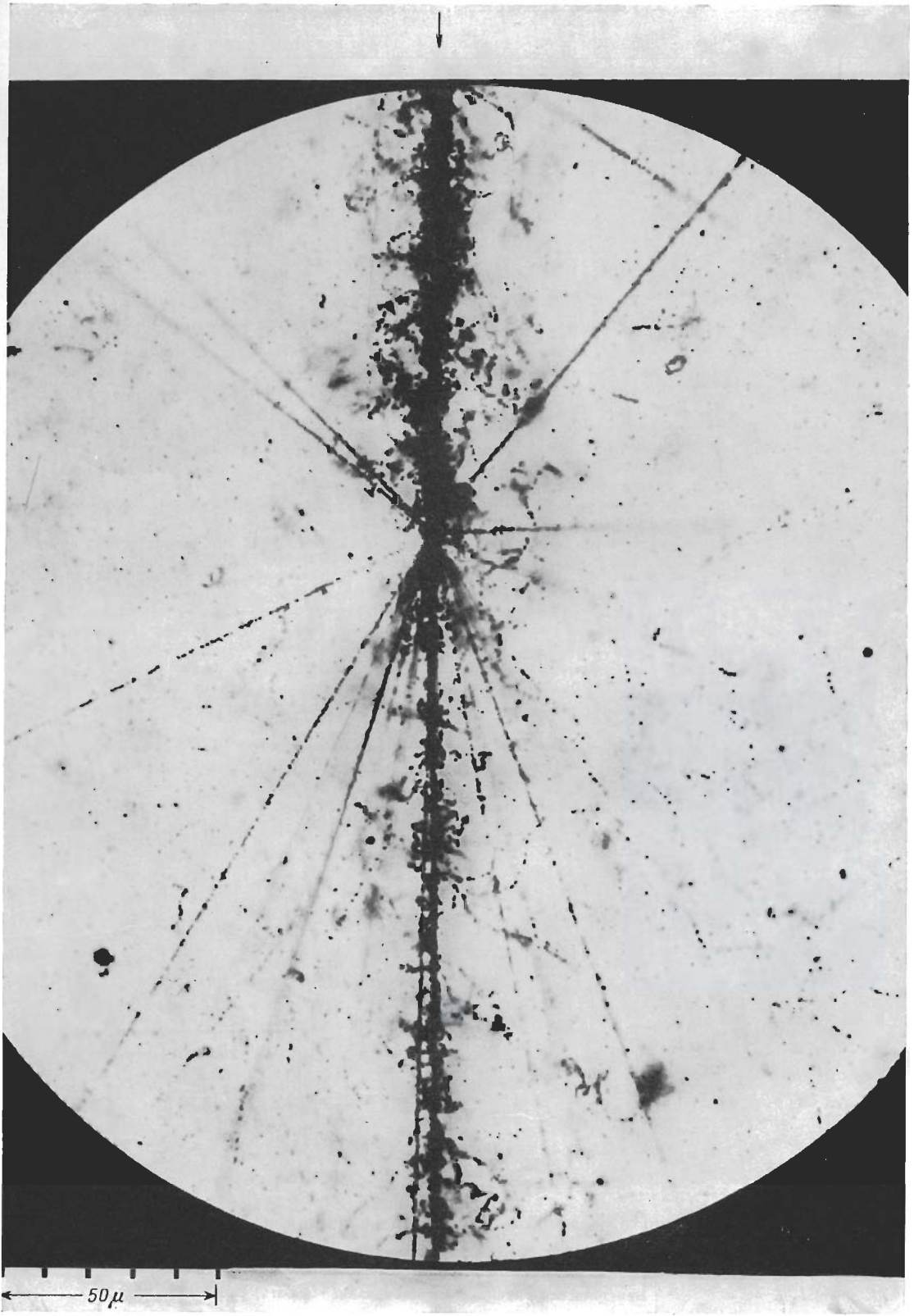


Фото 21

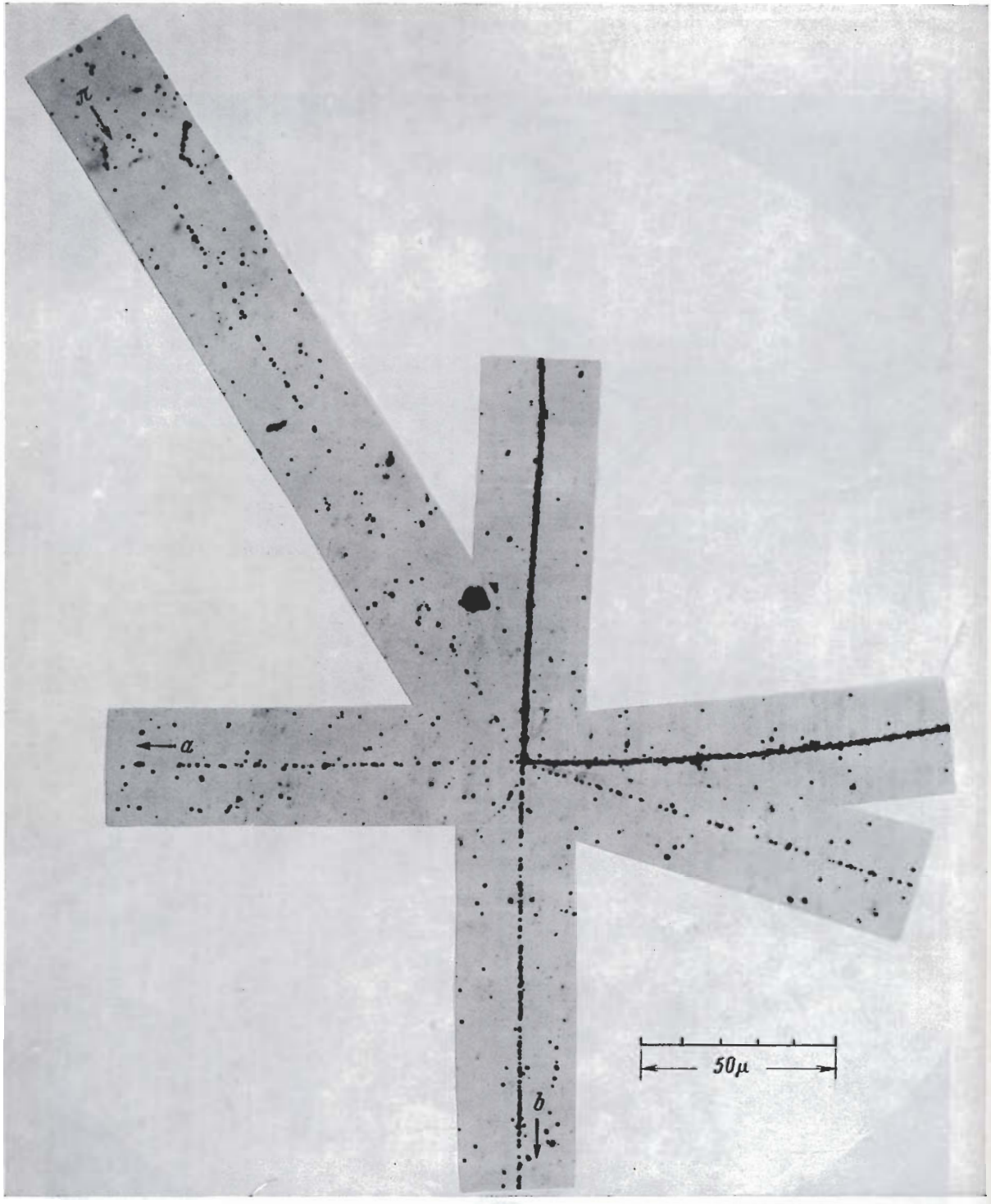


Фото 22. Следы частиц с различными удельными ионизациями. Эмульсия Ильфорд G5.

Ядерное столкновение π-мезона при энергии 750 *Мэв*. Следы сильно ионизующих вторичных частиц имеют большие углы погружения. На следе, идущем вправо, заметны „веточки" медленных δ-электронов.

Бристольская группа, неопубликованная работа.

Ф о т о 23 и 24. Плотность зерен на следе π-мезона (при различных значениях его скорости). Эмульсия Ильфорд G5.

$а$ — $\beta = 0{,}28$; $\frac{dE}{dR} = 3{,}8$ *кэв*/μ; $г$ — $\beta = 0{,}51$; $\frac{dE}{dR} = 1{,}45$ *кэв*/μ;

$б$ — $\beta = 0{,}34$; $\frac{dE}{dR} = 2{,}1$ *кэв*/μ; $д$ — $\beta = 0{,}56$; $\frac{dE}{dR} = 1{,}2$ *кэв*/μ;

$в$ — $\beta = 0{,}46$; $\frac{dE}{dR} = 1{,}7$ *кэв*/μ; $е$ — $\beta = 0{,}59$; $\frac{dE}{dR} = 1{,}1$ *кэв*/μ.

Счет зерен на следах частиц, зарегистрированных в эмульсии G5, становится затруднительным при $\beta < 0{,}5$, поскольку в этом случае часто не удается разрешить отдельные зерна. Следы, изображенные на фото, принадлежат π-мезонам, однако изменение ионизации в зависимости от скорости оказывается в хорошем приближении независящим от массы частицы. Подобная зависимость плотности зерен (но не рассеяния!) от скорости имеет место для следов всех однократно заряженных частиц. Фактические значения плотности зерен зависят также от степени проявления эмульсии. В пластинках, с которых были сделаны микрофотографии, плотность зерен, соответствующая плато ионизационной кривой, составляла 22 зерна на 100 μ (см. стр. 82).

На микрофотографиях могут быть идентифицированы следы отдельных δ-электронов с энергиями порядка 15 *кэв*. Такие δ-электроны чаще встречаются на участке следа, соответствующем малым скоростям ($\beta \sim 0{,}3$). В тех случаях когда эмульсии перед экспозицией на большой высоте находилась в течение нескольких недель у поверхности земли, на ней возникал фон, образованный следами медленных электронов. Вследствие испытываемого электронами большого рассеяния точное определение мест их возникновения затруднительно. Поэтому наличие электронного фона, не связанного с рассматриваемым следом, приводит к ошибкам при определении частоты возникновения δ-электронов на следах частиц с малым зарядом ($Z = 1$ или 2).

М е н о н, неопубликованная работа.

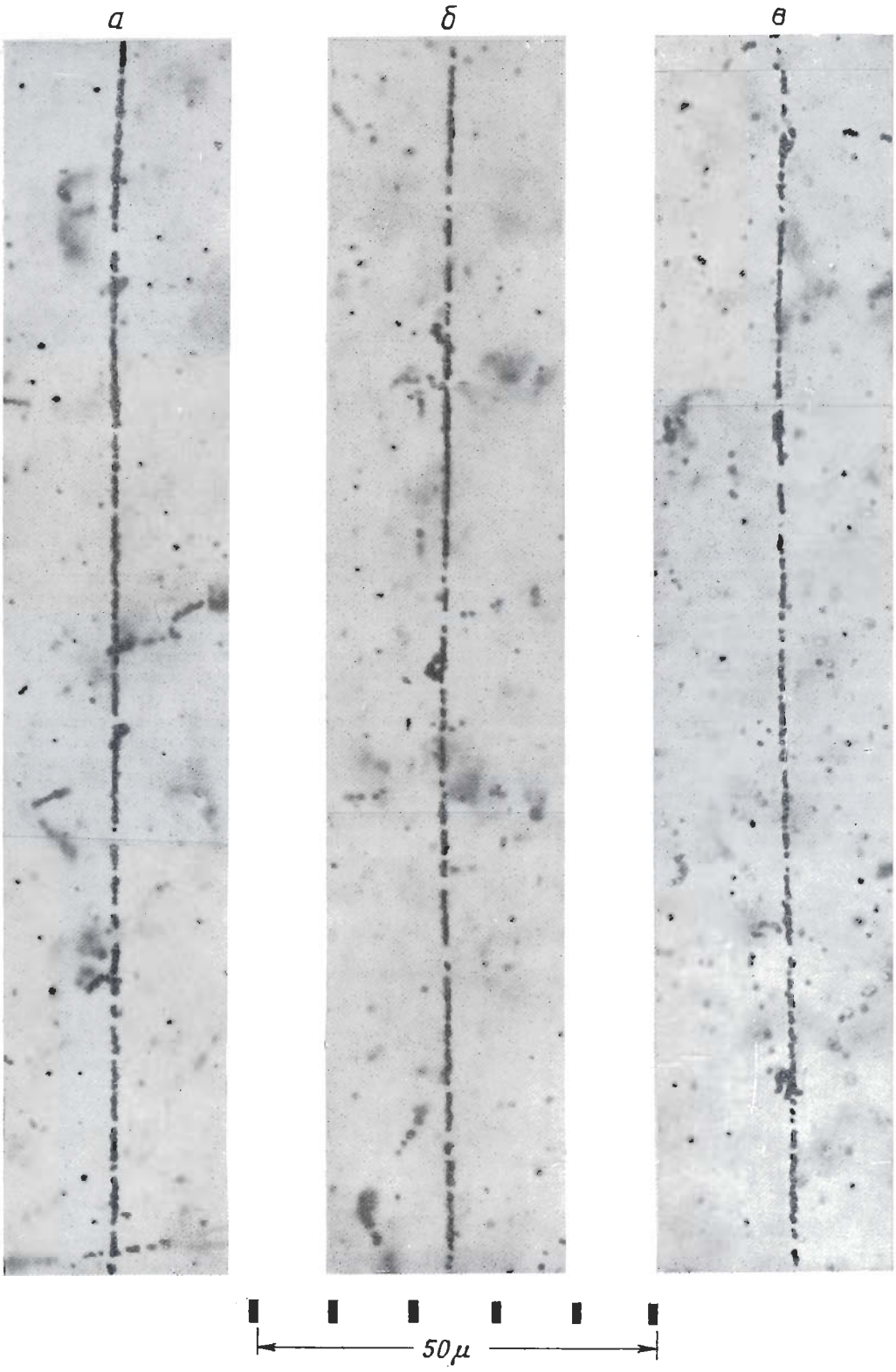


Фото 23

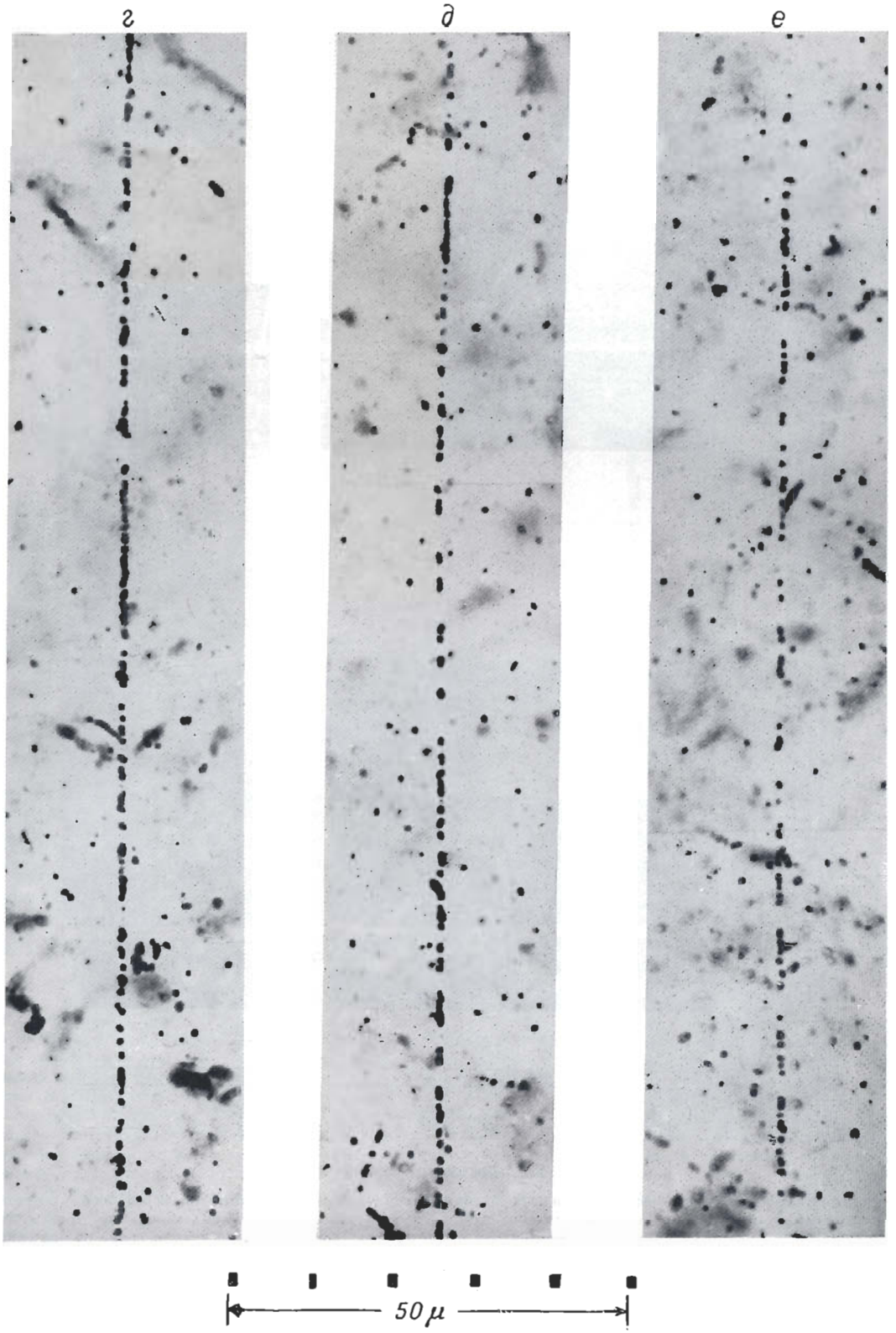


Фото 24

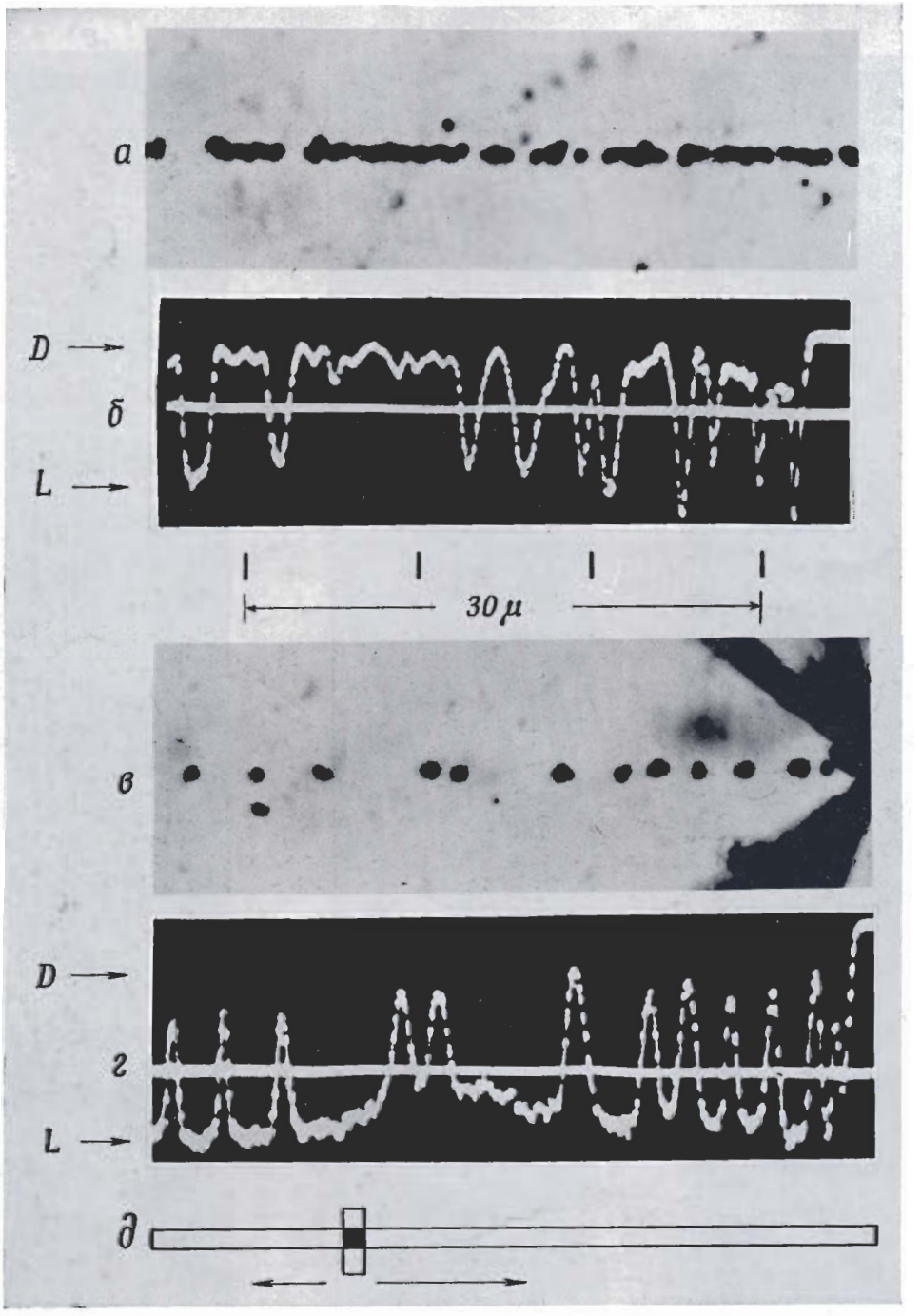


Фото 25. Фотометрирование следов.

На снимках *а* и *в* изображены микрофотографии двух следов с сильно отличающейся плотностью зерен; *б* и *г* — соответствующие фотограммы, полученные при помощи катодного осциллографа; буквами *D* и *L* обозначены на них уровни, отвечающие полному затемнению и максимальной освещенности соответственно. Смещения луча осциллографа по оси ординат не являются линейными, однако связь между основными особенностями следа и фотограммы обнаруживается вполне отчетливо. Верхняя фотограмма эквивалентна счету разрывов, нижняя — счету зерен. Для освещения использовался луч в виде узкой полоски, расположенной параллельно следу, который фактически „просматривался" второй, перпендикулярной ему щелью (см. схему *д*).

van Rossum, Nuovo Cimento, Suppl., **11**, 212 (1954).

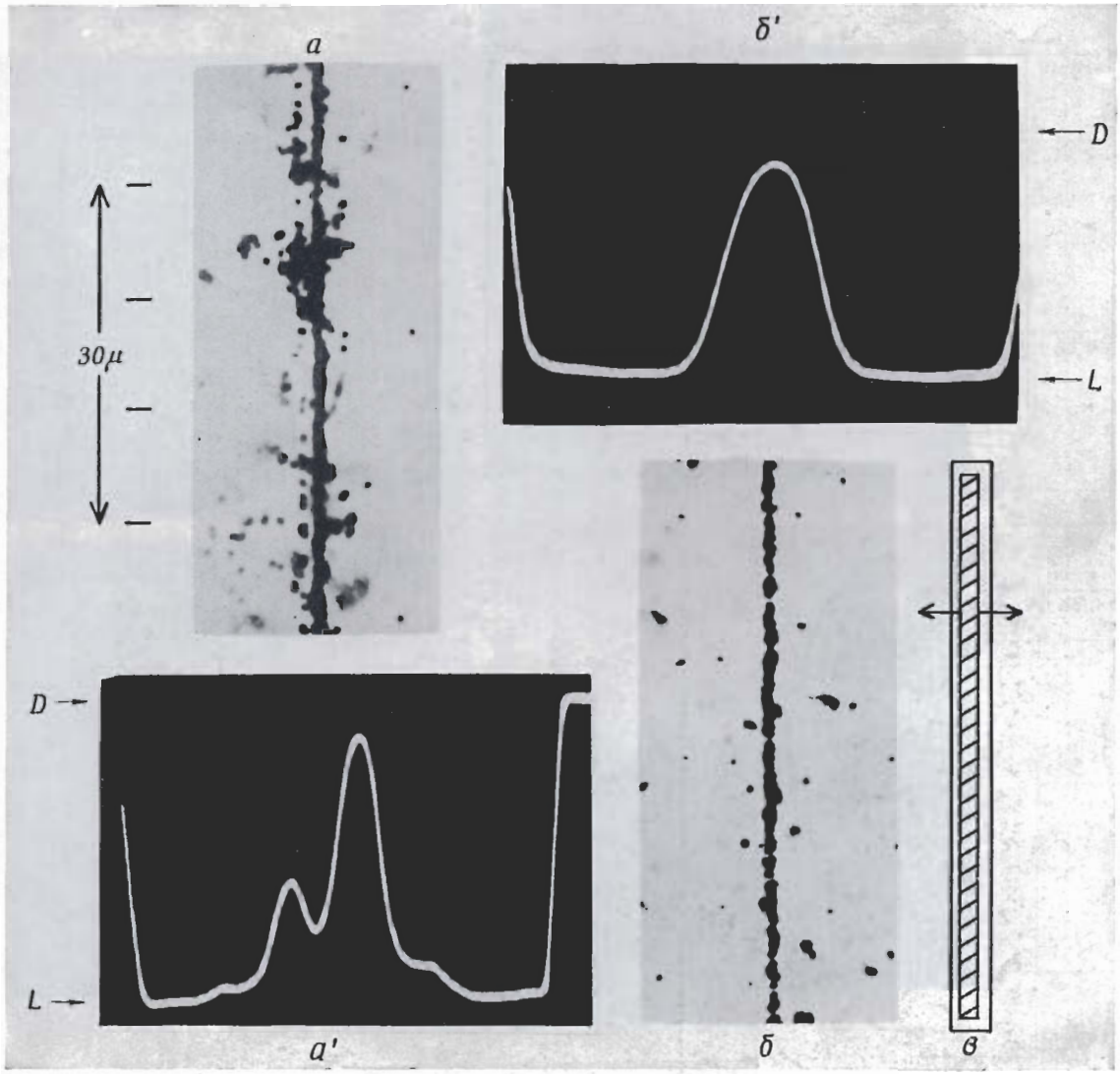


Фото 26 Фотометрирование следов тяжелых ядер.

Фото, изображенное слева, является частью фото 20; на нем видны следы α-частицы и ядра с $Z \sim 10$, появившихся в результате ядерного столкновения тяжелой частицы первичного космического излучения. Фотометрические кривые показывают изменение почернения в направлении, перпендикулярном следу, полученное при помощи длинной узкой щели. Уровни отсчетов по фотометру, отвечающие максимальной освещенности и полному затемнению, отмечены соответственно буквами *L* и *D*. Горизонтальный масштаб фотограмм *а'* и *б'* сильно увеличен по сравнению с микрофотографиями следов, показанными на снимках *а* и *б*. На фотограмме *а'* отчетливо заметно присутствие параллельного следа α-частицы, а также влияние δ-электронов, вызывающих появление „крыльев" у основного максимума. Эффективная ширина применявшейся щели (отнесенная к плоскости предмета) составляла около 0,3 μ. Освещение пластинки производилось через щелевую диафрагму, параллельную следу, который затем „просматривался" узкой параллельной щелью (см. схему *в*). Поперечный масштаб фотометрических кривых приблизительно в 4 раза превышает аналогичный масштаб следов, изображенных на микроснимках.

van Rossum, Nuovo Cimento, Suppl., **11**, 212 (1954).



Фото 27. Фотометрирование следов.

Фотограмма следа тяжелого ядра, полученная при помощи узкой длинной щели (см. фото 26). Отчетливо видны „крылья" основного максимума, обусловленные δ-электронами.

van Rossum, Nuovo Cimento, Suppl., **11**, 212 (1954).

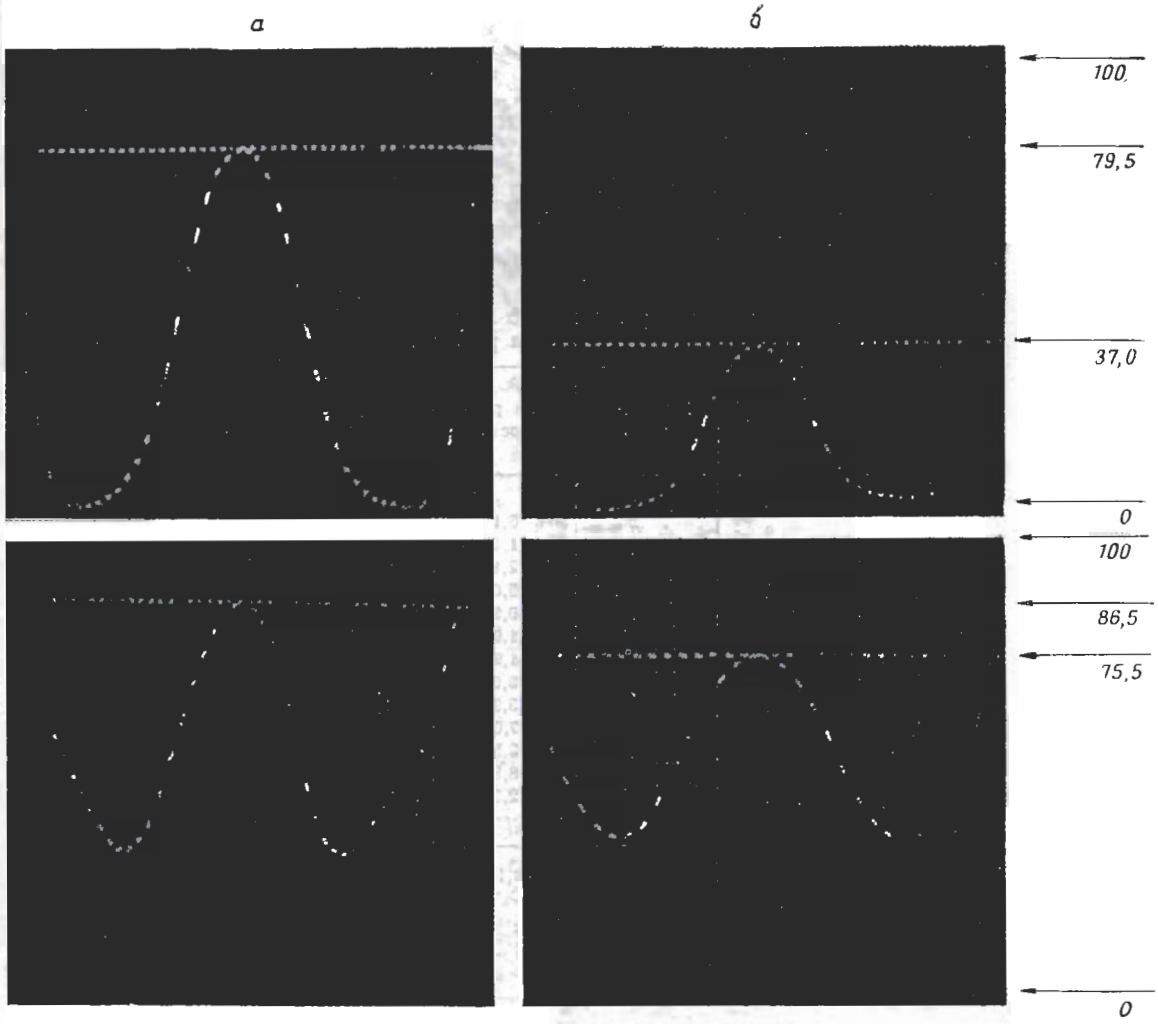


Фото 28. Фотометрирование следов.

Эффект ограничения освещаемой площади. Измерения выполнены на следах двух протонов с одинаковой плотностью зерен около конца пробега: *а* — вблизи поверхности эмульсии; *б* — вблизи стекла. Измерения были сделаны с круглой (вверху) и со щелевидной (внизу) полевой диафрагмой. Отчетливо заметна большая потеря контраста, связанная с рассеянием света в эмульсии при использовании круглой полевой диафрагмы. Числа, приведенные с правой стороны снимков, дают величину затемнения, создаваемого следом, выраженную в процентах от полного затемнения.

При обычном методе освещения в измеренное значение затемнения, создаваемого следом, расположенным в нижнем слое эмульсии, должна быть внесена поправка на потерю контраста, которая в этом случае составляет 114%. При освещении через щель (шириной около 1 μ) соответствующая поправка составляет всего около 15%.

van Rossum, Nuovo Cimento, Suppl., **11**, 212 (1954).

Фото 29. Наблюдения над рассеянием π-мезона. Эмульсия Ильфорд G5 (неопубликованная работа).

Отсчеты	Координата точки пересечения	1-я разность	2-я разность	
a	12,2	+ 13,4		
			6,1	
b	25,6	+ 7,3		
			1,4	
c	32,9	+ 5,9		
			2,4	
d	38,8	+ 3,5		
			6,0	
e	42,3	— 2,5		
			0,9	
f	39,8	— 1,6		
			1,9	
g	38,2	— 3,5		
			1,9	
h	34,7	— 5,4		
			3,0	
i	29,3	— 2,4		
			3,9	
j	26,9	+ 1,5		
			7,0	
k	28,4	— 5,5		
			3,5	
l	22,9	— 9,0		
			8,8	
m	13,9	— 0,2		
			2,3	
n	13,7	+ 2,1		
o	15,8			
		Всего 49,1		

1 деление шкалы = 2,75 μ

$S = 500\ \mu$

Среднее угловое отклонение на $500\,\mu = \dfrac{3{,}78 \times 2{,}75}{500}\ рад =$

$= \dfrac{3{,}78 \times 2{,}75 \times 57{,}4}{500}\ град =$

$= 1{,}19°$

$\bar{\sigma}_{100\mu} = \dfrac{1{,}19°}{\sqrt{5}} = 0{,}57°$

$\overline{D} = 3{,}78$ деления шкалы

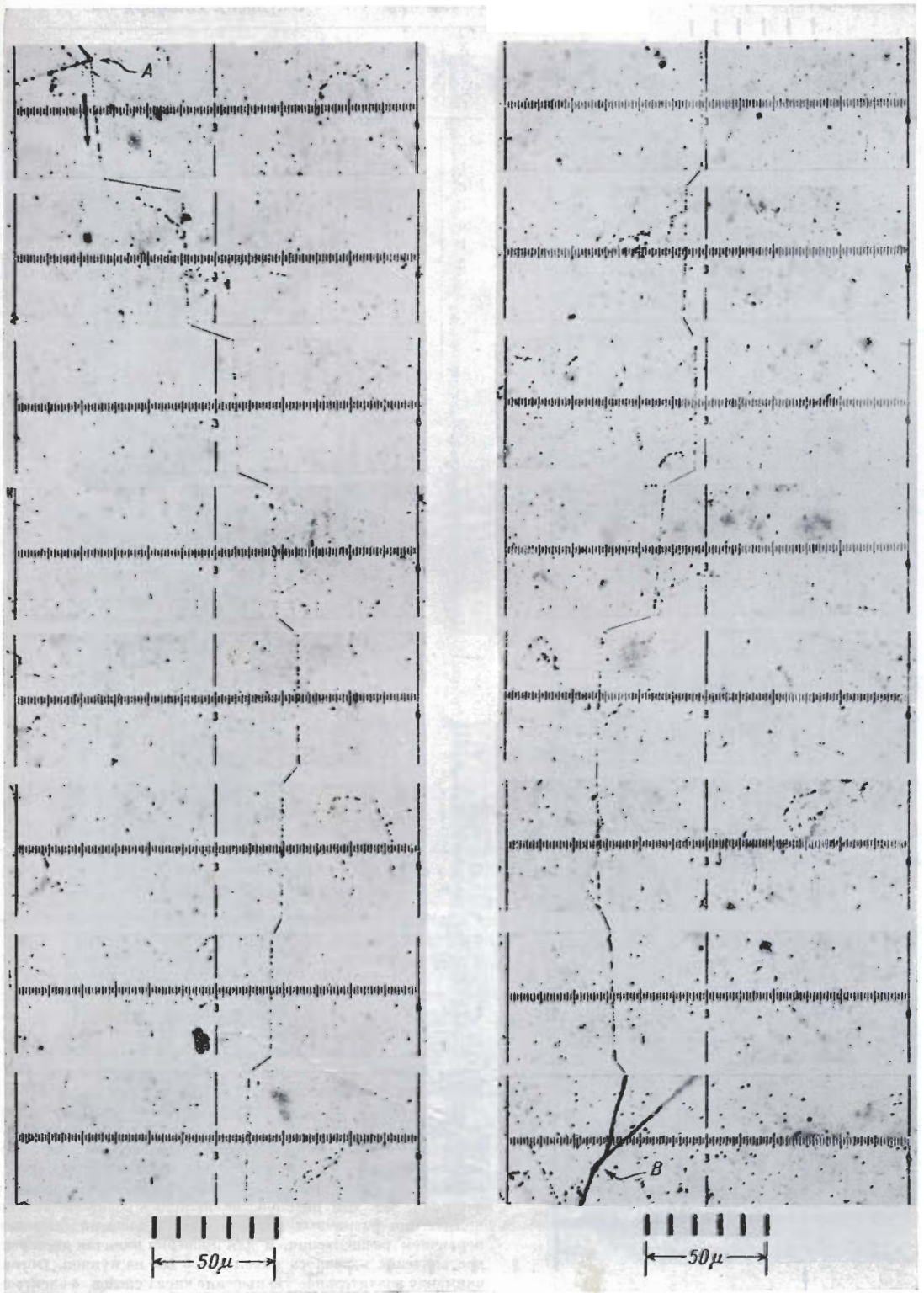


Фото 29

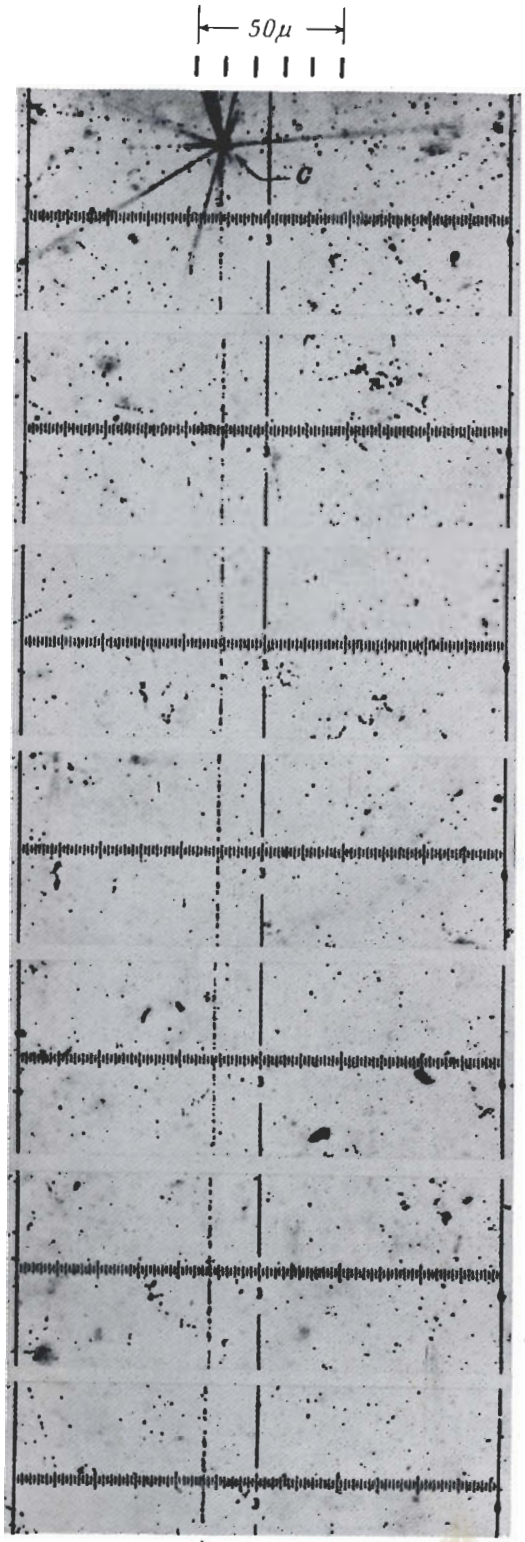


Фото 30

Фото 30. Наблюдения над рассеянием быстрой α-частицы. Эмульсия Ильфорд G5.

Отсчеты	Координата точки пересечения	1-я разность	2-я разность
a	24,2	— 0,4	
b	24,6	— 0,1	— 0,3
c	24,7	+ 0,2	— 0,3
d	24,5	+ 0,2	0
e	24,3	+ 0,4	— 0,2
f	23,9	+ 0,5	— 0,1
g	23,4		
		Всего	0,9 деления шкалы

$$\bar{\alpha}_{100\mu} = \frac{0{,}18 \times 2{,}75 \times 57{,}4}{1000\sqrt{10}} = 0{,}009^\circ$$

При $K = 26$ это соответствует энергии ~ 7 *Бэв*. Более обширные измерения, выполненные на большем отрезке следа, дали значение ~ 10 *Бэв*. $\bar{D} = 0{,}18$ деления шкалы.

Фото 31. Фрагментация тяжелого ядра при столкновении. Эмульсия Ильфорд G5.

На трех перекрывающихся фотографиях показано „скользящее" столкновение ядра с Z ~ 20 (кальций) с ядром эмульсии, происшедшее в точке *a* (низ левого и верх среднего снимков). В результате столкновения появилось около 20 быстрых однократно заряженных частиц вместе со „струей", состоящей из 4 или 5 релятивистских *α*-частиц и более тяжелого осколка. До того как перечисленные частицы разошлись на расстояния, допускающие идентификацию отдельных следов, одна из них вызвала расщепление ядра серебра или брома, в результате которого образовалась отчетливо видимая звезда (точка *b*). Тщательное исследование показало, что расщепление в точке *b* было вызвано, по всей вероятности, *α*-частицей, а не более тяжелым осколком. После расщепления в точке *b* остальные частицы, возникшие в результате первого столкновения в точке *a*, разошлись на достаточно большие расстояния, что позволило идентифицировать их следы. Было установлено, что они принадлежат одному ядру кислорода и четырем *α*-частицам. Все эти пять следов являлись великолепным объектом для применения различных методов оценки энергии, выделившейся при первичном расщеплении, и для проверки наличия дисторсии. Полученное значение оказалось равным ~ 8 *Бэв* на нуклон. Обращает на себя внимание значительное уменьшение числа следов *δ*-электронов, связанных с неразрешенным участком „струи" вторичных частиц (непосредственно за точкой *a*) по сравнению с числом *δ*-электронов на следе первичной частицы. Между тем суммарный заряд вторичных частиц не меньше заряда первичной частицы. Это явление служит хорошей иллюстрацией того, что величина N_δ пропорциональна Z^2.

Dainton, Fowler, неопубликованная работа.

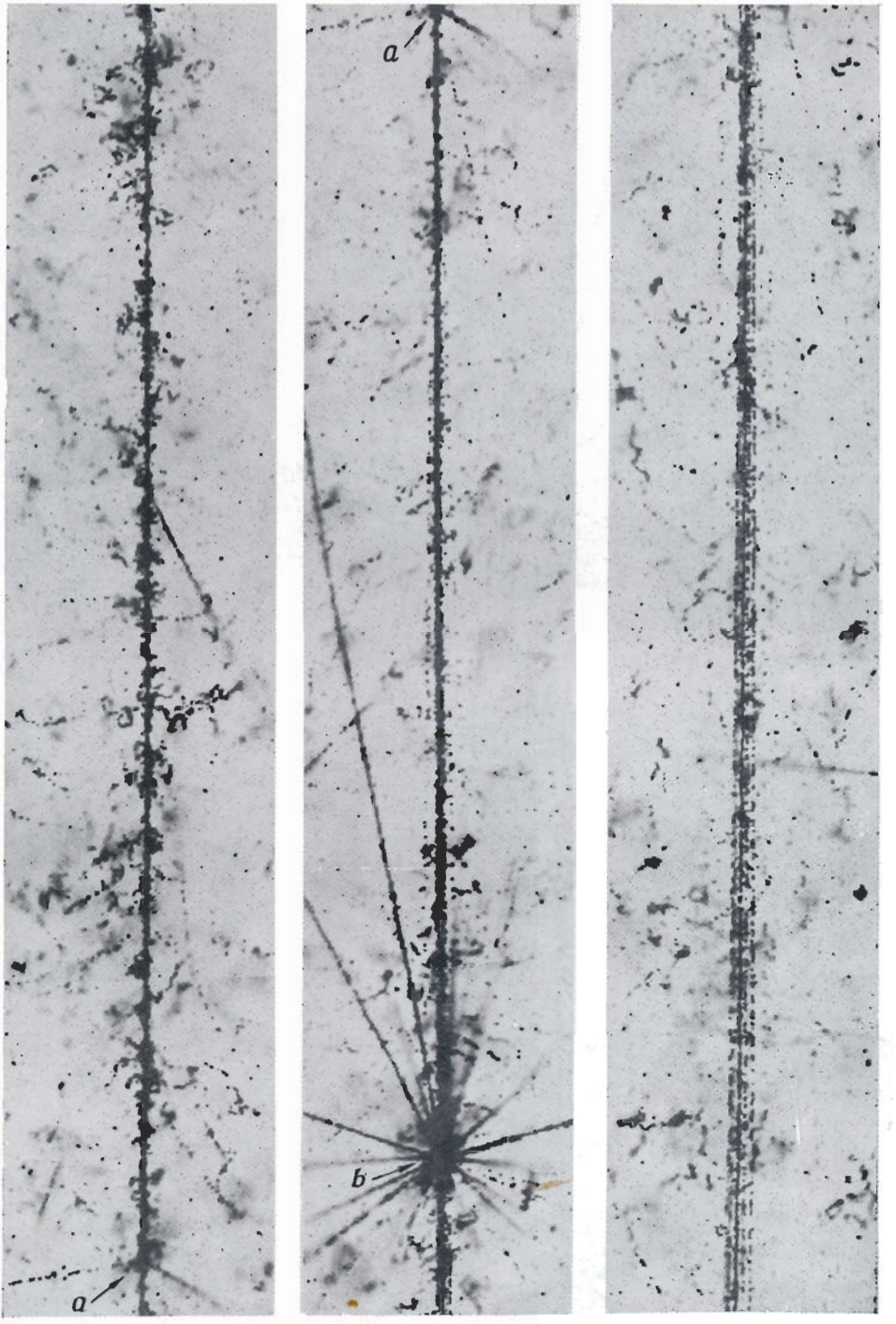


Фото 31

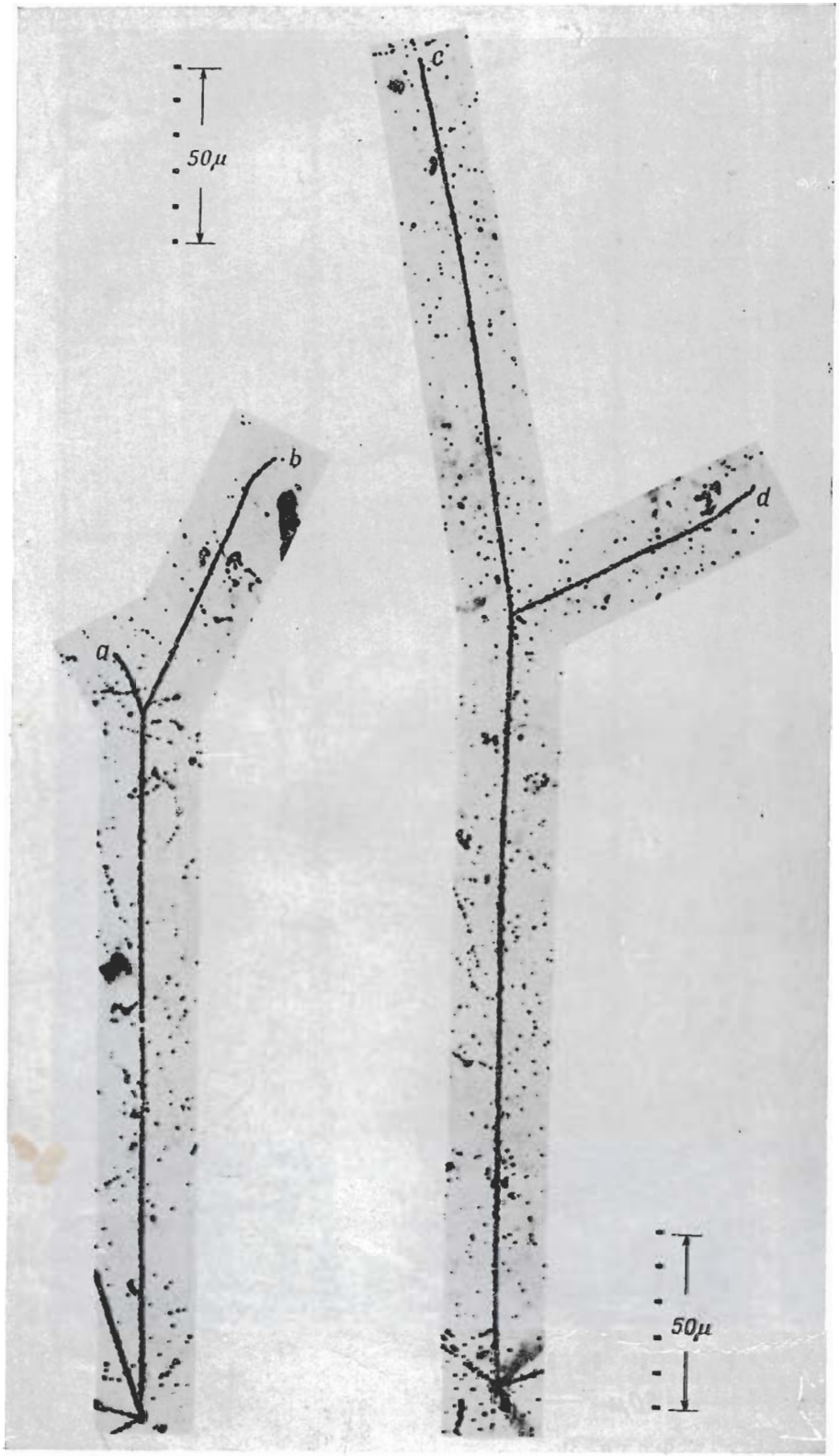


Фото 32. Столкновения тритон—протон и α-частица—протон. Эмульсия Ильфорд G5.

Слева изображено столкновение с протоном тритона, образовавшегося в результате ядерного расщепления. След *a* принадлежит рассеянному тритону, след *b* — протону отдачи. Интерпретация взаимодействия может быть выполнена из определений остаточных пробегов частиц после столкновения и начальных направлений их движения по отношению к первичной частице. Указанные измерения позволяют вычислить энергии и импульсы частиц. Характер взаимодействия устанавливается на основании законов сохранения.

Справа изображено столкновение α-частицы (след *c*) с протоном (след *d*).

Бристольская группа, неопубликованная работа.

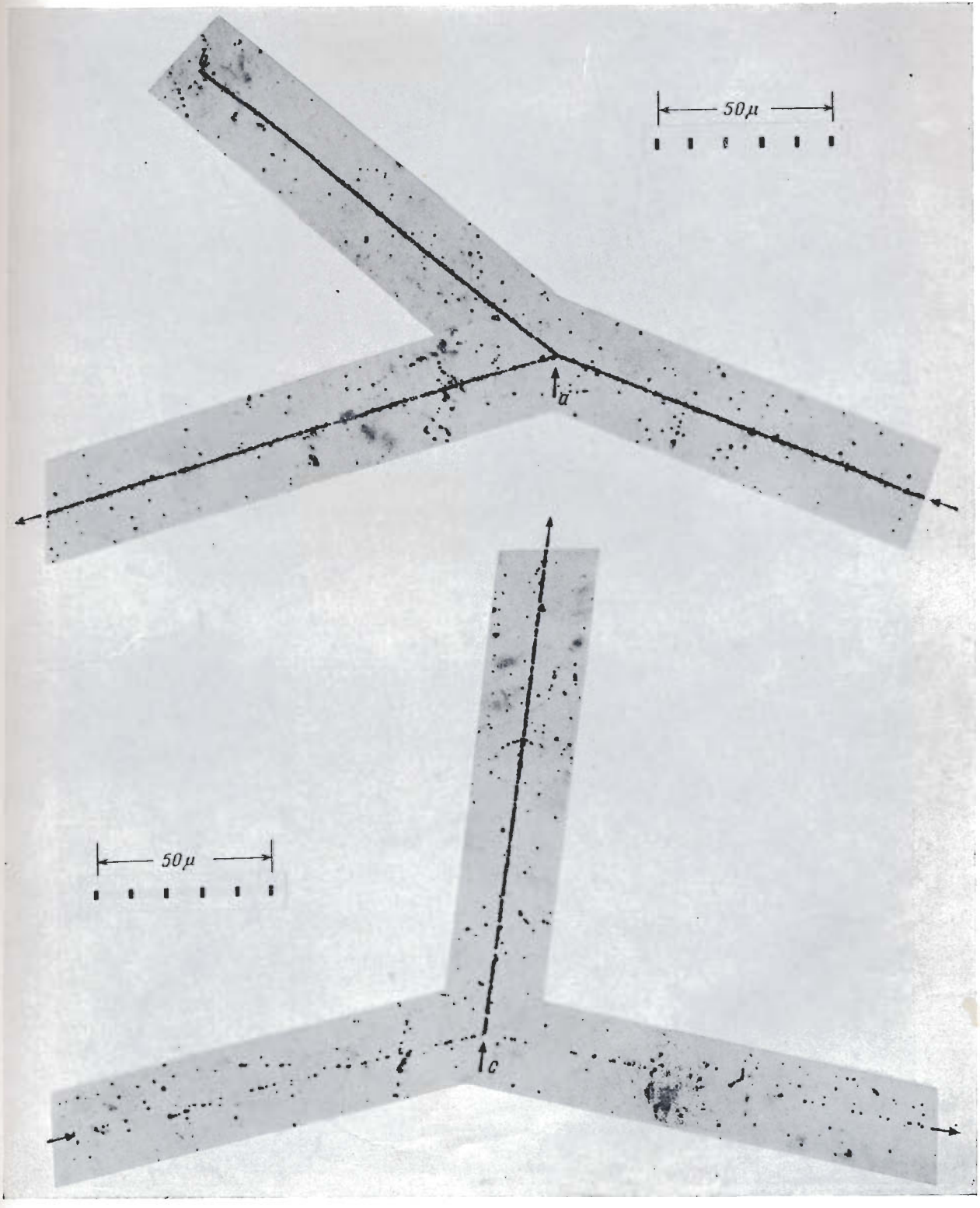


Фото 33. Упругие соударения с протонами. Эмульсия Ильфорд G5.

Вверху изображено столкновение дейтрона с протоном в точке a; след b принадлежит протону отдачи. Внизу показано столкновение быстрого π-мезона с протоном.

Бристольская группа, неопубликованная работа.



Фото 34. Следы электронов малой энергии в электронно-чувствительной эмульсии Кодак NT4.

Частицы испытывают сильное рассеяние вследствие их малой массы. Вблизи самого конца пробега понизующая способность повышается и частицы дают в этой области следы с большой плотностью зерен. Подобный эффект бывает хорошо заметен на снимках (см. также фото 35).

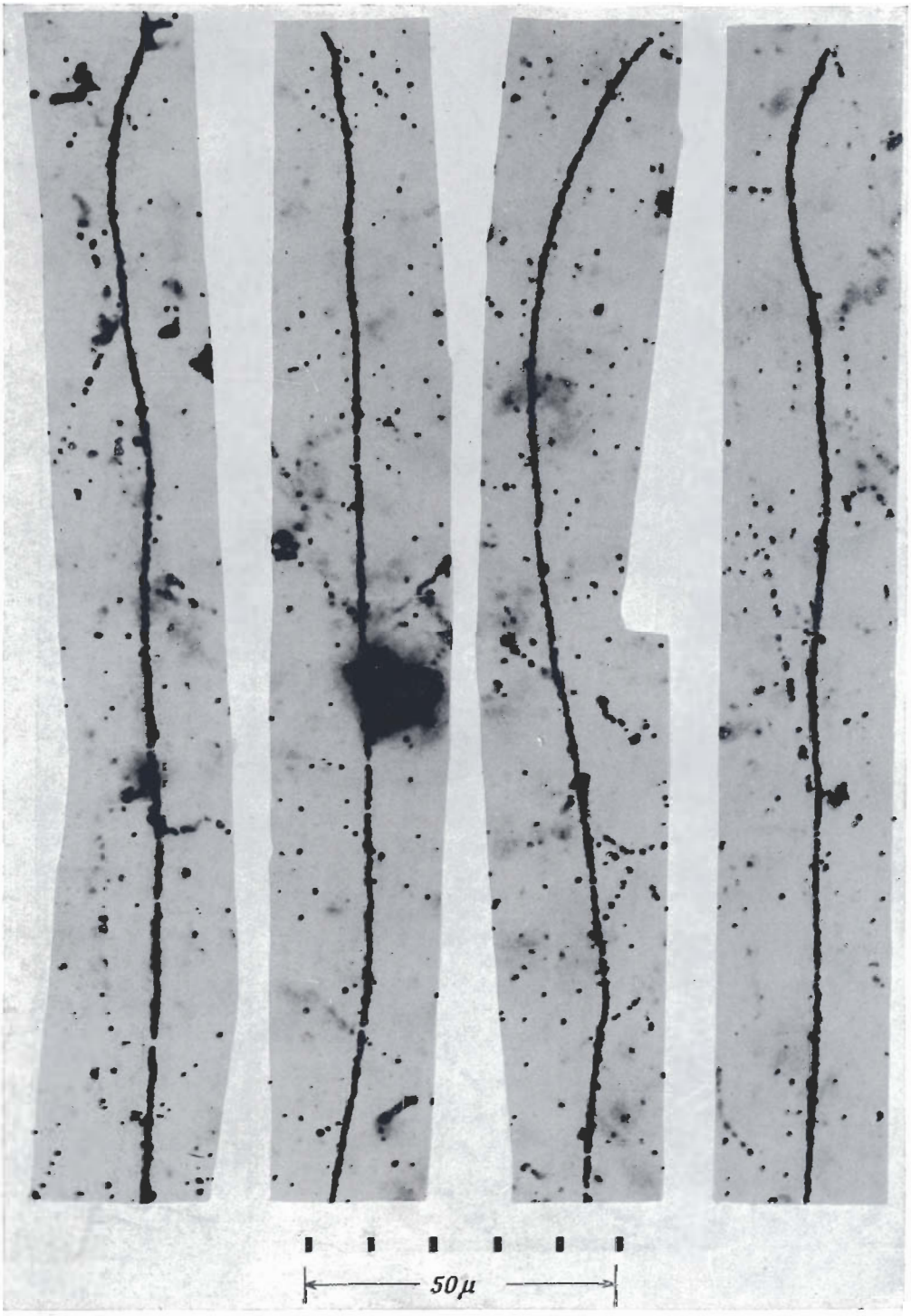
Hooper, King, неопубликованная работа, 1950 г.



Фото 35. Следы электронов малой энергии в электронно-чувствительной эмульсии Кодак NT4.

Пара электронов с низкими энергиями возникла, по всей вероятности, в точке, расположенной в левом нижнем углу снимка. Быстрое изменение рассеяния и плотности зерен вдоль следов представляет явный контраст со следами μ-мезонов. Частицы с промежуточными значениями масс неизвестны. Если электронно-позитронная пара действительно рождена фотоном в кулоновском поле ядра, то энергия этого кванта должна составлять около 1,5 *Мэв*.

King D. T., неопубликованная работа, 1950 г.



Ф о т о 36. Следы μ-мезонов в конце пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

Эти μ-мезоны были идентифицированы путем измерения масс (стр. 115), а также по наличию следов быстрых электронов, появляющихся в конце пробега [следы (*б*) и (*г*); см. также фото 59].

Ярко выраженное рассеяние частиц по сравнению с протонами позволяет с высокой степенью эффективности отличать их следы по внешнему виду. Потери энергии изменялись от 7 *кэв*/μ (в той точке, где след входит в поле зрения) до 25 *кэв*/μ (на расстоянии 10 μ от конца пробега); при этом, однако, не возникало заметного изменения плотности зерен вдоль следа. Вместе с тем большие отклонения, обусловленные рассеянием, встречаются более часто по мере приближения к концу пробега.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.



Ф о т о 37. Следы π-мезонов в конце пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

Короткие следы π- и μ-мезонов не отличаются друг от друга по внешнему виду, однако явлений на концах пробегов обычно достаточно для идентификации. Вместе с тем имеют место случаи, когда в конце пробега как π^--, так и μ^--мезона не возникает никаких вторичных частиц (стр. 114).

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.



Фото 38. Следы K-мезонов в конце пробега. Эмульсии Ильфорд G5 и Кодак NT4.

K-мезоны, распадающиеся по типу τ, были идентифицированы путем установления компланарности следов трех вторичных частиц (см. также фото 81—85). След, изображенный на правом снимке, уходит в глубь эмульсии под большим углом, вследствие чего наблюдается некоторое увеличение его толщины (см. стр. 88).

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

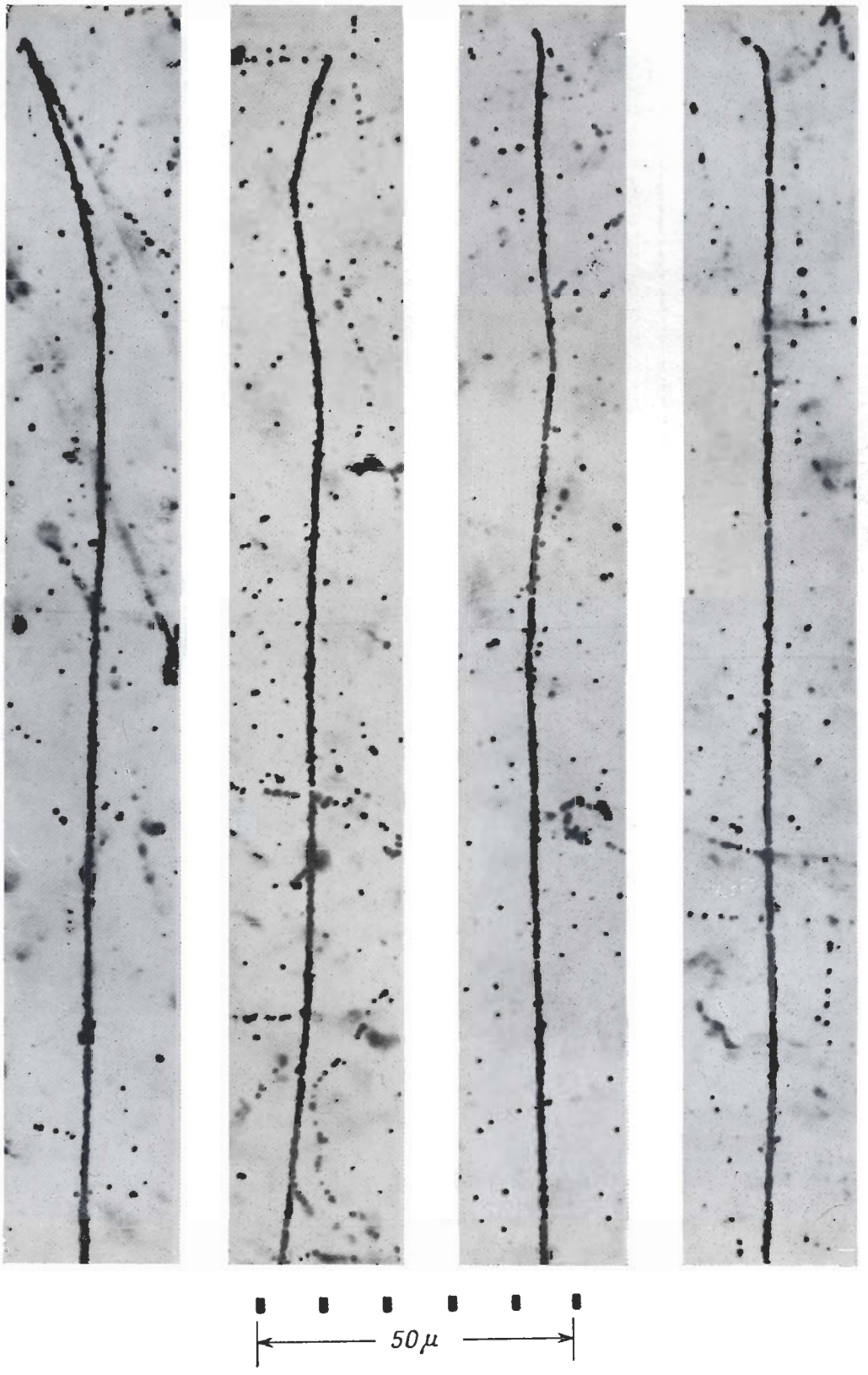


Фото 39. Следы K-мезонов в конце пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

K-мезоны с различными типами распада были идентифицированы путем измерения энергии вторичных частиц, а также путем непосредственного определения масс при помощи метода ($\bar{\alpha}$, R) (стр. 118).

Опытный микроскопист может отличить с высокой степенью эффективности следы K-мезонов от следов μ-мезонов.

Menon, O'Ceallaigh, неопубликованная работа, 1952 г.

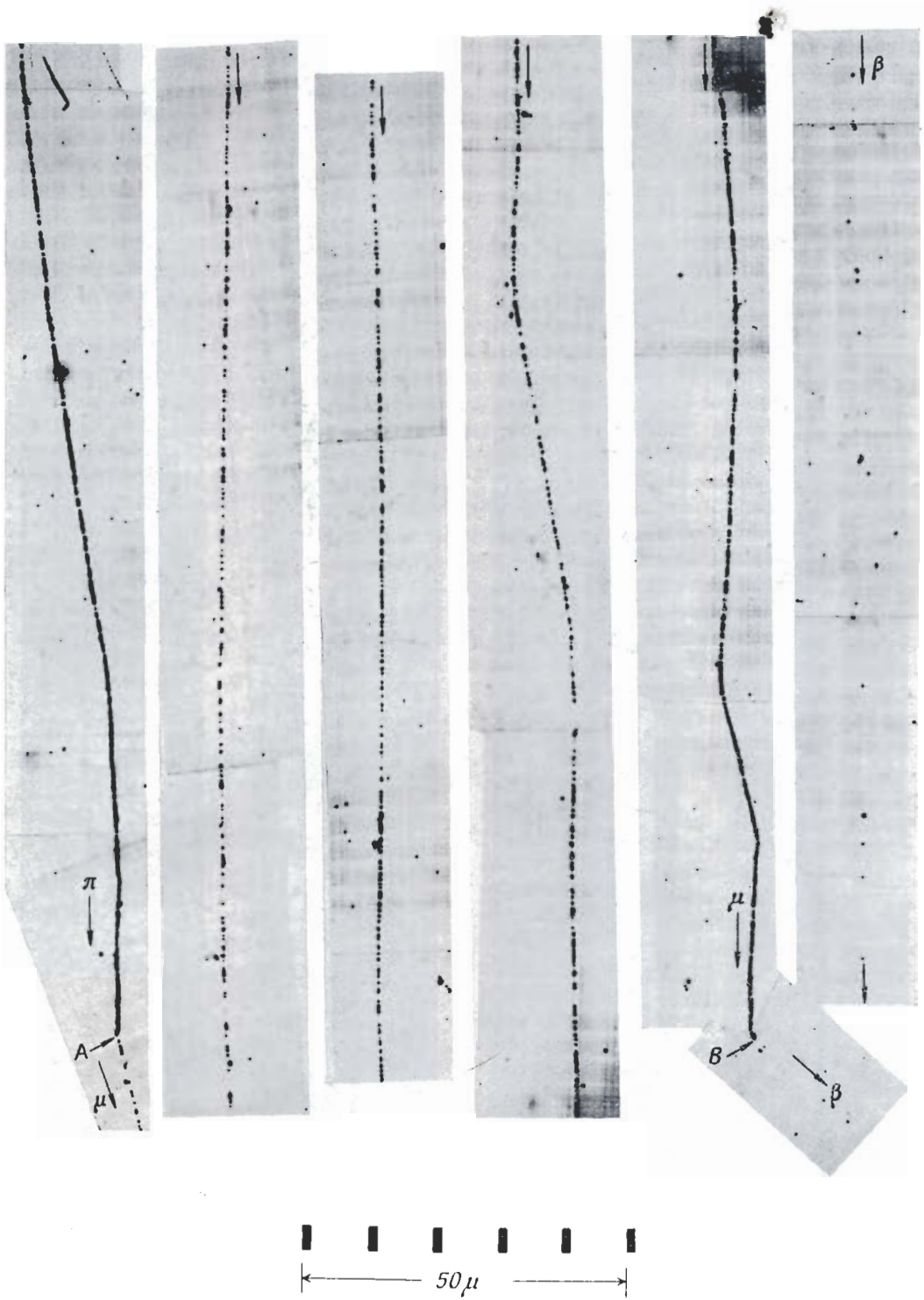


Фото 40. $\pi \to \mu \to \beta$-распад в мелкозернистой эмульсии Демерса.

Распад π-мезона произошел в точке A (см. нижнюю часть левого снимка); на четырех следующих полосках показан след образовавшегося μ-мезона. Распад μ-мезона (в точке B) и след возникшего электрона изображены на двух правых полосках. Плотность зерен на следе электрона составляет около 12 на 100 μ.

Demers.



Фото 41. Следы протонов в конце пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

Из сравнения следов, изображенных на фото 40—42, видно медленное изменение рассеяния в зависимости от массы. При длине следа $\sim 200\ \mu$ нельзя с уверенностью отличить след K-мезона от следа дейтрона. Применение метода постоянной стрелы прогиба для измерения рассеяния увеличивает вероятность идентификации частиц с различными массами. Подобные измерения сыграли важную роль в открытии заряженных гиперонов, поскольку необходимо было отличить их от K-мезонов, дававших внешне сходные явления в конце пробега. Как видно из приведенных снимков, зерна на следах слиты настолько сильно, что нельзя заметить никакого изменения плотности зерен вдоль отдельного следа. Это же замечание справедливо и для следов тритонов и α-частиц (см. фото 43 и 44).

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.



Фото 42. Следы дейтронов в конце пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

Дейтроны были идентифицированы путем определения массы на очень длинных следах. Вследствие малого рассеяния протонов и дейтронов визуальная дискриминация их следов невозможна.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.



Ф о т о 43. Следы тритонов в конце пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

Из приведенных снимков следует, что на последних 200 μ пробега следы тритонов нельзя отличить от следов α-частиц по плотности зерен или рассеянию. Однако на следах тритонов обычно наблюдаются значительно меньшие отклонения вследствие рассеяния, чем на следах K-частиц и протонов.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

Фото 44. Следы α-частиц в конце пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

α-частицы с большими энергиями были идентифицированы путем измерения рассеяния и плотности δ-электронов на следах, случайно остановившихся в эмульсии. Потери энергии dE/dR изменялись от 70 *кэв/μ* для точки следа, которой соответствовал пробег ~200 *μ*, до 200 *кэв/μ* для точки, отстоящей приблизительно на 10 *μ* от конца пробега. В электронно-чувствительных эмульсиях следы ядер водорода труднее отличить от следов α-частиц, чем в эмульсии Ильфорд C2.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

Фото 45. Следы ядер углерода и азота в конце пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

На снимках показано по два участка каждого следа, совпадающих в точках, обозначенных буквой *x* или *y*. Частицы, которым принадлежат следы, изображенные на фото 45—49, были идентифицированы при помощи методов, описанных в гл. 16, причем соответствующие измерения производились только на очень длинных следах, оканчивающихся в стопке. При остаточных пробегах, превышающих 10 *μ*, ядра углерода и азота являются полностью ионизованными. Можно заметить, что сужающийся след ядра углерода обрывается прежде, чем его ширина становится равной ширине следа ядра азота в самом конце пробега. Последнее объясняется, по всей вероятности, столкновением с ядром.

Dainton, Fowler, неопубликованная работа.

Фото 46. Следы ядер с зарядами $Z = 10$ и $Z = 11$ или 12 в конце пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

Сравнение фото 45 и 46 показывает, что необходимо соблюдать большую осторожность при попытках идентификации тяжелых частиц в том случае, если длина их следов не превышает 200 *μ*.

Рассматриваемые ядра начинают захватывать электроны, когда их остаточный пробег становится менее 10 *μ*.

Dainton, Fowler, неопубликованная работа.

Фото 47 и 48. Последние 2 *мм* следа ядра с зарядом $Z \sim 18$, приближающегося к концу пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

След, начинающийся в верхней части левого снимка, показан в виде десяти перекрывающихся полосок. Точки, в которых они смыкаются, могут быть легко обнаружены на последовательных фотографиях. На первых семи фотографиях можно заметить увеличение толщины „ствола" и уменьшение максимального пробега δ-электронов, соответствующее убыванию скорости частицы; в дальнейшем происходит сужение следа по мере приближения к концу пробега (точка *e*). Между 7-й и 8-й полосками частица прошла через узкий воздушный зазор между эмульсиями. Когда частица проникает через поверхность обеих эмульсий, то в последних регистрируется только часть δ-электронов, вследствие чего след в этой области кажется более тонким. Следы аналогичных частиц, движущихся с релятивистскими скоростями, показаны на фото 172 и 176.

Powell, Report in Progress of Physics, XIII, 1950, p. 350.

Фото 49. Следы частиц с зарядами $Z = 14 \pm 1$ и $Z = 24 \pm 2$, приближающихся к концу пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

В случае тяжелого ядра с Z = 22 захват электронов на *K*-орбиту становится возможным при остаточном пробеге 80 *μ*, а на *L*-орбиту — при пробеге 15 *μ*. Перезарядка и связанное с этим уменьшение эффективного заряда подобного ядра увеличивает его пробег примерно на 40 *μ*.

Dainton, Fowler, неопубликованная работа.

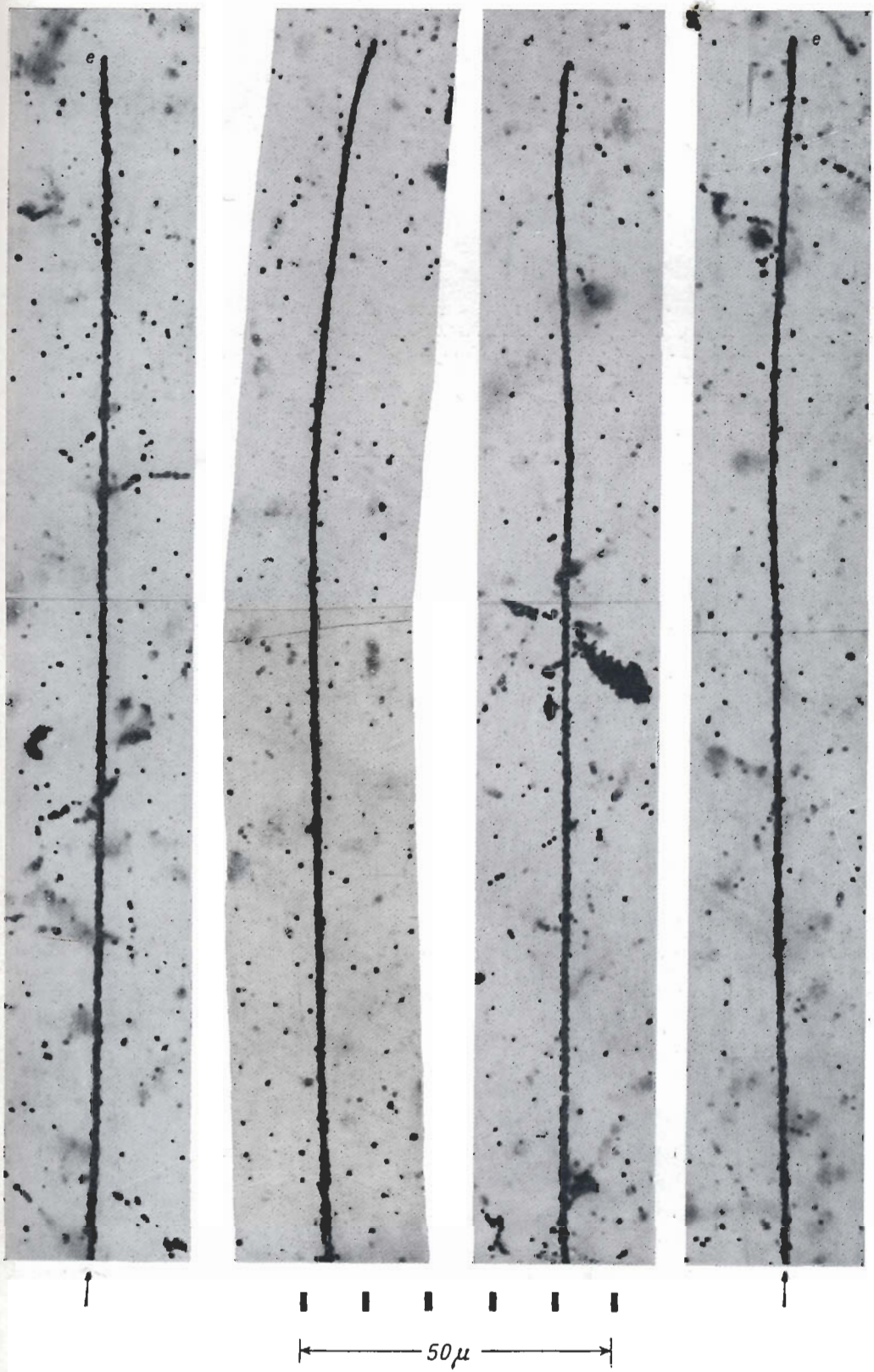


Фото 44

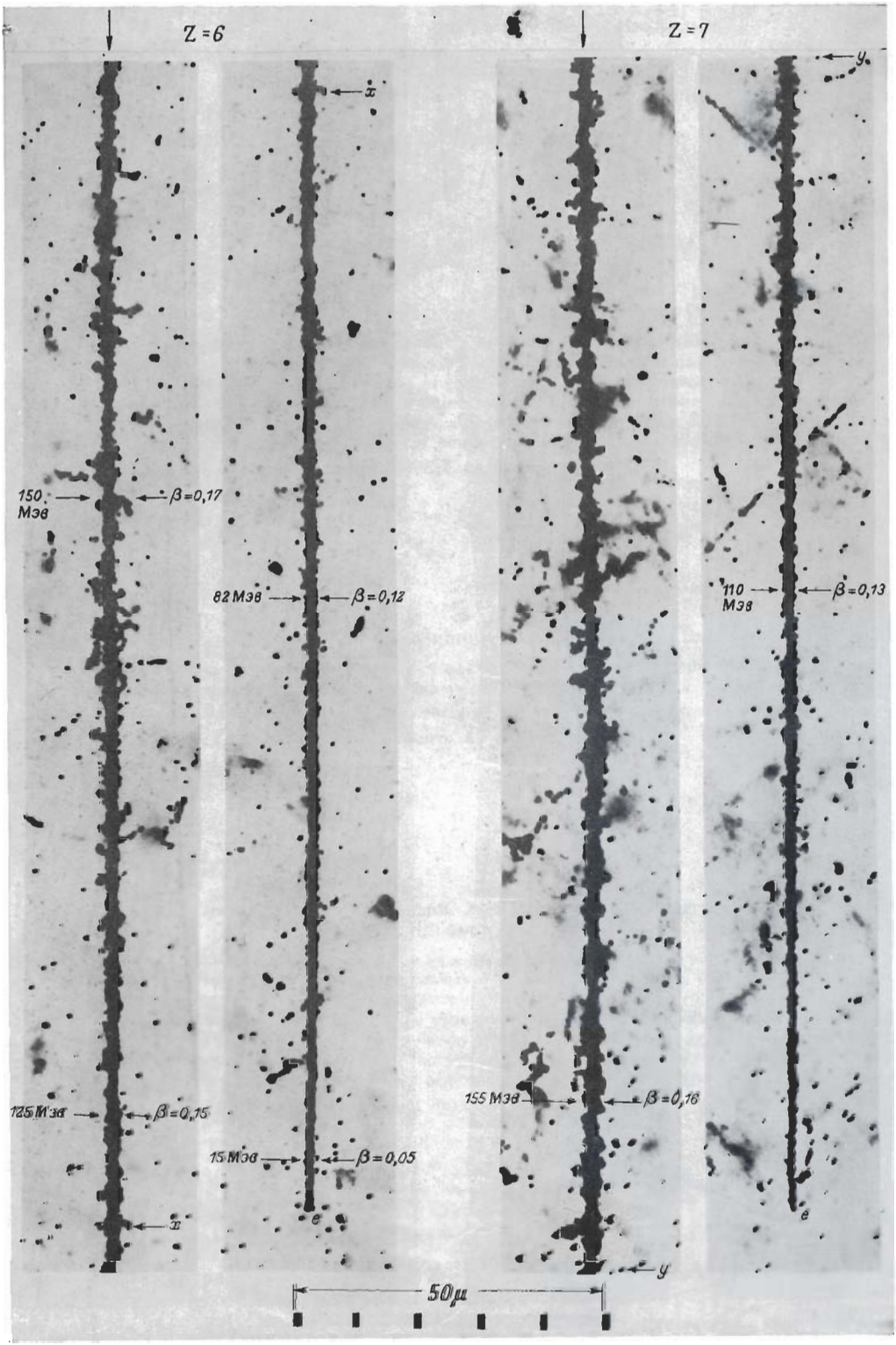

Z = 6
Z = 7
x
y
150 Мэв
β = 0,17
82 Мэв
β = 0,12
110 Мэв
β = 0,13
125 Мэв
β = 0,15
15 Мэв
β = 0,05
155 Мэв
β = 0,16
e
50μ

Фото 45

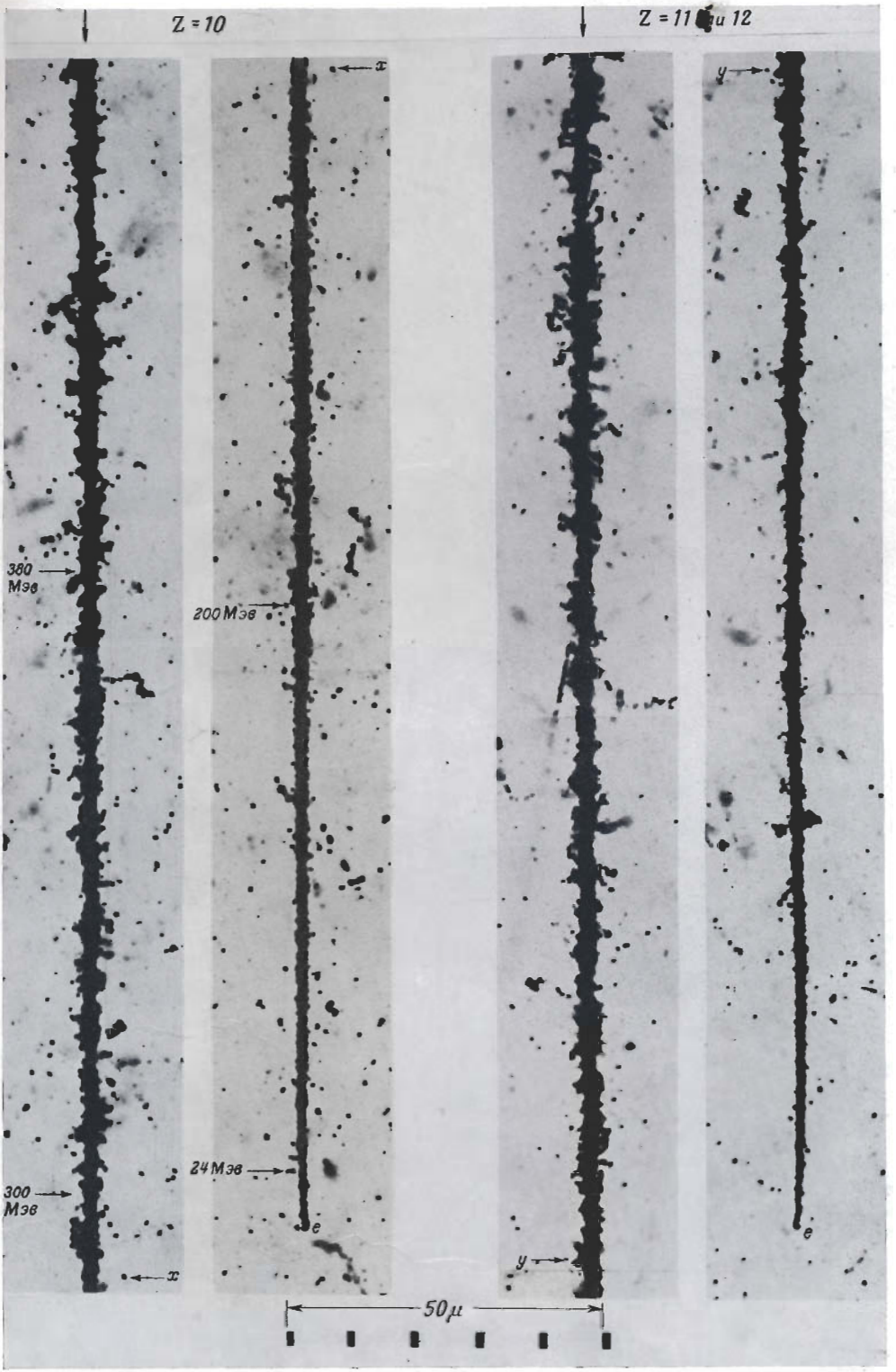


Фото 46

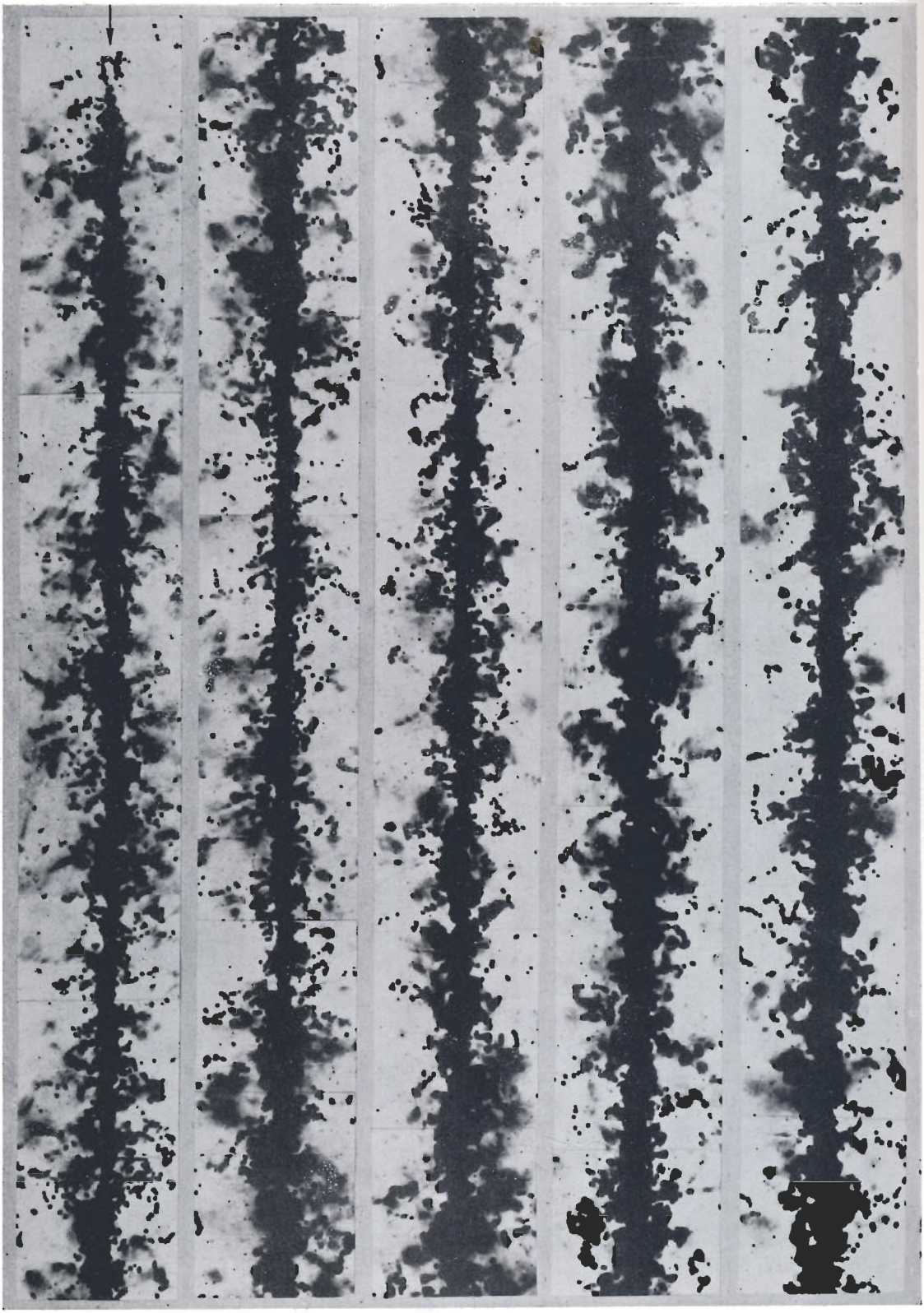


Фото 47

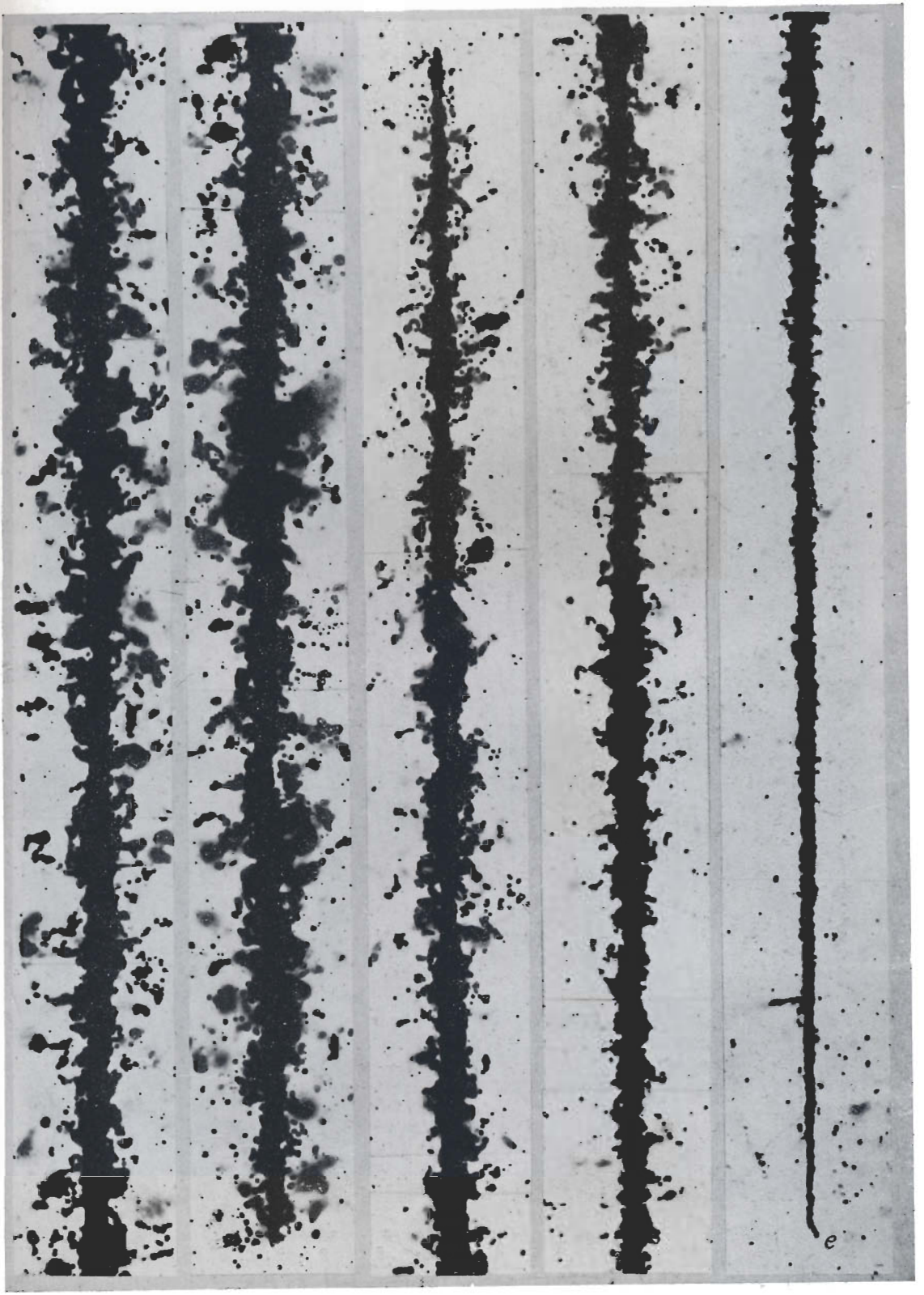


Фото 48

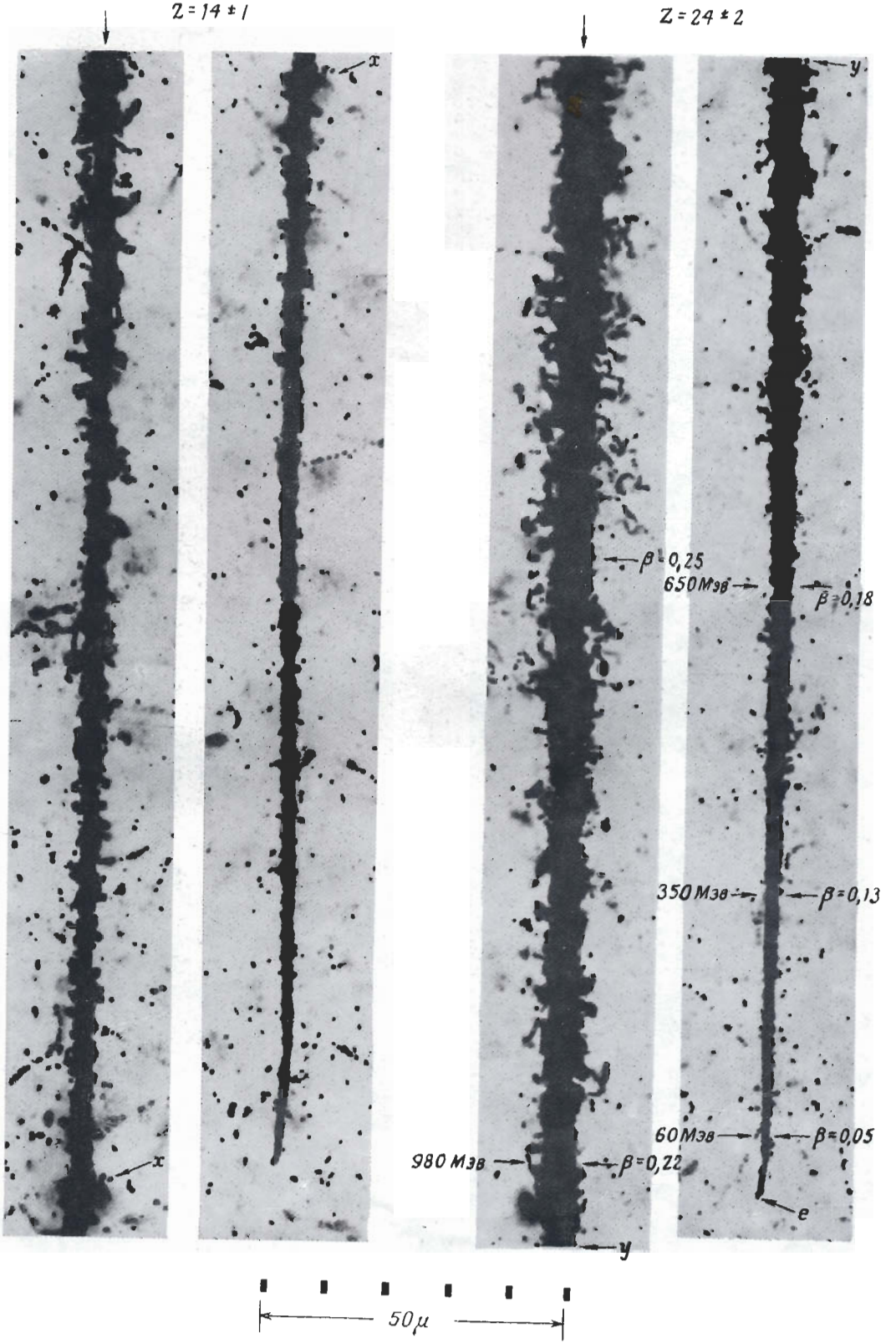

Z = 14 ± 1
Z = 24 ± 2
x
x
y
y
β = 0,25
650 Мэв
β = 0,18
350 Мэв
β = 0,13
60 Мэв
β = 0,05
980 Мэв
β = 0,22
e
50μ

Фото 49

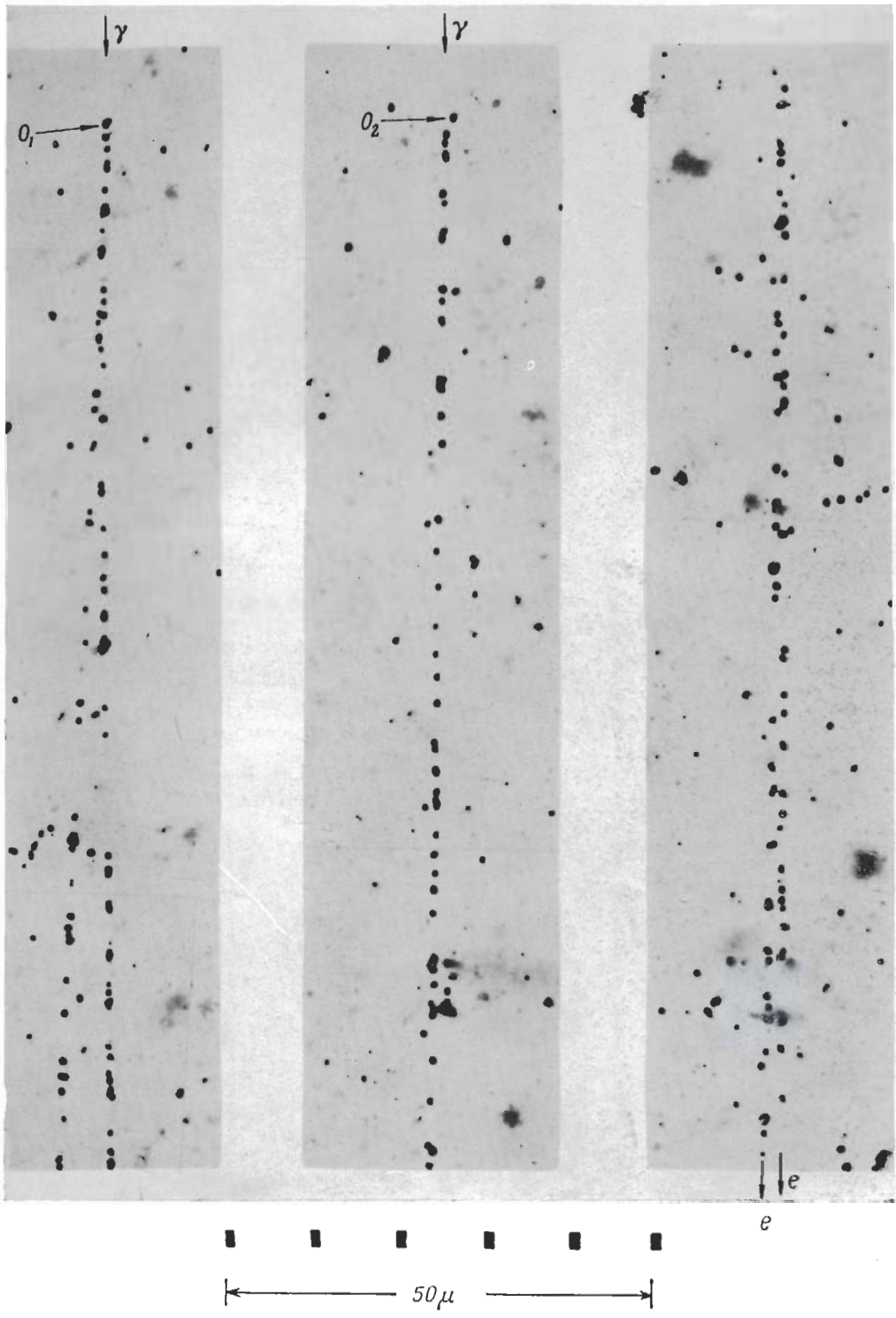


Фото 50. Образование пар γ-квантами. Эмульсия Ильфорд G5.

На снимках изображены два случая образования пар γ-квантами в кулоновском поле ядер. Первые различимые зерна следов частиц пар находятся в точках O_1 и O_2. Пара, возникшая в точке O_2, показана на двух снимках. На первом из них следы не разделяются; на втором (правом) снимке можно заметить два разделившихся следа. Углы расхождения пар, образованных γ-квантами с заданной энергией, могут колебаться в широких пределах и поэтому в каждом отдельном случае дают лишь весьма приблизительное представление об энергии кванта. Расхождение следов пары обусловлено не только разницей между начальными направлениями частиц, но также их рассеянием.

Hooper, King.

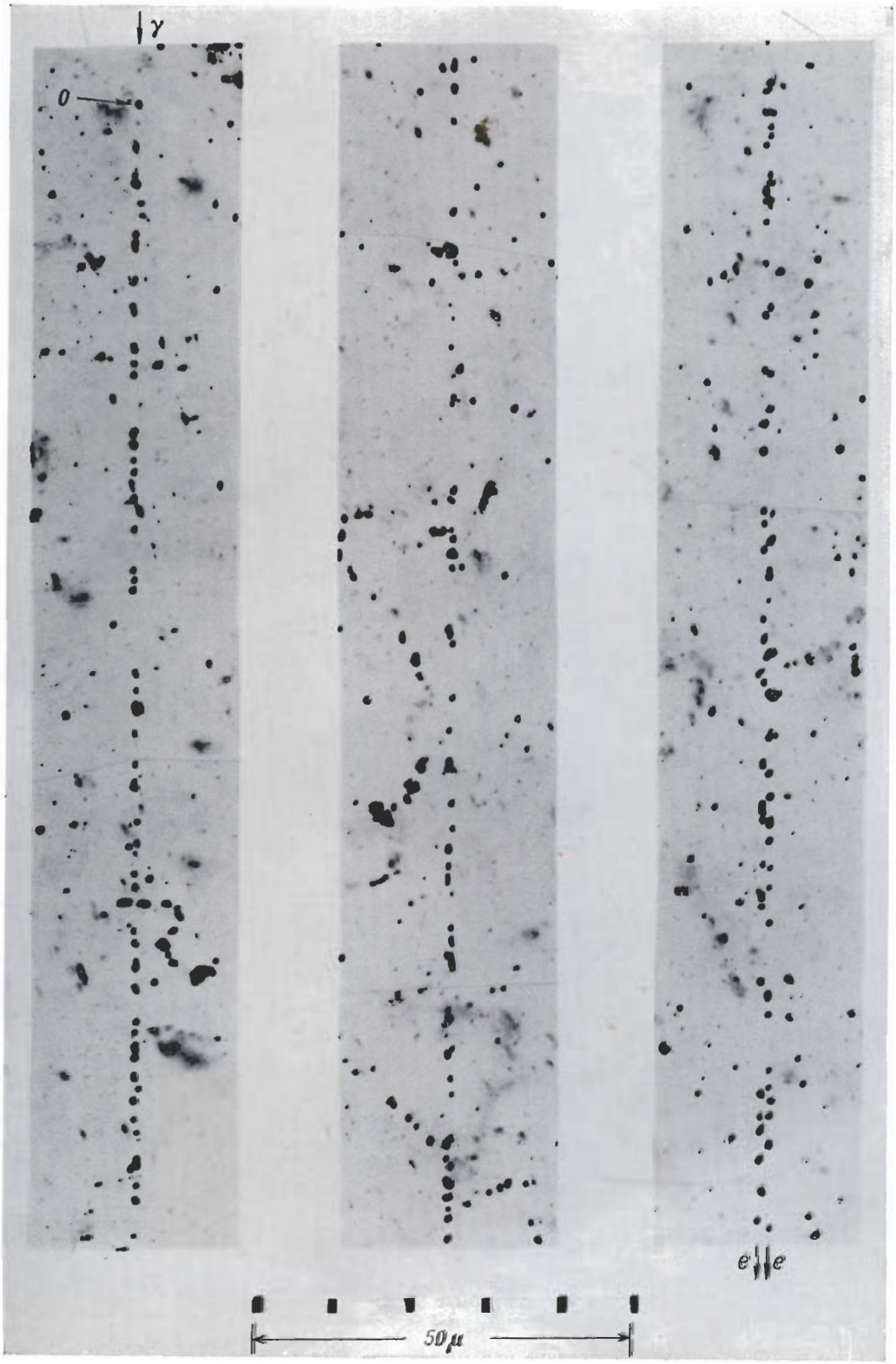


Фото 51. Образование пары γ-квантом. Эмульсия Ильфорд G5.

На трех последовательных снимках показаны следы электрона и позитрона, причем первое зерно находится в точке O. Разделение следов заметно только на последнем (правом) снимке. Неразделенные следы подобных пар были впервые идентифицированы на основании того факта, что след, казавшийся одиночным, обладал плотностью зерен, приблизительно вдвое превышающей минимальное значение. В то же время рассеяние было настолько малым, что соответствующая частица безусловно должна была двигаться со скоростью, близкой к скорости света. Если приписать подобный след одной частице, то возникает затруднение, заключающееся в том, что минимальная ионизация частицы с $Z = 2$ в 4 раза превышает соответствующее значение для частицы с $Z = 1$. Поэтому такое предположение привело бы к заключению, что частица обладает нецелым зарядом. Если же допустить, что след принадлежит паре, то подобное затруднение легко устраняется.

Hooper, неопубликованная работа, 1952 г.



Ф о т о 52. Образование „тройников" электронами. Эмульсия Ильфорд G5.

На снимках стрелками обозначены следы первичных электронов и точки рождения пар. Все три случая соответствуют сравнительно низким энергиям, вследствие чего углы расхождении следов оказываются достаточно большими. В этих условиях представляется весьма маловероятным, чтобы рассматриваемые пары были образованы квантом тормозного излучения в точках, лежащих строго на траектории первичного электрона.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

Фото 53. Явления, связанные с образованием пар. Эмульсия Ильфорд G5.

а — случай, изображенный на этом снимке, представляет на первый взгляд рождение четырех электронов в единичном акте. Однако более тщательное исследование показало, что существуют две отдельные точки (указаны стрелками), из которых выходит по два расходящихся электронных следа. На снимке также виден одиночный параллельный след, принадлежащий быстрому электрону, сопровождающему электронные пары.

б — образование шести однократно заряженных частиц. Измерения рассеяния частиц показали, что они обладают большими энергиями. Сравнительно большое расхождение следов при данной энергии указывает на то, что эти частицы не являются электронами. Это подтверждается также отсутствием их размножения при прохождении через стопку. Данный случай был приписан столкновению нейтрона большой энергии с ядром, сопровождавшемуся появлением мезонов или других более тяжелых частиц без каких-либо признаков ядерного расщепления.

в — образование пары γ-квантом, сопровождаемое испусканием двух медленных электронов, появляющихся, по-видимому, из одного и того же центра. Можно предположить, что они выходят из того же атома, в котором произошла конверсия γ-кванта, вероятно, вследствие ионизации или эффекта Оже.

г — следы пары возникли в точке, отмеченной стрелкой, и вначале они сливаются со следом первичного электрона. Направления движения всех частиц настолько близки, что их следы не разделяются на протяжении нескольких сотен микрон. В подобных случаях нельзя с уверенностью установить, имело ли место образование пары γ-квантом тормозного излучения или же наблюдалось возникновение „тройника".

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

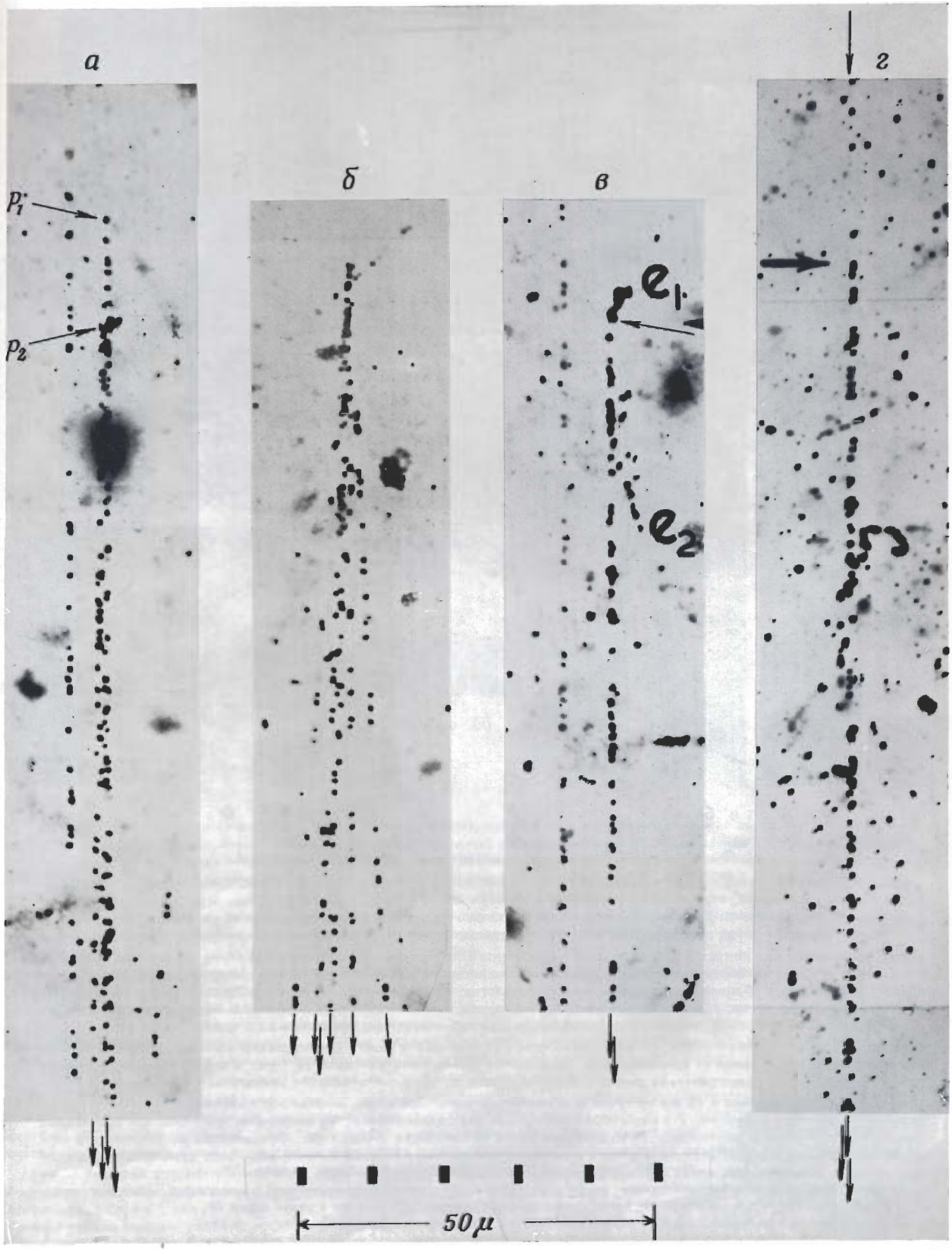


Фото 53

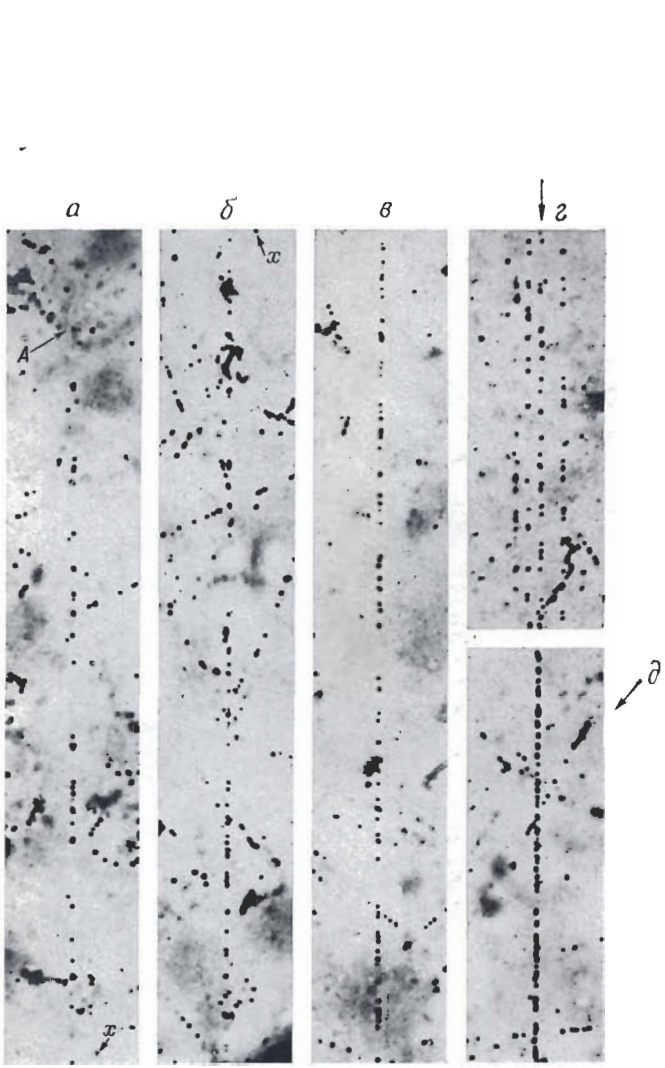


Фото 54

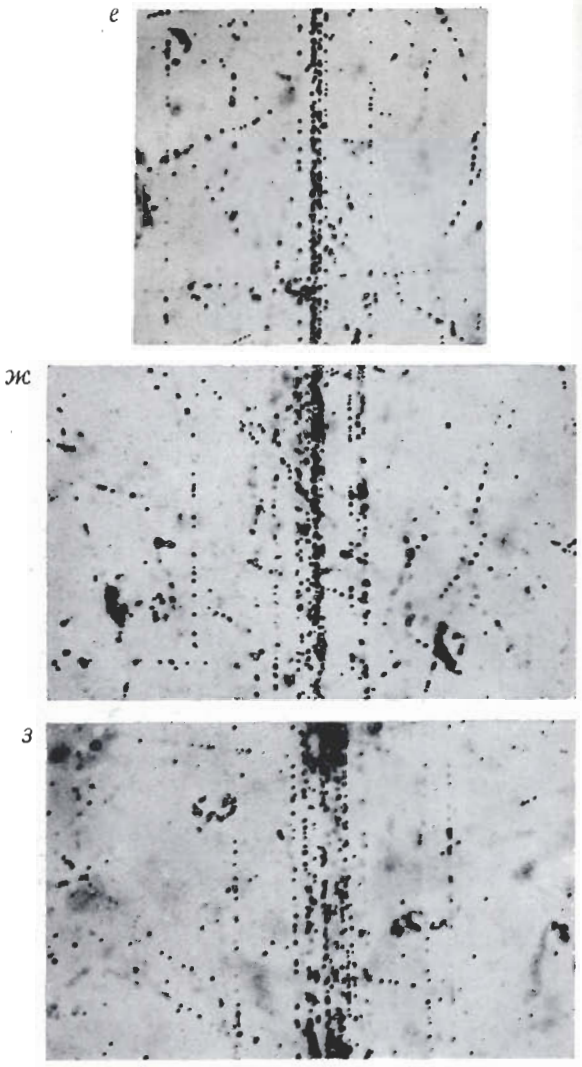


Фото 55

Фото 54 — 56. Электромагнитный каскад в эмульсии.

γ-квант с энергией порядка 10^3 *Бэв*, который вошел через контейнер в эмульсионную стопку и, по-видимому, не сопровождался другими частицами, образовал электронно-позитронную пару, пройдя в эмульсии 5 *мм*; первое зерно возникших следов находится в точке *A*. Угол расхождения пары настолько мал, а многократное рассеяние ее компонент настолько ничтожно, что они не могли быть разделены визуально на пути, превышающем 30 *мм* (см. снимок *д*).

Следы, показанные на снимках *а* и *б*, являются продолжением друг друга; соответствующие зерна обозначены буквой *x*. Из снимков следует, что имеет место заметное возрастание плотности зерен на следе пары на отрезке длиной 0,5 *мм* — от области, находящейся вблизи точки возникновения, до участка, изображенного на снимке *в*. Действительно, число зерен на следе изменяется таким образом: полоска *а* — $\sim$ 30 зерен, *б* — $\sim$ 54 зерна, *в* — $\sim$ 68 зерен, причем последнее значение соответствует величине $2g_\rho$, где g_ρ — значение ионизации на плато.

Описанный эффект объясняется тем, что расстояние между компонентами пары в точках, находящихся в пределах нескольких сотен микронов от места ее возникновения, оказывается весьма малым (меньше 10^{-7} *см*), и эти компоненты образуют тесный дублет (электрический диполь), вследствие чего их удельная ионизация значительно уменьшается.

На участке *г*, находящемся в 15 *мм* от точки возникновения первичной пары, появляется несколько пар, образованных фотонами тормозного излучения; эти пары обладают, однако, значительно меньшими энергиями, чем первичная (указанная стрелкой). На участке *д*, расположенном примерно в 30 *мм* от начальной точки, пары, образованные ранее фотонами тормозного излучения, отходят настолько далеко в стороны, что исчезают из поля зрения; первичная пара сопровождается здесь второй, коллинеарной, парой с большой энергией. Последняя могла быть либо образована γ-квантом большой энергии, либо возникла вследствие появления „тройника". Общий след, который выглядит как одиночный, обладает плотностью зерен около $4g_\rho$.

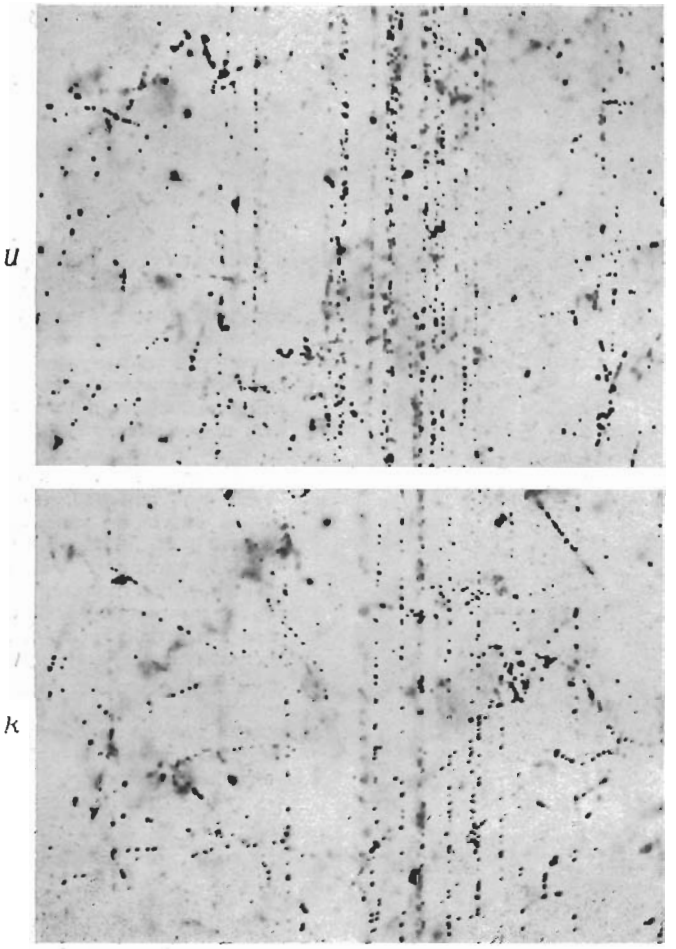


Фото 56

На участке *е*, находящемся в 40 *мм* от точки возникновения пары, наблюдается дальнейшее развитие каскада, в центральной части („стволе") которого можно различить несколько отдельных пар. На участке *ж* (64 *мм* от начальной точки) „ствол" все еще выделяется достаточно отчетливо, однако число следов, принадлежащих электронам и позитронам с более низкими энергиями, значительно возрастает. На участке *з* (78 *мм* от начальной точки) общее число электронов в каскаде, обладающих энергиями больше 200 *Мэв*, оказывается около 50.

На участках *и* и *к* (93 и 123 *мм* от начальной точки) имеет место значительное поперечное расхождение следов. На участке *и* количество следов достигает максимума; количество электронов с энергиями больше 200 *Мэв* составляет здесь около 100.

Полезно сравнить изображенный здесь каскад с тем, который показан на фото 162—164. На первый взгляд раннее развитие рассматриваемого каскада может навести на мысль, что энергия первичного кванта сравнима с той, которой обладал γ-квант и каскад, изображенный на фото 162. Действительно, в данном случае наблюдается сплошная неразделяющаяся центральная часть длиной около 30 *мм* (этот эффект сравним с тем, который имеет место на фото 162). Однако последующее развитие каскада отчетливо показывает, что он обладает более низкой энергией, поскольку полное число следов в стадии максимального развития оказывается значительно меньше (эта стадия наступает на расстоянии, равном всего лишь 10 *см*, т. е. 3—4 радиационным единицам).

Следует вообще заметить, что сохранение неразрешенной центральной части на длине в несколько сантиметров определенно указывает на то, что относительное рассеяние компонент пары является очень малым и, следовательно, они обладают энергией по меньшей мере порядка 300 *Бэв*. С другой стороны, расхождение следов может иметь место вследствие значительной потери энергии одной из частиц на испускание тормозного излучения вблизи точки рождения пары даже в том случае, если ее начальная энергия значительно превышает 10^3 *Бэв*.

У каскадов, вызванных отдельными γ-квантами или электронами, вошедшими в эмульсию, не следует ожидать появления нескольких „стволов", как это имеет место в случае, изображенном на фиг. 165. Действительно, рассматриваемый каскад обладает одним „стволом", хотя время от времени рядом с ним возникают сопутствующие „стволы", которые, однако, быстро рассеиваются вследствие более низкой энергии образующих их частиц. Пример подобного явления показан на снимке *в* фото 55, где правая компонента принадлежит паре, возникшей в эмульсии между полями зрения *д* и *е*.

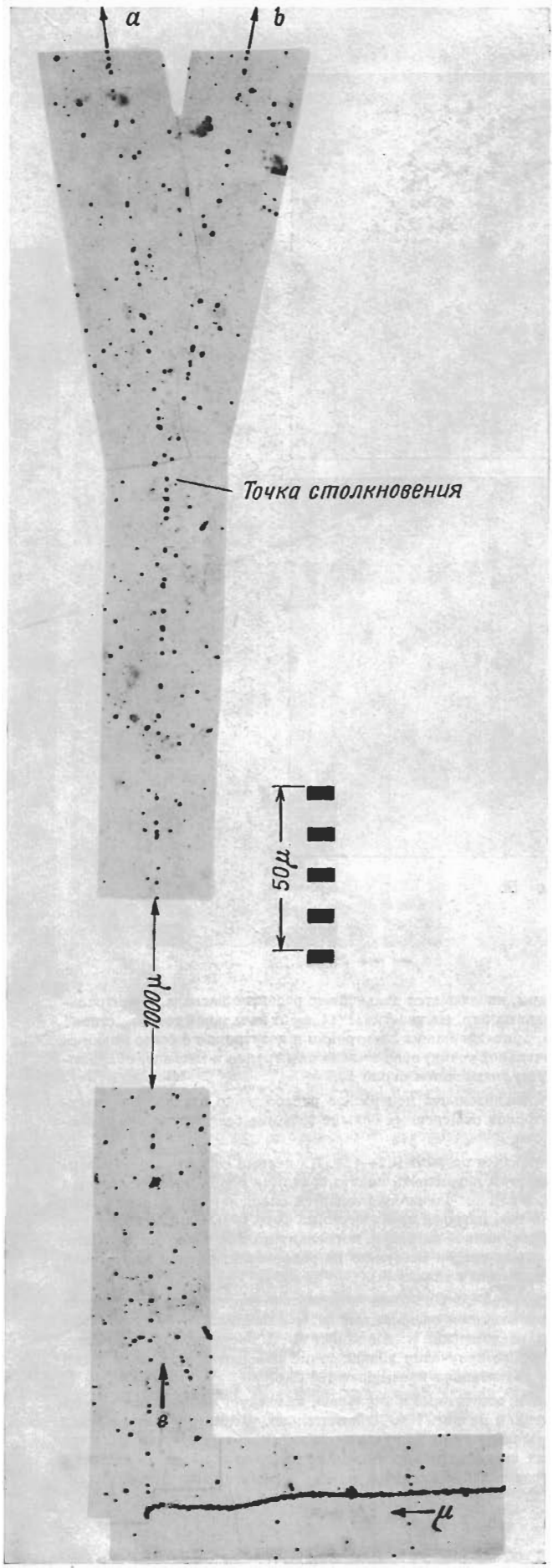


Фото 57. Столкновение заряженной частицы, образовавшейся при β-распаде μ-мезона, с электроном. Эмульсия Ильфорд G5.

Заряженная частица, испущенная при β-распаде μ-мезона, сталкивается с электроном в эмульсии. Следы частиц до и после столкновения достаточно длинны, что позволило определить импульсы частиц. Поэтому возможно провести анализ столкновения с использованием законов сохранения, предполагая, что столкновение является упругим, т. е. не сопровождается испусканием сколько-нибудь значительной энергии в виде фотонов. В результате может быть показано, что если след a образован электроном отдачи, то масса частицы, оставившей след b, равна $3 \pm 2 m_e$. Если же след b является следом электрона, то масса другой частицы равна $1{,}5 \pm 1{,}0\, m_e$. Таким образом, рассмотренный случай показывает, что частица, образующаяся при распаде μ-мезона, имеет малую массу покоя. Это является сильным доводом в пользу общепринятой точки зрения, что эта частица — электрон.

Хотя данное столкновение является почти наверняка столкновением двух частиц равной массы, из которых одна первоначально покоилась, угол между направлениями движения частиц после столкновения не равен прямому. Это происходит потому, что частицы обладают релятивистскими скоростями.

Camerini, Fowler.

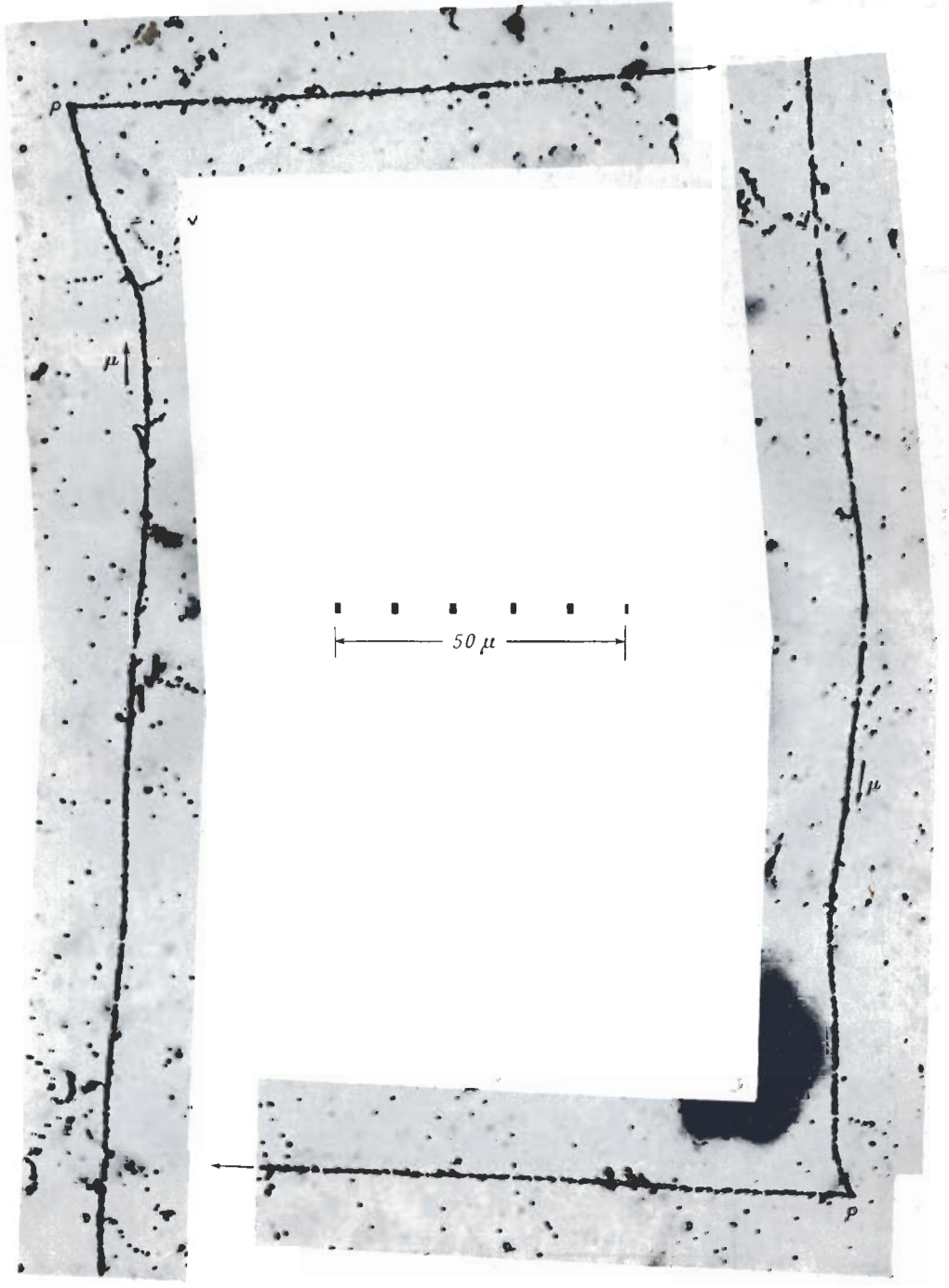


Фото 58. Расщепления в результате ядерного захвата отрицательных μ-мезонов. Эмульсия Ильфорд G5.

Эти случаи захвата отрицательных μ-мезонов были зарегистрированы в фотопластинках, изготовленных под землей на глубине около 40 *м* водного эквивалента (пластинки оставались на этой глубине в течение нескольких месяцев и там же обрабатывались). На фотографии представлены два типичных примера расщеплений с испусканием одной заряженной частицы. Большинство таких расщеплений образуется в результате ядерного захвата μ-мезонов тяжелыми ядрами эмульсии.

George, Evans, 1951 г.

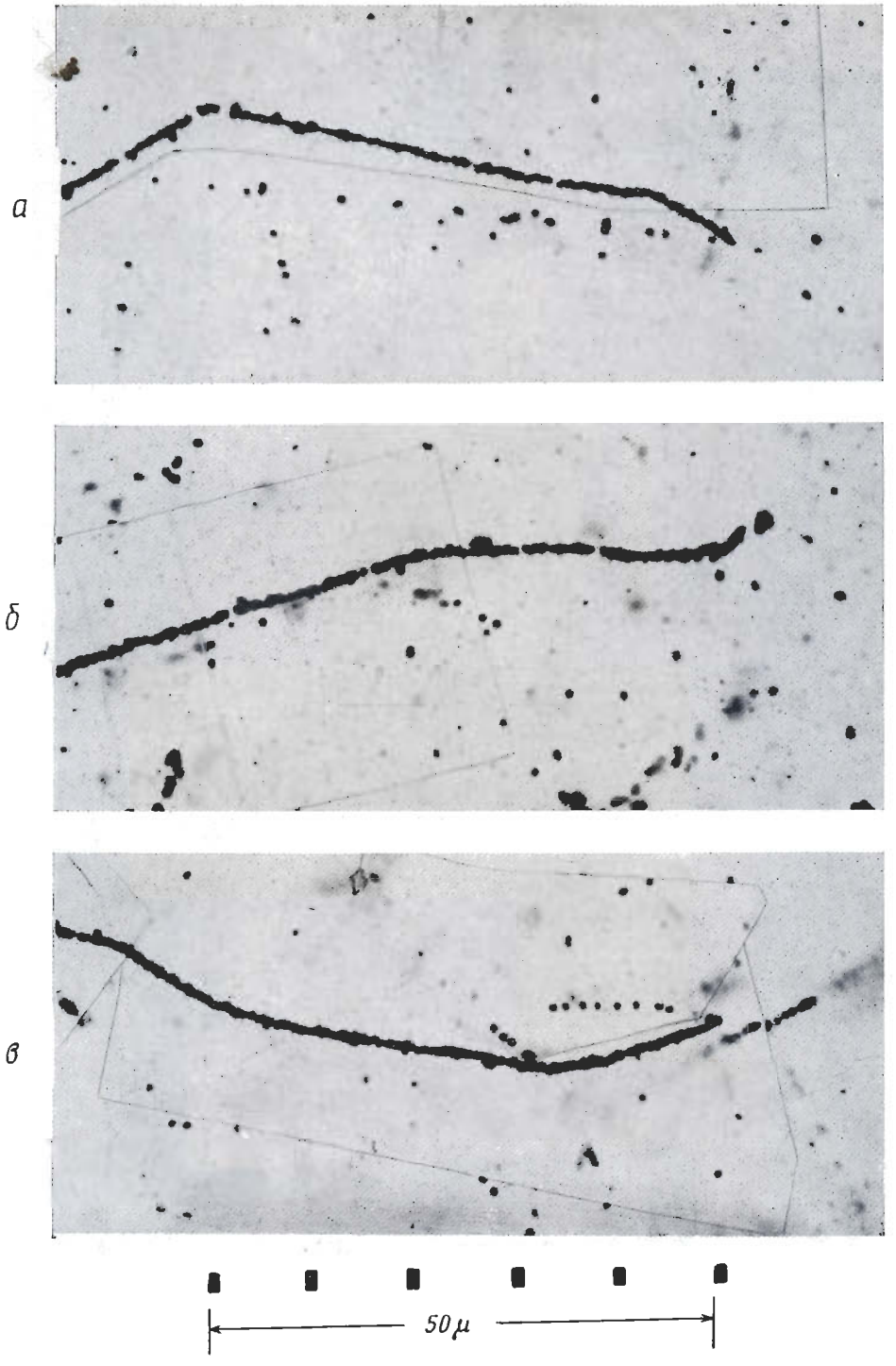


Фото 59

Фото 59 и 60. Электроны Оже при захвате μ^--мезона ядром Ag или Br. Эмульсия Ильфорд G5.

а — типичный пример распада μ-мезона с неизвестным знаком заряда без видимых следов электронов Оже.

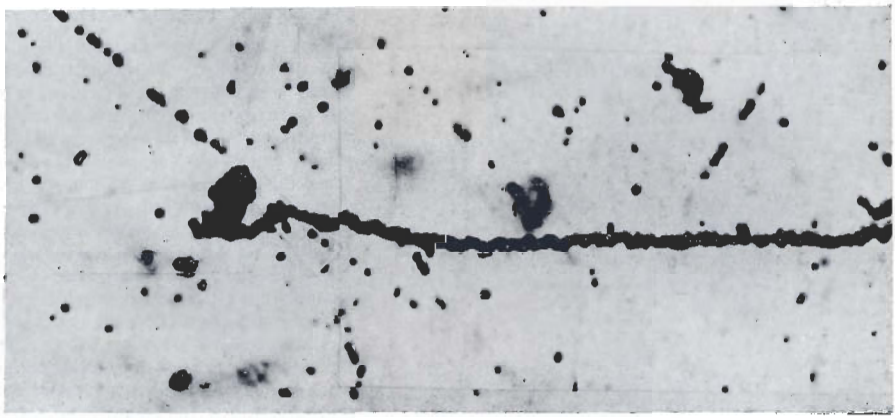
б — группа из двух или трех зерен вблизи конца пробега μ-мезона, образована, по-видимому, электроном Оже.

На фотографиях *в*—*е* можно ясно различить следы медленных электронов, возникающих в месте остановки μ-мезонов. Примеры электронов Оже, образующихся при остановке в эмульсии других отрицательных частиц, см. на фото 70.

г



д

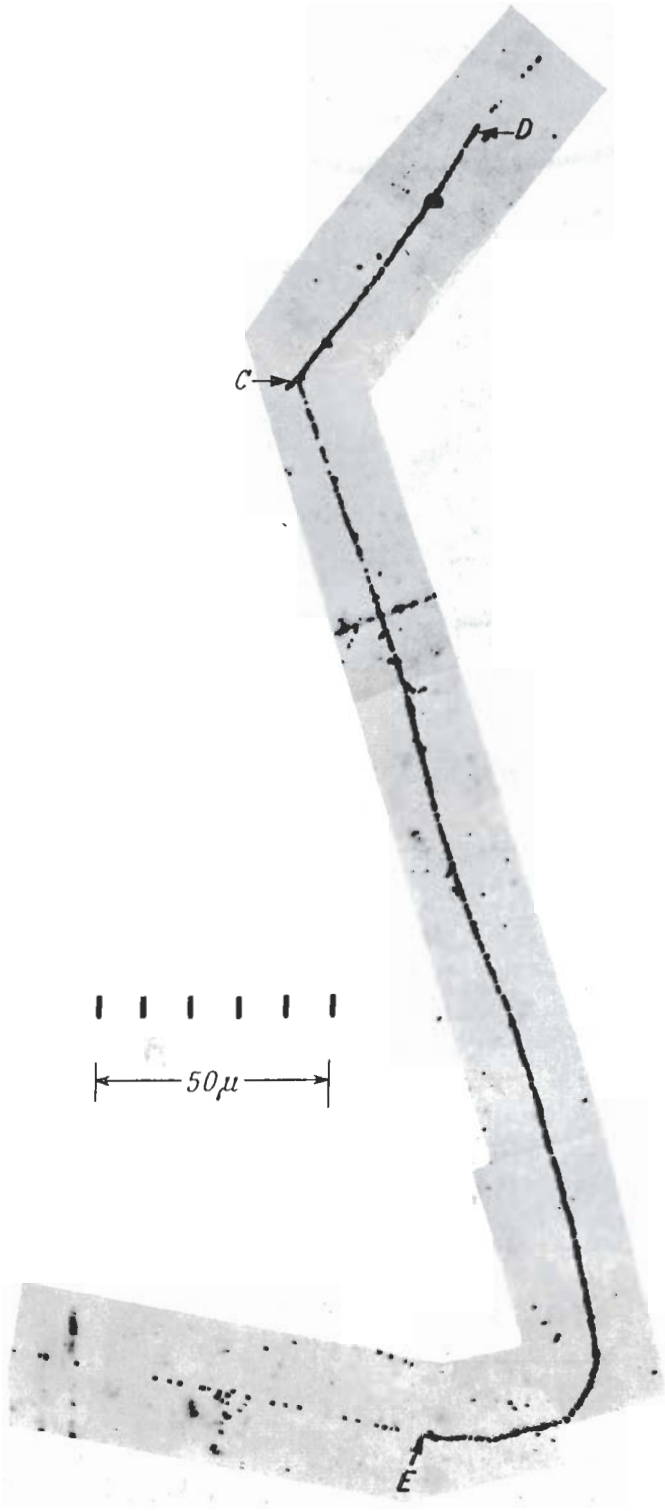


е



50 μ

Фото 60



Ф о т о 61. Непосредственное образование мезона типа L при ядерном взаимодействии. Эмульсия Ильфорд G5.

Мезон типа L с пробегом 270 μ, по-видимому, образовался при взаимодействии в точке C и распался с испусканием электрона в точке E. След CD оканчивается у стекла пластинки в точке D; тонкий след, проходящий рядом с точкой D, не имеет отношения к рассматриваемому случаю. След CD расположен под значительным углом к поверхности эмульсии, поэтому ионизация вдоль этого следа меньше ионизации, соответствующей видимой на фотографии плотности зерен в следе. Хотя направление движения частицы, образовавшей след CD, с определенностью установить нельзя, наличие короткого следа у точки C и величина пробега μ-мезона CE не позволяет объяснить рассматриваемый случай распадом π-мезона в точке C. Короткий след у точки C делает также маловероятным предположение о ядерном взаимодействии μ-мезона в точке C. Наиболее простое объяснение заключается в допущении, что мезон типа L образован при ядерном взаимодействии.

М е п о п, неопубликованная работа, 1952 г.

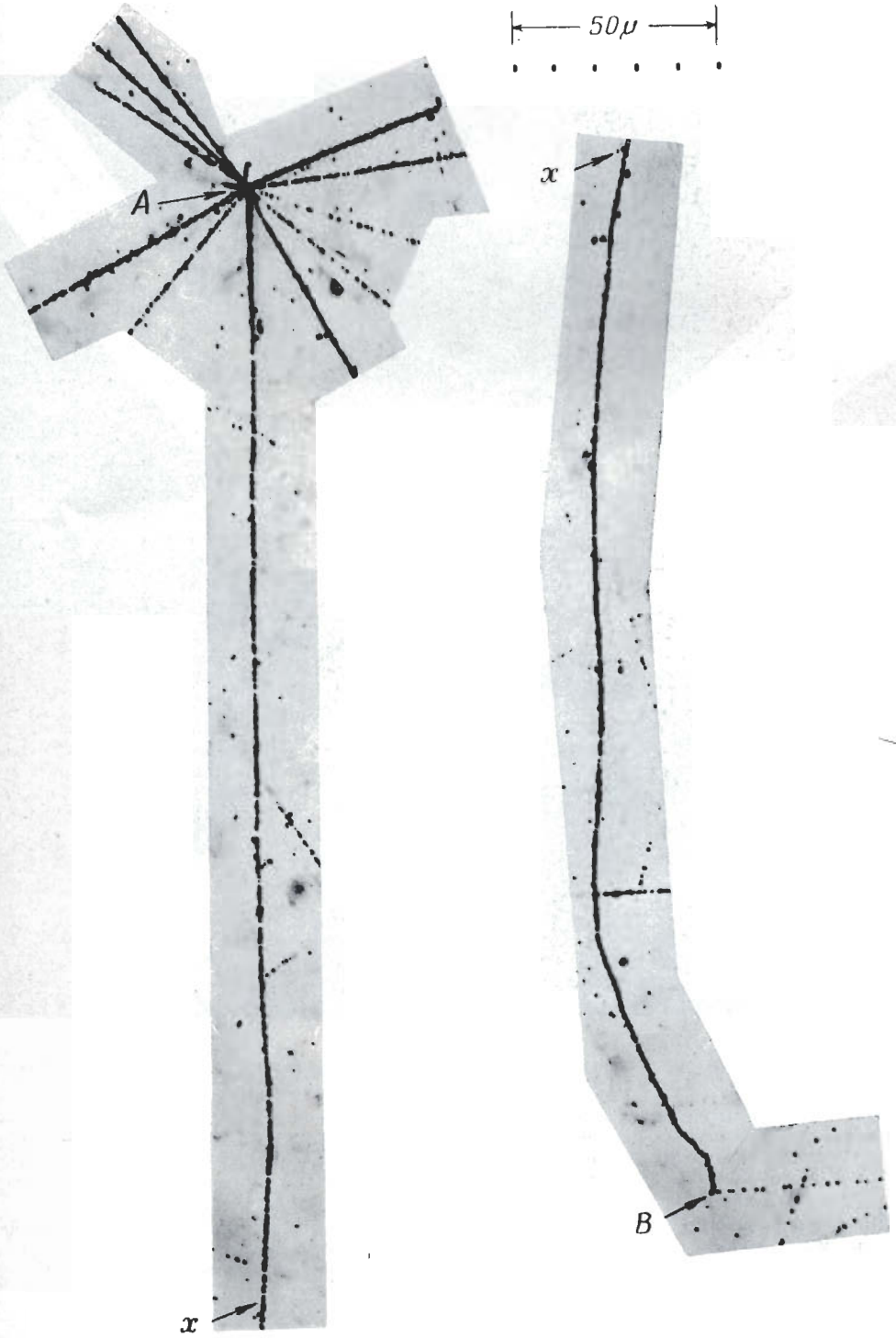


Фото 62. Свидетельство β-распада π-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

Фотография выглядит так, как если бы в данном случае имело место образование мезона типа L непосредственно при ядерном расщеплении. Поскольку нет никакого следа π-мезона, приблизившегося к центру A, наблюденный случай нельзя объяснить случайным наложением двух событий: расщепленин в точке A и $\pi \to \mu$-распада. Представляется разумным либо сделать вывод о том, что в редких случаях μ-мезоны могут непосредственно образовываться при ядерных столкновениях высокой энергии, либо предположить, что данный случай является одним из первых примеров β-распада π-мезона, который не был идентифицирован в то время.

Менон, неопубликованная работа, 1952 г.

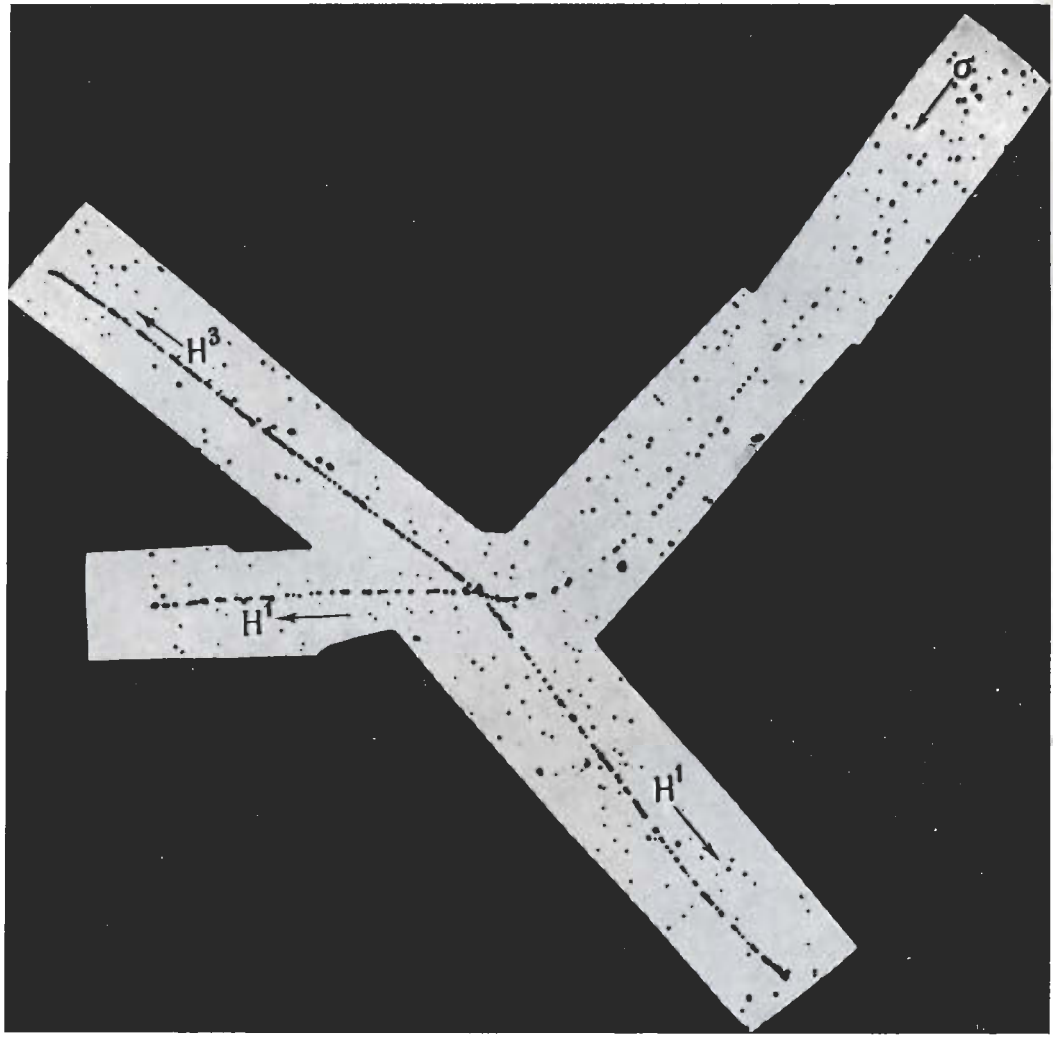


Фото 63. Первый зарегистрированный случай ядерного расщепления, вызванного отрицательным мезоном. Эмульсия Ильфорд B1.

Хорошо выражено изменение плотности зерен и возрастающее рассеяние по мере приближения мезона к концу его пробега. Это служит убедительным доказательством того, что частица действительно приближается к центру расщепления, а не удаляется от него; ясно, кроме того, что частица, которая должна была вызвать расщепление, при взаимодействии с ядром двигалась очень медленно. Отсюда следует, что энергия расщепления выделилась за счет энергии, соответствующей массе покоя налетающей частицы. Такой процесс ранее никогда не наблюдался.

Уже эти первые эмульсии имели хорошие дискриминирующие свойства, поэтому разницу в скорости изменения плотности зерен в следах мезона и вторичного ядра водорода можно легко заметить. Идентификация одного следа как следа тритона основана на сравнении скорости изменения плотности зерен вдоль следов.

Perkins, Nature, **159**, 126 (1947).

Фото 64. Расщепление, вызванное отрицательным π-мезоном. Эмульсия Ильфорд С2.

Одна из первых фотографий расщепления, вызванного мезоном (след π^-). Испущены три вторичные заряженные частицы, одна из которых имела короткий пробег. Хорошо заметны рассеяние и изменение плотности зерен вдоль следа мезона, и это позволяет получить надежные сведения о направлении движения частицы и о малой величине ее массы. Параметры следа свидетельствуют о том, что частица вызвала расщепление, либо двигаясь с очень малой скоростью, либо находясь в покое. На этом основании было решено, что она является отрицательным мезоном.

Occhialini, Powell, Nature, **159**, 186 (1947).



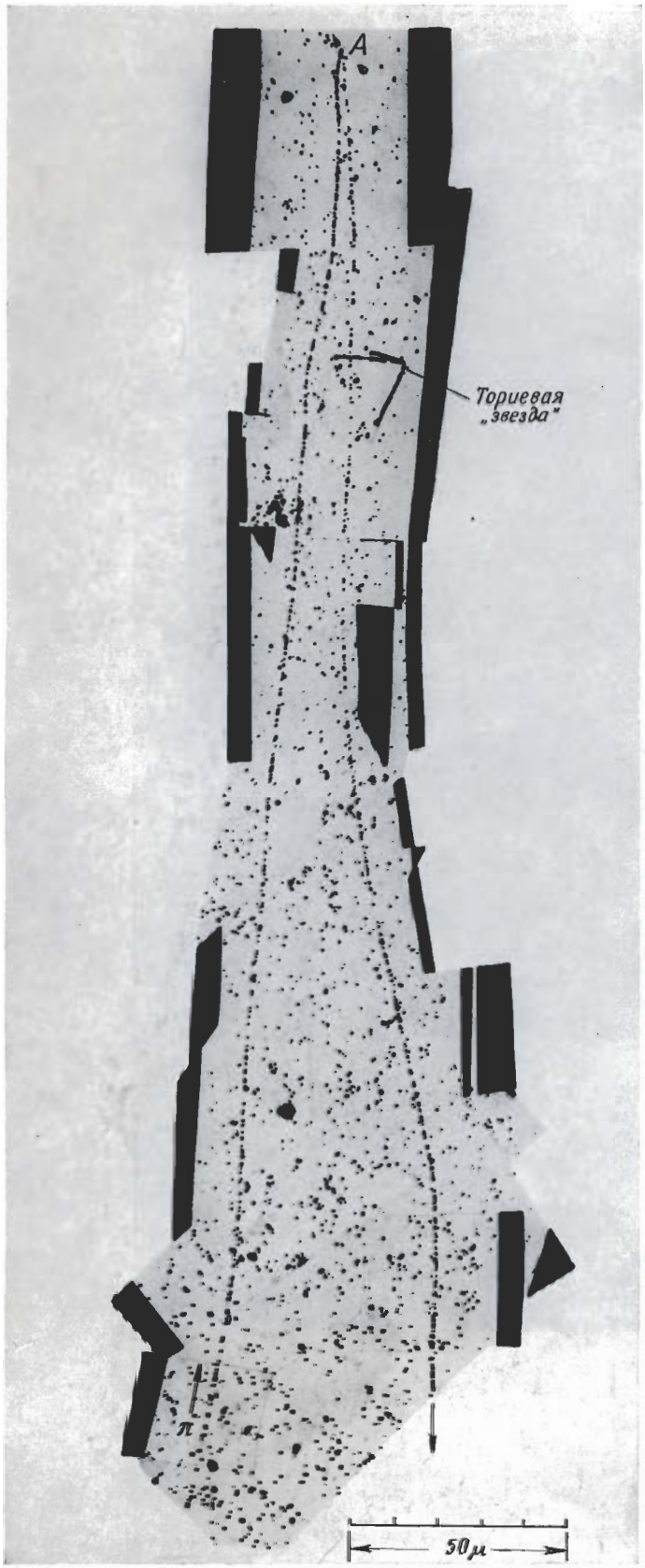


Фото 65. Первый зарегистрированный случай распада π-мезона. Эмульсия Ильфорд С2.

Первичная частица π достигает конца своего пробега в точке A, откуда испускается вторичный μ-мезон в направлении, почти обратном направлению движения π-мезона. Изменение рассеяния и плотности зерен вдоль следов свидетельствует о том, что массы обеих частиц были намного меньше массы протона, а также позволяет однозначно определить направление движения частиц. Сравнение плотности зерен в двух следах показывает, что в точке выхода μ-мезона из эмульсии его остаточный пробег был малым. Черные края оставлены для того, чтобы показать размеры отдельных фотографий, из которых составлялась мозаика.

Lattes, Muirhead, Occhialini, Powell, Nature, **159**, 694 (1947).

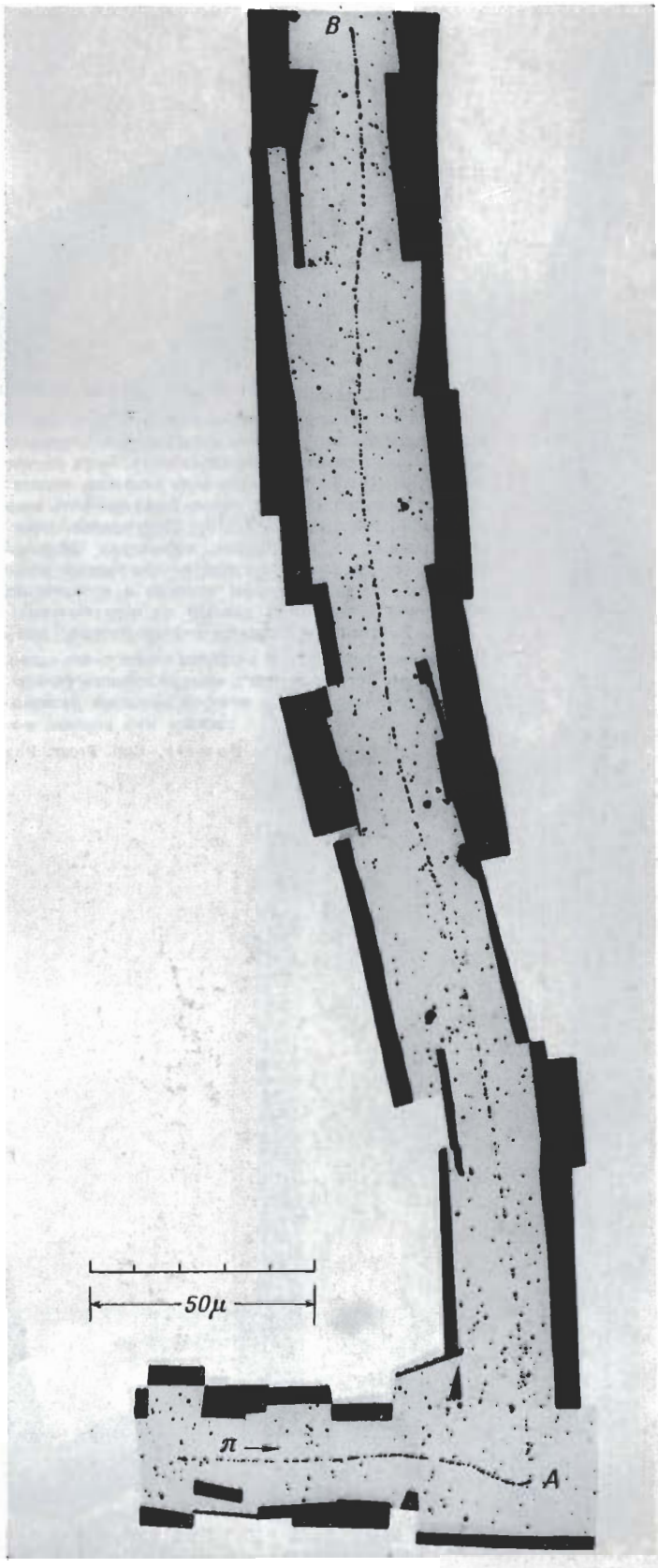


Фото 66. Одна из первых фотографий распада π-мезона. Эмульсия Ильфорд С2.

Это второй случай распада π-мезона, который был обнаружен вскоре после первого. Хотя след первичной частицы короткий, он тем не менее позволяет надежно определить направление ее движения и сделать вывод о ее малой массе. Вторичный μ-мезон остановился в эмульсии, пройдя путь 610 μ.

Lattes, Muirhead, Occhialini, Powell, Nature, **159**, 694 (1947).

Фото 67. Последовательный распад π-мезона ($\pi \to \mu \to \beta$). Эмульсия Кодак NT4.

С развитием электронно-чувствительных эмульсий [Берриман, Nature, **162**, 992 (1948)] стало возможным наблюдать следы электронов, движущихся с релятивистскими скоростями. Среди явлений, наблюдавшихся вскоре после этого, были случаи β-распада μ-мезона [Браун и др., Nature, **163**, 47, 82 (1949)]. На данном фото показаны четыре примера последовательного распада $\pi \to \mu \to \beta$. В благоприятных случаях можно было измерить энергию электронов методом рассеяния [Дэвис и др., Phil. Mag., **40**, 1250 (1949)]. Полученные таким образом энергии оказались такими же, как определенные по измерениям в камерах Вильсона, помещенных в магнитном поле, значения энергии электронов, образующихся при распаде мезонов космического излучения. Эти исследования показали, что проникающие частицы в космических лучах идентичны с μ-мезонами и что они образуются обычно при распаде на лету быстрых положительных и отрицательных π-мезонов. Последние образуются непосредственно при ядерных столкновениях в атмосфере.

Во всех четырех случаях μ-мезоны имеют почти одинаковые пробеги. Колебания в величине пробега, вызываемые „страгглингом", обычно намного больше, чем можно судить из представленных фотографий (см. фиг. 26, на которой показано распределение пробегов для 600 μ-мезонов, образующихся при распаде π-мезонов в покое).

Powell, Rep. Progr. Phys., *13*, 384 (1950).



Фото 67

Фото 68. Кажущееся испускание короткопробежных μ-мезонов при $\pi - \mu$-распаде. Эмульсия Ильфорд G5.

Эти фотографии иллюстрируют методические трудности идентификации радиационного распада π-мезонов в тех случаях, когда следы расположены под большими углами к плоскости эмульсии. С первого же взгляда создается впечатление, что μ-мезоны испускаются в направлении вперед по отношению к линии движения родительского π-мезона. Поэтому можно считать, что подобные распады сопровождаются испусканием фотонов, и что они не относятся к случаям распада родительской частицы на лету. В представленных случаях, однако, следы, приписываемые π-мезонам, расположены под большим углом к плоскости эмульсии, что приводит к возрастанию ширины их следов. В частности, вблизи точки P следы, обозначенные как следы π-мезонов, заметно толще, чем следы μ-мезонов в конце их пробега. Подобным образом может иногда выглядеть не $\pi - \mu$-распад, а рассеяние μ-мезонов на большой угол, и хотя бо́льшая часть длины следа будет сильно наклонена к плоскости эмульсии, участок в конце пробега может быть расположен почти параллельно плоскости эмульсии. Именно таким способом можно объяснить приведенные фотографии, хотя бывают случаи несомненного радиационного распада. Фотографии показывают, насколько важным является учет влияния угла погружения на внешний вид следа, особенно при анализе редких событий.



Фото 68



Фото 69. Генетически связанные процессы образования пары заряженных частиц и распада π-мезона
Эмульсия Ильфорд G5.

O'Ceallaigh, Phil. Mag., **41**, 838 (1950).

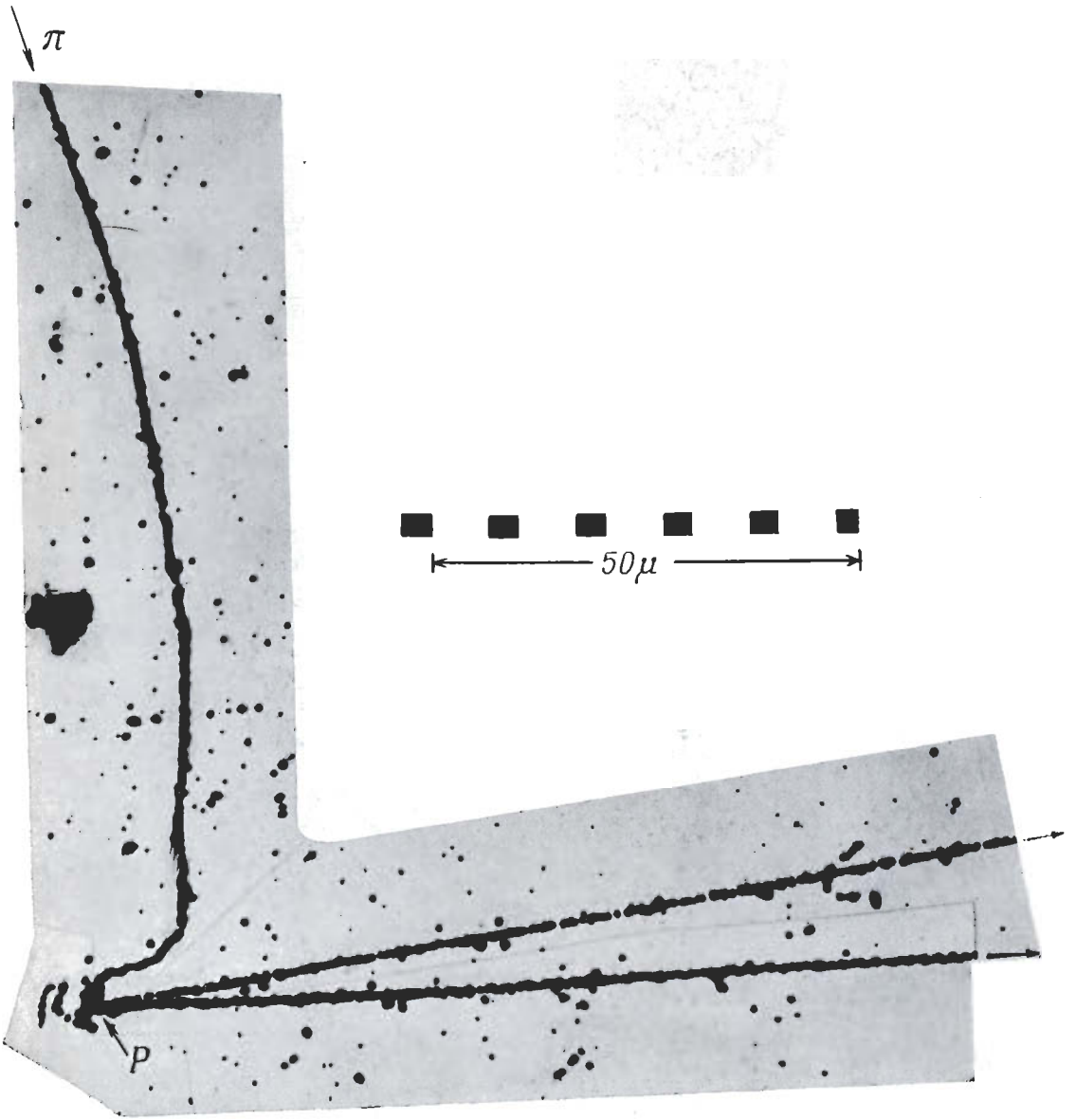


Фото 70. Расщепление ядра серебра или брома в результате захвата π^--мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

Присутствие как минимум одного следа электрона Оже является весьма убедительным доказательством того, что мезон был захвачен тяжелым элементом — вероятно серебром или бромом.

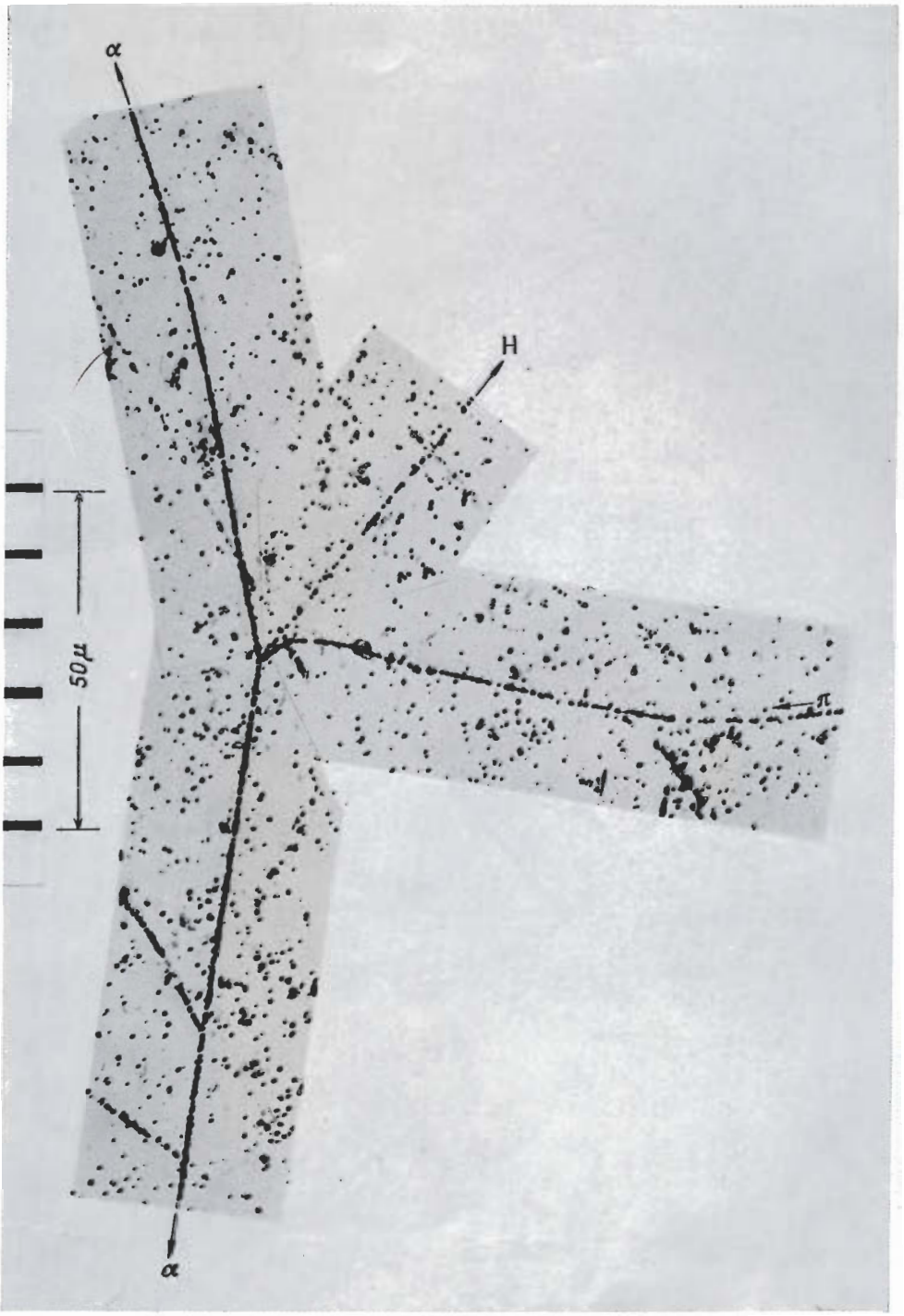
Menon, Muirhead, Rochat, Phil. Mag. **41**, 588 (1950).



Фото 71. Расщепление ядер легких элементов при захвате π^--мезонов. Эмульсия Ильфорд С2.

π-мезоны достигают конца своего пробега в слое желатины толщиной 5 μ, помещенной между слоями эмульсии С2. Поскольку расщепление произошло в нечувствительном слое желатины, вершины „звезд" не зарегистрированы. Эти случаи следует отнести к ядерным захватам мезонов углеродом, кислородом или азотом.

Menon, Muirhead, Rochat, Phil. Mag., **41**, 583 (1950).



Ф о т о 72. Расщепление ядра углерода при захвате π^--мезона. Эмульсия Ильфорд С2.

Идентификация основана на следующих соображениях. Две сильно ионизующие частицы являются α-частицами, энергия каждой из них составляет около 25 *Мэв*. В эмульсии С2 следы этих частиц можно легко отличить от следа ядра водорода (след H). Данный случай, несомненно, является случаем расщепления легкого ядра. Из закона сохранения заряда следует, что оно является ядром углерода. По фотографии еще нельзя определить, является ли испущенное ядро водорода протоном или дейтроном. В соответствии с этим и число испущенных нейтронов остается неопределенным. Реакции этого типа могут встречаться очень часто. Однако данный случай является исключительным в том смысле, что две α-частицы имеют относительно большие энергии и испускаются почти в противоположных направлениях.

M e n o n, M u i r h e a d, R o c h a t, Phil. Mag., **41**, 583 (1950).

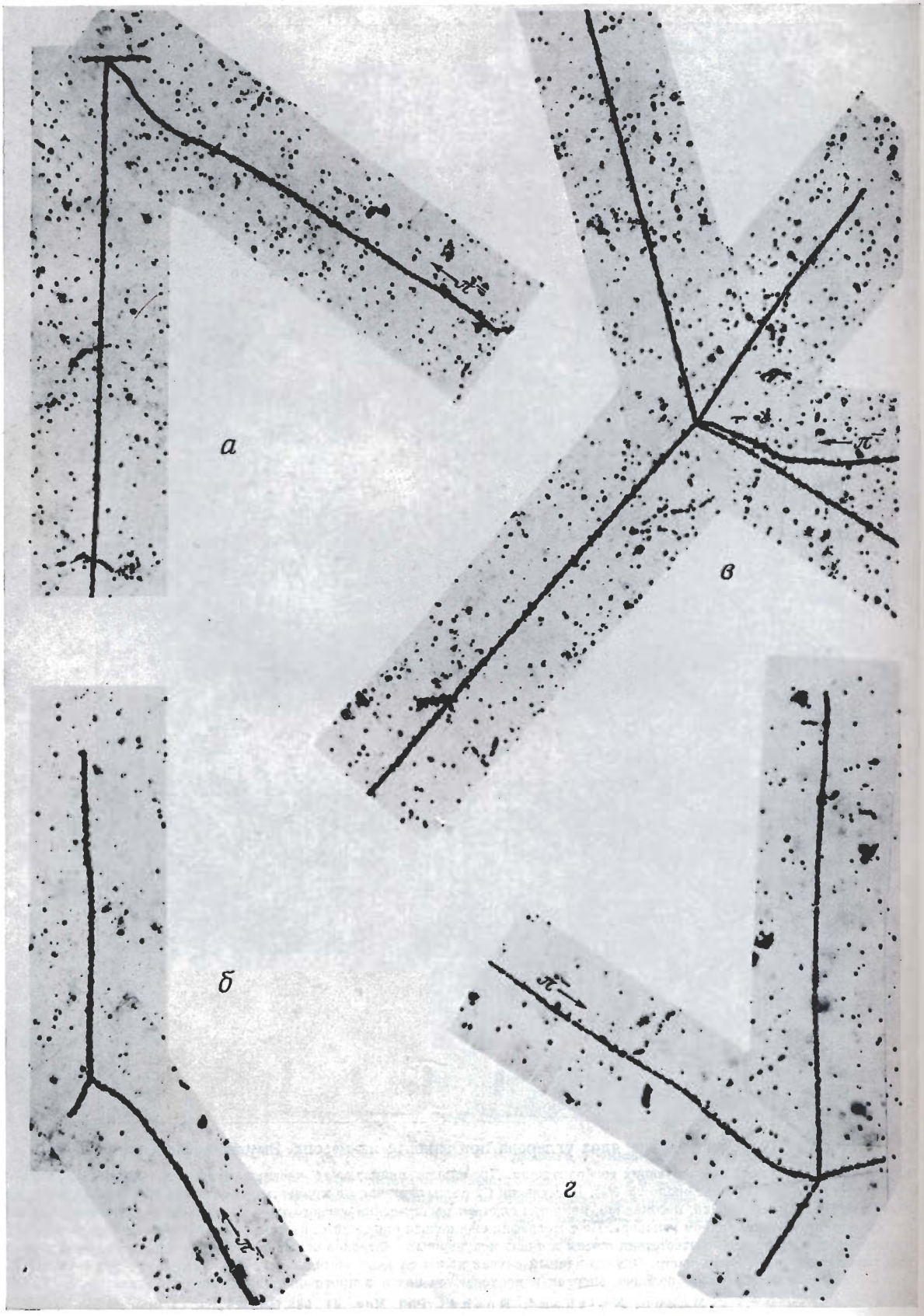


Фото 73

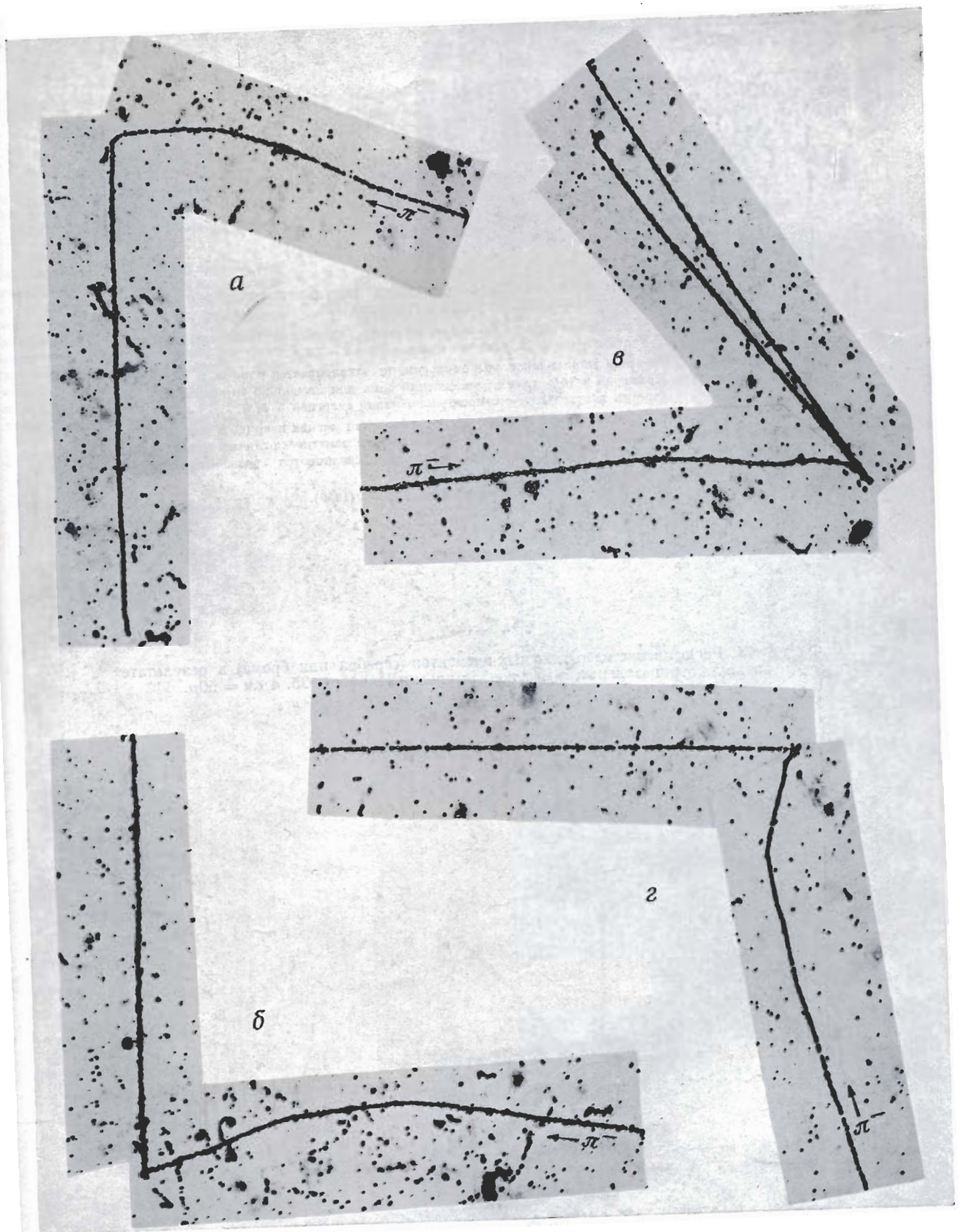


Фото 74

Фото 73. Расщепления ядер легких элементов в результате ядерного захвата π^--мезонов. Эмульсия Ильфорд G5.

Фотографии ядерных расщеплений легких элементов (углерода, азота или кислорода) в результате ядерного захвата π^--мезонов. 5 *см* = 50 μ.

Когда отрицательный π-мезон останавливается в эмульсии, он захватывается атомом и взаимодействует с его ядром. Примерно в 70% таких расщеплений одна или несколько тяжелых заряженных частиц испускаются с относительно малой энергией 5 *Мэв*.

Менон и Рочат показали, что в некоторых случаях расщепления легких ядер (C, N или O) можно отличить от расщеплений тяжелых ядер (Ag или Br). Наиболее заметное отличие между этими типами расщеплений состоит в том, что легкие элементы расщепляются гораздо полнее, чем тяжелые. См. фото 74.

Powell, Rep. Progr. Phys., **13**, 384 (1950).

Фото 74. Расщепление ядер тяжелых элементов (серебра или брома) в результате захвата отрицательных π-мезонов. Эмульсия Ильфорд G5. 4 *см* = 50μ.

Powell, Rep. Progr. Phys., **13**, 384 (1950).

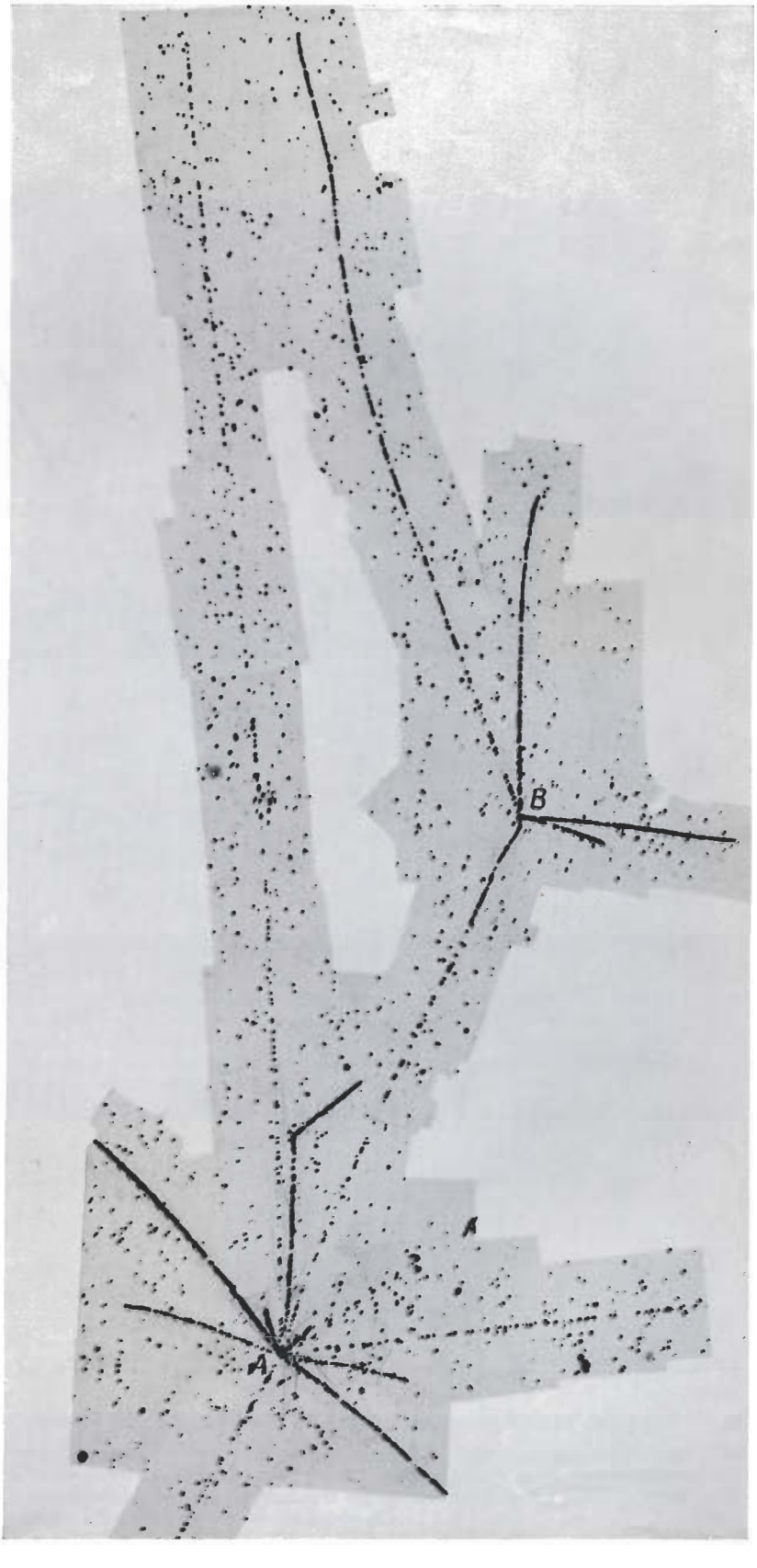


Фото 75. Образование отрицательного π-мезона при ядерном расщеплении. Эмульсия Ильфорд С2. $4\ см = 50\ \mu$.

Один из первых двух обнаруженных случаев образования π-мезона. Мезон вылетает из точки расщепления A и достигает конца своего пробега в точке B, где он захватывается ядром легкого элемента и расщепляет его. Распределение плотности зерен вдоль следа можно сравнить с плотностью зерен в следах двух ядер водорода, которые образуются при расщеплении в точке B и движутся в верхнем направлении.

Lattes, Occhialini, Powell, Nature, **160**, 486 (1947).

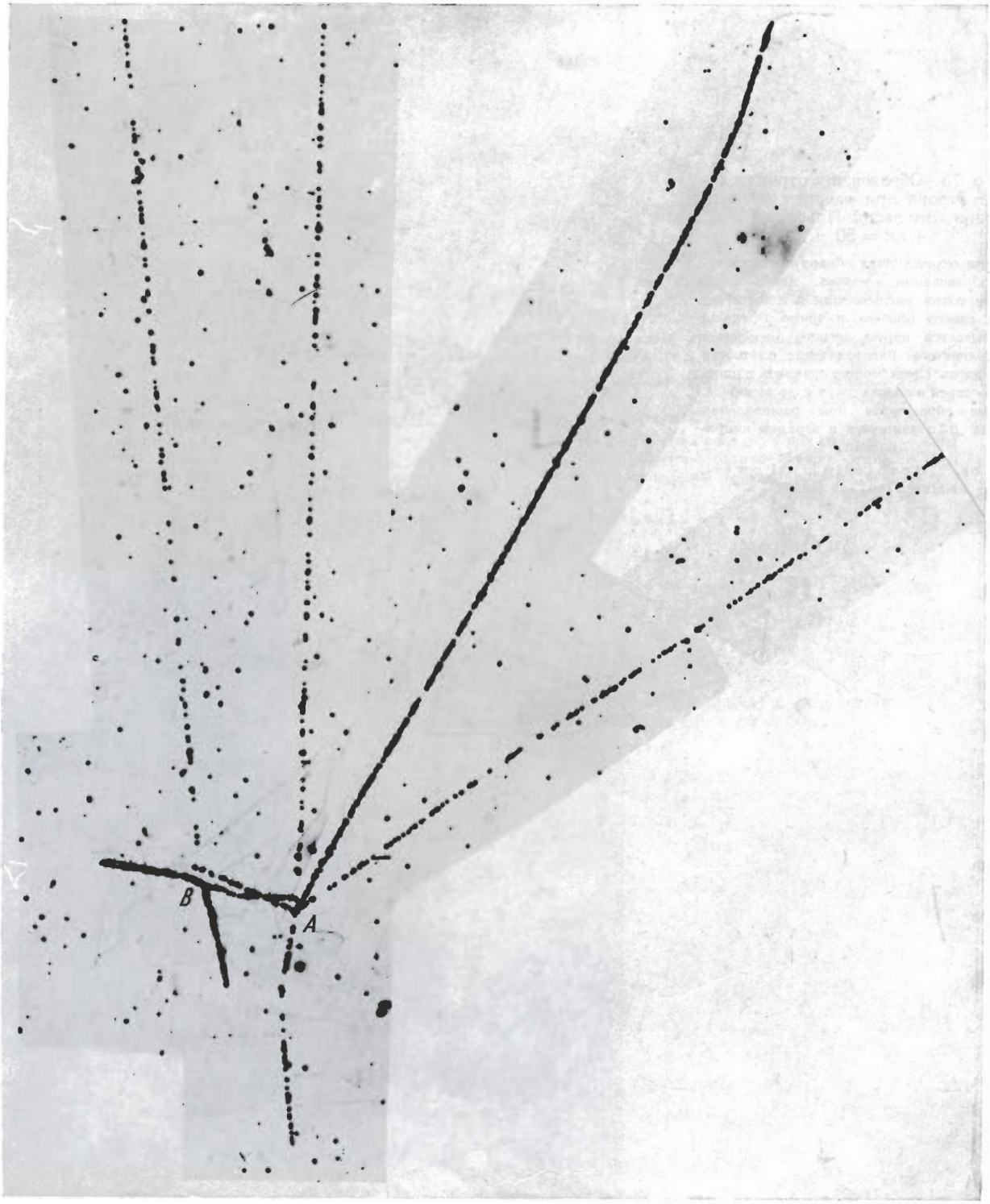
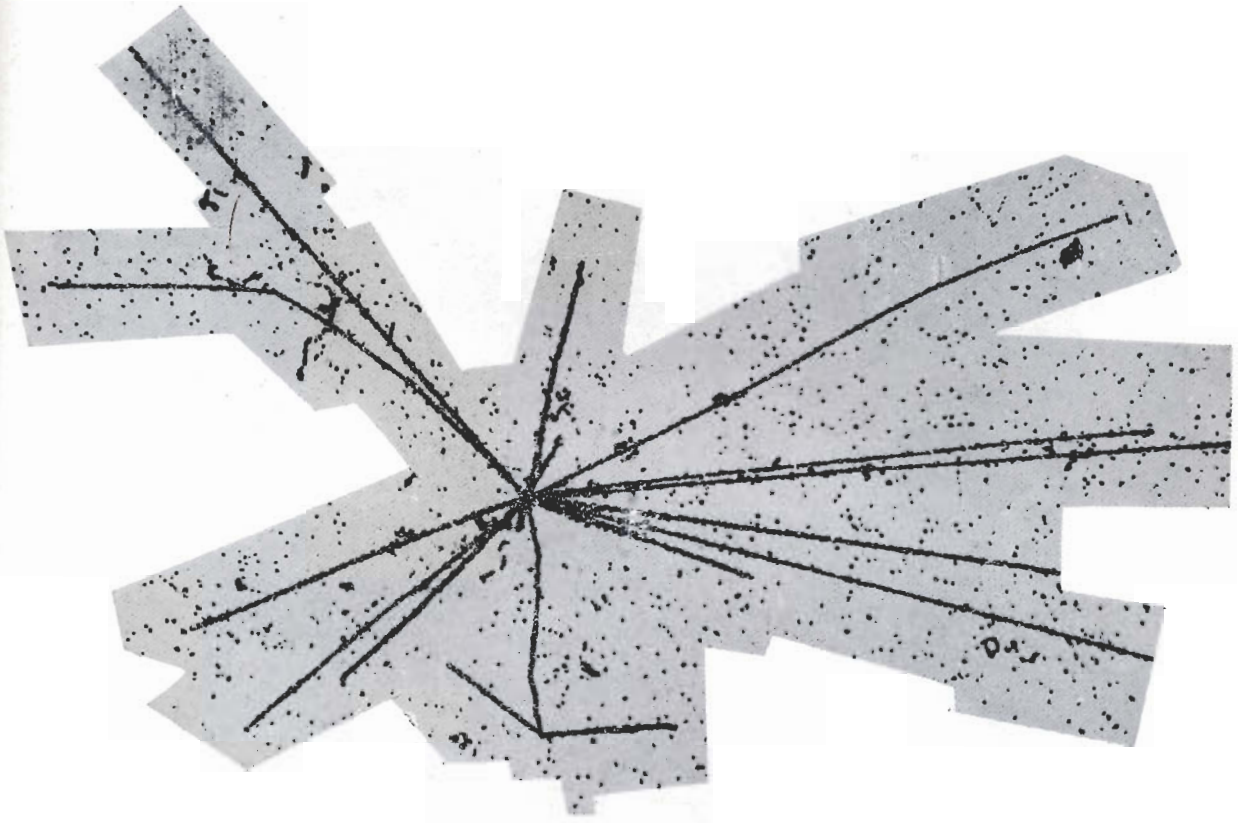


Фото 76. Образование π^--мезона в ядерном расщеплении. Эмульсия Ильфорд C2. 5 $см = 50\mu$.

Два центра расщепления A и B связаны следом сильно рассеиваемой частицы с высокой плотностью зерен. След почти наверняка является следом π-мезона. Направление движения мезона точно установить нельзя. Однако сильное рассеяние частицы около точки A дает основания полагать, что частица образовалась в расщеплении B и остановилась в точке A, где она вызвала расщепление ядра легкого элемента.

Occhialini, Powell, Nature, **162**, 168 (1948).



Ф о т о 77. Одна из первых фотографий образования π-мезона в электронно-чувствительных эмульсиях. Эмульсия Кодак NT4.

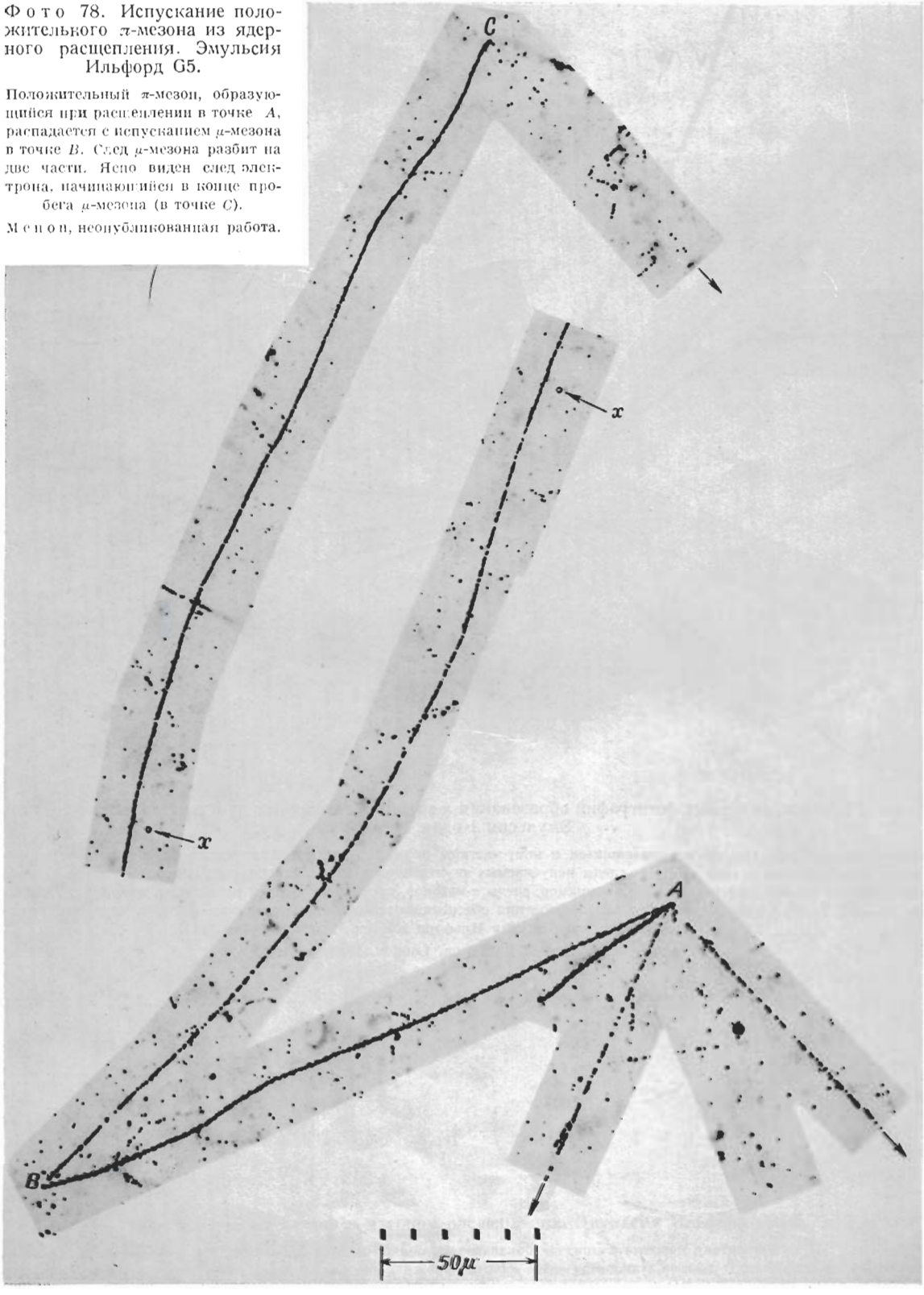
Расщепление необычно тем, что все относящиеся к нему частицы являются сильно ионизующими. В случае короткопробежных следов иногда трудно отличить следы испускаемых π^--мезонов от следов гиперонов и гиперфрагментов. Однако мезоны обычно больше рассеиваются (см., например, следы π-мезонов, протонов и других легких ядер в конце пробега на фото 34—49). Более благоприятные условия наблюдения обеспечиваются эмульсиями с более высокой дискриминирующей способностью, такими, как Ильфорд К5 (см., например, фото 114).

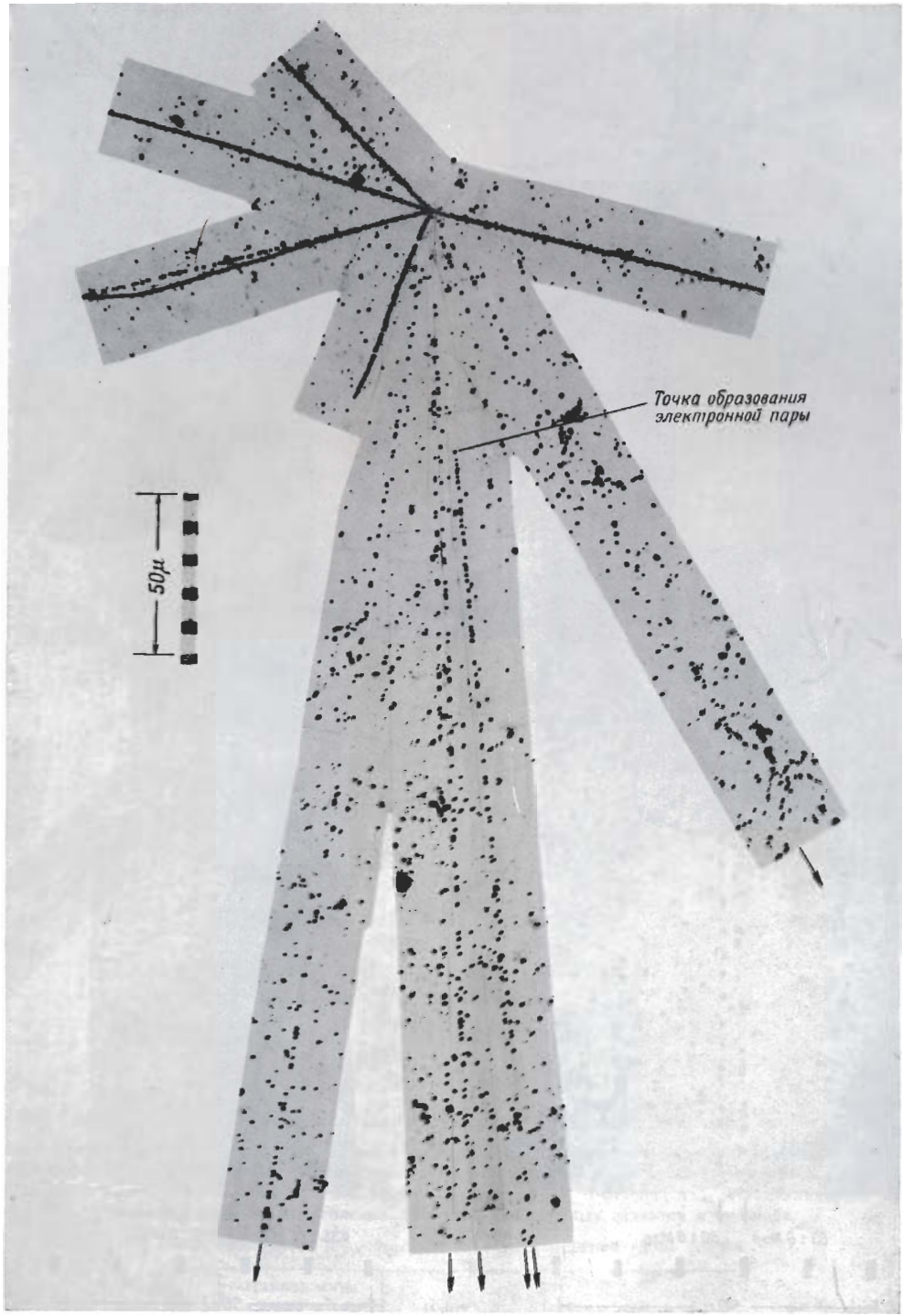
P o w e l l, Cosmic Radiation, London, 1949, p. 89.

Фото 78. Испускание положительного π-мезона из ядерного расщепления. Эмульсия Ильфорд G5.

Положительный π-мезон, образующийся при расщеплении в точке A, распадается с испусканием μ-мезона в точке B. След μ-мезона разбит на две части. Ясно виден след электрона, начинающийся в конце пробега μ-мезона (в точке C).

Менон, неопубликованная работа.





Ф о т о 79. Электронно-позитронные пары от γ-квантов, образующихся при распаде π^0-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

Биссектриса угла, образуемого следами электронно-позитронной пары, пересекает центр расщепления. На этом основании оба события можно почти с полной уверенностью считать связанными. Расщепление было вызвано нейтральной частицей, по-видимому, нейтроном. Такие пары были названы „близкими парами" для того, чтобы можно было отличать их от пар, образующихся при альтернативном распаде π^0-мезонов, следы которых выглядят так, как если бы пары образовывались непосредственно в расщеплении (см. фото 80).

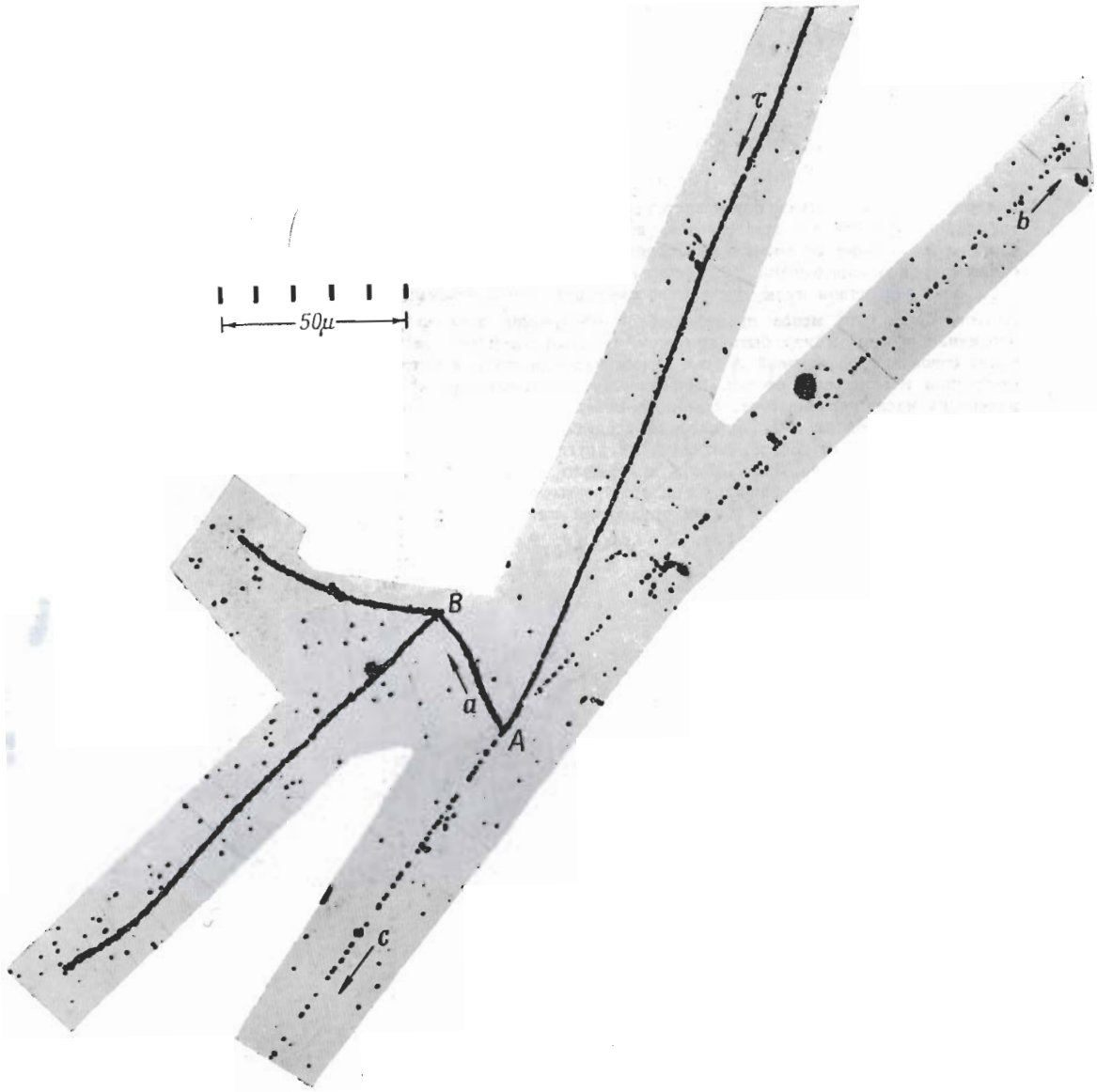
Carlson, Hooper, King, Phil. Mag., **41**, 701 (1950).



Ф о т о 80. Электронно-позитронные пары, начало следов которых представляется совпадающим с точками ядерных расщеплений и которые приписываются маловероятной альтернативной схеме распада π^0-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

На фото слева первые зерна в следе пары неразличимы из-за плотного следа медленного осколка. Отдельные следы электронов были идентифицированы по многократному рассеянию и плотности зерен, и их энергии указаны под фото. На фото справа может быть с определенностью идентифицирован только один след из двух, приписываемых электронно-позитронной паре. Другая частица с энергией 430 *Мэв* образует след с плотностью зерен, соответствующей плато ионизационной кривой (g_p), в то время как π- и μ-мезоны при том же рассеянии дали бы значения около $0{,}95\, g_p$.

A n a n d, Proc. Roy. Soc., **A220,** 183 (1953).



Ф о т о 81. Первый зарегистрированный случай τ-распада. Эмульсия Кодак NT4.

Длина следа первичной частицы в эмульсии больше 3 *мм*, поэтому ее масса может быть определена по плотности зерен и многократному рассеянию (см. табл. 8, стр. 191). Внимание к этому случаю было привлечено благодаря следу медленной частицы *a*, которая вылетает из конечной точки пробега родительского τ-мезона *A* и останавливается в точке *B*, вызывая ядерное расщепление, типичное для ядерных захватов π^--мезонов.

Ниже приводятся подробные результаты измерений вдоль следов:

След	Направление вылета в общей плоскости, *град*	Импульс, *Мэв/с*	Энергия, *Мэв*
b	0 ± 0,2	101 ± 5	33 ± 3
c	170,2 ± 0,2	98 ± 5	31 ± 3
a	257 ± 2,0	17,1 ± 0,2	1,04 ± 0,3

Полное выделение энергии 65 ± 6 *Мэв*

Наиболее точные значения импульсов частиц, образующих следы *b* и *c*, были получены с помощью теоремы Лами.

См. продолжение на обороте

Продолжение подписи к фото 81

Интерпретация этого случая определяется следующими факторами: во-первых, возможностью идентифицировать частицу a как π-мезон; во-вторых, измерениями плотности зерен и рассеяния частицы b, которые позволяют идентифицировать ее как мезон с массой $285 \pm 30\ m_e$; в-третьих, однозначностью определения направления полета первичной частицы и ее массой; в-четвертых, равенством нулю суммарного импульса предполагаемых вторичных частиц.

Другое, более или менее правдоподобное объяснение заключается в том, что предполагаемая первичная частица может быть протоном, который достигает конца своего пробега в точке, случайно совпадающей с точкой A (что весьма маловероятно), и который, таким образом, не имеет отношения к остальным следам. При этом предположении трудно объяснить не только данные по измерению массы первичной частицы, но и некоторые особенности остальных следов, в частности тот факт, что с одним центром связаны 2 следа π-мезонов и след неидентифицированной частицы с единичным зарядом $|e|$, но нет никаких других видимых следов. Ни одного подобного случая еще не было найдено. Если они и могут быть, то, разумеется, чрезвычайно редко. Поэтому это объяснение было отклонено из-за его чрезвычайно малой вероятности и возникающих при этом трудностей интерпретации.

Brown, Camerini, Fowler, Muirhead, Powell, Ritson, Nature, **163,** 82 (1949).

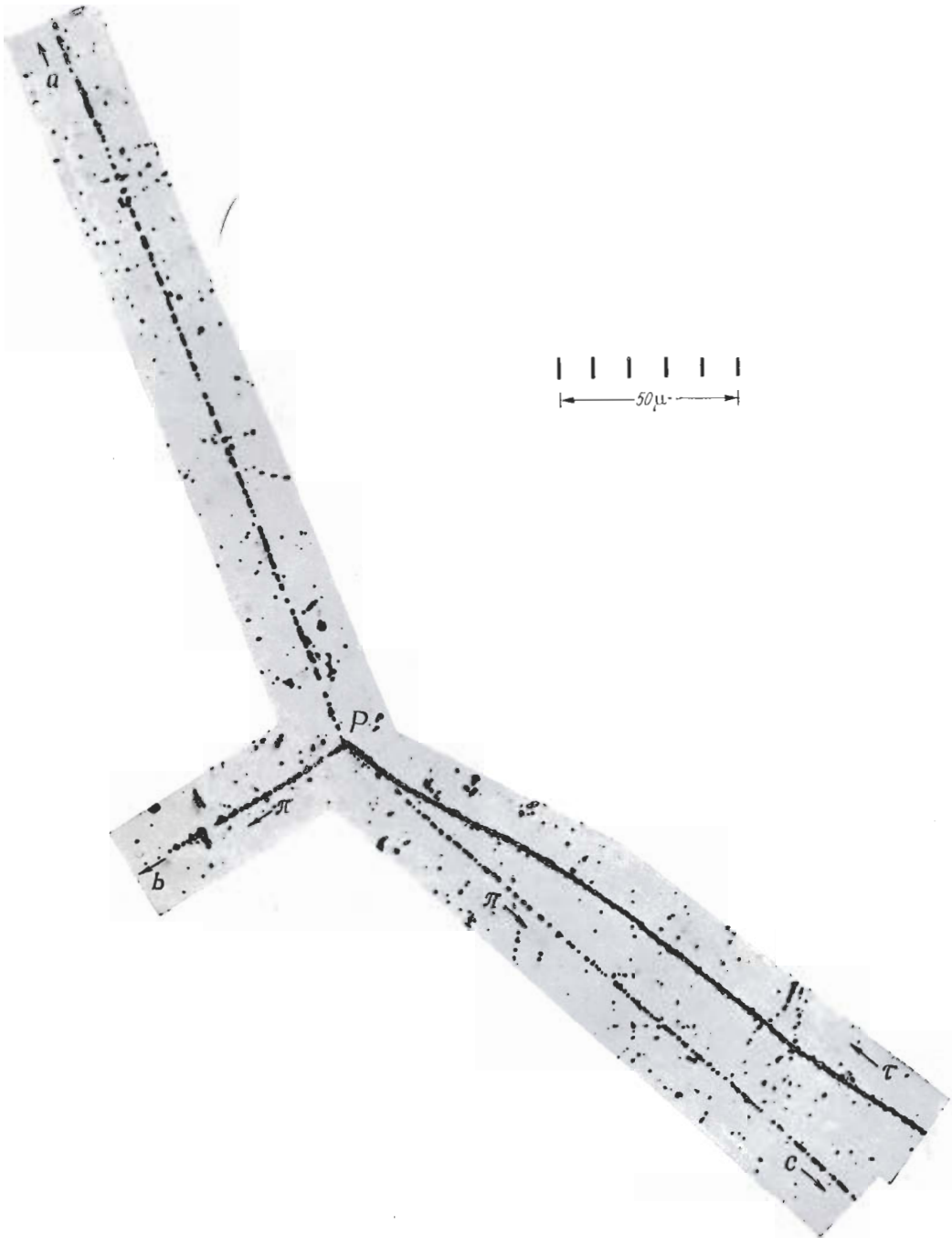
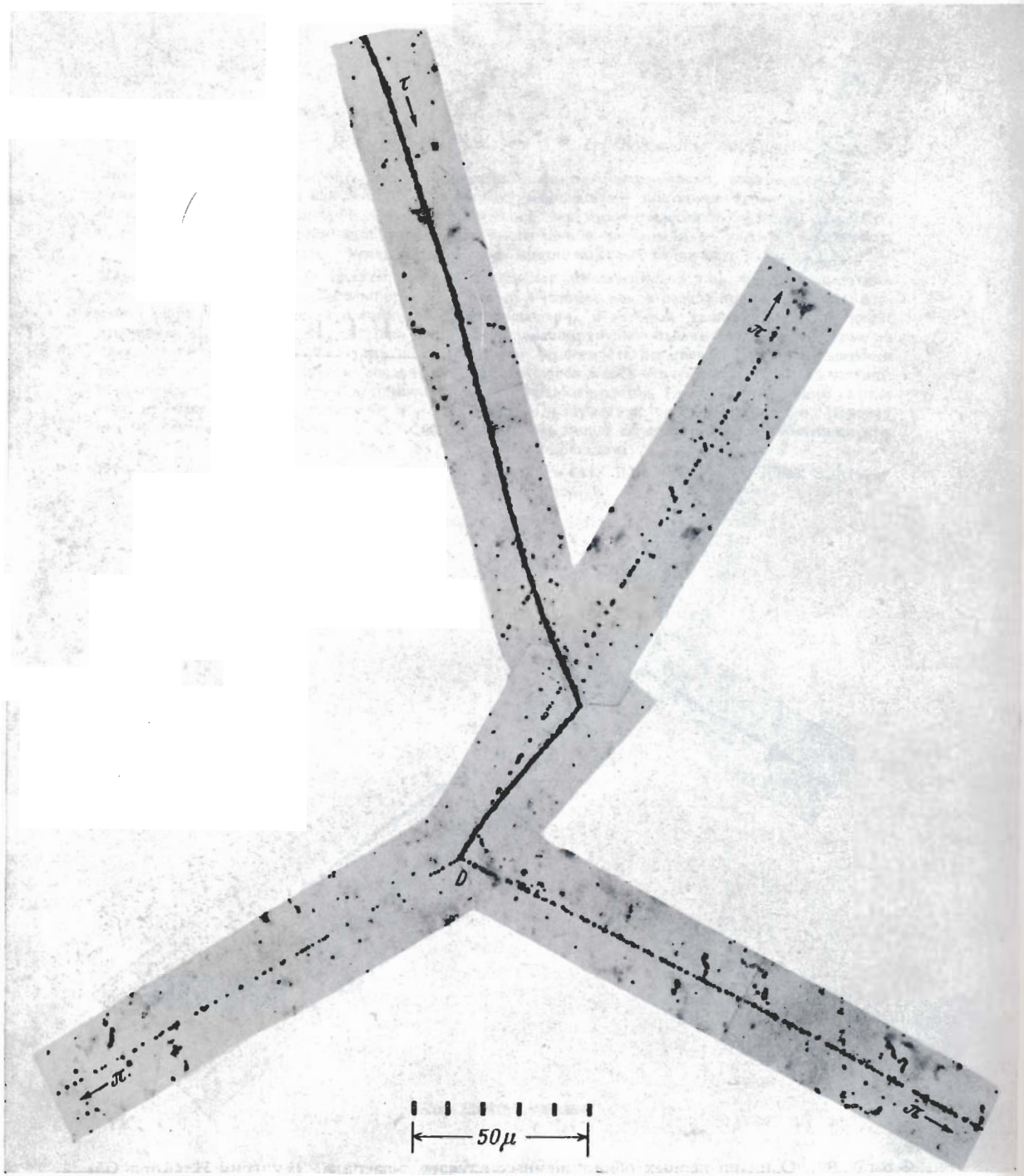


Фото 82. Один из первых обнаруженных случаев τ-распада. Эмульсия Ильфорд G5.

Длина следа первичной частицы (τ_4) равна в этом случае 2,1 *мм*. Измерения ее массы дали значение $960 \pm 190\ m_e$. Три следа вторичных частиц компланарны с точностью $2 \pm 2°$, длина одного из них в эмульсии равна 6,4 *мм*. В результате измерений массы частицы, давшей этот след, получено значение $285 \pm 20\ m_e$. При выходе из эмульсии частица двигалась медленно и ее остаточный пробег, согласно проведенным оценкам, равен 0,4 *мм*. Таким образом, соотношение пробег—энергия позволяет определить ее энергию и импульс с точностью, ограниченной лишь ошибками, вызываемыми „стрэглингом". В результате тщательно проведенных измерений импульса частицы a и относительных направлений движения трех частиц в общей плоскости были обеспечены благоприятные условия для определения полной выделяющейся при распаде энергии Q, которая оказалась равной 75 ± 4 *Мэв*.

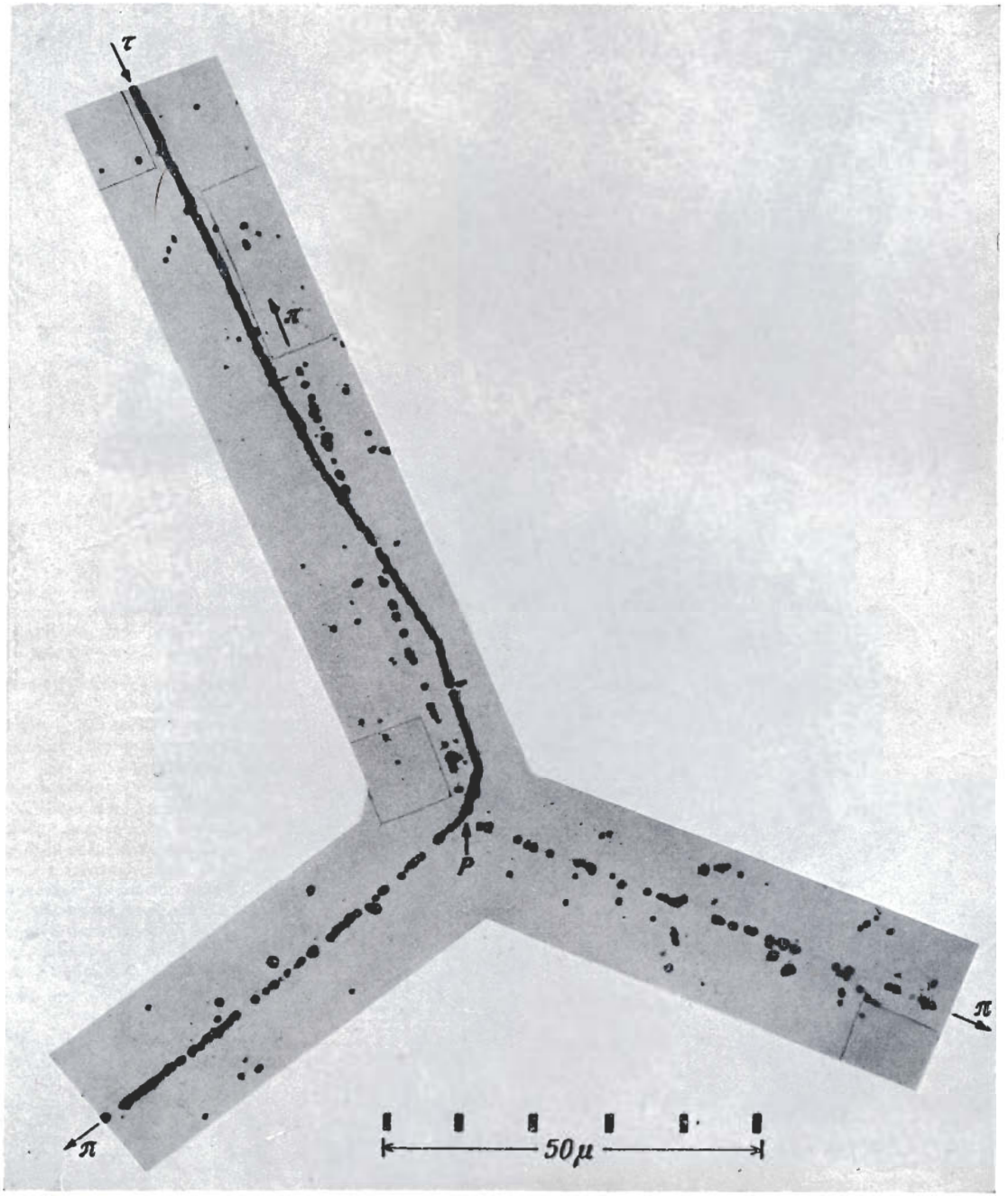
Fowler, Menon, Powell, Rochat, Phil. Mag., **42**, 1040 (1951).



Ф о т о 83. Распад τ-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

В этом случае (τ_5) все следы не превышают по длине 1 *мм*. Имеющихся данных недостаточно для однозначного определения направления движения первичной частицы, однако рассеяние частицы на большой угол вблизи точки распада уже служит указанием на направление движения. Идентификация этого случая основывается на следующих фактах. Три вторичные частицы компланарны с точностью $2 \pm 2°$, а полное энерговыделение, определенное по плотности зерен в следах вторичных частиц в предположении, что они являются π-мезонами, равно 75 ± 14 *Мэв*.

H o d g s o n, Phil. Mag., **42**, 1060 (1951).



Ф о т о 84. Распад τ-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

След первичной частицы (τ_6) по длине равен 8 мм, поэтому оказалось возможным однозначно определить направление движения и массу частицы. Среднее значение массы, полученное методами (g, R) и ($\bar{a}$, R), равно $965 \pm 100\, m_e$. Три вторичных следа компланарны в пределах 2°, два из них имеют длину более 2 мм. Плотности зерен и относительные направления вылета вторичных частиц согласуются с предположением, что все три частицы имеют равные массы и являются при этом π- или μ-мезонами. Если предположить, что они являются μ-мезонами, то соответствующее значение массы τ-мезона, определяемое из законов сохранения, получается равным $774 \pm 12\, m_e$, а в предположении, что они являются π-мезонами, равным $998 \pm 15\, m_e$. Только второе предположение согласуется с результатом прямого измерения массы, а именно $965 \pm 100\, m_e$.

Ceccarelli, Dallaporta, Merlin, Rostagni, Nature, **170**, 454 (1952).

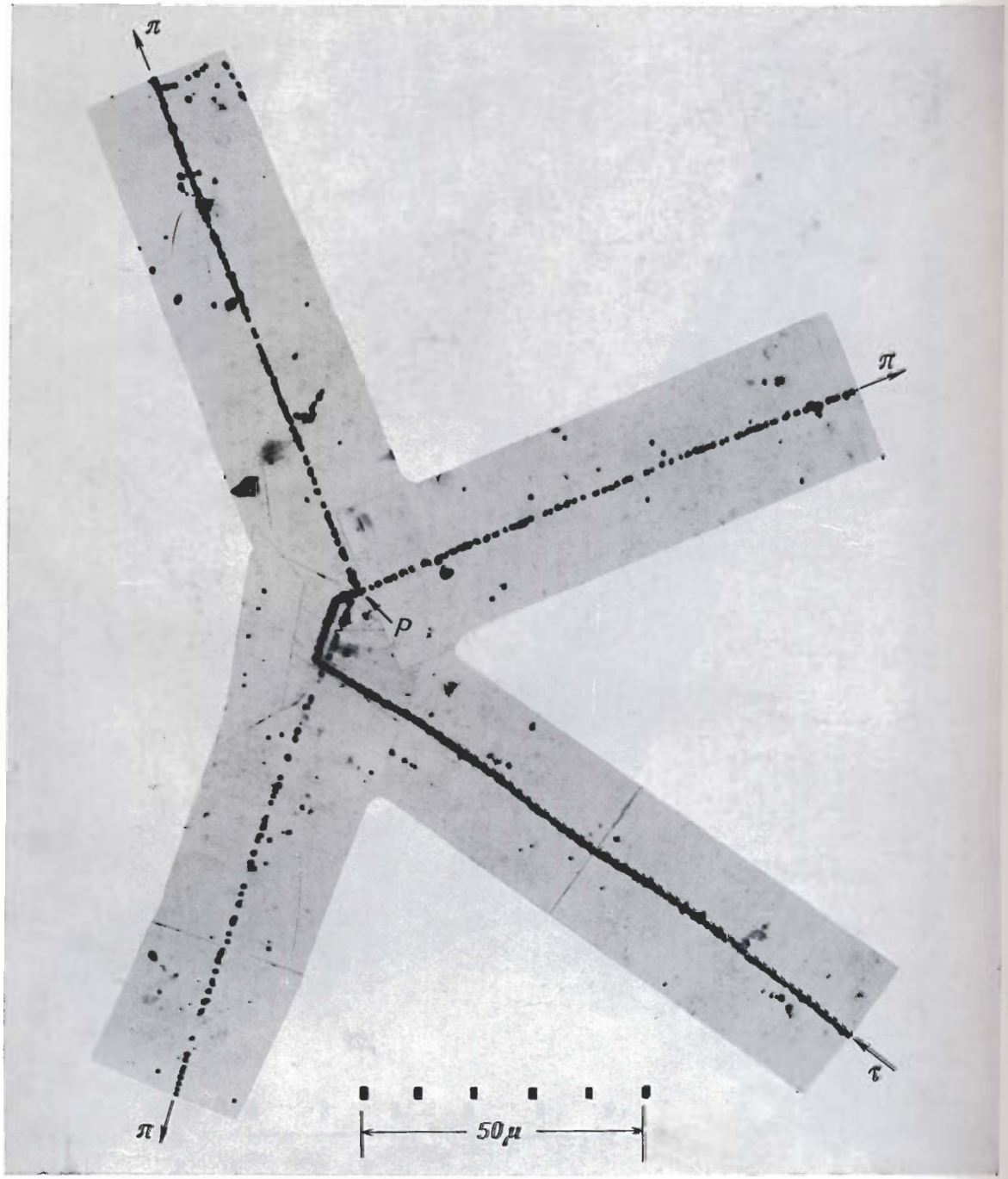


Фото 85. Распад τ-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

В этом случае распада (τ_7) все следы оказались короткими, и поэтому нельзя провести никаких подробных измерений. Идентификация этого случая как распада τ-мезона основывается на компланарности трех вторичных следов и наличии сильного рассеяния τ-мезона вблизи точки распада, что дает достаточное основание считать частицу приближающейся к концу своего пробега. В случае, подобном этому, единственно полезными являются данные об относительных направлениях движения вторичных частиц в их общей плоскости, что позволяет вычислить распределение энергии между ними.

Menon M. G. K., неопубликованная работа.



Фото 86. Первый обнаруженный случай последовательного распада $\tau \to \pi \to \mu \to e$. Эмульсия Ильфорд G5.

τ-мезон достигает конца своего пробега в точке P и распадается на три частицы, начальные направления движения которых компланарны. Одна из трех вторичных частиц останавливается в точке Q, откуда испускается μ-мезон, который в свою очередь распадается в точке R с испусканием электрона. След μ-мезона составляет большой угол с плоскостью эмульсии, и это уменьшает видимый в проекции пробег. В другом аналогичном случае (τ_3), обнаруженном Барони и др. (Royal Society Conference, London, January 1953), μ-мезон вышел из эмульсии до своего распада.

Panetti, Scarsi, Nuovo Cimento, **10**, 687 (1953).

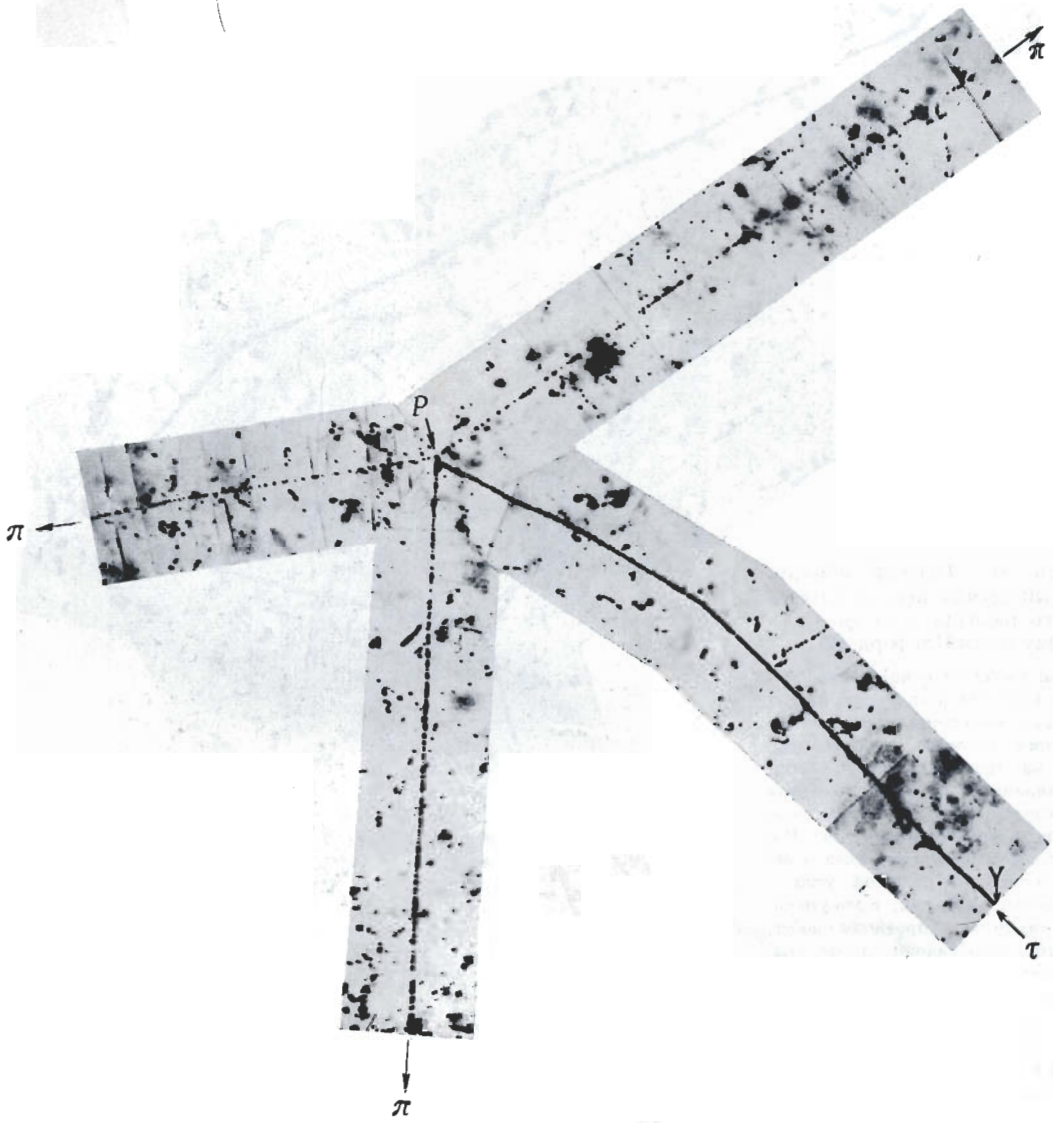


Фото 87 и 88. Образование мезона непосредственно при ядерном столкновении. Эмульсия Ильфорд G5.

Этот случай явился первым доказательством непосредственного образования τ-мезонов при ядерных взаимодействиях. τ-мезон вылетает из точки *O* ядерного столкновении в эмульсии и останавливается в эмульсии в точке *P*. Полный пробег мезона составляет около 7 *мм*. Расстояние между точками *X* и *Y* равно 6 *мм*.

Ceccarelli, Dallaporta, Merlin, Quareni, Zorn, Nuovo Cimento, 10, 681 (1953).

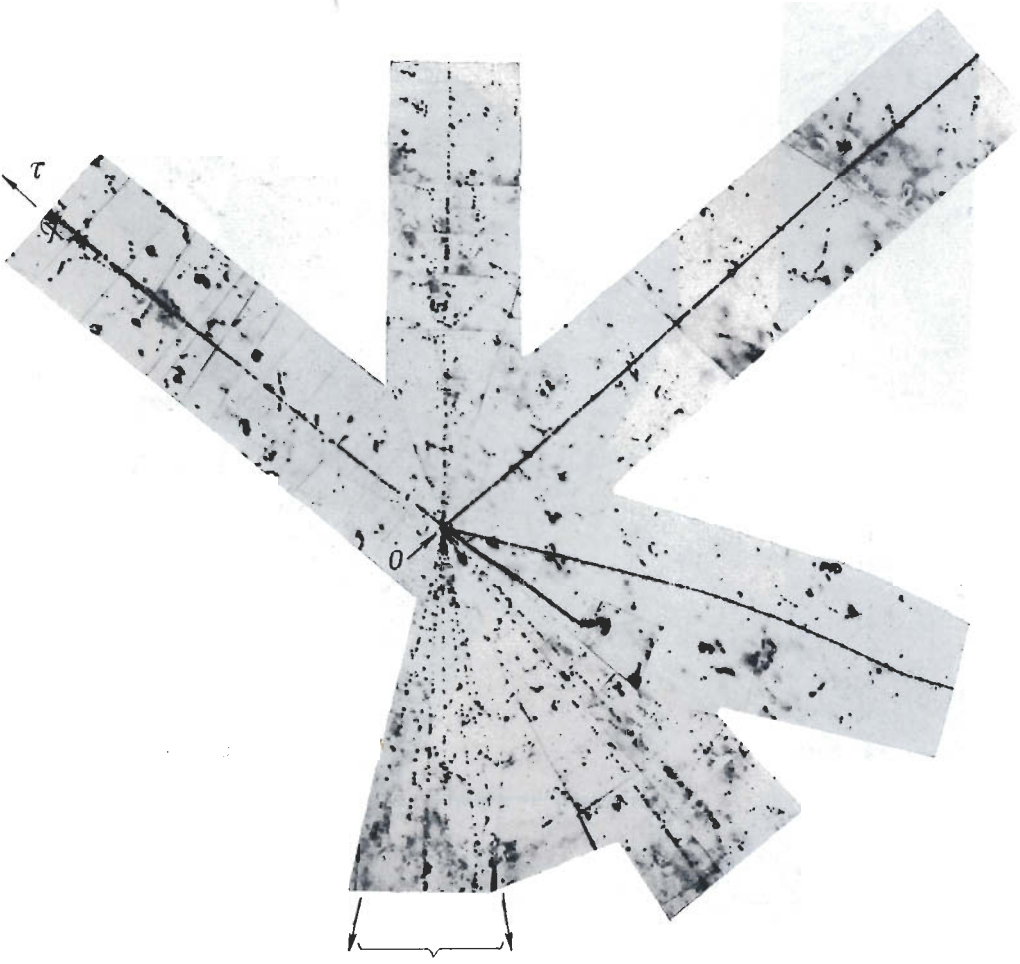


Фото 88

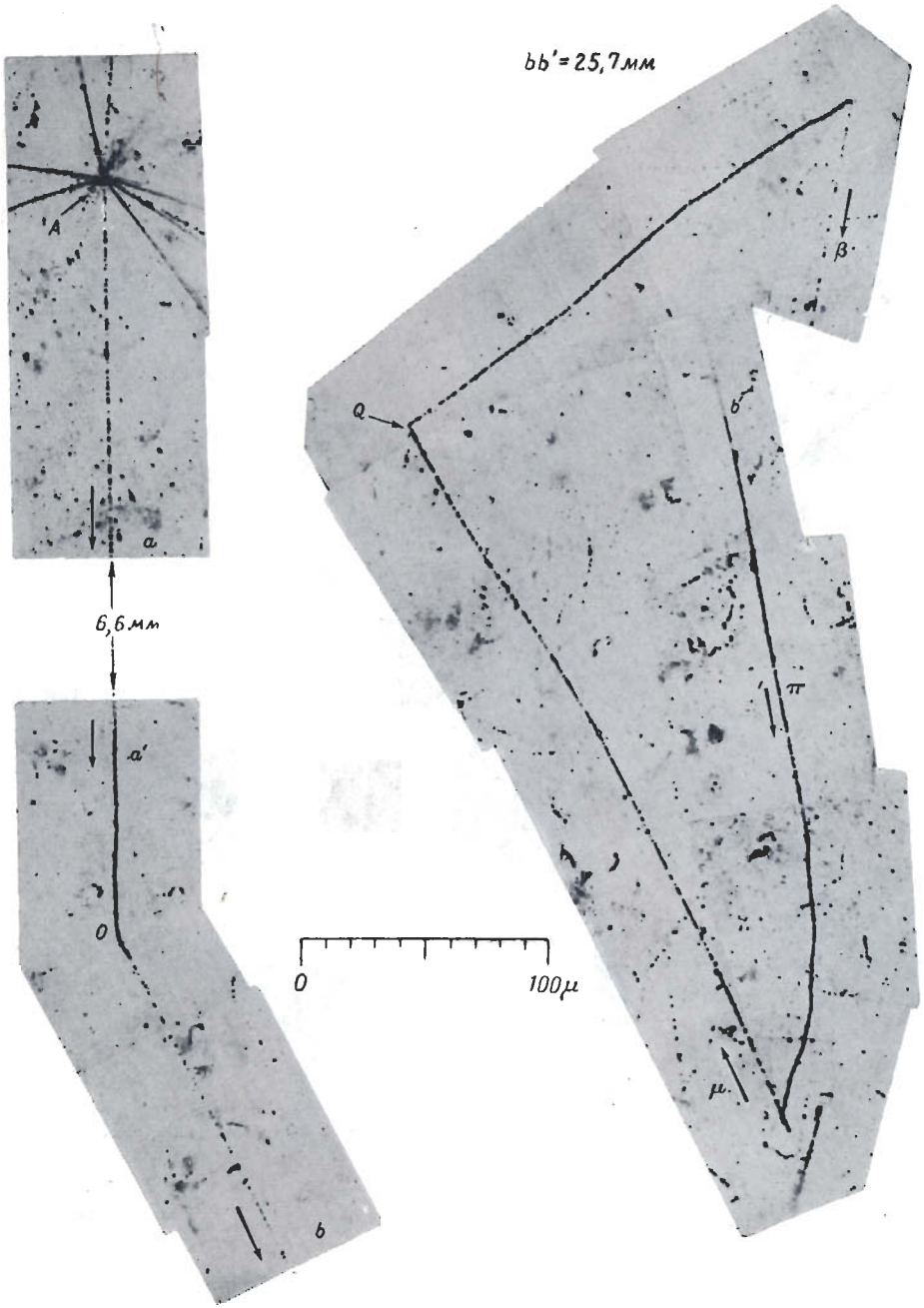


Фото 89. Распад K-частицы с испусканием вторичного π-мезона. Альтернативная схема распада τ-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

На фотографии показан один из первых обнаруженных случаев распада тяжелого мезона с испусканием вторичного π^+-мезона низкой энергии. π-мезон с энергией 41,5 *Мэв* идентифицирован по распаду $\pi \to \mu \to e$. В результате кулоновского взаимодействия при столкновении с ядром μ-мезон сильно рассеивается в точке Q.

Обычно предполагается, что подобные случаи являются альтернативными распадами τ-мезона: $\tau^+ \to \pi^+ + 2\pi^0$; $Q = 84$ *Мэв*. Правильность этой интерпретации можно было бы проверить путем определения максимальной энергии π-мезонов E_π(макс.). Она должна быть равна 53 *Мэв* (см. фиг. 128), т. е. быть значительно большей, чем при обычном распаде, когда соответствующее значение максимальной энергии равно $\sim$ 48 *Мэв*.

di Corato Dilworth, Scarsi, Nuovo Cimento Suppl., **11**, 285 (1954).

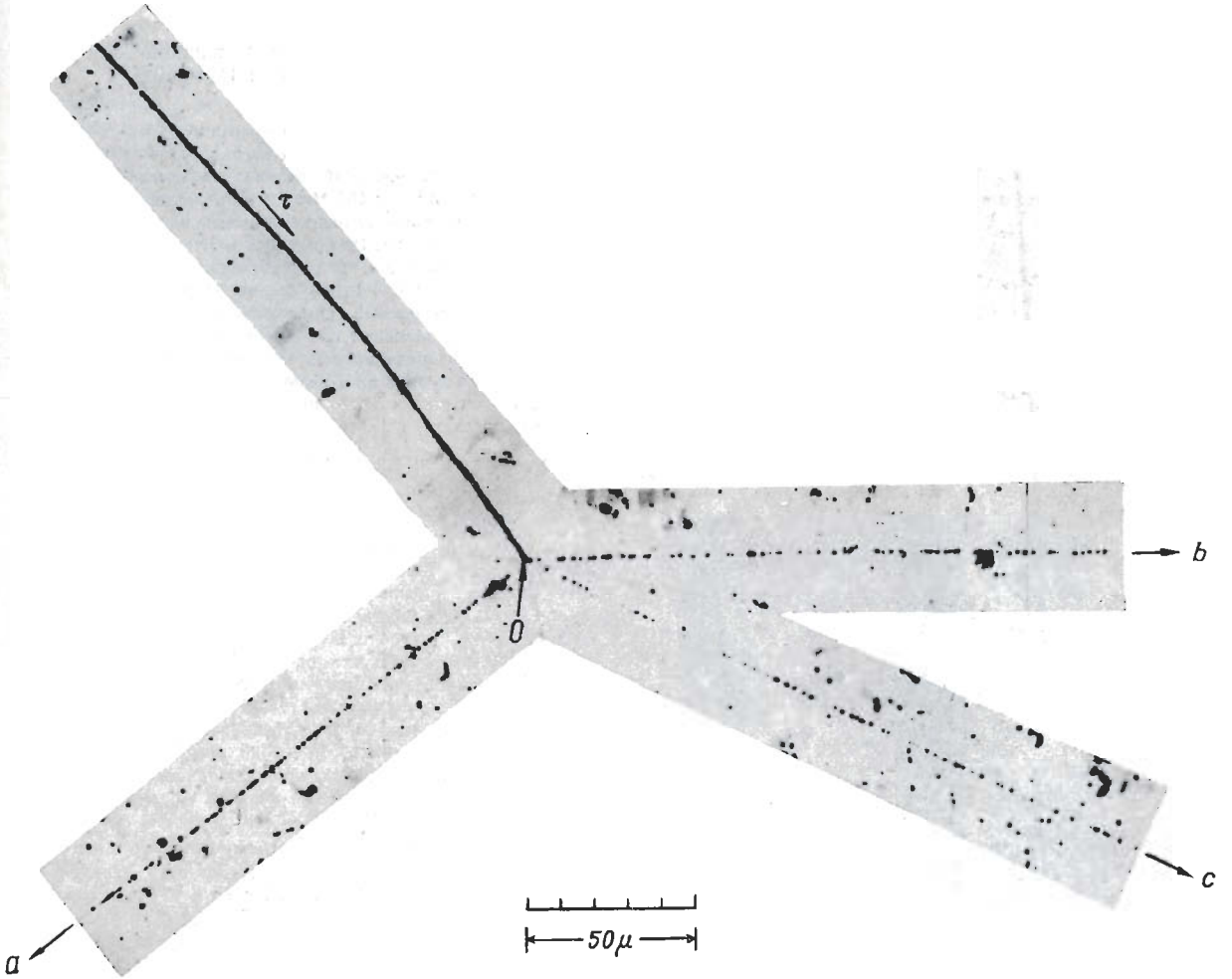


Фото 90. Распад K-мезона по схеме τ на лету. Эмульсия Ильфорд G5.



Фото 91. Первый зарегистрированный случай распада остановившегося заряженного K-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

Распад был обнаружен в эксперименте по определению энергетического распределения электронов, испускаемых при распаде μ-мезонов. Вторичная частица образует след длиной 2,2 *мм*. Наблюдаемое значение параметра рассеяния $\bar{a}$ соответствует импульсу 250 *Мэв/с*, т. е. величине в несколько раз большей, чем максимальное значение импульса электронов, образующихся при β-распаде μ-мезона. Поэтому был тщательно изучен след первичной частицы длиной ~ 4 *мм*. В результате измерений для массы частицы получено значение $\sim 1320 \pm 250\, m_e$. Природа вторичной частицы не могла быть определена. Однако, поскольку ее импульс больше, чем соответствующие значения импульсов π-мезонов, образующихся при распаде $K_{\pi 2}$, можно предположить, что этот случай представляет собой распад тяжелого мезона на μ-мезон или электрон. В настоящее время считается, что он скорее всего является примером распада по схеме $K_{\mu 2}$.

O' Ceallaigh, Phil. Mag., **42**, 1032 (1951).

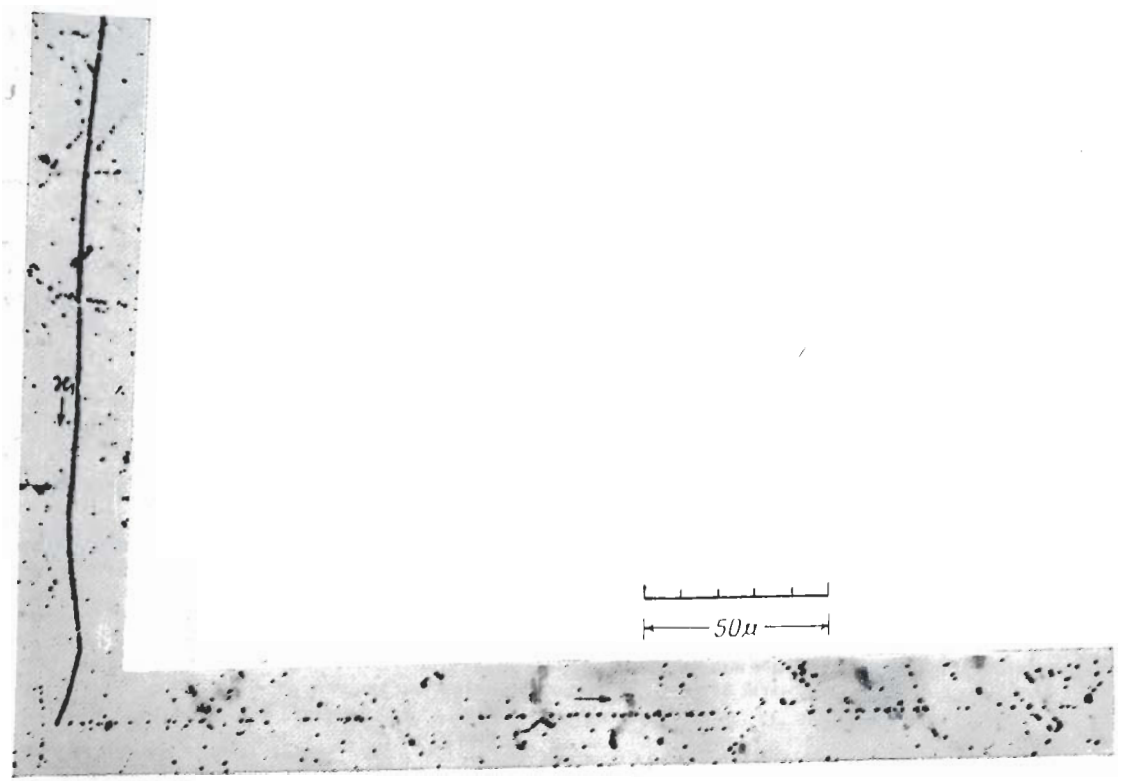


Фото 92. Распад K-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

Это второй найденный в фотографической эмульсии случай распада тяжелого мезона. На первый взгляд он выглядит как последовательный распад $\pi \to \mu \to \beta$. Однако пробег μ-мезона составляет около 1100 μ, что намного больше любого наблюдавшегося до сих пор значения пробега μ-мезона, образующегося при распаде π-мезона в покое. Измерения вдоль следа вторичной частицы показали, что ее масса заключена между значениями 200 и 300 m_e. Этот результат наряду с фактом распада частицы, по-видимому, на электрон является, по всей вероятности, решающим доводом в пользу того, что вторичная частица была действительно μ-мезоном, поскольку прямой β-распад π-мезона в эмульсии никем до сих пор непосредственно не наблюдался.

Допустить, что этот случай представлял собой процесс $\pi \to \mu \to \beta$, было трудно по следующим причинам.

Как известно, имеется небольшая вероятность того, что π-мезон распадается до остановки в эмульсии. Такой „распад на лету" мог привести к образованию μ-мезона с необычным значением пробега (см. стр. 164), но для того, чтобы пробег был больше нормального, μ-мезон должен был вылететь вперед, а не назад относительно направления движения родительской частицы. Однако вид и расположение следов убедительно показывают, что при распаде частица либо была „покоящейся", либо двигалась в направлении, почти противоположном тому, в котором был испущен μ-мезон.

Вывод о том, что этот случай представляет собой новый тип распада, был подтвержден измерениями вдоль следа первичной частицы, в результате которых для массы первичной частицы было получено значение $1125 \pm 200\, m_e$.

O' Ceallaigh, Phil. Mag., **42**, 1032 (1951).



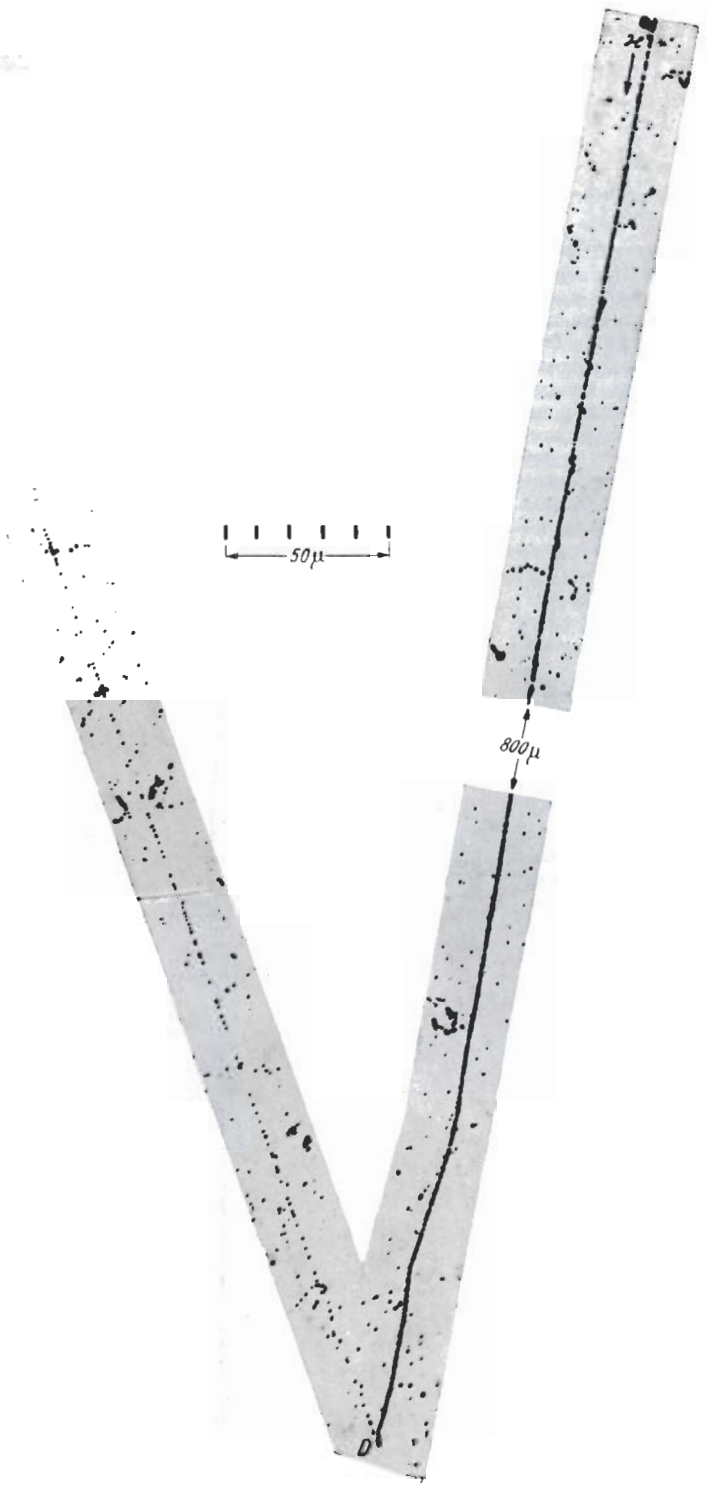


Фото 93. Распад тяжелого мезона по схеме $K_{\mu 3}$. Эмульсия Ильфорд G5.

В этом случае длина следа вторичной частицы была равна 9 *мм*. Измерения рассеяния и плотности зерен показали, что частица являлась μ-мезоном, испущенным с энергией ~ 34 *Мэв*. След первичной частицы имел длину 1,5 *мм*, и в результате оценок ее массы получено значение $1000 \pm 400\, m_{e^-}$

Длина следа вторичной частицы была настолько большой, что можно было провести измерения массы тремя независимыми способами. Результаты можно было затем сравнить с данными, полученными для длинных следов μ-мезонов, зарегистрированных в той же эмульсии (см. фиг. 130).

Menon, O'Ceallaigh, Proc. Roy. Soc., **A221**, 292 (1954).

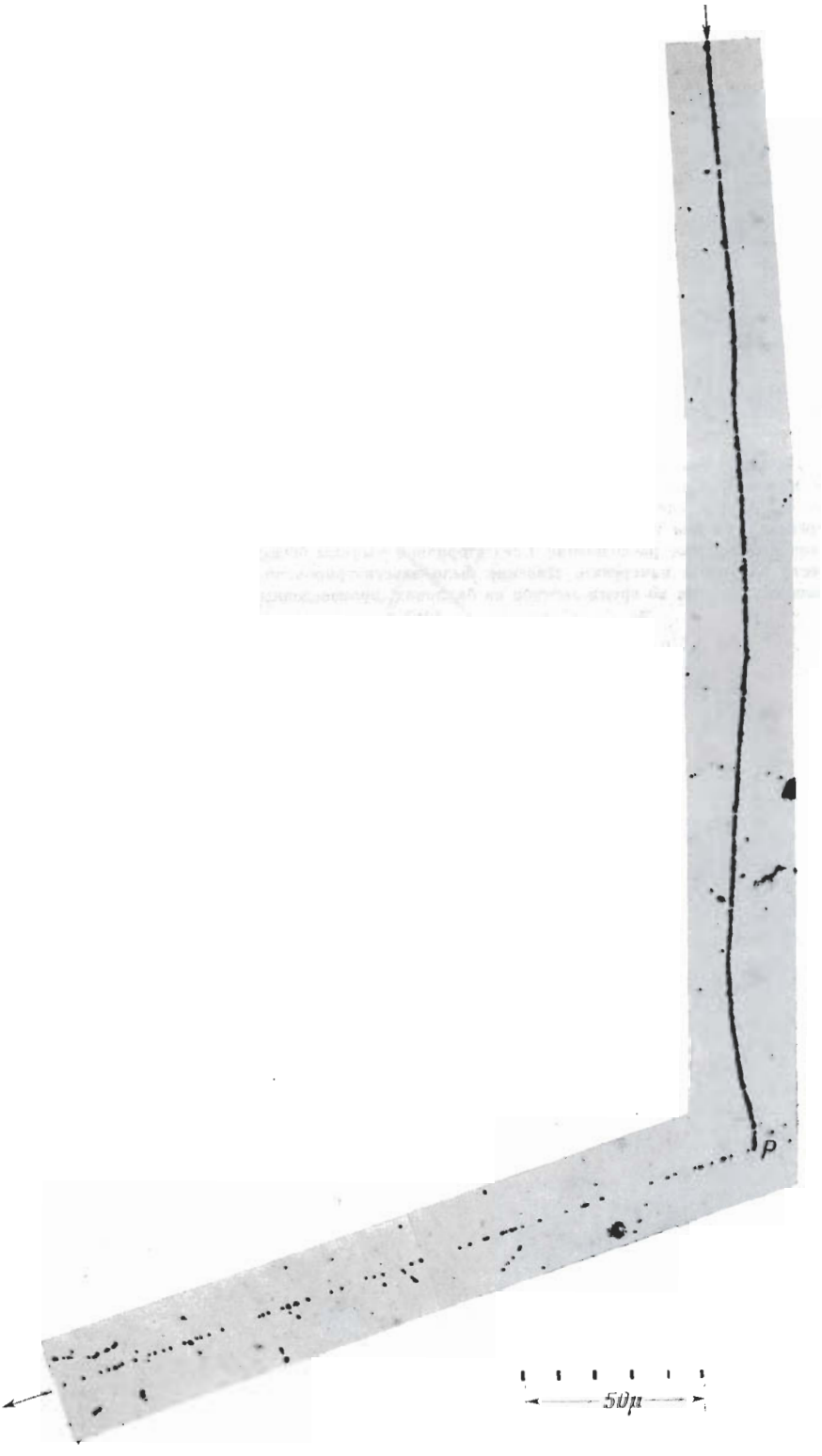


Фото 94. Первый зарегистрированный случай распада тяжелого мезона по схеме $K_{\pi 2}$. Эмульсия Ильфорд G5.

В этом случае след первичной частицы имел длину всего 630 μ. Согласно проведенным оценкам, ее масса равна $1380 \pm 600\ m_e$. Идентификация частицы как π-мезона основана на результатах измерения вдоль следа вторичной частицы, который имел длину 19,5 мм. Результаты измерений $\bar{a}$ и g^* показаны на фиг. 131.

Menon, O'Ceallaigh, Proc. Roy. Soc., **A221**, 292 (1954).

Фото 95. Первый зарегистрированный случай прямого образования медленного тяжелого мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

Сильно ионизующая частица испускается из расщепления в точке A и достигает конца своего пробега в точке B, где она и распадается. Согласно измерениям масса частицы была равна $1150 \pm \pm 200\, m_e$, откуда следовало, что она является тяжелым мезоном. Вторичная частица вылетела с энергией ~ 16 *Мэв* и под углом 160° по отношению к линии движения родительской частицы, вызвавшей первичное расщепление. След вторичной частицы был слишком коротким и не позволял провести надежные измерения. Явление было зарегистрировано в пластинках, экспонированных на больших высотах во время полетов на баллонах, произведенных в Кальяри (Сардиния) в июне 1952 г.

Levi-Setti, Tomasini, Nuovo Cimento, 9, 1244 (1952).

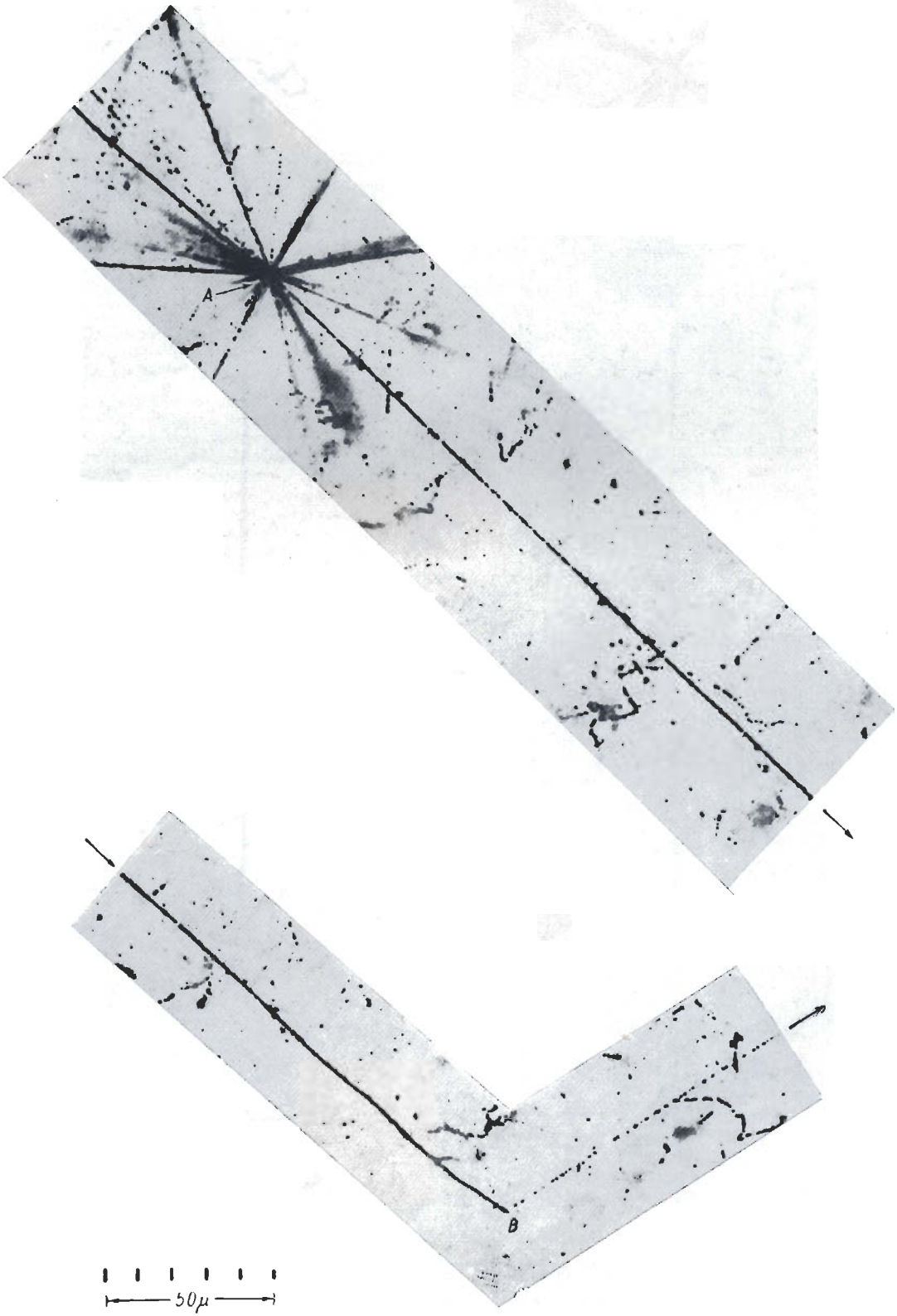


Фото 95

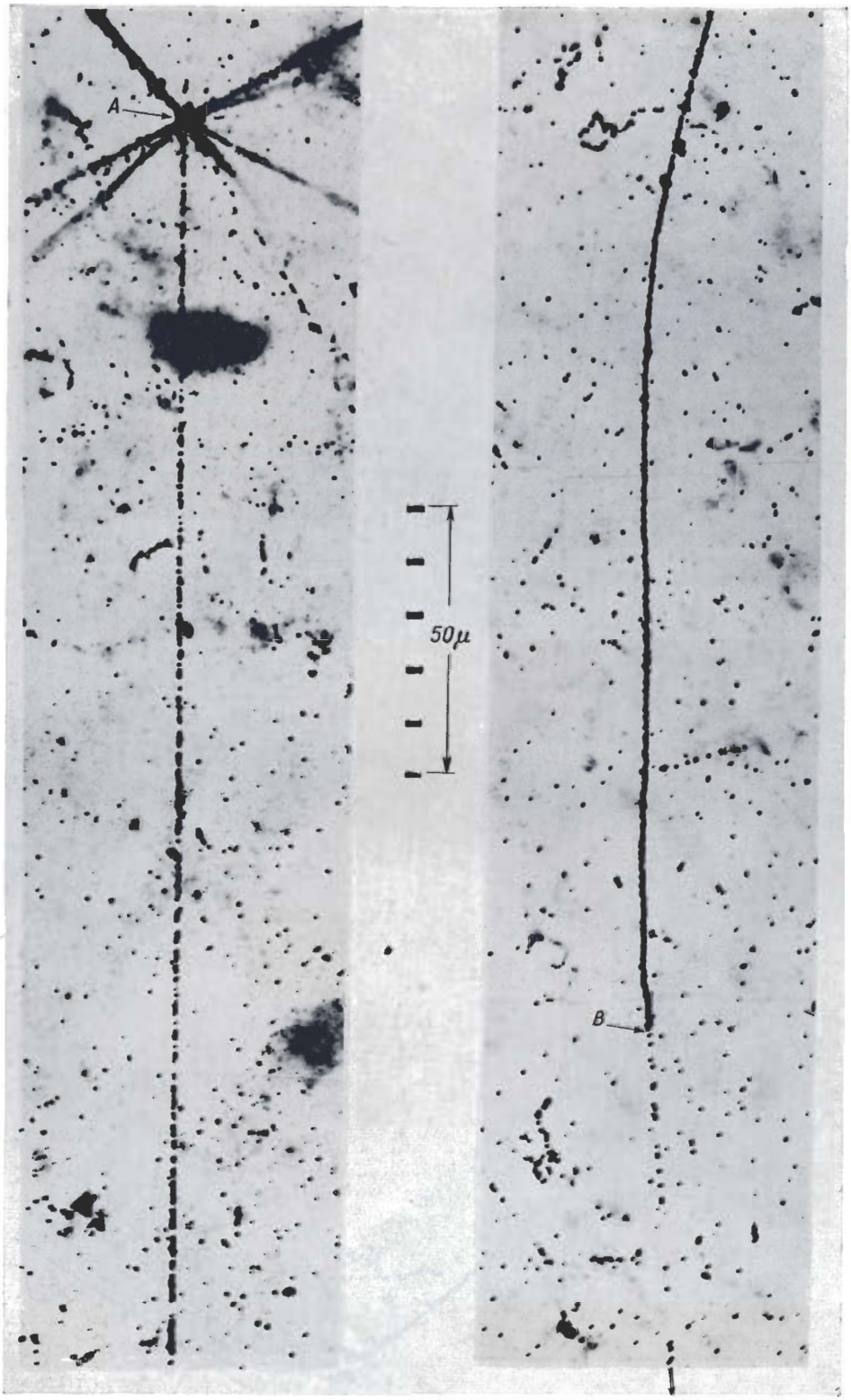


Фото 96. Непосредственное образование медленной K-частицы. Эмульсия Ильфорд G5.

Один из первых примеров прямого образования тяжелого мезона. K-мезон с пробегом 14 *мм* испустился при ядерном расщеплении в точке A и достиг конца своего пробега в точке B, где он и распался. Измеренная масса тяжелого мезона оказалась равной $1050 \pm 150\ m_e$. Вторичная частица по измерениям $\bar{\alpha}$ и g была идентифицирована как μ-мезон с энергией 80 ± 15 *Мэв*. Это свидетельствовало о том, что родительская частица распалась по схеме $\varkappa$-распада.

Случай был зарегистрирован в пластинках, поднятых в стратосферу на баллонах и экспонированных в течение 4 *час* на высоте 27 *км*.

Isachsen, Vangen, Sørensen, Phil. Mag., **44**, 224 (1953).

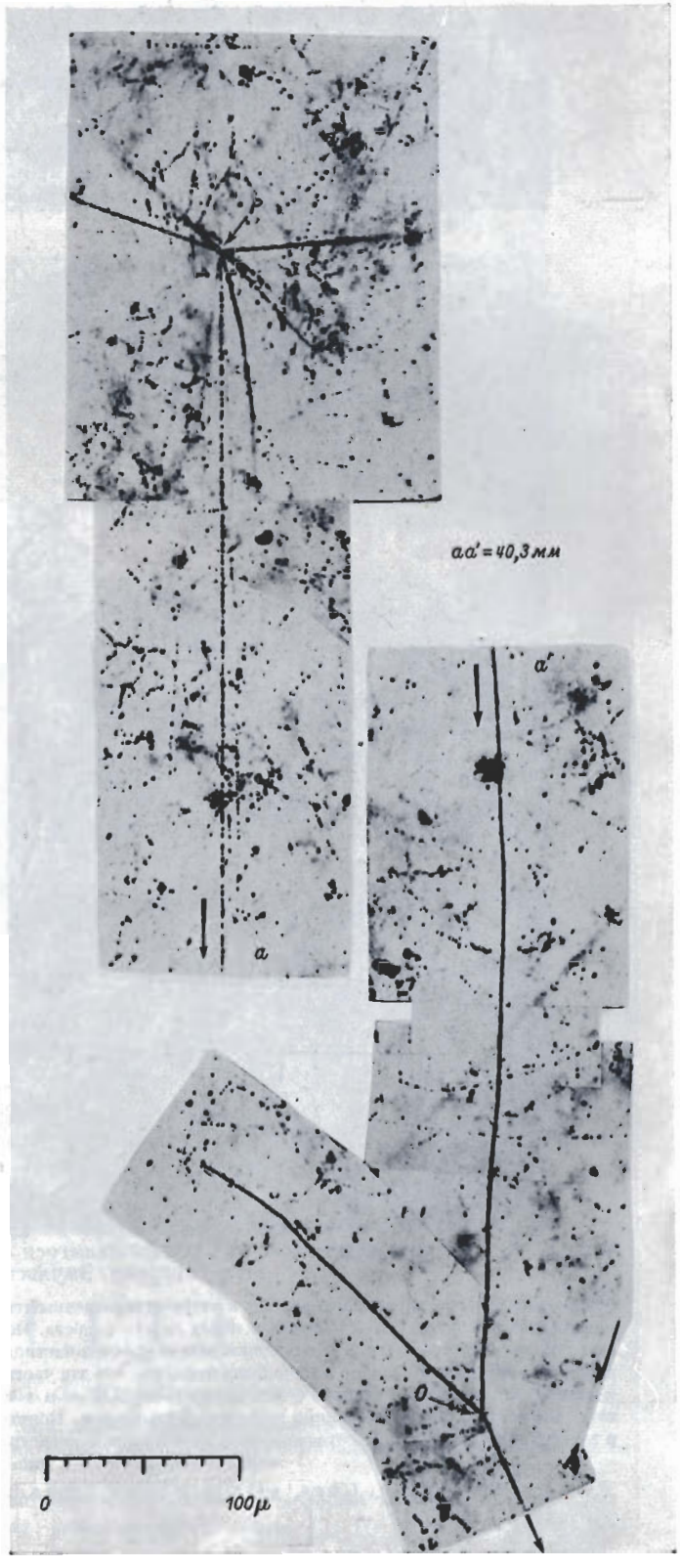


Фото 97. Ядерное взаимодействие остановившегося отрицательного K-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

Этот случай был обнаружен во время пересмотра и внимательного обследования большого числа „звезд". Он привлек к себе внимание тем, что частица a приближалась к точке расщепления O, а ее след рассеивался меньше, чем след π^--мезона (ср. с фото 37—39). Частица была прослежена назад к родительской „звезде" P, и ее масса была определена равной $970 \pm 90\ m_e$.

Случай является типичным для ядерных захватов K^--мезонов, в которых только небольшая часть освобождаемой энергии передается заряженным продуктам расщепления.

di Corato, Locatelli, Mignone, Tomasini, Nuovo Cimento Suppl., **12**, 270 (1954).

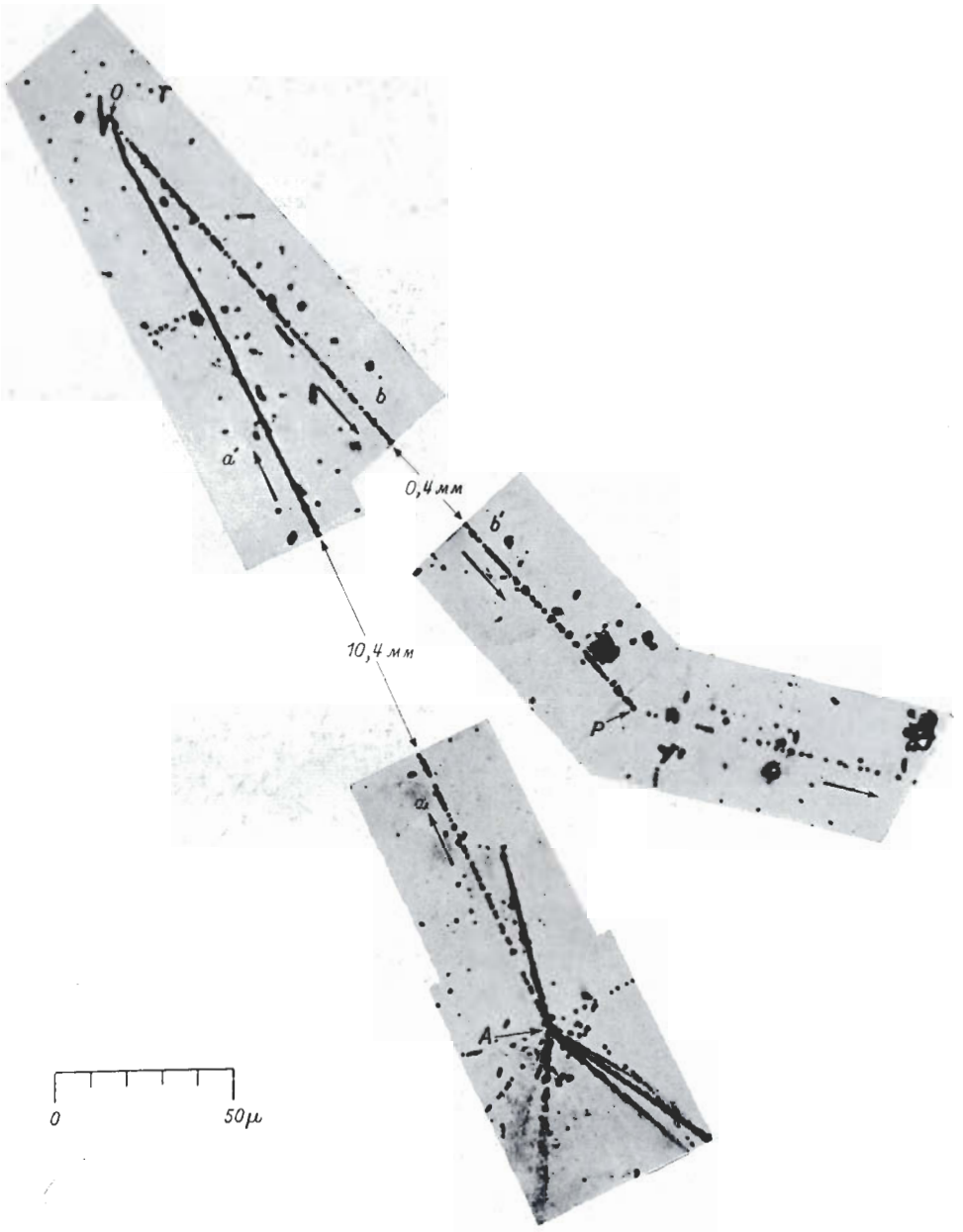


Фото 98. Ядерное взаимодействие остановившегося отрицательного K-мезона с испусканием вторичного гиперона. Эмульсия Ильфорд G5.

Это первый зарегистрированный случай, в котором заряженный гиперон испустился в результате расщепления, вызванного ядерным взаимодействием K^--мезона в конце своего пробега. Измеренное значение массы K-мезона равно $1170 \pm 230\ m_e$. Гиперон распадается в точке P с испусканием вторичной частицы, след которой очень короткий и не позволяет провести надежных измерений. Однако можно было показать, что эта частица легче K-мезона. Если предположить, что он является π-мезоном, то выделение энергии Q для схемы распада $Y \to n + \pi$ оказывается равным 95 ± 20 *Мэв*. Поэтому можно считать, что частица почти наверняка является Σ-гипероном. Короткий след сильно рассеивасмой частицы, берущий начало в точке O, не может быть идентифицирован. В результате регистрации этого случая были получены ценные данные о близкой связи K-мезонов и гиперонов (см. стр. 216).

di Corato, Locatelli, Mignone, Tomasini, Nuovo Cimento, **11**, Suppl. 2, 270 (1954).

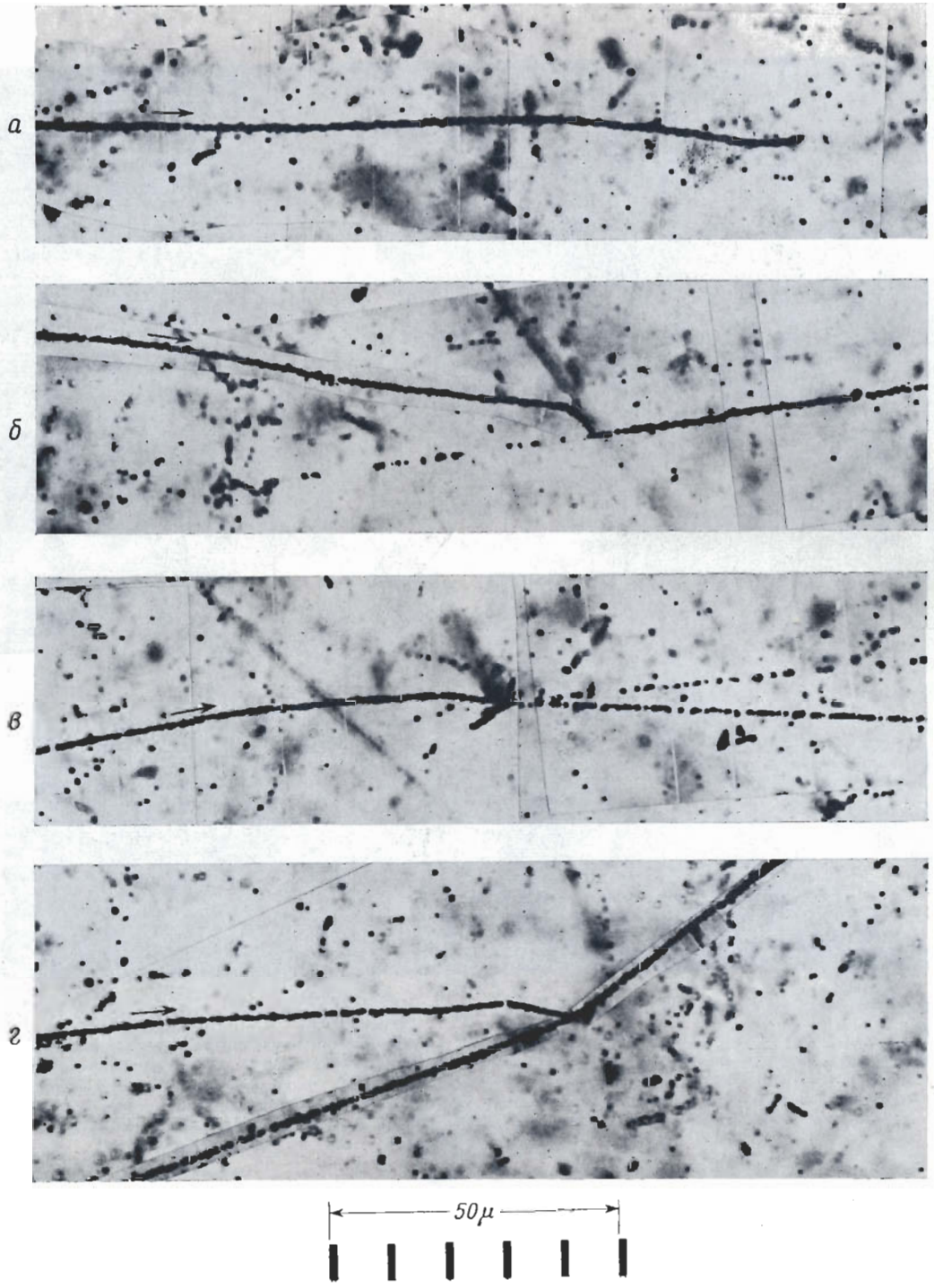


Фото 99. „Звезды", обусловленные захватом K^--мезонов ядрами эмульсии Ильфорд G5.

а — нельзя различить ни одного следа вторичной частицы. Такие случаи обозначаются иногда как K_{2^-}

б — π-мезон и гиперон разлетаются в противоположных направлениях. Случай представляет собой взаимодействие со свободным протоном $K^- + p \to \Sigma^+ + \pi^-$.

в и *г* — типичные взаимодействия, сопровождаемые испусканием нескольких однозарядных частиц.

Бристольская группа, неопубликованная работа.

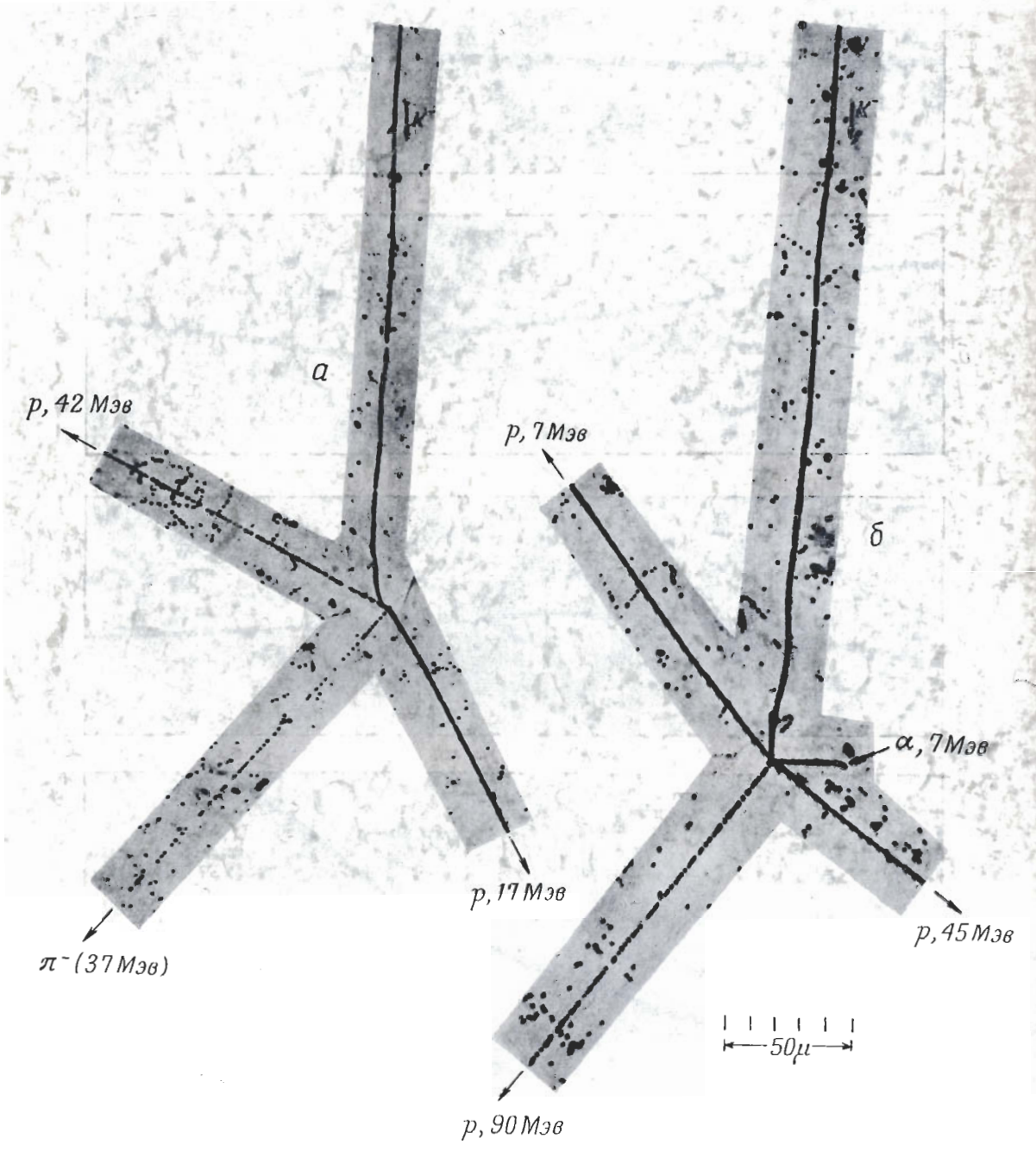
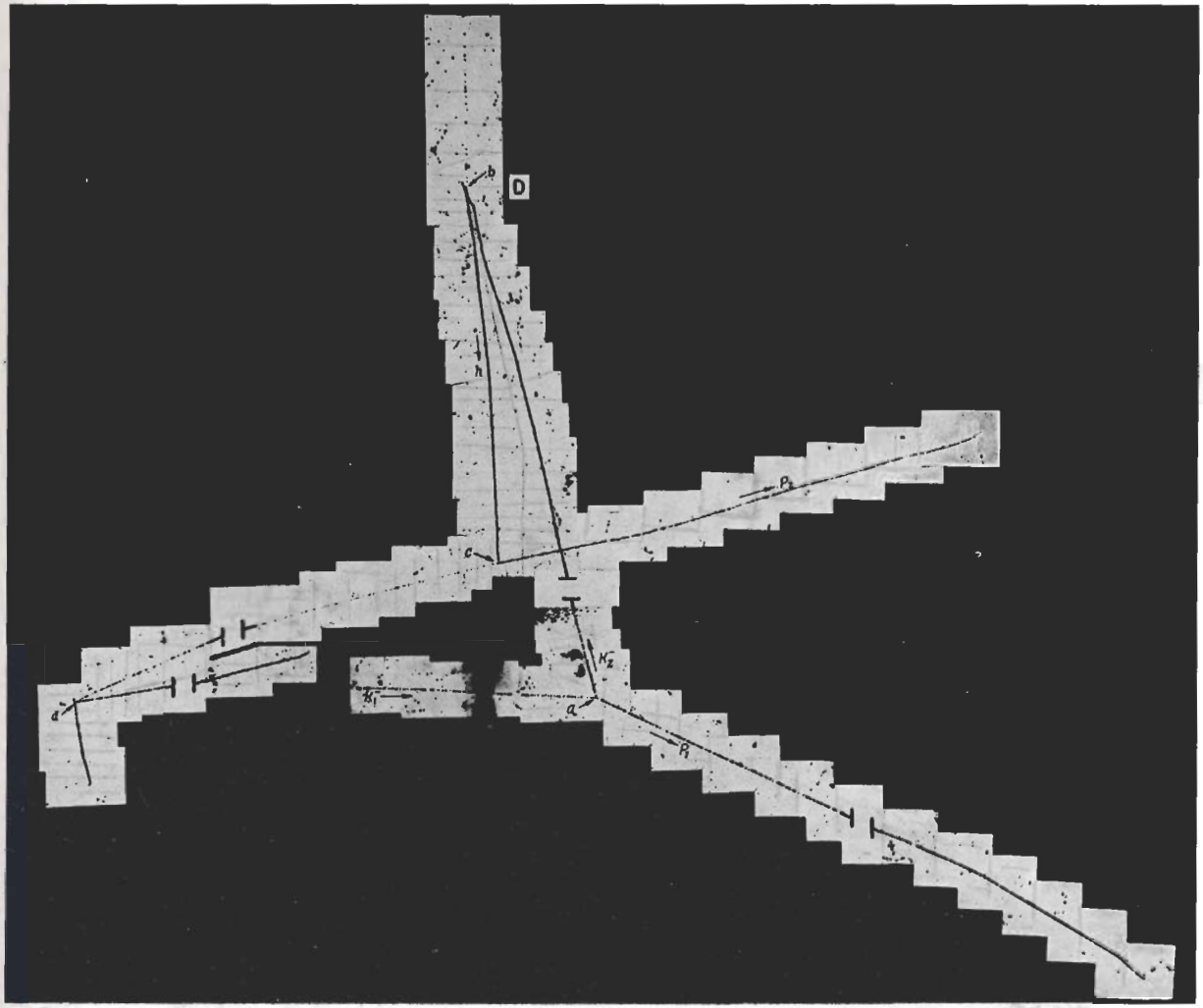


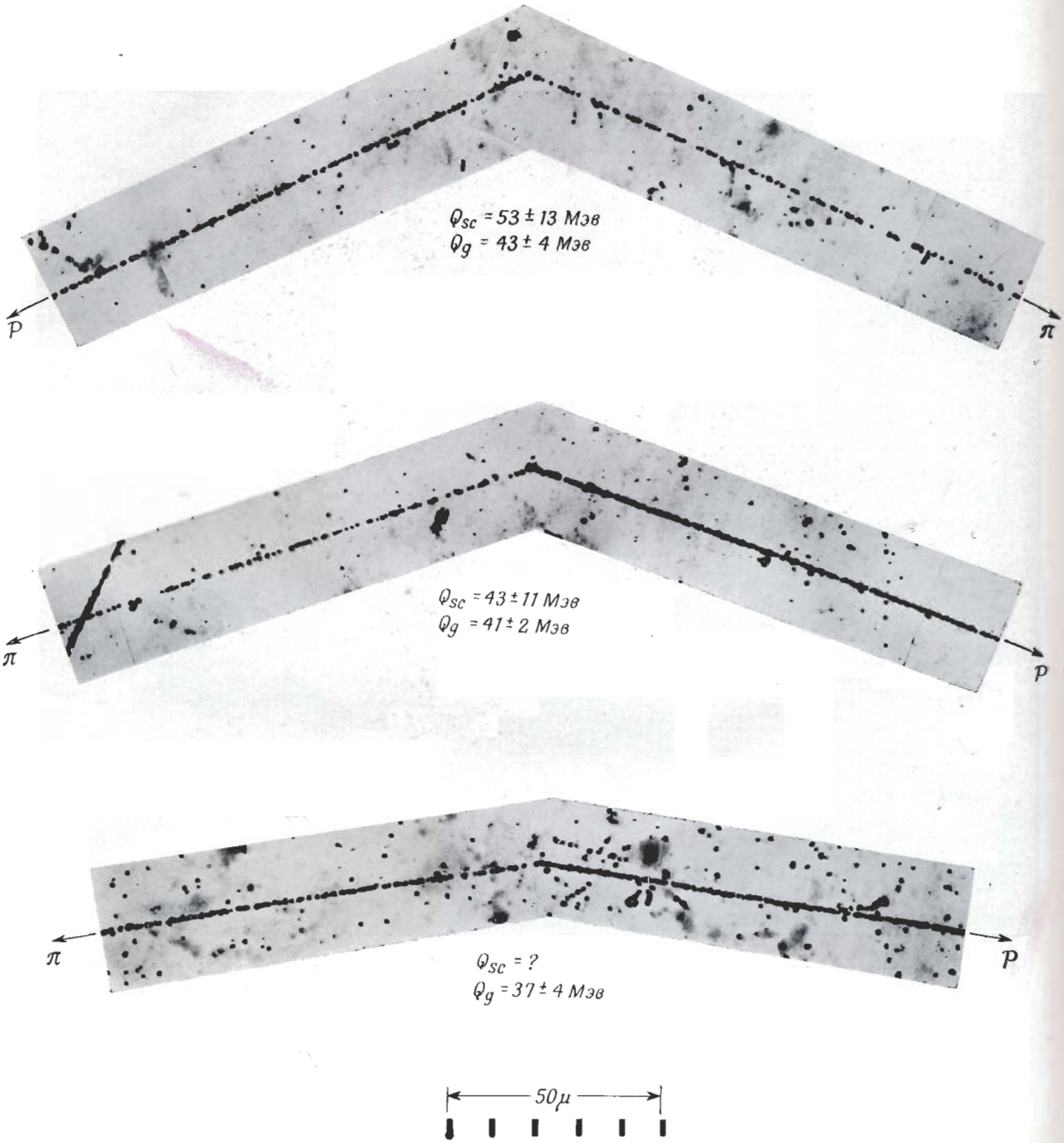
Фото 100. Расщепления в результате захвата K^--мезонов ядрами эмульсии Ильфорд G5.
Бристольская группа, неопубликованная работа.



Ф о т о 101. Последовательные процессы с участием отрицательного K-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

Отрицательный K-мезон сталкивается с протоном в точке a, рассеивается на нем и достигает конца своего пробега в точке b. Протон отдачи оставляет след p_1. В результате захвата K^--мезона ядром легкого элемента эмульсии испустились четыре вторичные заряженные частицы. Одна из них была гиперфрагментом (след h), который достиг конца своего пробега в точке c и там распался на протон, оставивший след p_2, другой протон с очень коротким пробегом и отрицательный π-мезон, который в свою очередь захватился ядром в точке d. Гиперфрагмент был, вероятно, ${}_{\Lambda}\mathrm{He}^4$ или ${}_{\Lambda}\mathrm{He}^5$.

Oliver, Leipelt.



Ф о т о 102. Следы частиц, связанных с распадом Λ^0-частиц. Эмульсия Ильфорд G5.

Три из первых фотографий типичных V-случаев, соответствующих распаду Λ^0-частиц малой энергии. Измерения были проведены в отдельных пластинках, протон и π-мезон в каждом из этих случаев были идентифицированы методом (g^*, $\bar{a}$) (см. стр. 119). Оценки значений Q были проведены исходя из значений энергий частиц, определенных по многократному рассеянию или по наблюдаемой плотности зерен; соответствующие значения Q обозначены как Q_{sc} и Q_g. Гораздо более точно значения Q могут быть определены с помощью стопок бесподложечных эмульсий, так как при этом энергии частиц могут определяться по их пробегам (см. фиг. 149, стр. 224).

Следует отметить, что в большинстве случаев распада Λ^0-частиц, обнаруженных в эмульсионных стопках, углы между направлениями испускания протона и мезона велики. Это объясняется тем, что зарегистрированные Λ^0-частицы имели малые энергии. При более высоких значениях их энергий вторичные π-мезоны имеют большую вероятность выйти из стопки. В результате при тех методах поиска Λ^0-частиц, которые основаны на прослеживании π^--мезонов к точке их образования, Λ^0-частицы высокой энергии регистрируются только в редких случаях.

Y a s i n, Phil. Mag., **45**, 413 (1954).

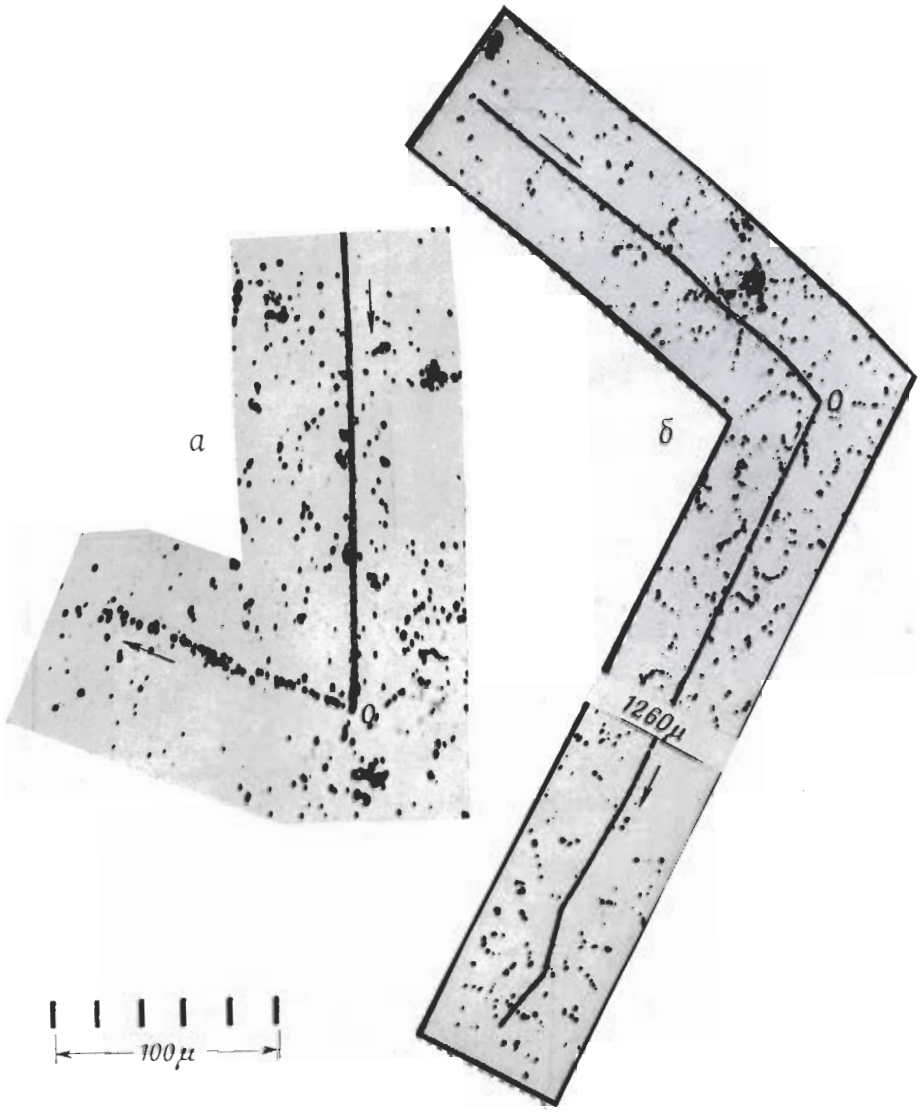


Фото 103. Первые наблюдения распада Σ-частиц. Эмульсия Ильфорд G5.

а — это первый случай, идентифицированный как распад гиперона. Частица останавливается в точке *Q* и распадается с испусканием быстрой вторичной частицы. Этот случай был зарегистрирован до введения бесподложечных эмульсий, и след вторичной частицы был слишком коротким (120 μ), чтобы можно было ее идентифицировать определенным образом. Однако можно было показать, что частица минимальной ионизации не была электроном. Первичная частица была идентифицирована по результатам измерения массы при длине следа ~ 1 *см*. Полученное таким образом значение массы составляло $2500 \pm 345\ m_e$. Это давало основание исключить возможность того, что данный случай связан с распадом *K*-мезона. *б* — это первый пример распада Σ^+-частицы по схеме $\Sigma^+ \to p + \pi^0$. Наблюдаемый пробег протона был равен $1{,}67 \pm 0{,}02$ *мм*. В предположении, что распад произошел по приведенной выше схеме, для массы родительской частицы найдено значение $2320 \pm 6\ m_e$. Величина массы, определенная по многократному рассеянию методом постоянной стрелы прогиба, равна $2500 \pm 620\ m_e$.

Bonetti, Levi-Setti, Panetti, Tomasini, Nuovo Cimento, **10**, 345, 1736 (1953).

Фото 104. Один из первых зарегистрированных случаев распада заряженного гиперона на лету. Эмульсия Ильфорд G5.

Заряженный гиперон (след *a*) вылетел из „звезды" *A* и после прохождения 4,7 *мм* распался на лету в точке *B*. Масса гиперона, определенная методом (g^*, $\overline{a}$), равна $(2760 \pm 500)\ m_e$. Разница в плотности зерен двух следов с очевидностью свидетельствует о том, что скорость вторичной частицы (след *b*) существенно возросла по сравнению со скоростью первичной. След вторичной частицы расположен под большим углом к плоскости эмульсии, и поэтому нельзя было провести точные измерения рассеяния, однако удалось показать, что масса частицы меньше массы протона. Предполагая, что частица является π-мезоном, можно определить ее энергию из плотности зерен. Затем можно определить значение *Q* для реакции типа $\Sigma^\pm \to n + \pi^\pm$. Полученное таким образом значение *Q* оказалось равным ~ 100 *Мэв*.

Friedlander, Phil. Mag., **45**, 448 (1954)

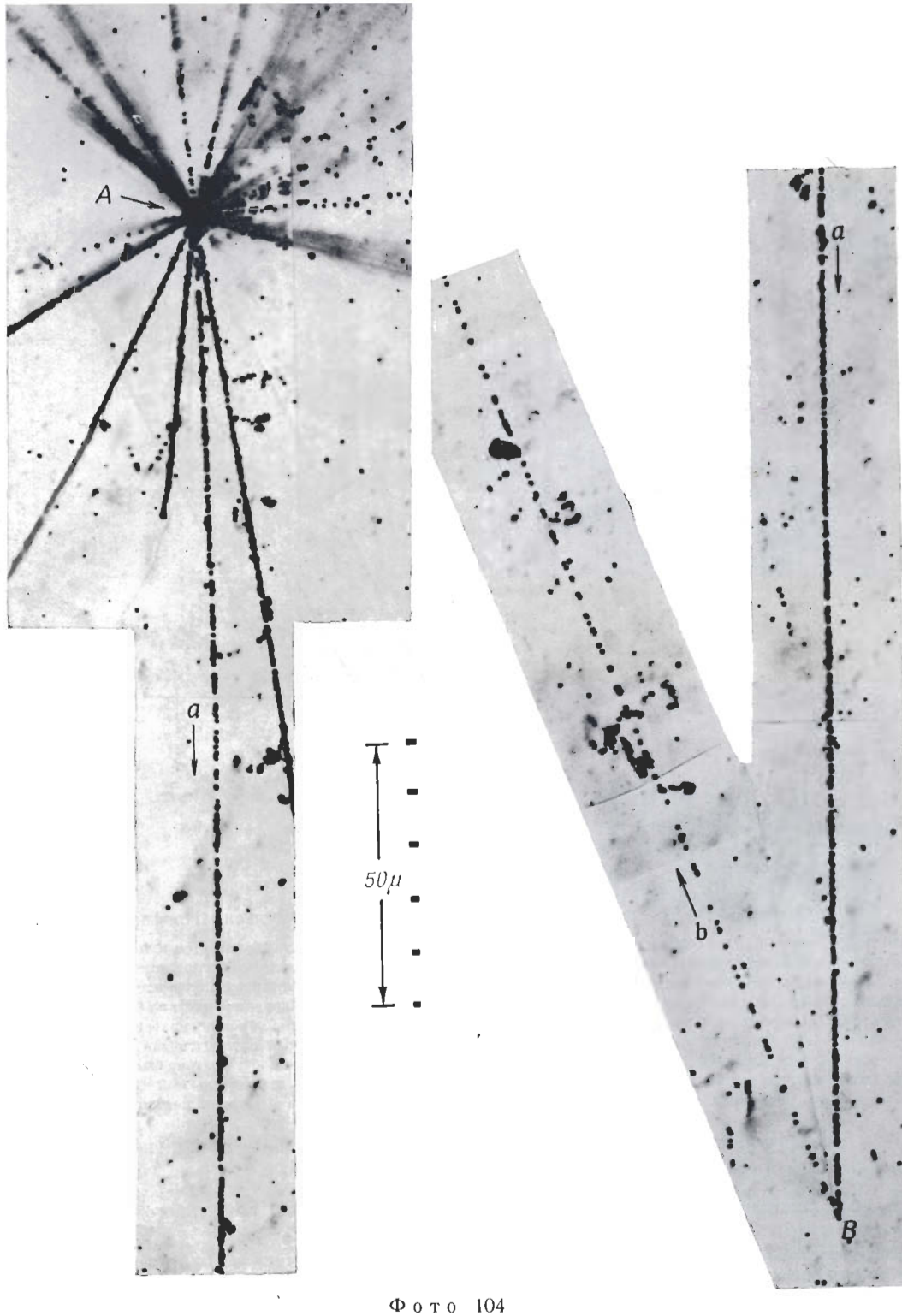


Фото 104

Фото 105. Первые зарегистрированные случаи ядерного захвата отрицательных гиперонов. Эмульсия Ильфорд G5.

Эти два случая были первыми, которые интерпретированы как ядерный захват отрицательных гиперонов Σ^-. Обе частицы испустились из „звезд" и достигли конца своего пробега в эмульсии.

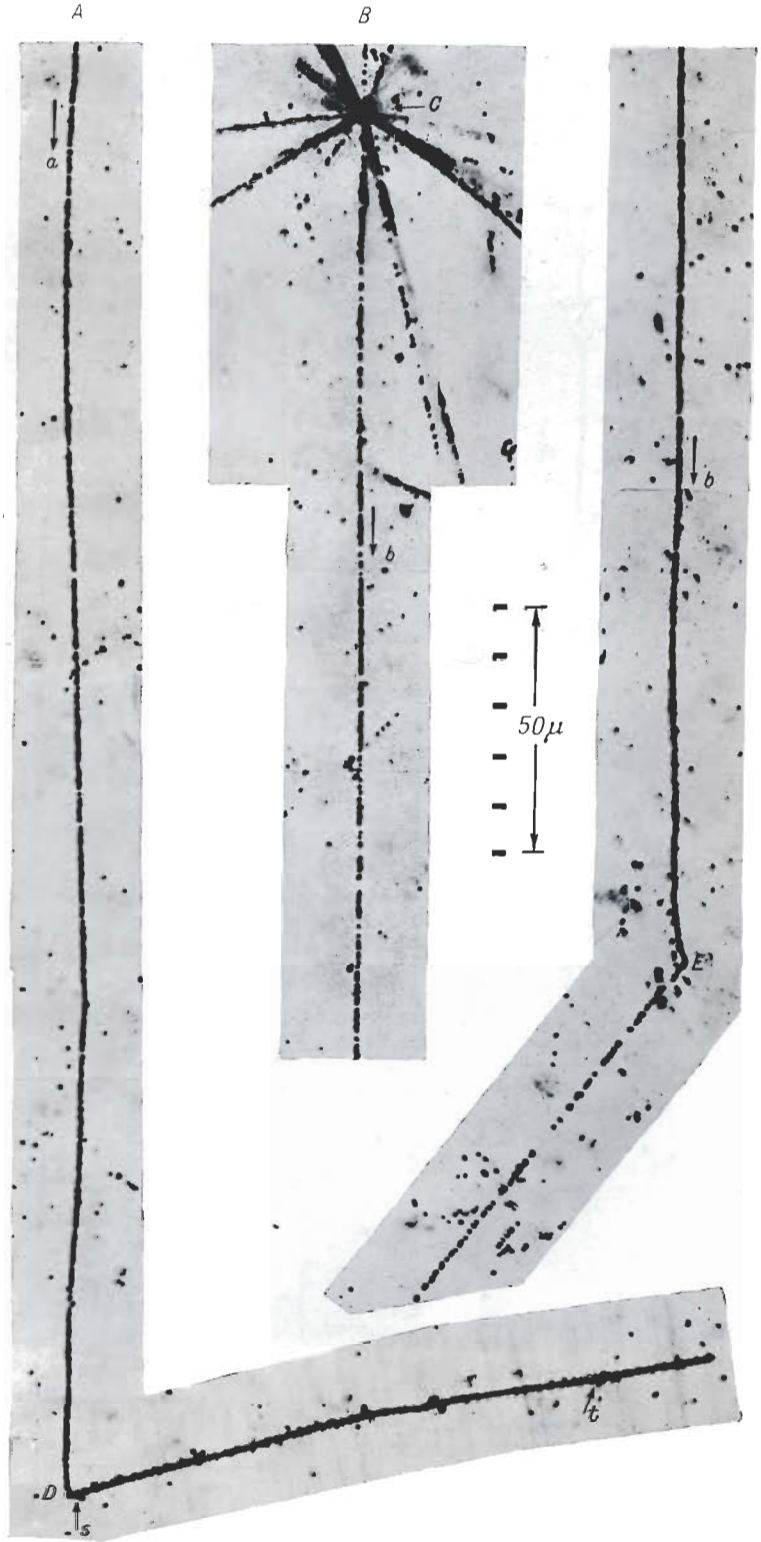
A — длина следа первичной частицы равна 7 *мм*, и, согласно проведенным оценкам, ее масса составляет $2250 \pm 400\, m_e$. Следы двух вторичных заряженных частиц появляются в точке *D*. Один из них (*s*) очень короткий, другой (*t*) расположен под большим углом к плоскости эмульсии и, по-видимому, принадлежит протону. Поэтому случай был приписан ядерному взаимодействию.

Johnston, O'Ceallaigh, Phil. Mag., **45**, 424 (1954).

B — измеренное значение массы первичной частицы, которая образуется в „звезде" и оставляет след *b* длиной 4,6 *мм*, оказалось равным $2440 \pm 300\, m_e$. Масса вторичной частицы, испущенной из точки *E*, близка к массе протона или равна ей, а ее энергия определенно больше 50 *Мэв*. Этот результат следует из измерений длины следа, рассеяния и плотности зерен вдоль следа у выхода его из стопки.

По причинам, обсуждавшимся на стр. 230, этот случай можно приписать скорее ядерному захвату отрицательного гиперона, чем спонтанному распаду частицы.

Friedlander, Phil. Mag., **45**, 418 (1954).





Ф о т о 106. Явления, наблюдаемые в конце пробега Σ^--гиперонов. Эмульсия Ильфорд G5.

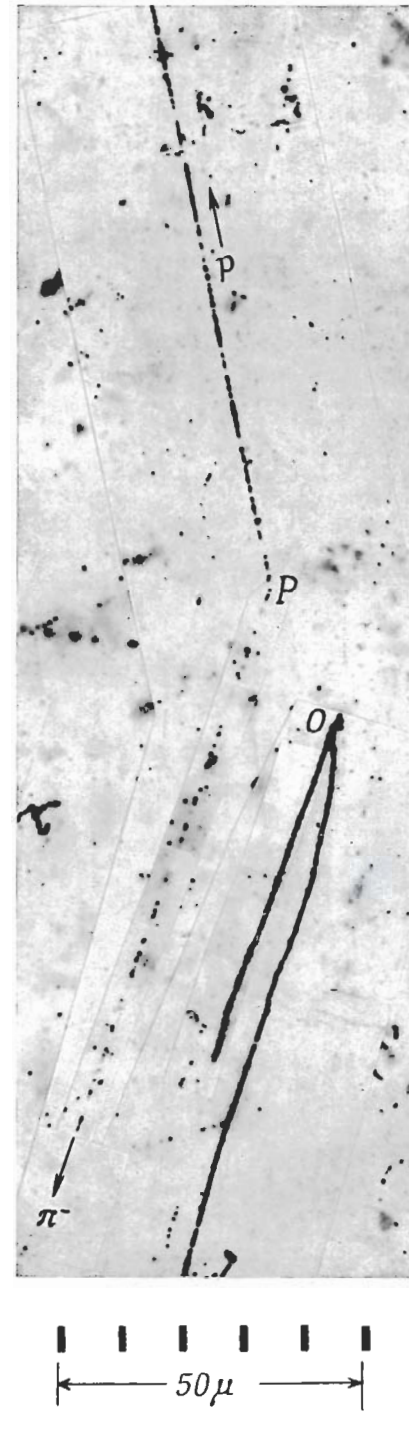
Характерные процессы, происходящие в конце пробега Σ^--гиперонов, связаны с появлением электронов Оже и расщеплением ядра, захватывающего гиперон. *a* — редкий случай испускания трех заряженных частиц из расщепляемого ядра; *b* — электроны Оже; *c* — случайное наложение следов электрона и протона; *d* — одна вторичная заряженная частица, *e* — две вторичные заряженные частицы.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1958 г.

Фото 107. Λ^0-частица, возникающая в результате ядерного захвата K^--мезона. Эмульсия Ильфорд К5.

Этот случай был обнаружен в стопке эмульсий К5, облученной пучком K^--мезонов на бевatроне в Беркли. K^--мезон достигает конца своего пробега в точке O и захватывается ядром. При образующемся расщеплении испускается одна сильно ионизующая частица. Можно различить также связанный короткий след, принадлежащий ядру отдачи или электрону Оже. Кроме того, образовалась Λ^0-частица, которая, пройдя 26 μ, распалась в точке P на протон и π^--мезон. В пределах ошибок измерений центр расщепления, вызванного захватом K^--мезона, лежит в плоскости, определяемой следами протона и π^--мезона, образующихся при распаде Λ^0-частицы. Кроме того, перпендикулярные составляющие импульсов π-мезона и протона по отношению к предполагаемой линии полета Λ^0-частицы равны по величине и противоположны по знаку. Таким образом, данные о генетической связи этих двух событий являются очень вескими. Отрицательный π-мезон был четко идентифицирован по „звезде", которую он образовал в конце своего пробега. Энергии π-мезона и протона, определенные по их пробегам, равны соответственно 28,4 $\pm$ 0,5 и 23,1 $\pm$ $\pm$ 0,2 *Мэв*, а угол между направлениями их движения равен 120 $\pm$ 1°. Соответствующее значение Q для Λ^0-распада было найдено равным 36,7 $\pm$ 0,6 *Мэв*, а кинетическая энергия Λ^0-частицы оказалась лишь 15 *Мэв*.

Бристольская группа, неопубликованная работа.



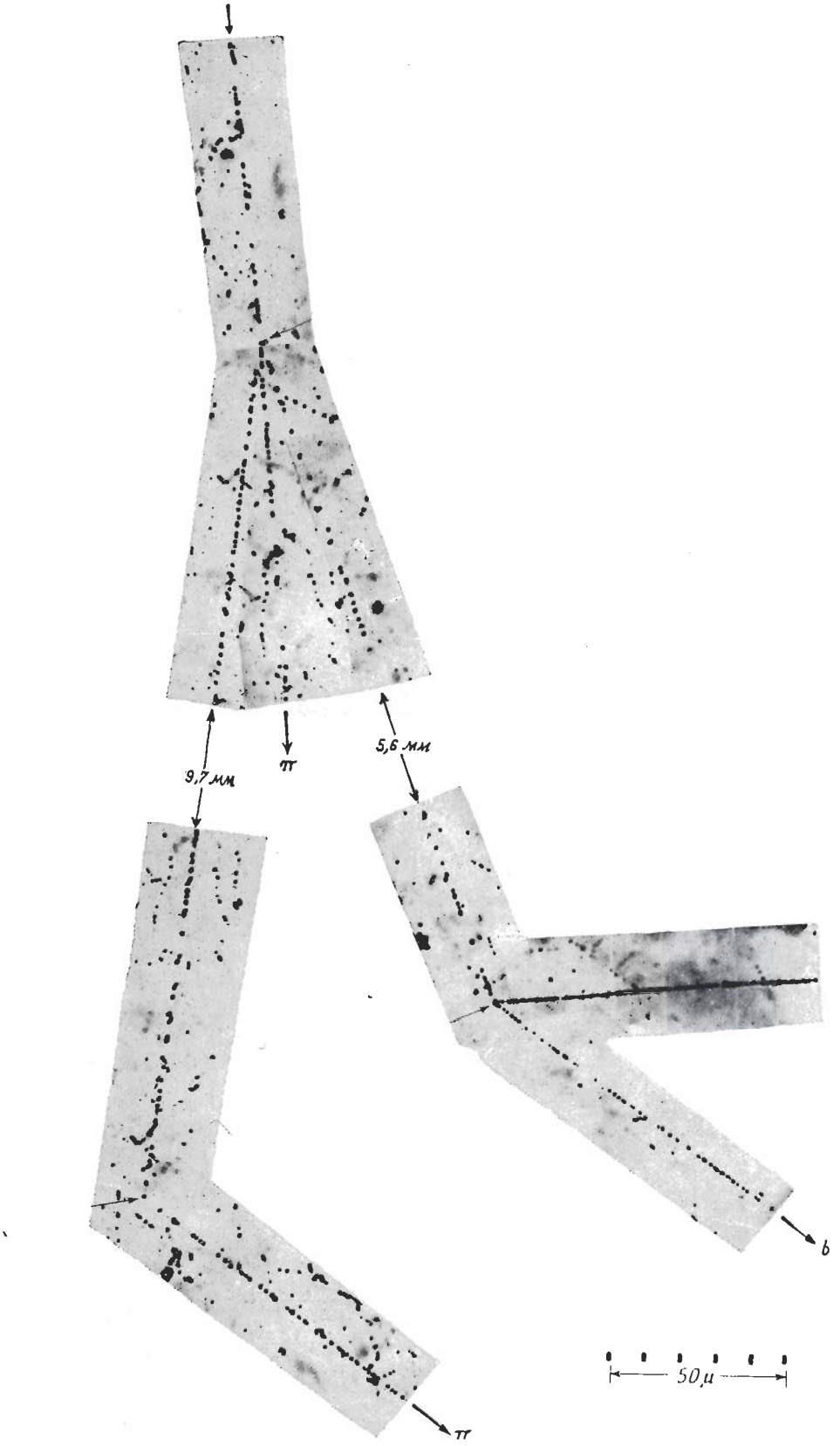


Фото 108

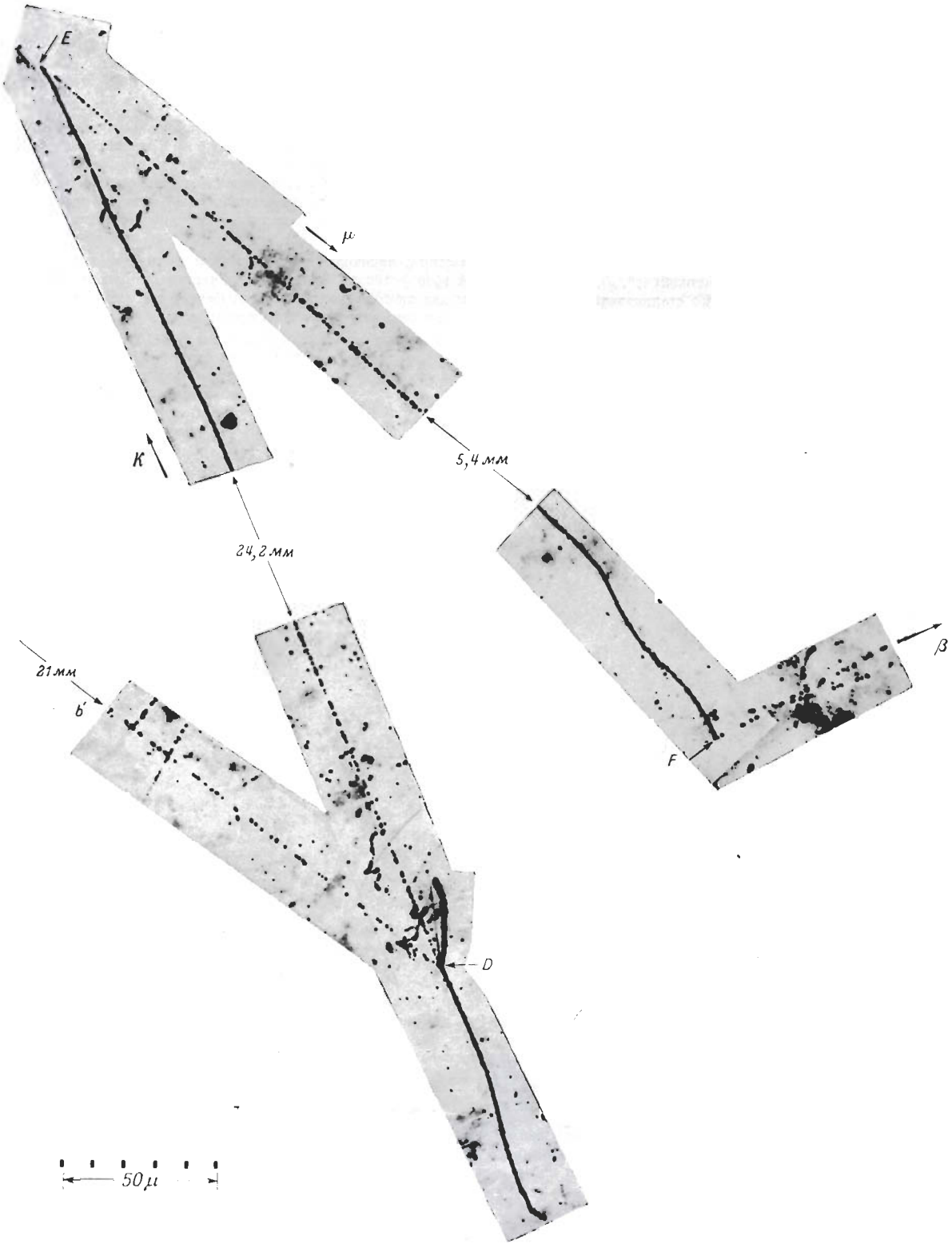


Фото 109

Фото 108 и 109. Совместное образование K-мезона и гиперона и ядерное взаимодействие быстрого K-мезона. Эмульсия Ильфорд G5.

Этот замечательный случай показывает, какое многообразие явлений можно регистрировать с помощью эмульсионных стопок. Случай был обнаружен в стопке размером $20 \times 15 \times 5$ см^3, экспонированной на высоте 28,5 *км* в течение 4 *час*. Быстрая частица, которая входит в стопку, испытывает ядерное столкновение в точке A. В результате расщепления вылетают три частицы, а именно: гиперон, который после ~ 1 см пробега распадается на лету в точке C с испусканием π-мезона, π-мезон, выходящий из стопки, и частица, о которой почти наверняка можно сказать, что она является K-мезоном, и которая испытывает ядерное столкновение в точке B. Таким образом, расщепление в точке A является примером совместного образования гиперона и K-мезона.

При расщеплении в точке B испустилась сильно ионизующая частица, являющаяся протоном или дейтроном, и K-мезон, масса которого, определенная методом (g^*, $\overline{\alpha}$), оказалась равной $1000 \pm 100\ m_e$. В точке D эта частица испытала ядерное столкновение. В результате этого столкновения были испущены два протона с короткими пробегами и K-мезон, который распался в точке E на μ-мезон. Последний распадается в точке F на электрон.

Идентификация следа, соединяющего точки A и B, как K-мезона основана на измерениях величины $p\beta$ (1100 *Мэв/с*) и плотности зерен ($g^* < g_p$). Полученные результаты согласуются с предположением, что эта частица является K-мезоном, а не протоном или π-мезоном. Эти значения позволяют также сделать заключение о том, что первичное столкновение произошло между π-мезоном (или протоном) и слабо связанным нуклоном: $\pi + n \rightarrow \Sigma + K + \pi$. Предположение о такой схеме реакции согласуется с наблюдаемыми значениями энергии и импульсов. С другой стороны, может оказаться, что значения параметра рассеяния определены с ошибкой из-за малой длины следа, доступной для измерений ($\sim 2{,}5$ *мм* на одну пластинку).

Friedlander, Keefe, Menon, Nuovo Cimento, **2**, 694 (1955).

Фото 110. Первый зарегистрированный в эмульсии случай одновременного образования пары K-мезонов. Эмульсия Ильфорд G5.

Один из K-мезонов, отрицательно заряженный, достиг конца своего пробега в точке A, где он провзаимодействовал с периферическим протоном ядра, в результате чего образовались Σ-частица и π-мезон. Направления вылета этих двух частиц составляют угол $\sim 160°$. После 1,67 *мм* пробега Σ-частица распалась в точке B на π-мезон с энергией 82 ± 3 *Мэв*. Эта энергия значительно меньше той, которую следовало бы ожидать при распаде Σ-частицы в покое, поэтому был сделан вывод о том, что частица распалась на лету примерно за 200 μ до конца пробега. Пробег Σ-частицы, равный 1,67 *мм*, а не 0,8 или 0,7 *мм*, как в случае взаимодействия с покоящимися протонами, а также неполная коллинеарность следов двух вторичных частиц свидетельствуют о том, что протон, захвативший K^--мезон, не был свободным и Σ-частица приобрела большее значение энергии за счет фермиевского импульса протона.

Благодаря этому и другим аналогичным случаям было получено важное подтверждение гипотезы Гелл-Манна и других о сохранении „странности". Придавалось важное значение тому факту, что, хотя связанное образование K^+-мезонов и гиперонов наблюдалось часто, первой зарегистрированной тяжелой частицей, которая была образована совместно с K^--мезоном, был второй K-мезон. Знак заряда последнего в этом случае не был известен, но масса, определенная по измерениям рассеяния и плотности зерен вдоль следа, была найдена равной $875 \pm 65\ m_e$. След этой частицы отходит от точки O на фотографии влево почти в горизонтальном направлении.

Friedlander, Keefe, Menon, Nuovo Cimento, **2**, 666 (1955).

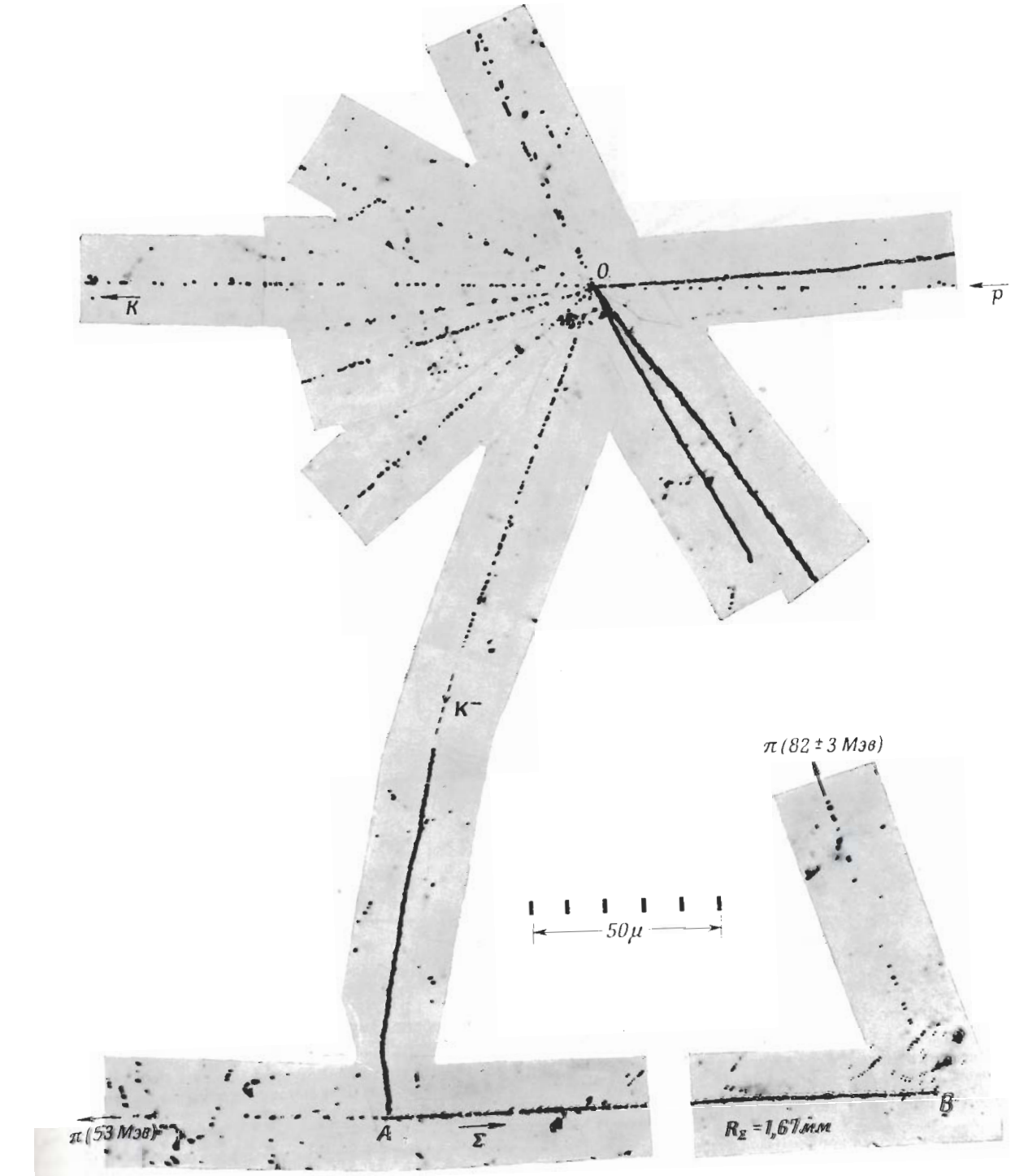


Фото 110

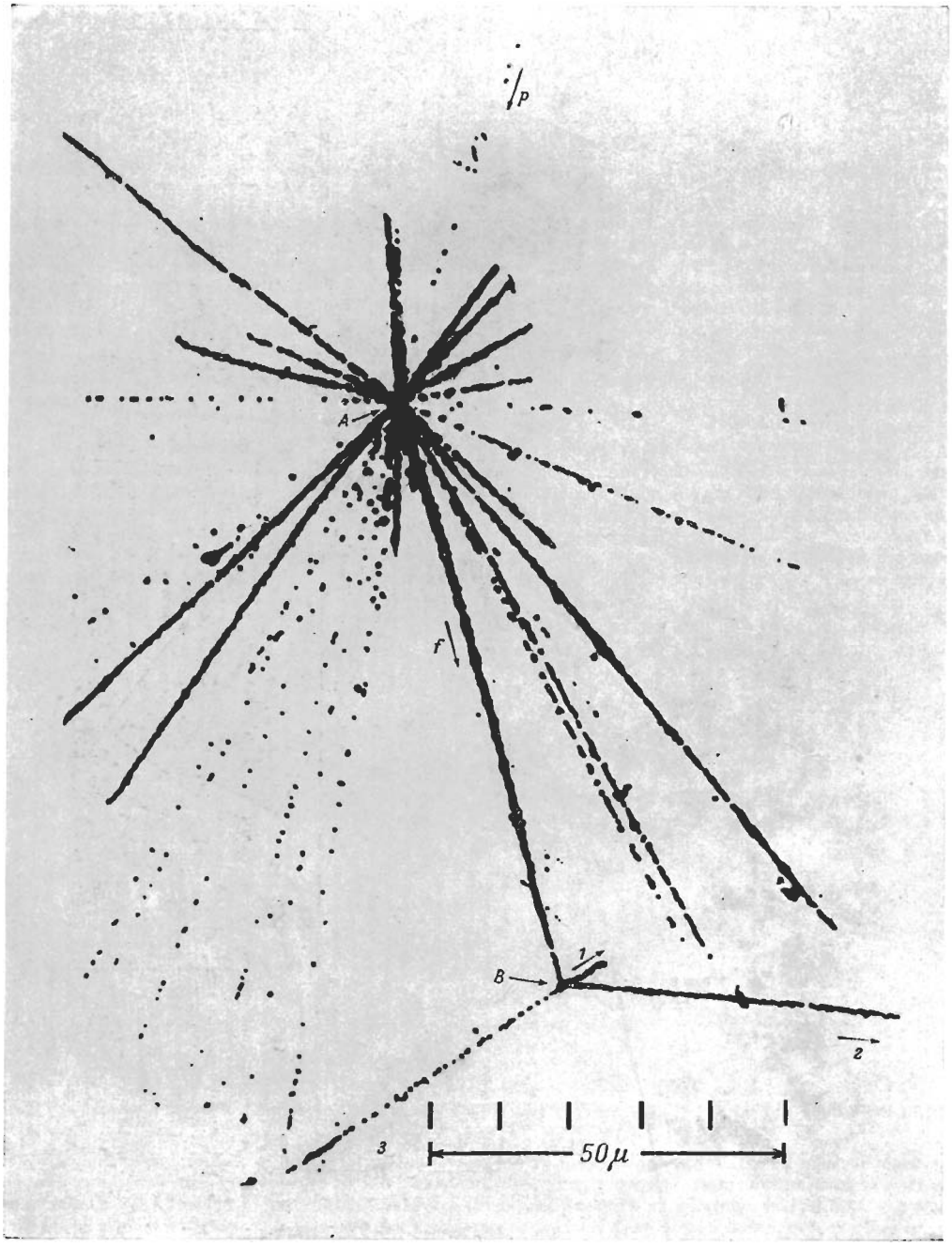


Фото 111. Замедленный распад ядра в конце его пробега. Эмульсия Ильфорд G5.

Первый зарегистрированный случай „замедленного" распада ядра. Ядерный осколок f с зарядом $Z \sim 5$ достигает конца своего пробега в точке B и расщепляется с испусканием трех быстрых заряженных частиц. Возможно, что след 3 образован π-мезоном. В таком случае для полного выделения кинетической энергии при распаде получается значение, равное около 40 *Мэв*. Это находится в хорошем согласии с предположением, что внутри ядра в качестве его составной части находилась Λ^0-частица.

Аналогичные процессы, которые были обнаружены позже, происходили с осколками, имевшими меньшие значения заряда. Большинство осколков имело заряд 1 или 2. Более тяжелые гиперфрагменты с таким же зарядом, как и в рассмотренном выше случае, являются гораздо более редкими. Возможно, что на последовательность первого обнаружения осколков с разным зарядом повлиял тот факт, что направление движения частиц с зарядом $Z = 4$ или 5 очень легко устанавливается по четко выраженному сужению следа. Очевидно, и до этого наблюдались примеры нестабильных осколков с малыми зарядами, однако им не придавалось значения.

Danysz, Pniewski, Phil. Mag., **44**, 348 (1953).



Фото 112. Замедленный распад тяжелого ядерного осколка. Эмульсия Ильфорд G5.

В этом случае явного замедленного распада ядерного осколка испустившаяся частица имеет по всем признакам эффективный заряд $Z = 2$. С другой стороны, при вторичном распаде в точке B испустились три заряженные частицы. Если бы заряд ядерного осколка был равен 2, то один из следов должен был принадлежать отрицательной частице, а другой, скажем след b, — частице с зарядом $Z = 2$. Однако не было никаких данных, которые свидетельствовали бы о том, что одна из трех частиц была π^--мезоном. Вероятнее всего, ядерный осколок имел на самом деле заряд $Z = 3$. Кроме того, для выполнения закона сохранения импульса во вторичном распаде следует предположить, что были испущены также нейтральные частицы, один или несколько нейтронов.

Tidman, Davis, Herz, Tennent, Phil. Mag., 44, 350 (1953).

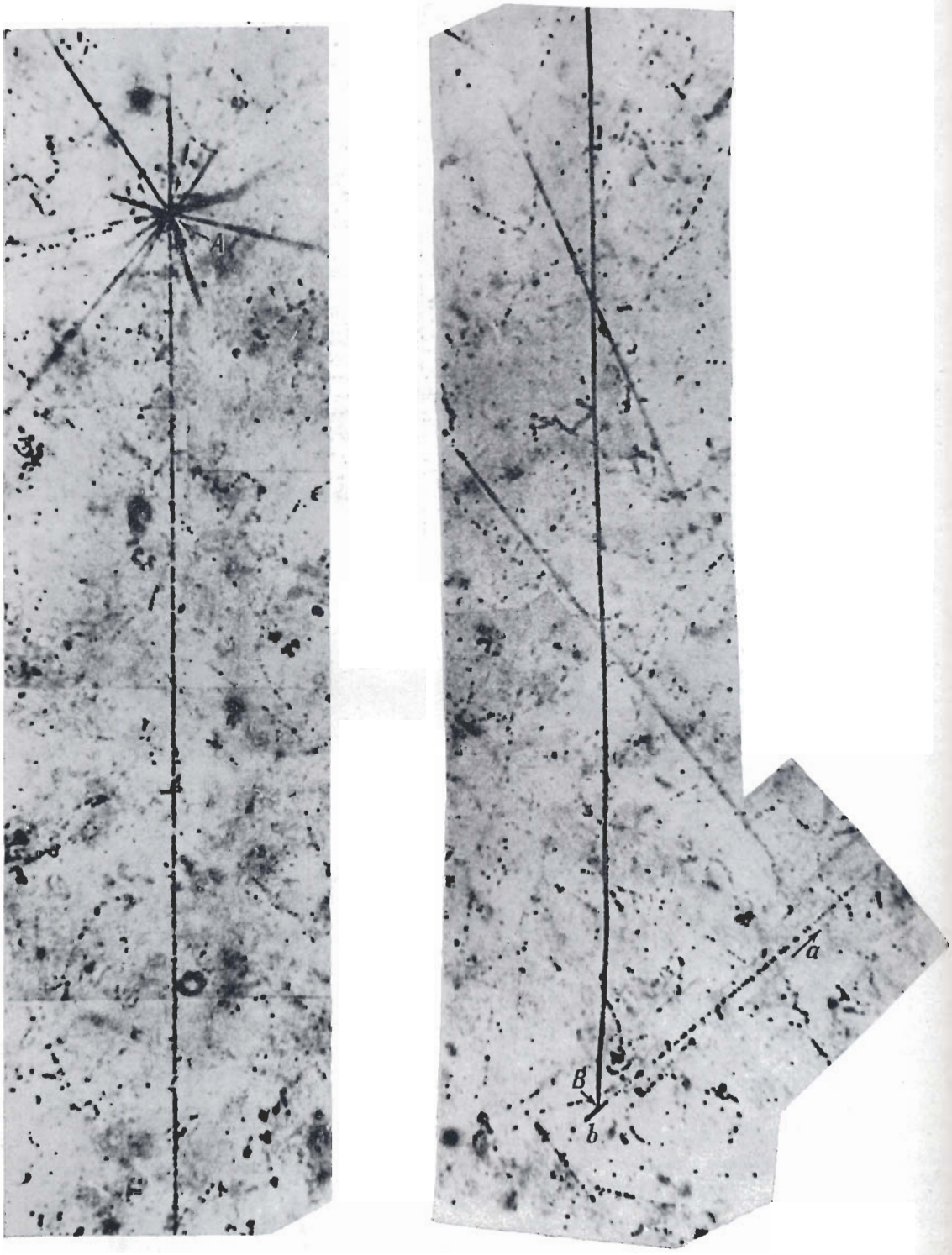


Фото 113

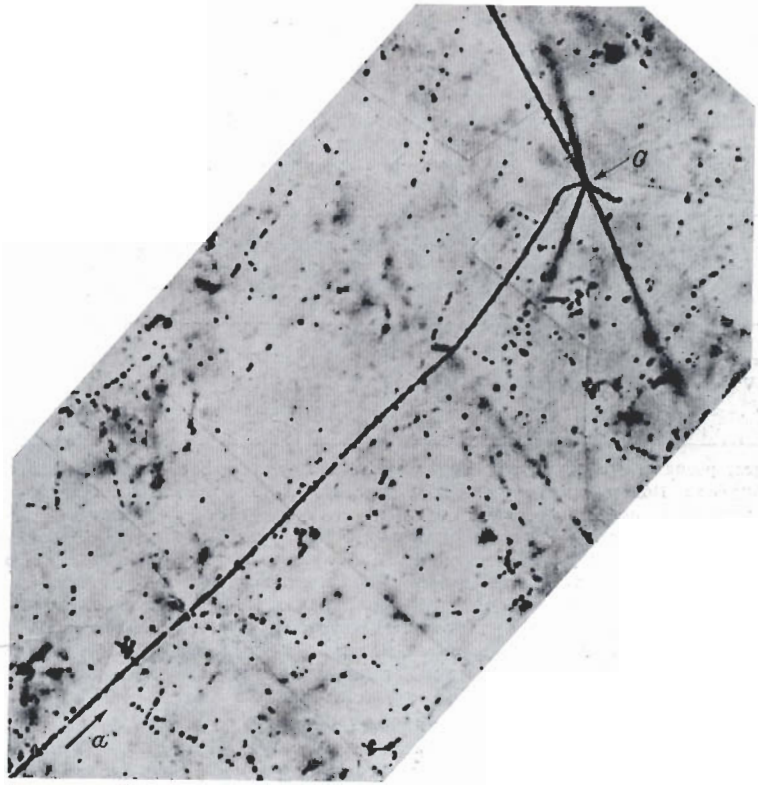


Фото 113

Фото 113. Первый зарегистрированный случай распада ${}_{\Lambda}H^{3}$. Эмульсия Ильфорд G5.

Этот случай замедленного распада ядра был обнаружен в эмульсионной стопке. Условия измерений позволяли провести весьма полный анализ случая. Ядерный осколок с зарядом e испустился при расщеплении в точке A и остановился в точке B, пройдя ~ 13 *мм*. Можно было измерить массу частицы, она равнялась $\sim 5500\, m_e$, т. е. оказалась приблизительно равной массе тритона. В конце пробега осколок распался на две частицы, которые разлетелись в противоположных направлениях. Быстрая частица оказалась π^--мезоном, который прошел 23,8 *мм*, остановился и вызвал вторичное расщепление. Из закона сохранения заряда и числа нуклонов следует, что сильно ионизующая частица с коротким пробегом, вылетающая в направлении, противоположном вылету π^--мезона, является ядром He^3. При этом предположении наблюдаемый пробег частицы согласуется со значением импульса, равным по величине и противоположным по знаку импульсу π-мезона. Полное выделение энергии при этом равно $\sim 41{,}5$ *Мэв*. Таким образом, можно считать, что расщепление описывается схемой

$${}_{\Lambda}H^{3} \rightarrow He^{3} + \pi^{-} + 41{,}5\ Мэв.$$

Исследование этого случая позволяет вычислить энергию связи A^0-частицы в тритоне.

Bonetti, Levi-Setti, Panetti, Scarsi, Tomasini, Nuovo Cimento, **11**, 210, 330 (1954).

Ф о т о 114. Захват K^--мезона ядром O^{16} с последующим испусканием гиперфрагмента ${}_{\Lambda}Li^7$. Эмульсия Ильфорд К5.

Исследование этого случая обнаруживает большие возможности фотографического метода для изучения гиперфрагментов и является прекрасной демонстрацией того, насколько подробные выводы могут быть получены при благоприятных условиях наблюдений в результате исследования отдельных случаев, зарегистрированных в фотографической эмульсии.

Отрицательно заряженный K-мезон из пучка бевatрона в Беркли вошел в эмульсию извне (см. на фото слева вверху) и достиг конца своего пробега в точке A, где он захватился ядром кислорода. Это ядро расщепилось на гиперфрагмент ${}_{\Lambda}Li^7$, две α-частицы (следы I и II), протон (след III) и π^--мезон. Гиперфрагмент достиг конца своего пробега в точке B, где он спонтанно распался по схеме ${}_{\Lambda}Li^7 \rightarrow \pi^- + He^4 + He^3$ с энерговыделением $Q = 35{,}9 \pm 0{,}5$ *Мэв*. Эти подробные данные были установлены следующим образом по результатам измерений, представленным в приводимой таблице.

След	Пробег, μ	Угол в общей плоскости, *град*	Энергия из данных о пробеге, *Мэв*	Импульс из данных о пробеге, *Мэв/с*
π^-	10060	$0 \pm 0{,}3$	$24{,}1 \pm 0{,}45$	$85{,}5 \pm 1$
IV	33,1	$144{,}5 \pm 1$	$6{,}9 \pm 0{,}1$	$227 \pm 1{,}5$
V	23	307 ± 1	$4{,}9 \pm 0{,}1$	165 ± 2

Рассмотрим, во-первых, распад гиперфрагмента. Направления движения трех вторичных частиц были компланарны в пределах ошибок измерений. Поэтому разумно предположить, что не было испущено ни одной нейтральной частицы и что гиперфрагмент распался в покое. Измеренный пробег π^--мезона определяет его импульс. Импульсы двух частиц с короткими пробегами (следы IV и V) можно в этом случае определить путем применения теоремы Лами. Полученные таким образом значения импульсов частиц, образовавших следы IV и V, равны соответственно 227 ± 16 и 165 ± 16 *Мэв/с*. Если бы след IV был образован α-частицей, то ее пробег должен был иметь значение от 28 до 41 μ. Действительное значение этого пробега равно 33 μ. Если бы, с другой стороны, эта частица была He^3, то ее пробег должен был бы быть заключен между 48 и 74 μ. Во всех случаях, когда частица предполагалась отличной от He^4, получаемые значения пробегов сильно отличались от наблюдаемой величины. Аналогичный способ может быть использован для идентификации частицы, образующей след V. Таким образом можно показать, что эта частица является He^3, хотя данные в этом случае не столь убедительны, как в случае следа IV.

Считая, что более длинный след был образован действительно α-частицей, можно из пробега оценить ее импульс более точно, чем было сделано раньше. Полученное таким образом значение было равно $227 \pm 1{,}5$ *Мэв/с*. Из закона сохранения импульса следует, что след V соответствует частице с импульсом 165 ± 2 *Мэв/с*. Если бы эта частица была действительно He^3, то ее пробег должен был бы быть равным 23 ± 1 μ или соответственно $14 \pm 0{,}5$ μ, если бы она являлась He^4, или 98 ± 3 μ, если бы она являлась H^3. Измеренное значение пробега 22,8 μ служит, таким образом, основанием для заключения о том, что следы IV и V были образованы соответственно He^4 и He^3, как уже было указано. Отсюда следует, что гиперфрагментом являлся ${}_{\Lambda}Li^7$, который распался по приведенной выше схеме. Из значений энергий частиц, определенных по их пробегам, энергия связи Λ^0-частицы была найдена равной $5{,}2 \pm 0{,}5$ *Мэв*. Этот случай является, по-видимому, первым зарегистрированным случаем распада гиперфрагмента ${}_{\Lambda}Li^7$, когда можно было провести надежную идентификацию независимо от того, образуется ли одно из конечных ядер в возбужденном состоянии или не в возбужденном.

Перейдем теперь к рассмотрению первичного расщепления. Это расщепление интерпретировано как захват ядром O^{16} по схеме $K^- + O^{16} \rightarrow He^4 + He^4 + {}_{\Lambda}Li^7 + H^1 + \pi^-$. Интерпретация основана на следующем. Помимо вторичного π-мезона и гиперфрагмента, испущенных из точки A, были образованы также три сильно ионизующие частицы с короткими пробегами, линии движения которых составляют в проекции небольшие углы. Следы двух из этих трех частиц, которые оканчиваются в точках, обозначенных как I и II, на фотографии почти неразличимы. Если следы I и II приписать α-частицам, а след III — протону, то векторная сумма импульсов четырех осколков оказывается равной 230 ± 10 *Мэв/с*, а компонента, перпендикулярная направлению движения связанного π-мезона, равна при этом всего лишь 8 ± 10 *Мэв/с*. Этот π-мезон в стопке не остановился, так что его энергию нельзя было точно определить по пробегу. Знак его заряда также не был известен. Однако если предположить, что при расщеплении не было испущено ни одной нейтральной частицы, то импульс π-мезона должен быть равен векторной сумме импульсов тяжелых заряженных частиц, т. е. 230 ± 10 *Мэв/с*. Соответствующее значение энергии π-мезона равно 124 ± 9 *Мэв*. В предположении, что расщепление правильно описывается приведенной выше схемой, полное энерговыделение получается равным 497 ± 9 *Мэв*. Поскольку значение выделившейся энергии так хорошо согласуется с массой покоя K-мезона (которой соответствует энергия ~ 494 *Мэв*) и имеются надежные сведения о выполнении баланса импульсов, разумно предположить, что при данном расщеплении не было испущено ни одного нейтрона.

Предположения о природе заряженных частиц, отличные от указанных выше, приводит к нарушению баланса импульсов. Однако при такого рода анализе, вообще говоря, не может быть исключена возможность испускания нейтрона с подходящим значением импульса. Именно таким образом обстоит дело и в рассматриваемом случае. Эту неопределенность можно было бы разрешить, если бы пробег π-мезона был определен точно.

Как свидетельствуют приведенные выше данные, очень вероятно, что расщепление произошло действительно в результате захвата ядром O^{16}. Это служит дополнительным аргументом в пользу того, что гиперфрагмент был осколком типа ${}_{\Lambda}Li^7$. Если бы π-мезон, испущенный в точке A, остановился в стопке, то его энергию можно было бы определить с точностью ~ 2 *Мэв*, и это позволило бы точно оценить полное выделение энергии, из которого следовало бы значение массы K^--мезона с точностью $\sim 4\, m_e$. Не имея такой информации, мы можем принять некоторое значение для массы K^--мезона и затем определить энергию π-мезона. Полученное таким образом значение равно 124 ± 1 *Мэв*. Этот результат указывает, по-видимому, на то, что Λ^0-частица была образована в этом случае непосредственным образом, а не путем, как это часто бывает, образовании Σ^--частицы и последующего взаимодействия с ядром по схеме: $\Sigma^- + p \rightarrow \Lambda^0 + n$. В таких случаях π-мезон не может приобрести энергию больше ~ 90 *Мэв*, даже при взаимодействии с нуклонами, обладающими импульсами фермиевского движения. Такое высокое значение энергии π-мезона, как ~ 124 *Мэв*, находит объяснение лишь в случае непосредственного образования Λ^0-частицы, если при этом не вводится особые предположения.

F o w l e r, Phil. Mag., **3**, 1460 (1958).

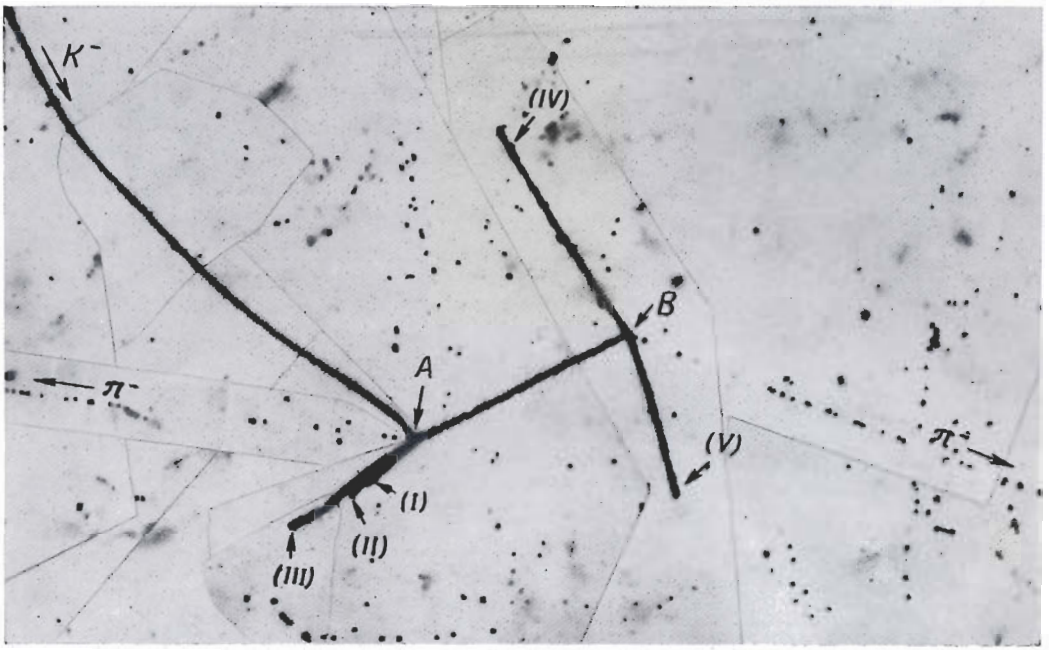


Фото 114

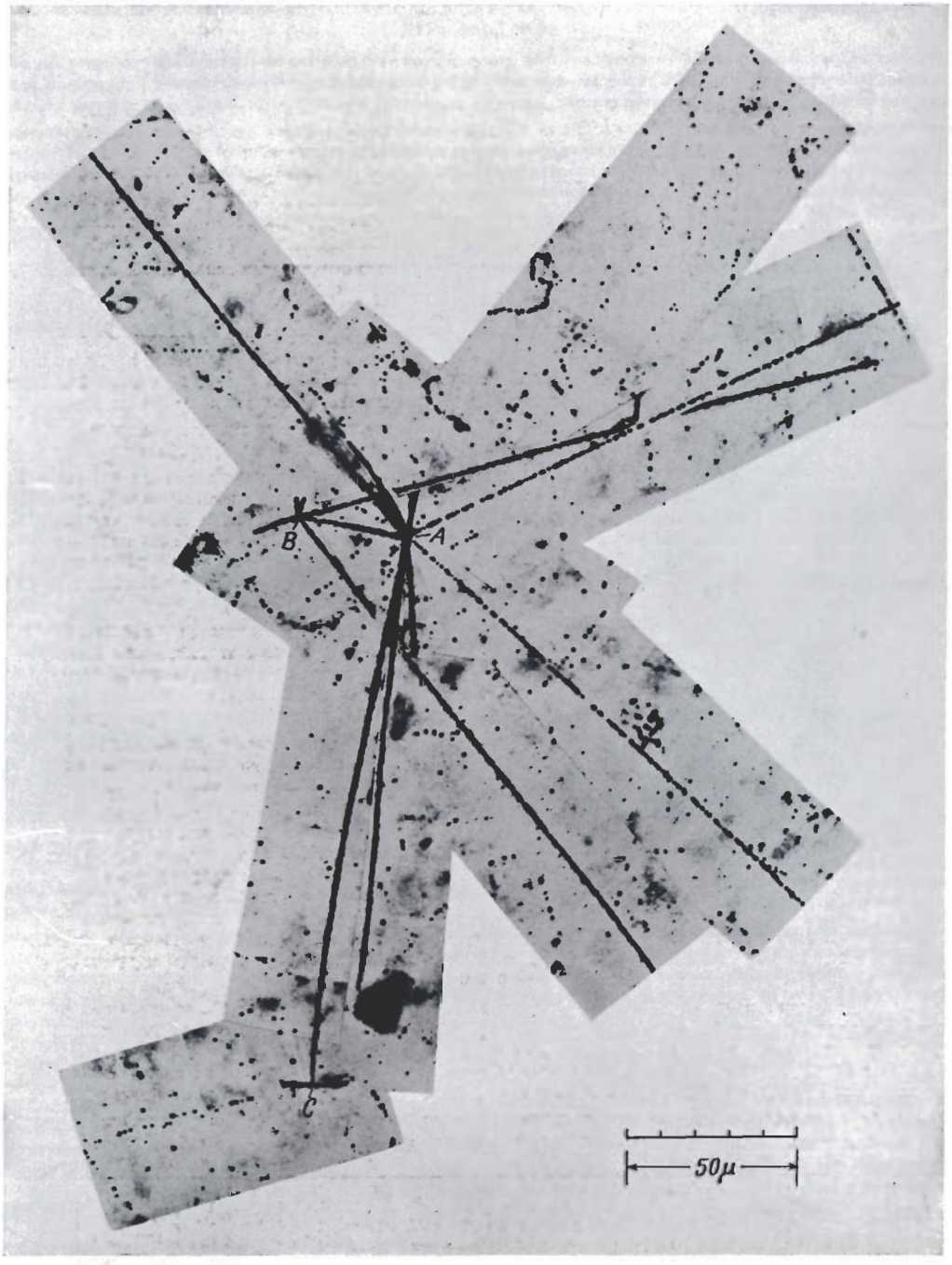


Фото 115. Безмезонный распад гиперфрагмента. Эмульсия Ильфорд G5.

Этот случай был обнаружен в эмульсионной стопке, облученной π-мезонами с энергией 4,5 *Бэв*, полученными на ускорителе в Беркли. При расщеплении в точке *A* испустился гиперфрагмент с зарядом $Z \sim 5$, который достиг конца пробега и распался без испускания мезона в точке *B*. Можно легко заметить сужение следа гиперфрагмента. При этом же расщеплении испустилось ядро Li^8, которое распалось в точке *C*.

Фотография служит иллюстрацией тех преимуществ для изучения тяжелых гиперфрагментов, которые появляются при исследовании расщеплений высокой энергии. Хотя такие гиперфрагменты встречаются редко, они иногда испускаются при расщеплениях серебра и брома со значительной кинетической энергией. В результате распад происходит в точке, которая отстоит на заметном расстоянии от центра первичного расщепления. В то же время при образовании гиперфрагментов в результате ядерного захвата *K*-мезонов эти два центра часто оказываются практически совмещенными. (Ср. также фото 111.)

Бристольская группа, неопубликованная работа.

Ф о т о 116. Образование нейтрального π-мезона при распаде гиперядра. Эмульсия Ильфорд G5.

K^--мезон достиг конца своего пробега в точке O. В результате расщепления испустился гиперфрагмент, который остановился в точке P. Распад гиперфрагмента привел к испусканию одной частицы с коротким пробегом и пары электронов с близко расположенными следами, которую почти с полной определенностью можно приписать альтернативной схеме распада π^0-мезона.

В таких случаях можно, вообще говоря, оценить энергию пары (по измерениям рассеяния) и ее среднее направление движения по отношению к линии движения родительского π^0-мезона. Последнее определяется направлением одиночного следа частицы отдачи. В результате получается значение энергии π^0-мезона вместе с его импульсом. Предполагая, что гиперфрагмент распался в покое только на две частицы, можно таким образом определить природу частицы, образующей след отдачи, по ее пробегу и импульсу. В благоприятных случаях таким способом можно идентифицировать гиперфрагменты. Рассматриваемый случай можно разумным образом приписать гиперфрагменту ${}_\Lambda He^4$, распадающемуся по схеме ${}_\Lambda He^4 \to He^4 + \pi^0$ с энерговыделением $Q = 61{,}1$ *Мэв* и пробегом ядра отдачи He^4, равным ~ 9 μ.

Levi-Setti, Slater, Phys. Rev., **111**, 1395 (1958).

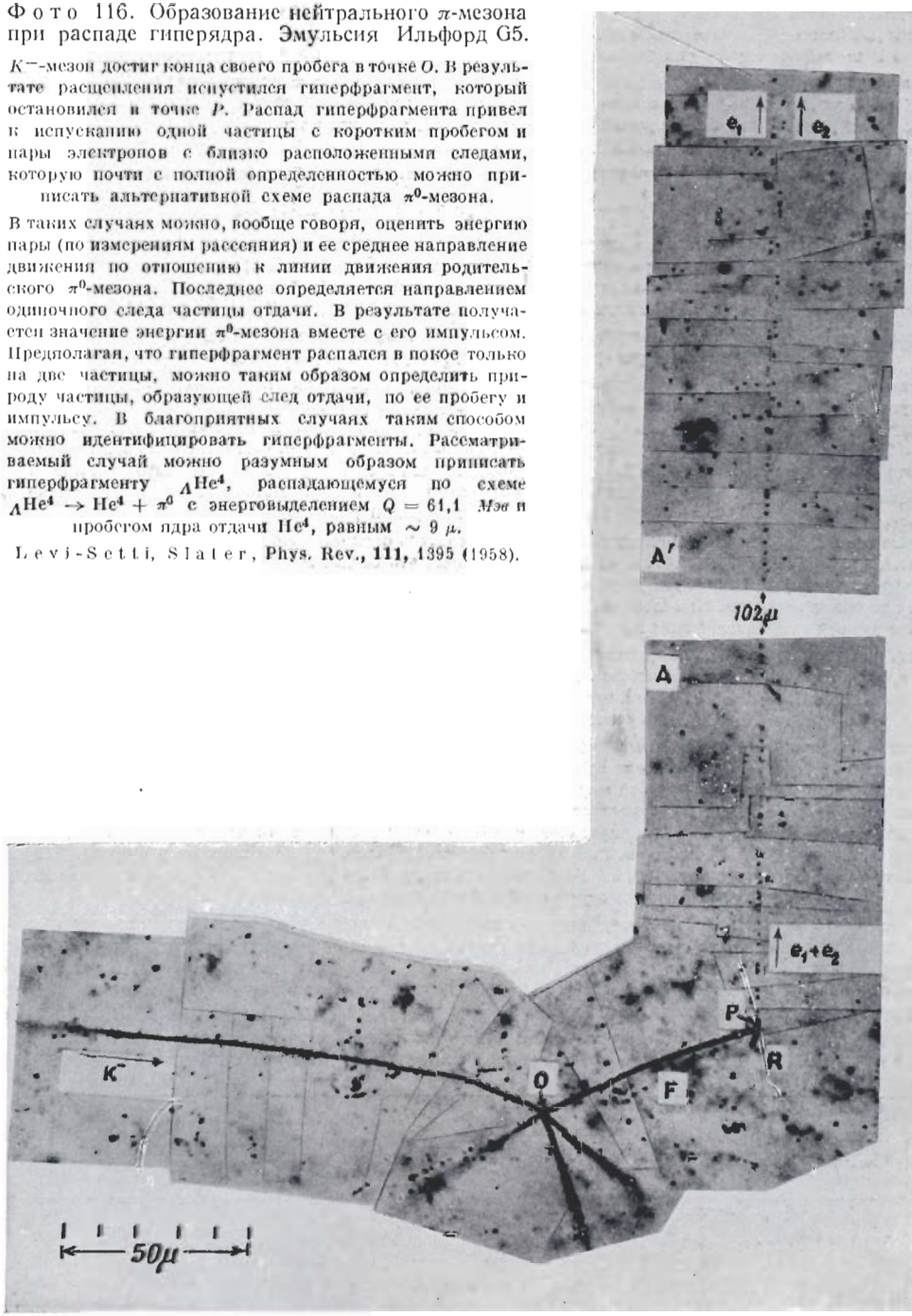


Фото 117. Распад гиперядра $_{\Lambda}He^{4}$ на лету. Эмульсия Ильфорд G5.

На этой фотографии показан один из первых обнаруженных случаев распада гиперфрагмента на лету. В эмульсии распад на лету осуществляется значительно реже, чем распад в покое, потому что большинство гиперфрагментов испускается с малыми скоростями $\sim 0{,}1\ c$, особенно в тех случаях, когда они образуются в результате ядерного захвата K^{-}-мезонов. В последнем случае они останавливаются за время порядка 10^{-11} *сек* (см. стр. 77).

Случай был обнаружен в Копенгагене при просмотре эмульсионной стопки, экспонированной на высоте 27 *км* над Южной Англией. Первичная „звезда" (не показанная на фотографии) была небольшой, типа $4 + 2n$, но гиперфрагмент испустился с кинетической энергией ~ 120 *Мэв* и прошел ~ 5 *мм* прежде, чем распался в точке O примерно за $350\ \mu$ до конца своего пробега.

Анализ, описываемый ниже, показал, что схема реакции расщепления может быть представлена в виде

$$_{\Lambda}He^{4} \rightarrow H^{1} + H^{1} + H^{2} + \pi^{-};\ Q = 29{,}6 \pm 0{,}6\ Мэв.$$

а) Измерения многократного рассеяния и плотности δ-электронов показали, что заряд родительской частицы $Z = 2$ и что частица испытала взаимодействие (или распалась) вблизи конца своего пробега за $350 \pm 100\ \mu$ до остановки. В частности, плотность δ-электронов N_{δ} достигла максимальной величины, соответствующей заряду $Z = 2$, и после этого стала спадать, что является верным признаком приближения частицы к концу пробега (см. фиг. 67, стр. 123).

б) Все вторичные заряженные частицы остановились в эмульсии, и их пробеги можно было точно измерить. π^{-}-мезон был идентифицирован по четырехлучевой „звезде", которую он образовал в конце своего пробега.

в) Если сильно ионизующие частицы приписать протонам и дейтронам, как это указано на фотографии, то векторная сумма импульсов вторичных частиц оказывается равной 429 ± 2 *Мэв/с* и направленной под углом $\sim 1°$ к измеренному направлению первичной частицы. Небольшое отклонение траектории первичной частицы можно было бы объяснить ее рассеянием ($\sim 2°$ на $100\ \mu$), которое не позволяет определить направление движения частицы с большой точностью. В предположении, что импульс родительской частицы $_{\Lambda}He^{4}$ в точке распада равен 429 ± 2 *Мэв/с*, ее остаточный пробег должен быть равным $240 \pm 5\ \mu$. Этот результат находится в хорошем согласии со значением остаточного пробега, полученным из подсчета δ-электронов и измерений рассеяния.

Следует отметить, что предложенную схему распада нельзя считать окончательно установленной, однако полученные данные являются очень убедительными. Так, например, возможно, что следы, приписываемые протонам и дейтронам, были идентифицированы неверно; однако для того, чтобы удовлетворить закону сохранения заряда, все они должны быть теми или иными изотопами водорода. При этом любое предположение о природе частиц, отличное от принятого, не согласуется с равным нулю поперечным импульсом и значением остаточного импульса родительской частицы.

Другая возможность заключается в том, что наряду с тремя протонами мог испуститься нейтрон. Эту возможность полностью исключить нельзя, однако невероятно, чтобы в этом случае соблюдался бы баланс импульсов заряженных частиц. Следующее предположение, заключающееся в том, что первичной частицей мог бы быть осколок $_{\Lambda}He^{5}$, может быть отклонено, поскольку при распаде осколка выделилось явным образом слишком много энергии.

Аналогичные возражения могут быть выдвинуты против интерпретации данного случая как ядерного взаимодействия гиперфрагмента, потому что осуществление баланса импульсов в этом случае становится весьма маловероятным. Можно отметить, что вообще вероятность ядерного взаимодействия гиперфрагментов, имеющих также малые скорости и короткие времена жизни, намного меньше, чем вероятность распада на лету. И наконец, последний довод в пользу предложенной интерпретации заключается в том, что полученное в таком предположении значение массы гиперфрагмента $_{\Lambda}He^{4}$ согласуется с соответствующим значением, полученным при исследовании распада этих ядер в покое. Значение энергии связи Λ^{0}-частицы, полученное при описанной выше интерпретации, было равно $1{,}9 \pm 0{,}6$ *Мэв*, что находится в хорошем согласии с результатами последующих измерений.

Следует заметить, что сам факт распада гиперфрагмента на лету облегчил анализ случая, так как при этом было обеспечено отсутствие коротких следов, по которым часто бывает трудно точно определить пробег и направление движения частиц. Хотя энергия π-мезона была меньше, чем обычно наблюдается при мезонном распаде гиперфрагментов, основной вклад в окончательные ошибки при определении энергии связи Λ^{0}-частицы связан с разбросом пробегов частиц („страгглинг"). Такое положение часто имеет место, когда для измерений масс гиперфрагментов имеются благоприятные условия.

Подробные данные измерений приведены ниже. Они позволяют определить значение энергии связи в качестве упражнения в методике вычислений.

	Предполагаемая природа частицы	Пробег, μ	Энергия, *Мэв*	Импульс, *Мэв/с*	Угол в проекции, *град*	Угол погружения, *град*
Первичная частица	$_{\Lambda}He^{4}$	—	—	—	0,0 ± 0,6	0,0 ± 1,0
1	H^{2}	136	5,70 ± 0,05	14,6 ± 0,7	316,2 ± 1	— 8,1 ± 1,5
2	π	10050	23,6 ± 0,5	84,5 ± 0,8	12,9 ± 0,3	+ 43,8 ± 0,5
3	H^{1}	565	10,2 ± 0,1	139 ± 0,7	16,1 ± 0,5	— 25,5 ± 0,8
4	H^{1}	898	13,4 ± 0,1	158,7 ± 0,8	22,7 ± 0,5	+ 8,1 ± 0,8

Fowler, Hansen, Nuovo Cimento, **4**, 158 (1956).

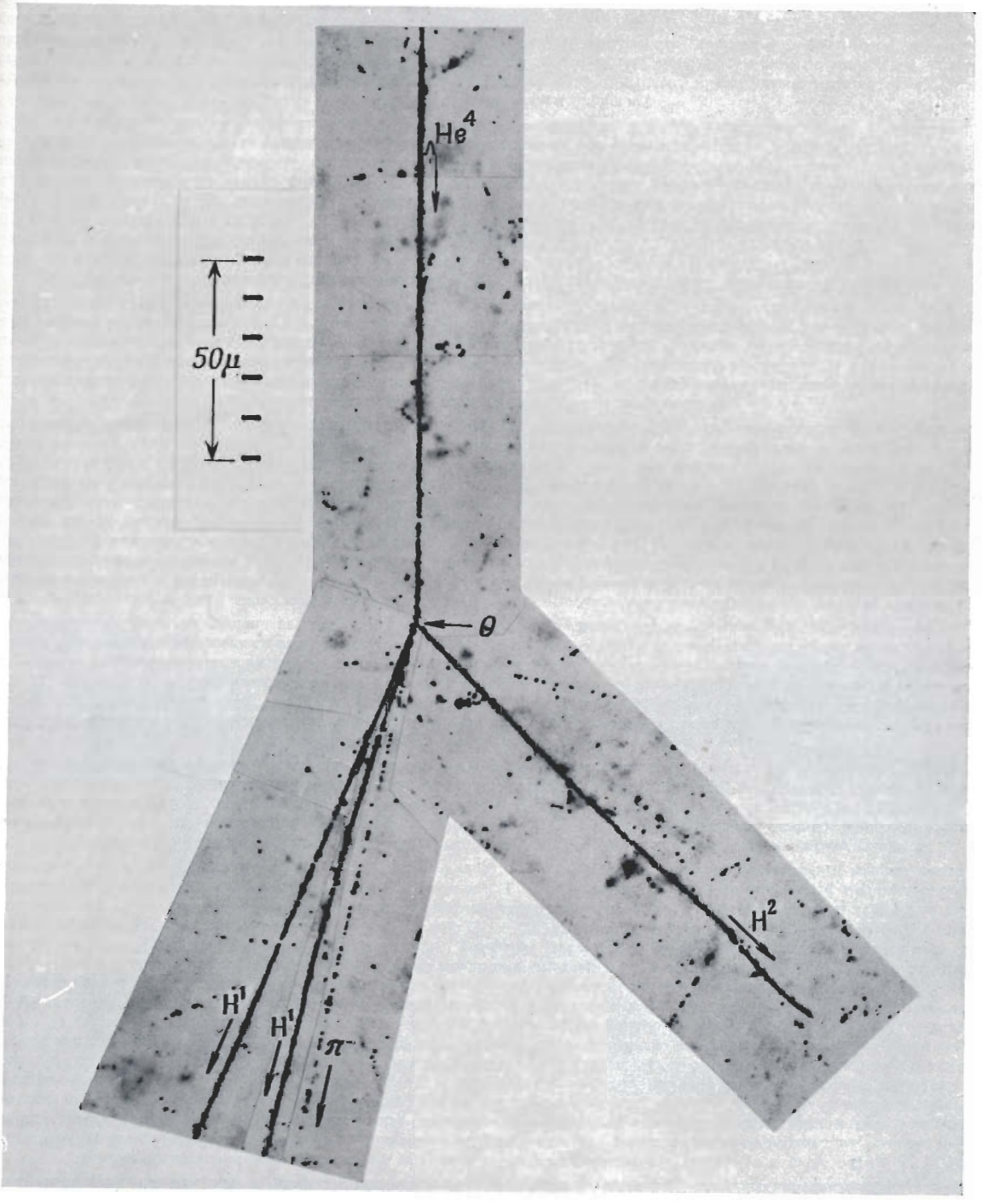


Фото 117

Фото 118. Распад гиперядер в покое и на лету.

Четыре случая, представленные на этой фотографии, были выбраны для иллюстрации различных встречающихся при исследовании типов гиперфрагментов.

А. Распад в покое гиперфрагмента ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^4$. Эмульсия Ильфорд G5. Этот случай был одним из самых первых зарегистрированных примеров распада ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^4$(см. табл. 24, стр. 241). Он был обнаружен в эмульсионной стопке, которая летала в Северной Италии на высоте 25,5 *км* в течение 7 *час* (группа G-Stack Collaboration). Гиперфрагмент испустился при расщеплении типа 21 + 3*p* одновременно с *K*-мезоном, который был идентифицирован по измерениям рассеяния и плотности зерен; метод (*g*, *a*). *K*-мезон достиг конца своего пробега в точке *O*, где он распался на две частицы, следы которых в пределах ошибок измерения коллинеарны.

Гиперфрагмент распался по схеме ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^4 \rightarrow \pi^- + \mathrm{He}^4$ ($Q = 54{,}5 \pm 1{,}0$ *Мэв*). Соответствующее значение энергии связи $B_\Lambda = 2{,}4 \pm 1{,}0$ *Мэв*. Энергия, освобождающаяся при распаде этой частицы по записанной схеме, значительно больше, чем в любом другом случае, когда образуются коллинеарные следы, вследствие того, что нуклоны в He^4 являются сильно связанными. Бо́льшая часть этой энергии уносится π^--мезоном, пробег которого равен 38,2 *мм*. След α-частицы отдачи длиной около 8,5 *а* иногда нельзя отличить от следа ядра отдачи He^3, образующегося при распаде ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^3$ по схеме ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^3 \rightarrow \pi^- + \mathrm{He}^3$. Однако в последнем случае энергия, уносимая π^--мезоном, равна лишь $40{,}4 \pm 0{,}4$ *Мэв*, в то время как при распаде ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^4$ энергия π^--мезона равна $52{,}7 \pm 0{,}2$ *Мэв*. Таким образом, эти два типа гиперфрагментов нельзя надежно различить до тех пор, пока не будут определены надежным образом энергии π-мезонов, сопровождающих распад. Коллинеарные случаи, соответствующие распаду ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^4$, встречаются более часто, чем аналогичные случаи, соответствующие распаду ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^3$.

Б. Распад в покое гиперфрагмента ${}_{\Lambda}\mathrm{He}^5$. Эмульсия Ильфорд K5. Этот случай, так же как и случаи *В* и *Г*, был обнаружен в стопке из эмульсий K5, облученной пучком K^--мезонов из синхрофазотрона на 6 *Бэв* в Беркли. Гиперядро, которое образовалось в результате ядерного захвата K^--мезона, достигло точки *X*, откуда вылетели три вторичные заряженные частицы (следы *a*, *b*, и *c*). Поскольку следы этих трех частиц компланарны, а их параметры определенным образом согласуются с внешним видом следа гиперфрагмента, можно предположить, что при распаде гиперядро находилось в покое и продуктами распада были только три вторичные заряженные частицы.

Использованный метод анализа является типичным для тех случаев, когда имеются три вторичные частицы, направления испускания которых компланарны. Одна из трех вторичных частиц была π^--мезоном, который остановился в стопке, пройдя 15,4 *мм*. Направления следов в общей плоскости соответствовали следующим углам: $\angle a = 0 \pm 0{,}3°$, $\angle b = 160 \pm 3°$, $\angle c = 293 \pm 2°$. Таким образом, по теореме Лами можно было определить импульсы частиц *b* и *c* и сравнить их с пробегами частиц. При этом было показано, что след *c* образован протоном. В результате импульс этой частицы можно определить более точно по ее измеренному пробегу (35 μ). Снова применяя теорему Лами, можно из импульса частицы *c* найти импульс частицы *b*, который оказался равным 131 ± 2 *Мэв/с*. Единственной частицей, у которой при таком значении импульса пробег приблизительно равен наблюдаемому значению (8,5 μ), является ядро He^4. Пробег He^3, например, должен был бы равняться 12,5 μ. Компланарность следов указывает на то, что при распаде не испустилось ни одной нейтральной частицы. Отсюда следует, что родительское гиперядро было ядром ${}_{\Lambda}\mathrm{He}^5$, распавшимся по схеме ${}_{\Lambda}\mathrm{He}^5 \rightarrow \mathrm{He}^4 + \mathrm{H}^1 + \pi^-$.

С наименьшими ошибками значение выделившейся энергии получено из кинетических энергий π-мезона и протона, определенных по их пробегам. Кинетическая энергия α-частицы была при этом определена из значения ее импульса в предположении, что он равен векторной сумме импульсов π-мезона и протона. Полная выделяющаяся энергия была таким образом найдена равной $34{,}1 \pm 0{,}6$ *Мэв*, что соответствует энергии связи Λ^0-частицы с нуклонами в ${}_{\Lambda}\mathrm{He}^5$ 3,1 ± 0,6 *Мэв*.

В. Распад гиперфрагмента, который не был интерпретирован определенным образом. Эмульсия Ильфорд K5. Интерпретация этого случая как распада ${}_{\Lambda}\mathrm{Be}^8$ по схеме ${}_{\Lambda}\mathrm{Be}^8 \rightarrow \pi^- + \mathrm{H}^1 + {}_{\Lambda}\mathrm{Be}^7$ является наиболее вероятной, однако доказательства в пользу этой схемы недостаточно веские.

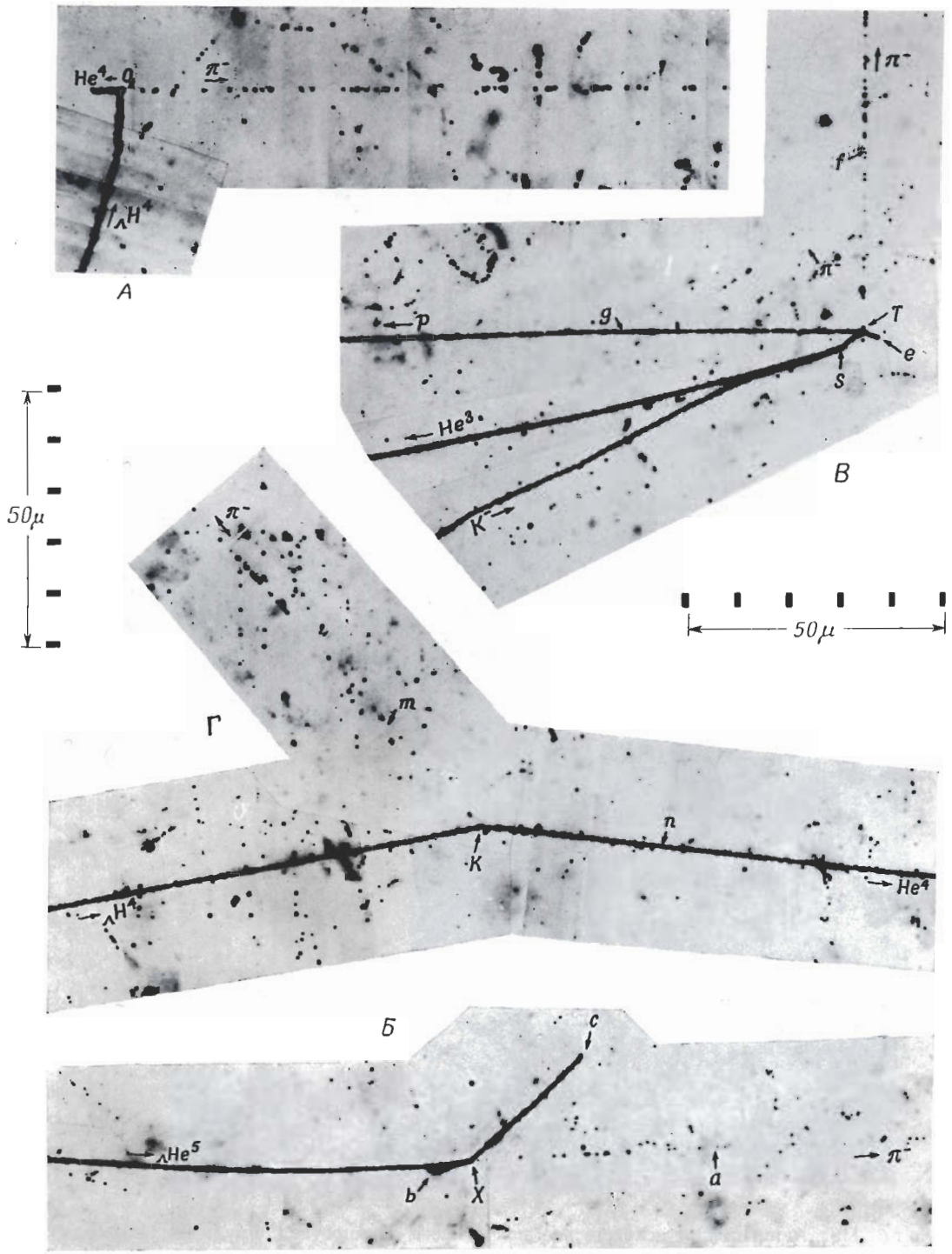
K^--мезон достиг конца своего пробега в точке *S* и захватился ядром. В результате последующего расщепления наряду с другими частицами образовались быстрый π-мезон и частица с коротким пробегом, которая, по-видимому, остановилась в точке *T*, являющейся центром второго расщепления. Три следа, берущие начало в точке *T*, являются, по всей видимости, компланарными, однако точность измерений не очень высока из-за того, что след *e* короткий. Плоскость распада наклонена к плоскости эмульсии всего на 15°, поэтому условия были благоприятными для проведения точных измерений.

Анализ данных был проведен таким же способом, как это было в случае *Б*. Оказалось, что след *f* образован π^--мезоном, энергия которого была равна 18,1 *Мэв*, а импульс $73{,}5 \pm 1$ *Мэв/с*. След *g* был идентифицирован как след протона с энергией $11{,}2 \pm 0{,}1$ *Мэв* и импульсом 146 ± 1 *Мэв/с*. Угол между направлениями испускания π-мезона и этого протона равен $90{,}2 \pm 0{,}5°$. Векторная сумма их импульсов равна $163{,}0 \pm 1{,}5$ *Мэв/с*. Было предположено, что этот суммарный импульс уравновешивается импульсом частицы, образующей короткий след ядра отдачи *e* длиной $3{,}3 \pm 0{,}2$ μ. Средние значения пробегов ядер Li^6, Li^7, Be^7 и Be^9 с таким значением импульса равны соответственно 4,8; 4,4; 2,9 и 2,7 μ. Наилучшее согласие наблюдается для ядра Be^7, однако, учитывая явления „страглинга" пробегов и то, что эти пробеги малы, нельзя исключить также варианты с ядрами Li^7 и Be^9. Если предположить, что первичной частицей действительно был осколок ${}_{\Lambda}\mathrm{Be}^8$ и что ядро Be^7 образовалось в основном состоянии, то для энергии связи Λ^0-частицы ${}_{\Lambda}B$ получается значение $5{,}9 \pm 0{,}4$ *Мэв*. Некоторые доводы в пользу того, что гиперфрагментом было действительно гиперядро ${}_{\Lambda}\mathrm{Be}^8$, можно получить при исследовании первичного расщепления в точке *S*, которое, по-видимому, произошло в результате захвата *K*-мезона легким ядром. Если предположить, что схему реакции можно записать в виде $K^- + \mathrm{C}^{12} \rightarrow {}_{\Lambda}\mathrm{Be}^8 + \mathrm{He}^3 + \pi^- + n$, то импульс нейтрона можно приравнять векторной сумме импульсов заряженных частиц. Таким образом можно определить энергию нейтрона. Значение полной выделившейся энергии в этом случае оказывается равным энергии покоя K^--мезона. С другой стороны, если считать, что гиперфрагментом является ${}_{\Lambda}\mathrm{Li}^8$ или ${}_{\Lambda}\mathrm{Be}^{10}$, то в первичном взаимодействии должно было бы участвовать ядро серебра или брома. На основании имеющихся данных такую возможность исключить нельзя.

Окончательное возражение против предлагаемой интерпретации этого случая связано с тем, что короткий след, приписываемый гиперядру, выглядит тонким, и поэтому не похоже, чтобы заряд частицы $Z > 4$. Вполне возможно было бы приписать частице заряд $Z = 1$, отождествив ее, например, с Σ^--частицей. Однако до сих пор не было зарегистрировано ни одного расщепления, вызываемого Σ^--частицей, при котором испускались бы быстрые π-мезоны (см. стр. 230).

Г. Распад на лету гиперфрагмента ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^4$. Эмульсия Ильфорд K5. Этот случай приписан распаду частицы ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^4$ на лету по схеме ${}_{\Lambda}\mathrm{H}^4 \rightarrow \mathrm{He}^4 + \pi^-$. Интерпретация основывается на следующих соображениях.

Три следа частиц, одна из которых приближалась к точке *K*, а две другие вылетели из этой точки, компланарны. Поскольку следы двух вторичных частиц являются неколлинеарными, а налетающая частица в точке *K* имела отличную от нуля скорость, разумно предположить, что этот случай представляет собой распад на лету. Длинный след *m* принадлежит π-мезону с пробегом 33,2 *мм* и начальным импульсом 127 ± 1 *Мэв/с*. Путем применения теоремы Лами импульс вторичной сильно



ионизующей частицы (след n) найден равным 460 ± 20 *Мэв/с*. Отсюда из пробега частицы, который равен 298 μ, следует, что она является ядром He^4. Поэтому случай представляет собой распад ${}_\Lambda H^4 \to He^4 + \pi^-$. Соответствующее энерговыделение $Q = 54{,}9 \pm 1{,}0$ *Мэв*, а значение ${}_\Lambda{}^0B$ при этом оказывается равным $2{,}0 \pm 1{,}0$ *Мэв*, что находится в хорошем согласии с результатами для других аналогичных случаев, в которых частица ${}_\Lambda H^4$ распадается в покое.

Помимо строгой внутренней согласованности данных наблюдений, которая свидетельствует о правильности предложенной интерпретации, следует отметить тот факт, что для следа α-частицы наблюдается заметное увеличение плотности δ-электронов по сравнению с плотностью δ-электронов, образуемых налетающим гиперядром. Кроме того, возможность обычного ядерного расщепления может быть исключена ввиду того, что при расщеплении был испущен π-мезон с большой скоростью, который вылетел в обратном направлении по отношению к направлению движения родительской частицы.

Бристольская группа, неопубликованная работа.

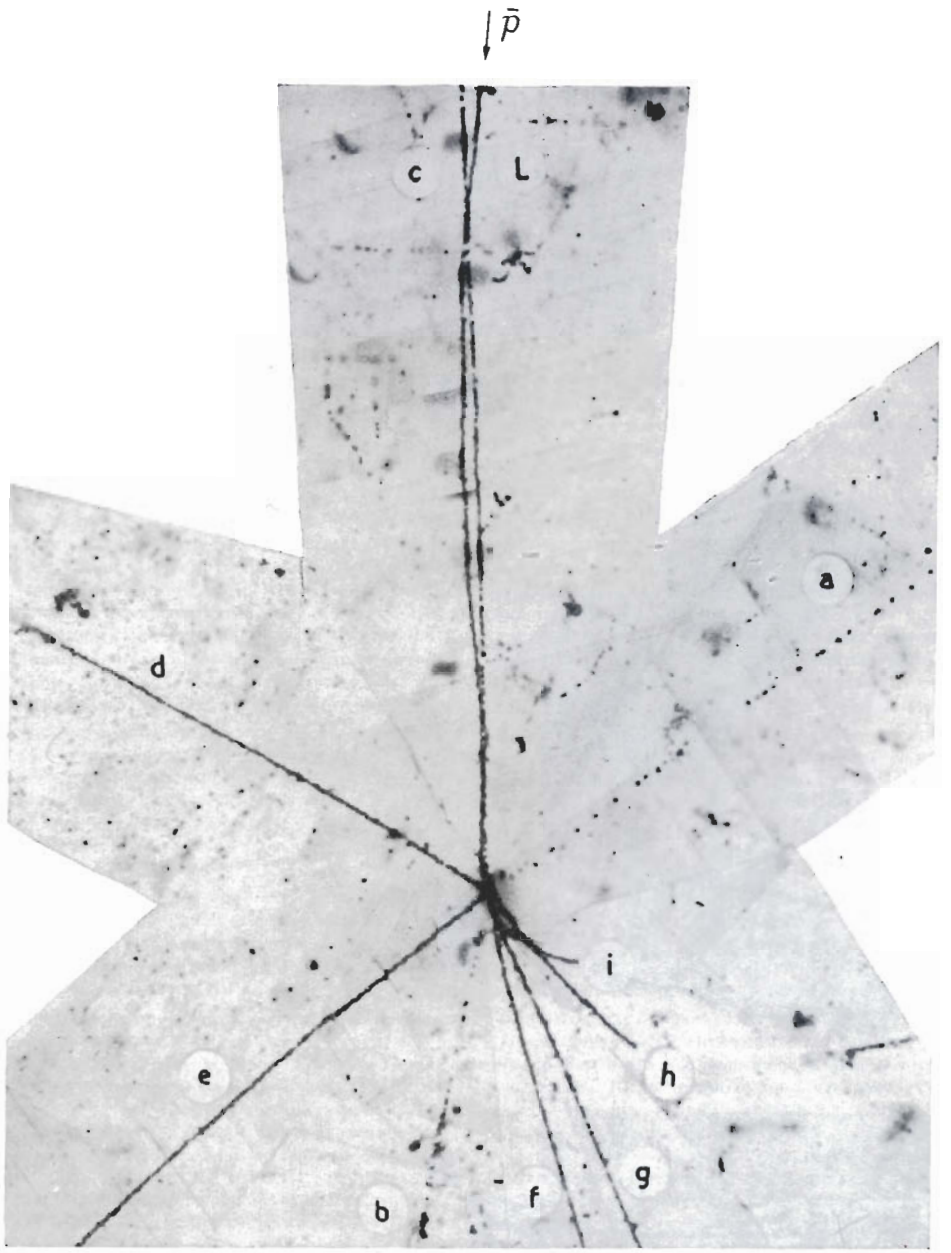


Фото 119. Аннигиляция искусственно полученного антипротона. Эмульсия Ильфорд G5.

На микрофотографии показан впервые обнаруженный в эмульсии случай аннигиляции искусственно полученного антипротона.

Chamberlain, Chupp, Goldhaber, Segrè, Wiegand, Amaldi, Castagnoli, Franzinetti, Manfredini, Phys. Rev., **101**, 909 (1956).



Фото 120. Расщепление, вызванное аннигиляцией антипротона. Эмульсия Ильфорд G5.

Антипротон $\bar{p}$, полученный на бевatроне в Беркли, входит в эмульсию и аннигилирует в конце своего пробега в точке *O*. Указаны природа вторичных частиц и их энергия в *Мэв*. Полное видимое выделение энергии больше, чем энергия, соответствующая массе покоя одной падающей частицы.

Бристольская группа, неопубликованная работа.

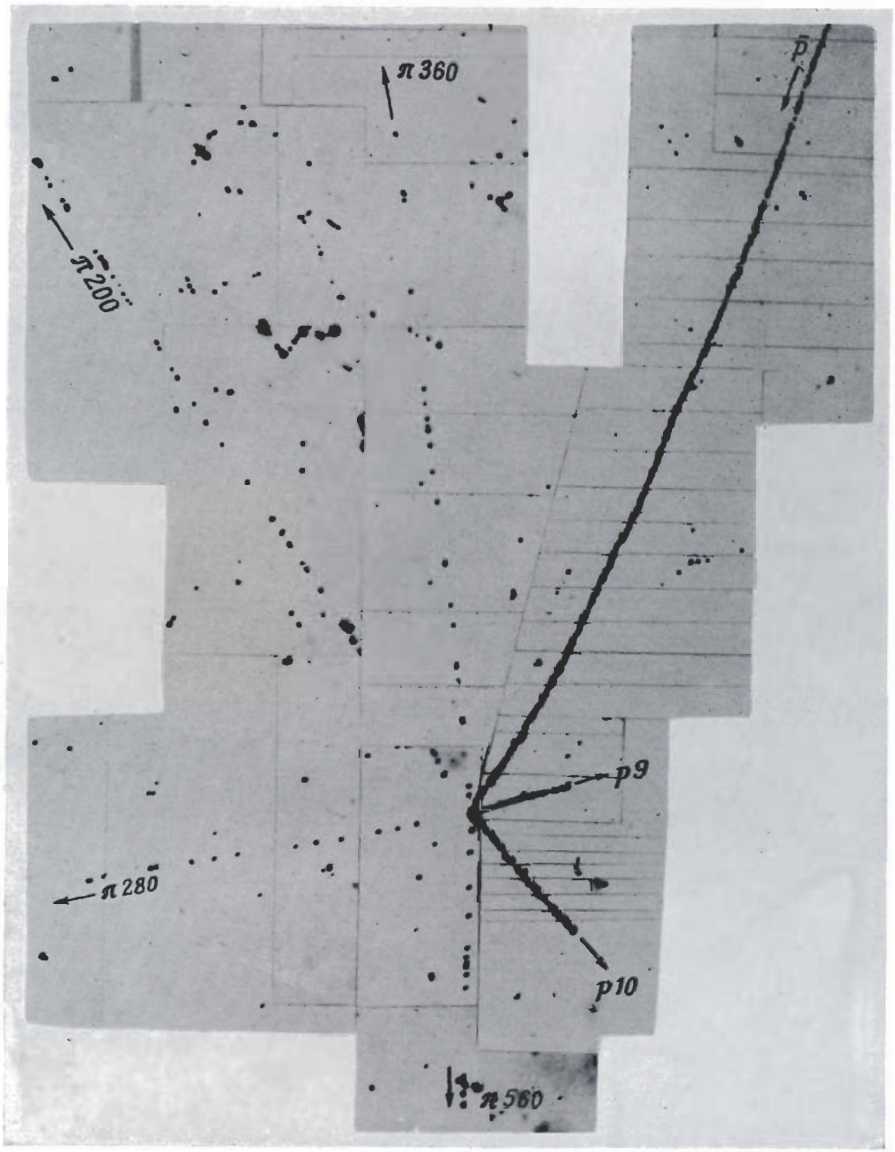
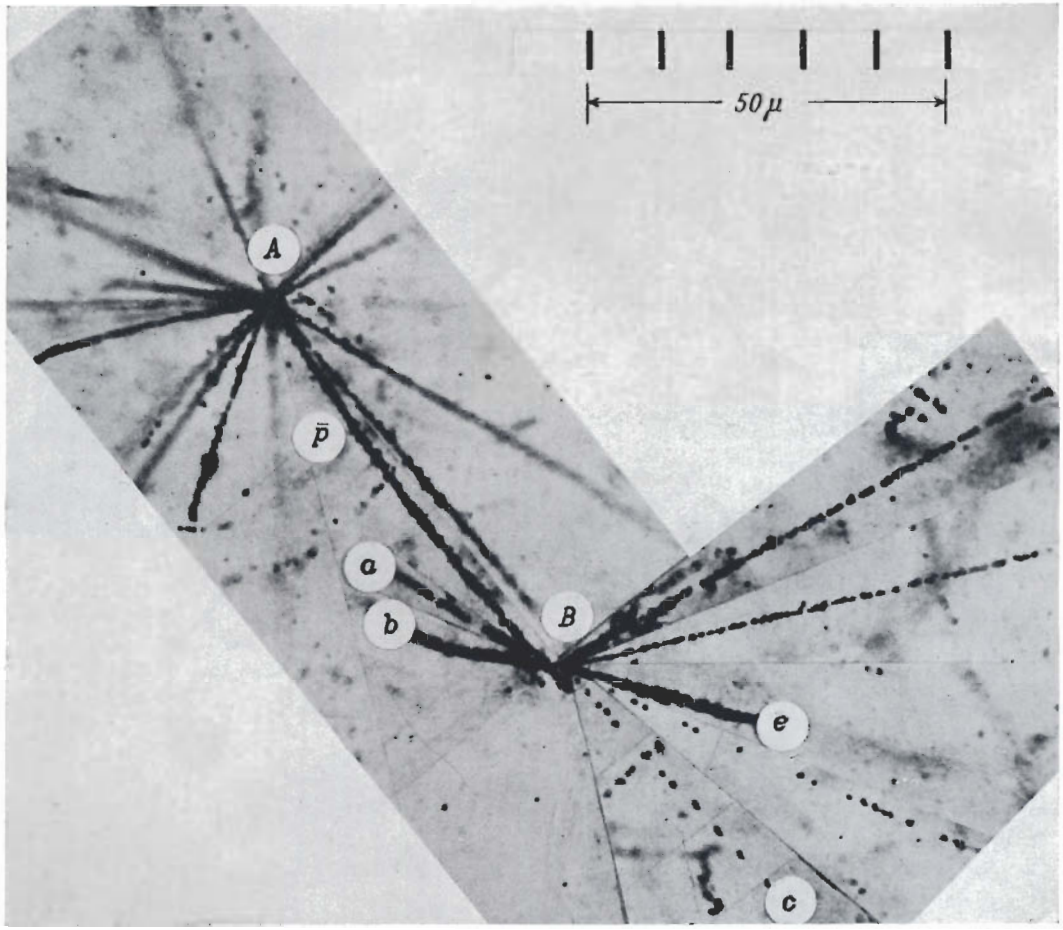


Фото 121. Аннигиляция антипротона. Эмульсия Ильфорд G5.

Указаны продукты расщепления и оценки их энергий. Испущено четыре заряженных π-мезона; полное видимое выделение энергии составляет 1,4 *Бэв*. Малая энергия последующего расщепления ядра указывает на то, что ни один из вторичных π-мезонов, образованных в результате акта аннигиляции, не поглотился. Цифрами у следов вторичных частиц указана их измеренная энергия в *Мэв*.

Birge, Haddock, Kerth, Peterson, Sandweiss, Stork, Whitehead, неопубликованная работа, 1956 г.



Ф о т о 122. Первый случай наблюдения в ядерной эмульсии события, которое интерпретировалось как образование и аннигиляция антипротона. Эмульсия Ильфорд G5.

На микрофотографии показано первое из зарегистрированных в фотоэмульсии событий, приписываемых аннигиляции антипротона. Из расщепления в точке A выходит след, обозначенный $\bar{p}$. Он, по-видимому, рассеивается примерно на 90° вблизи конца пробега и останавливается в точке, которая не отличима от центра вторичного расщепления B. „Звезда" в точке B, как теперь известно, аналогична по своему характеру тем „звездам", которые, несомненно, обусловлены ядерным захватом антипротонов. Сомнение вызывает только вопрос о том, не является ли точка кажущегося рассеяния следа $\bar{p}$ на самом деле местом остановки $\bar{p}$-частицы, в котором случайно закончился также и короткопробежный след из „звезды" B.

A m a l d i et al., Report of CERN Symposium on High-energy Nuclear Physics, Vol. 2, 1956, p. 111.

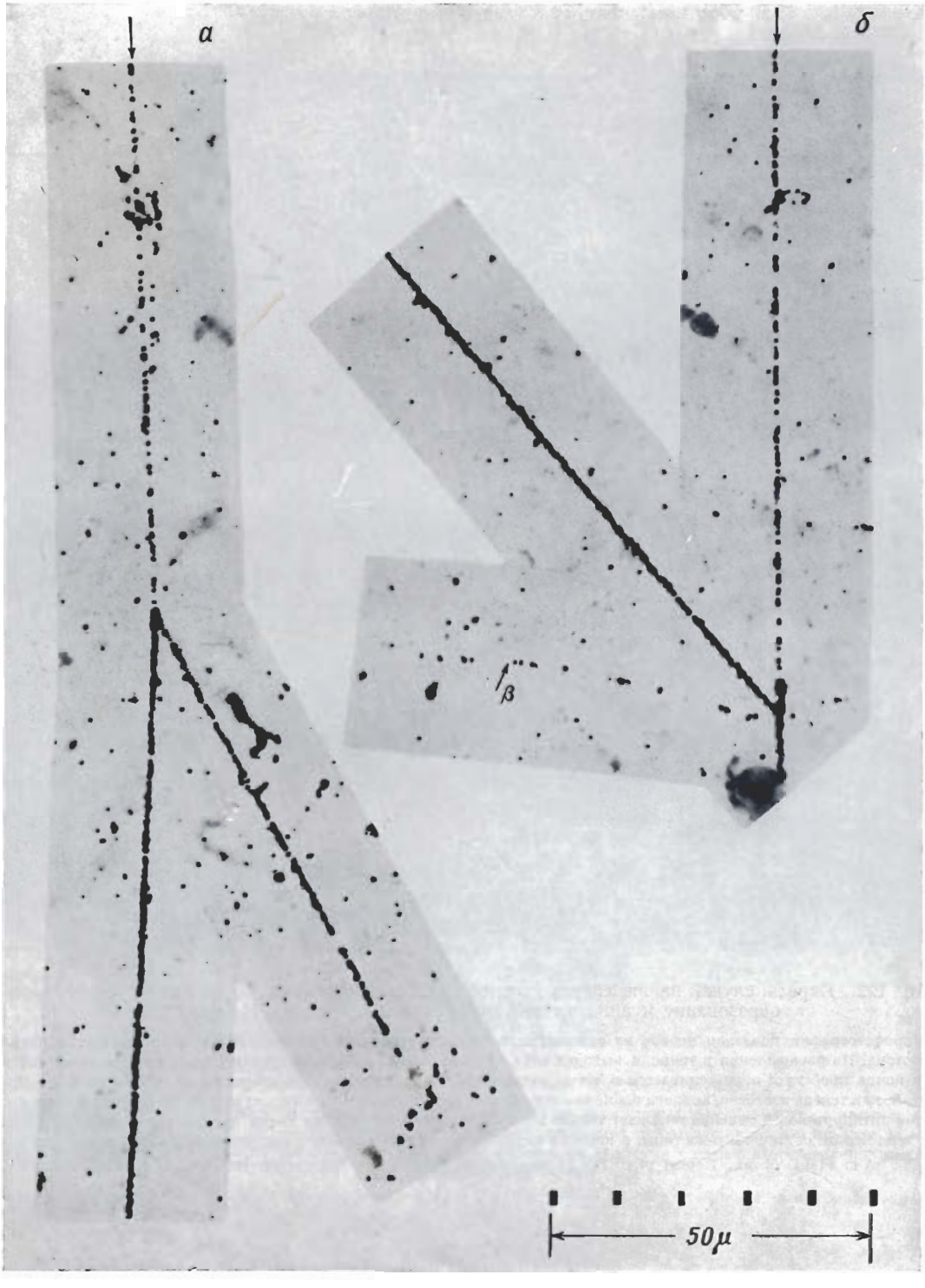


Фото 123. Столкновения протонов с ядрами при энергиях 52 и 145 *Мэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Зафиксированы вторичные расщепления, вызванные протонами с энергией 145 *Мэв* (*а*) и 52 *Мэв* (*б*), испущенными при других расщеплениях. След слабо ионизующей частицы в расщеплении принадлежит электрону, вылетевшему, вероятно, при β-распаде остаточного ядра. Обе „звезды" принадлежат к типу $2 + 0p$. Бета-распад образовавшегося ядра встречается редко.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.



Фото 124. Взаимодействия протонов с ядрами при энергиях 90 и 270 *Мэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Расщепления, вызванные протонами с энергией 90 *Мэв* (*а*) и 270 *Мэв* (*б*). Протоны были идентифицированы по результатам измерений *a* и *g*. „Первичная" их природа следует из того, что они вылетают из расщеплений с более высокой энергией; таким образом, направление движения этих протонов известно вполне определенно. Обе „звезды" типа 2 + 0*p*.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

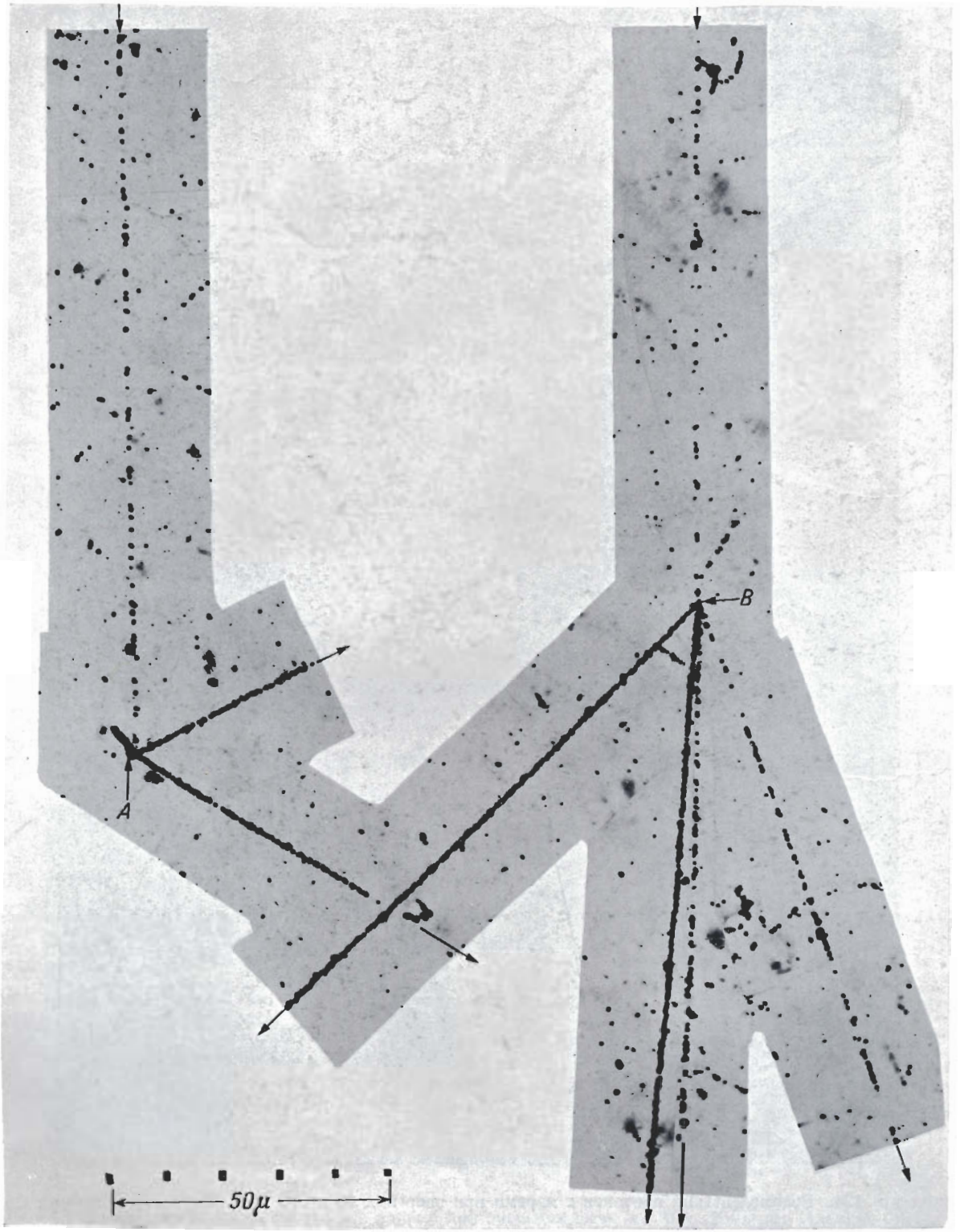


Фото 125. Взаимодействия протонов с ядрами при энергиях 255 и 600 *Мэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

A — „звезда" типа 3 + 0*p*, образованная протоном с энергией 255 *Мэв*;
B — „звезда" типа 4 + 0*p*, образованная протоном с энергией 600 *Мэв*.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

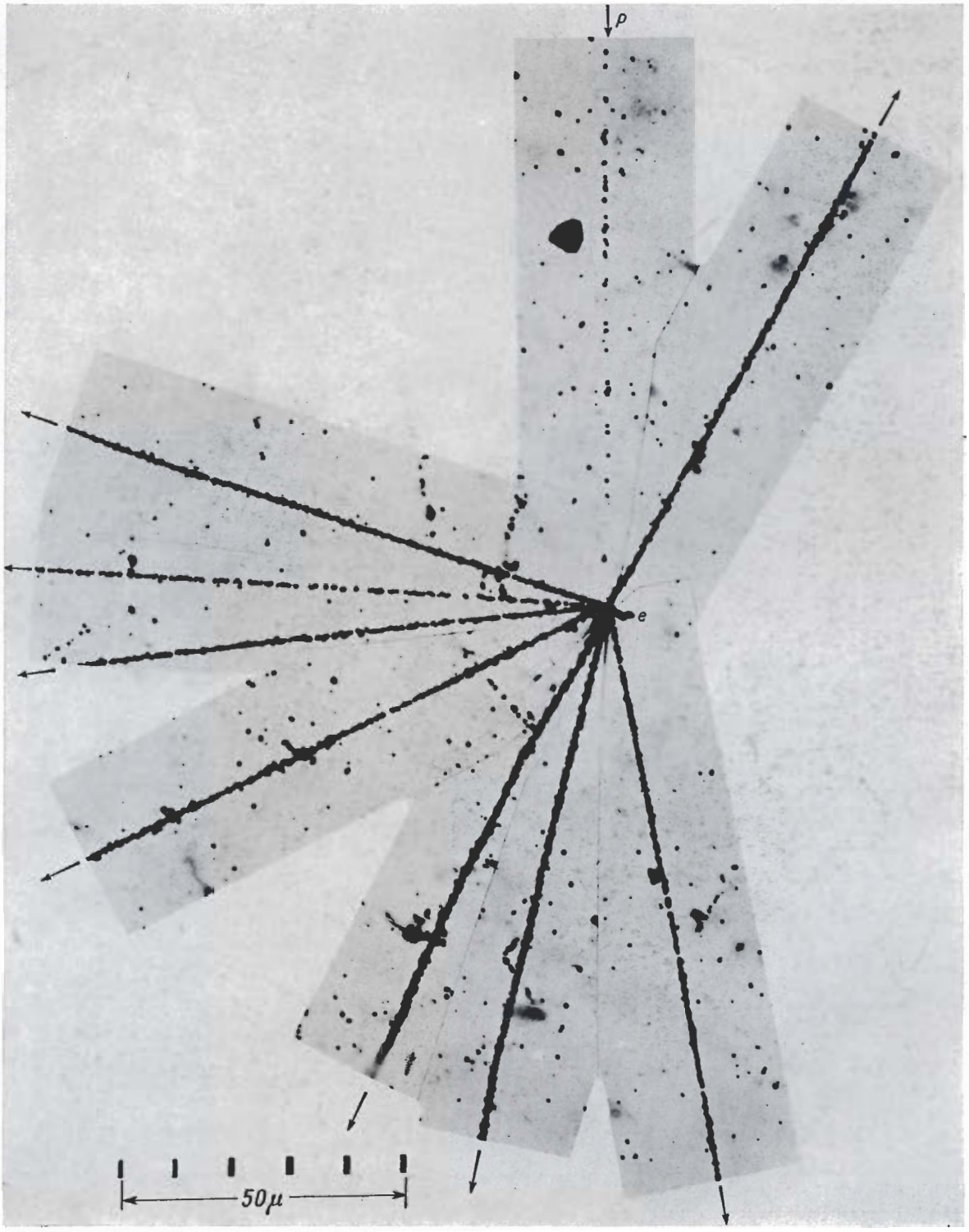
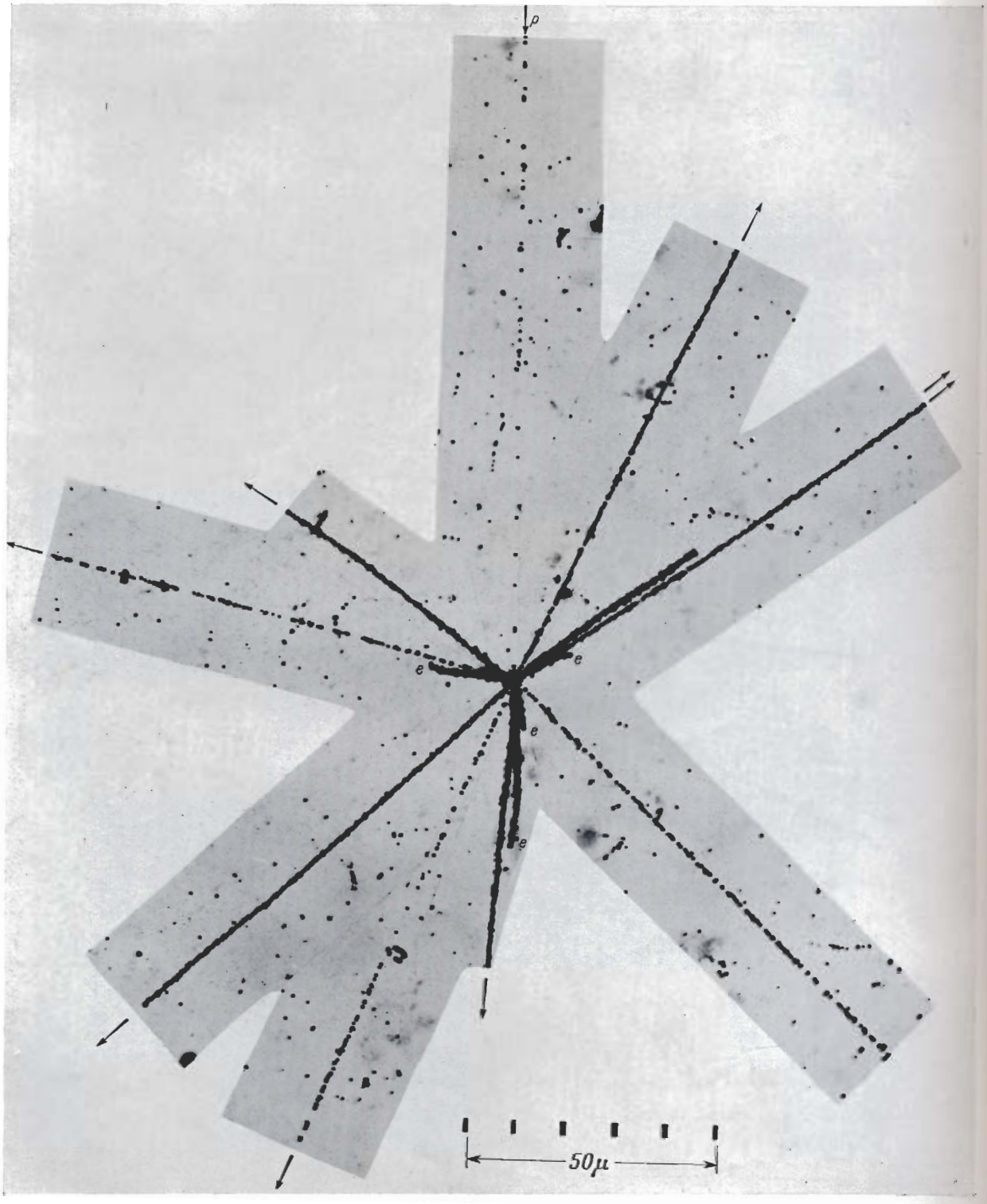


Фото 126. Ядерное взаимодействие протона с энергией 570 *Мэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Протон космических лучей с энергией 570 *Мэв* сталкивается с ядром и при этом образуется „звезда" типа 9 + 0*p*. Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.



Ф о т о 127. Ядерное взаимодействие протона с энергией 1 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Протон с энергией 1 *Бэв* образует „звезду" типа 13 + 0*p*. Четыре вторичные заряженные частицы *e* имеют короткий пробег и останавливаются в эмульсии.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

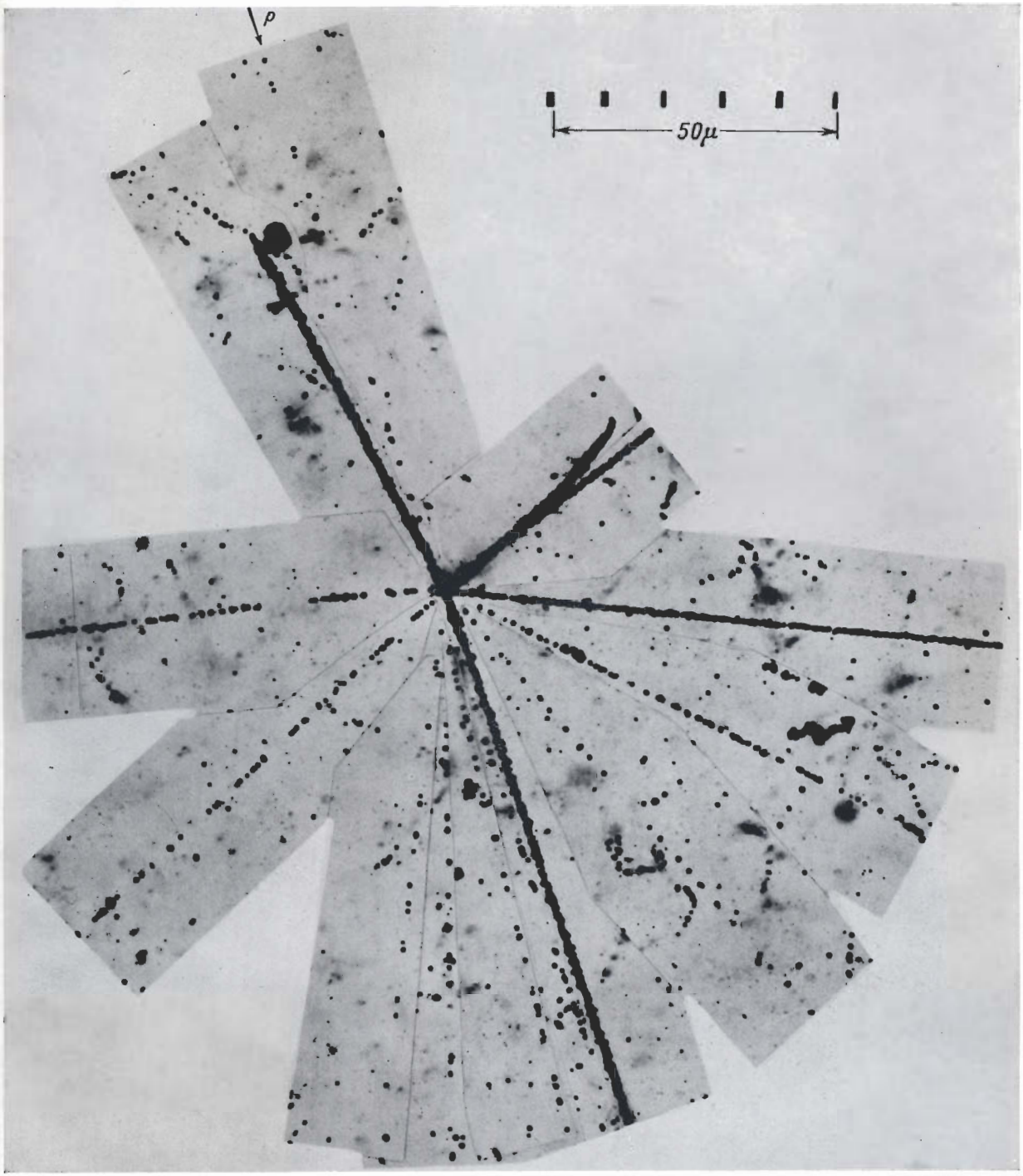


Фото 128. Ядерное взаимодействие протона с энергией 4 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Протон образует „звезду" типа 8 + 5*p*.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

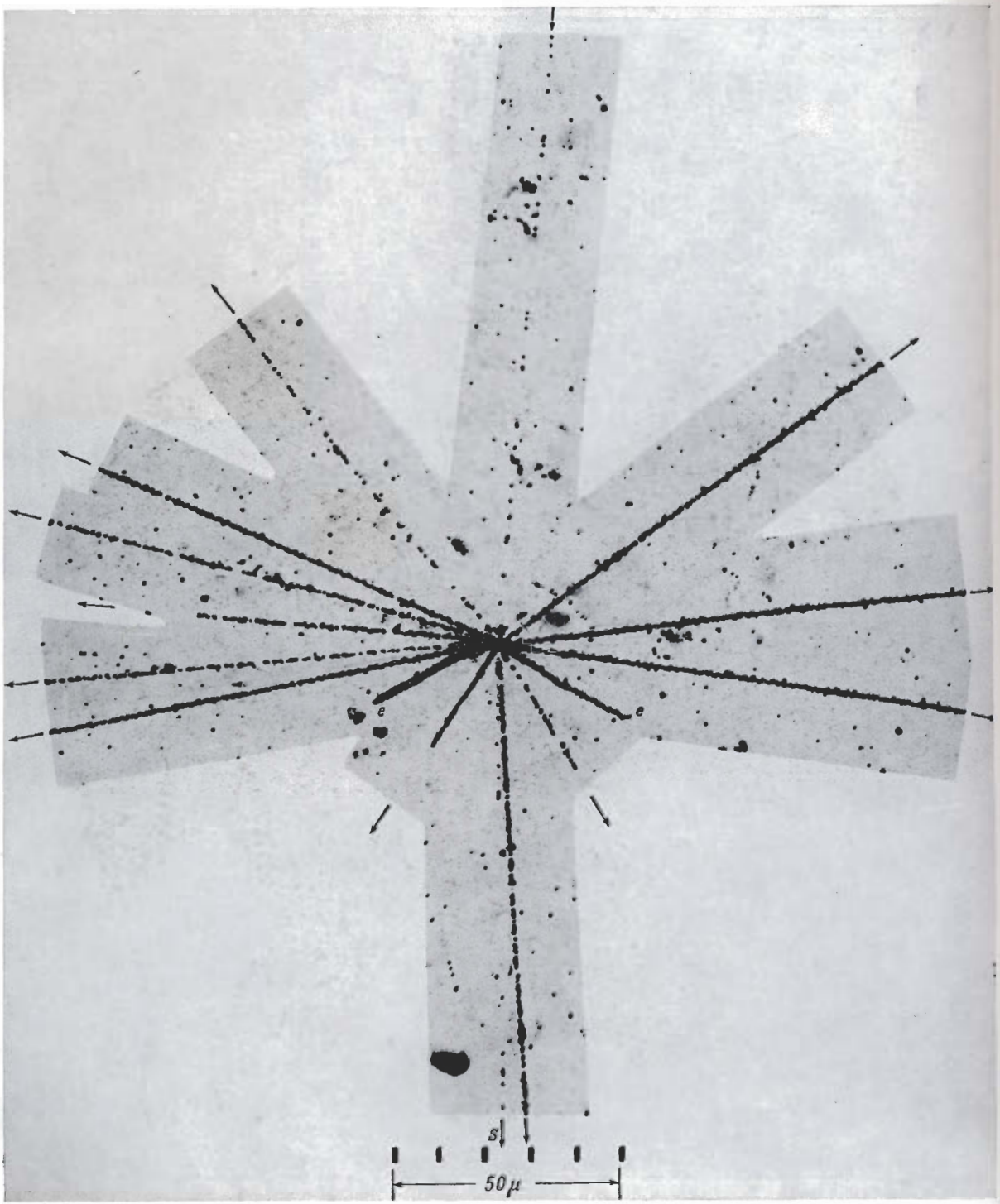


Фото 129. Ядерное расщепление, вызванное протоном с энергией 8 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Протон, столкнувшийся с ядром серебра или брома, образовал „звезду" типа 14 + 1*p*.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

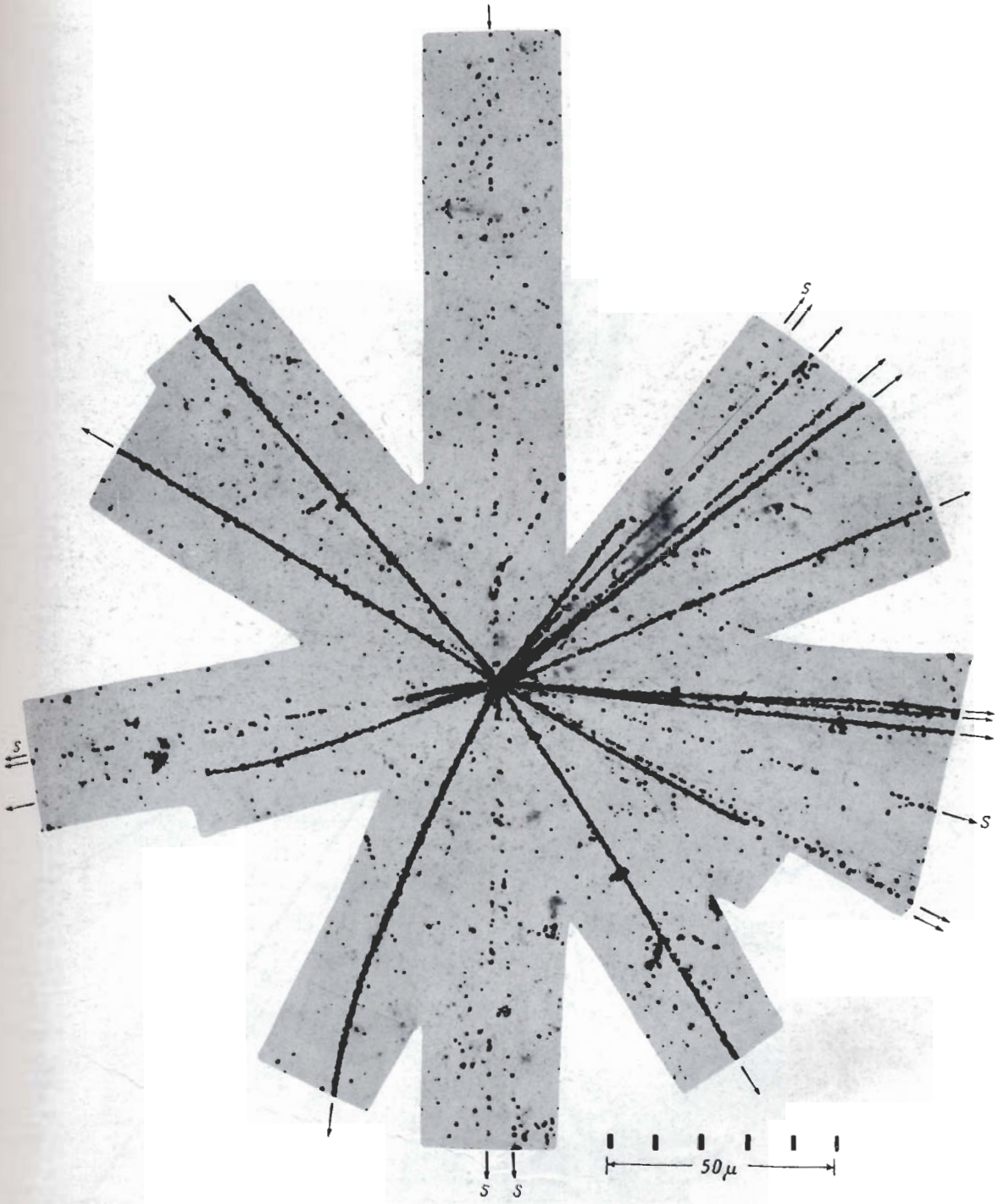


Фото 130. Ядерное взаимодействие протона с энергией 8 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Сталкиваясь с ядром серебра или брома, протон образует „звезду" типа 16 + 5р. Большинство ливневых частиц и некоторые из частиц, образующих „серые" следы, вероятно, являются мезонами. Для протонов такой энергии *K*-частицы составляют менее одной десятой от общего числа мезонов.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

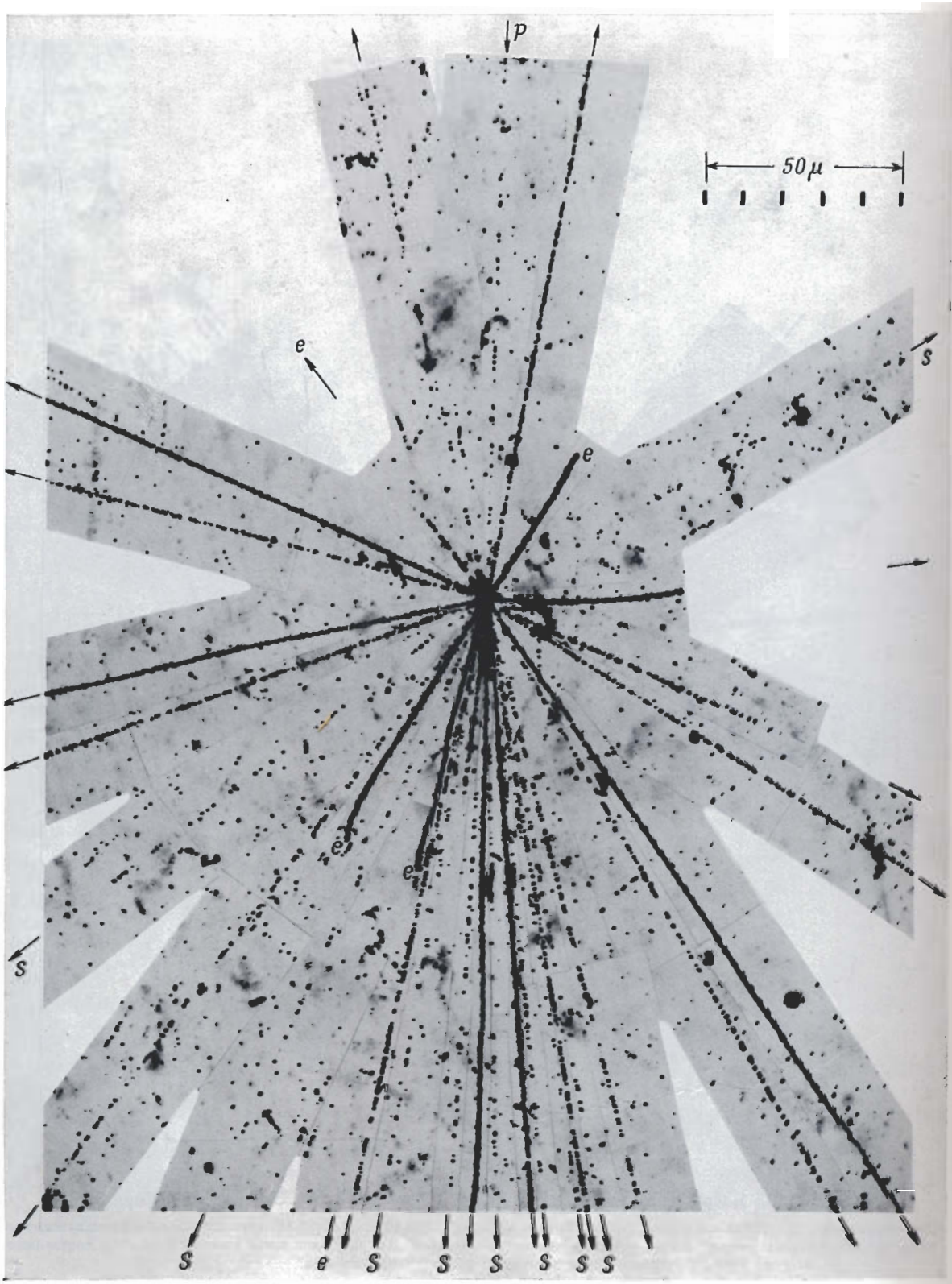


Фото 131. Расщепление ядра серебра или брома протоном с энергией 30 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Протон вызывает образование „звезды" типа 22 + 9*p*. Видно, что даже для протонов такой энергии направления вылета ливневых частиц еще не лежат в пределах узкого телесного угла. Ливневые частицы обозначены буквой *S*, частицы, достигшие конца своего пробега в эмульсии в пределах поля зрения, — буквой *e*.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

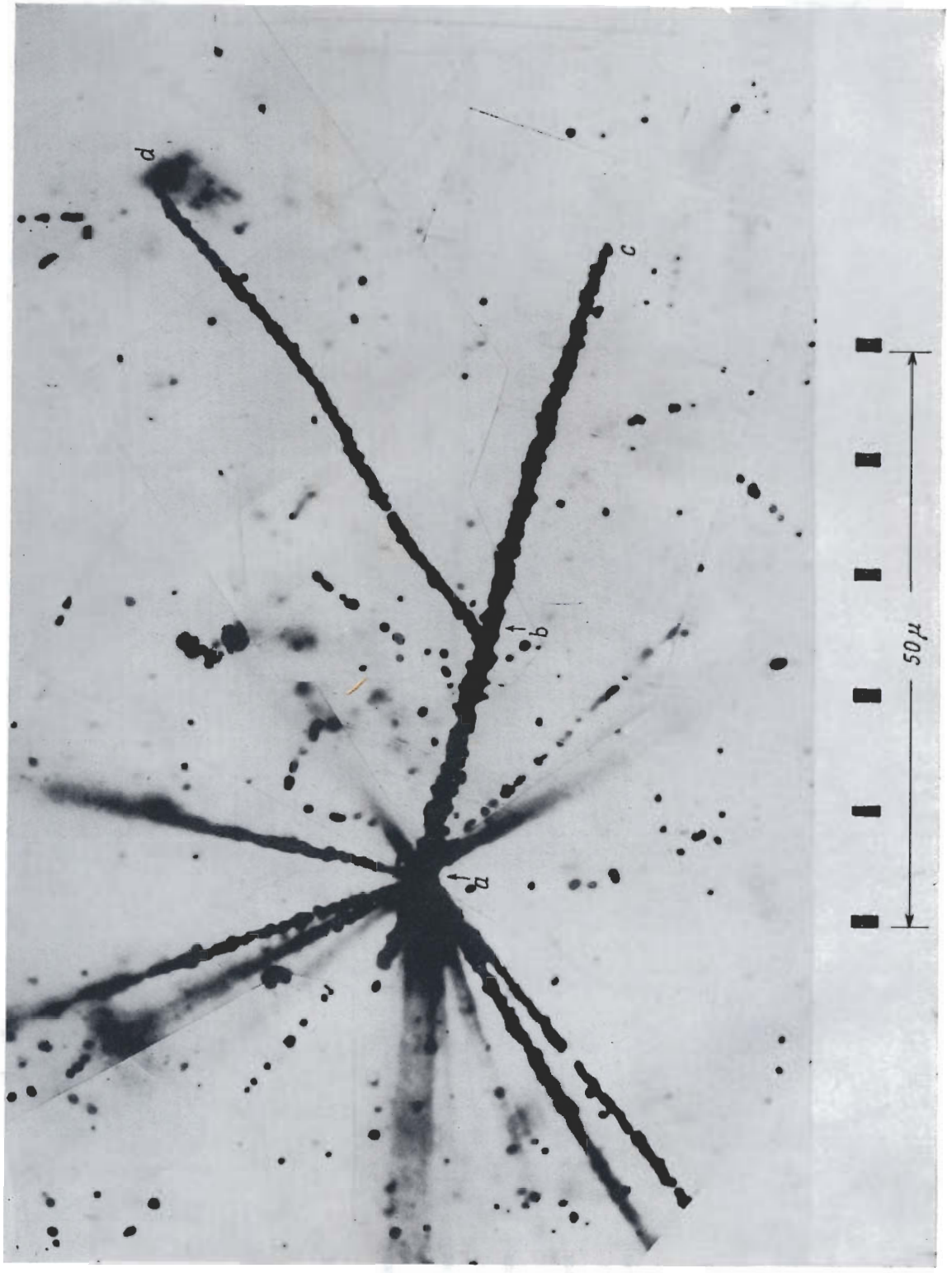


Фото 132. Испускание ядра углерода при расщеплении. Эмульсия Ильфорд G5.

Тяжелый ядерный осколок вылетает при расщеплении в точке *a*. В точке *b* он сталкивается с протоном и достигает конца своего пробега в точке *c*.

Fowler, неопубликованная работа.



Фото 133. Молоткообразные следы. Эмульсия Ильфорд G5.

Неопубликованная работа.

Ф о т о 134. Молоткообразные следы, образованные ядрами Li^8 и B^8. Эмульсия Ильфорд G5.

На фото показаны примеры молоткообразных следов. Два из них, *а* и *г*, принадлежат ядрам B^8_5, вылетающим из „звезд", и один — ядру Li^8; последний след состоит из двух частей *б* и *в*, которые соединяются друг с другом в точке *х*. Все эти осколки достигают конца своего пробега и распадаются характерным образом на две α-частицы. В каждом случае наблюдался след электрона, вылетающего при β-распаде, однако не предпринималось никаких мер, чтобы воспроизвести эти следы на фотографиях. Ввиду достаточно большой длины следов (больше 250 μ) оказалось возможным различить ядра Li^8 и B; при просмотре фотографии видно, что там, где остаточный пробег превышает 100 μ, значения N_δ для двух типов следов сильно различаются.

В случае ядра B^8_5, показанного на полоске *г*, возможен детальный анализ, поскольку частица столкнулась в эмульсии с протоном и выбила его. Отсюда можно показать, что массовое число тяжелой частицы приблизительно 8, а заряд $Z = 5$. Если частица с массой M_1 упруго сталкивается с другой, покоящейся в эмульсии частицей, имеющей массу M_2, и если ударяемая частица вылетает под углом φ относительно направления движения падающей частицы, тогда как сама падающая частица рассеивается на угол θ, то, как мы видели (стр. 112), для нерелятивистских скоростей справедливо следующее соотношение:

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\sin 2\varphi}{\left(\frac{M_1}{M_2} - \cos 2\varphi\right)},$$

откуда

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\sin(2\varphi + \theta)}{\sin\theta}.$$

Три следа, проходящие через одну точку внизу полоски *г*, находятся в одной плоскости и измеренные значения углов θ и φ равны 5,6 ± 0,4° и 22,1 ± 0,3° соответственно. Получающееся отсюда отношение $M_1/M_2 = 7{,}8 \pm 0{,}5$, и это хорошо согласуется со значением 8, вытекающим из факта образования молоткообразного следа.

Оценка заряда частицы может быть выполнена следующим образом. Предположим снова, что столкновение произошло со свободным протоном. Тогда перпендикулярные к направлению движения первичной частицы компоненты импульсов двух вторичных частиц должны быть равны между собой и противоположно направлены. Пробег протона отдачи составляет 1,3 *мм*, что соответствует энергии 16 *Мэв*. Отсюда следует, что энергия частицы с массой 8 равна 29,7 *Мэв*. Измеренная длина пробега этой частицы составляет 42 μ и хорошо согласуется с величиной, ожидаемой для частицы с энергией 30 *Мэв* и зарядом Z = 5, которая равна ~ 40 μ. Ядро Li^8 с такой же энергией имело бы пробег свыше 100 μ (*см. фиг. 29, стр. 74*). Другой возможный подход заключается в следующем. Пренебрежем влиянием эффекта перезарядки на соотношение пробег — энергия для тяжелых частиц и будем считать, что для частицы с массой Mm_p и зарядом Z его можно представить в виде $R_{M,Z} = (M/Z^2)f(v)$. Энергия протона, летящего с такой же скоростью, равна 29,7/8 *Мэв*, а его пробег 114 μ. Подставляя измеренное значение R_M, можно определить Z, и найденная таким способом величина составляет 4,7. Согласие этого результата с данными более точных методов свидетельствует о малом влиянии перезарядки на соотношение пробег—энергия для тяжелых частиц в рассматриваемом здесь энергетическом диапазоне.

Событие, показанное на полосках *б* и *в*, примечательно тем, что из одного расщепления выходят два молоткообразных следа. Один из них с пробегом ~ 800 μ образован ядром Li^8, а второй след слишком короток, чтобы по нему можно было надежно идентифицировать частицу.

Все эти следы получены в эмульсиях, облучавшихся на беватроне в Беркли π^--мезонами с энергией 4,5 *Бэв*. На фото *г* тяжелый осколок испущен назад по отношению к направлению полета первичного π-мезона.

Неопубликованная работа, 1956 г.

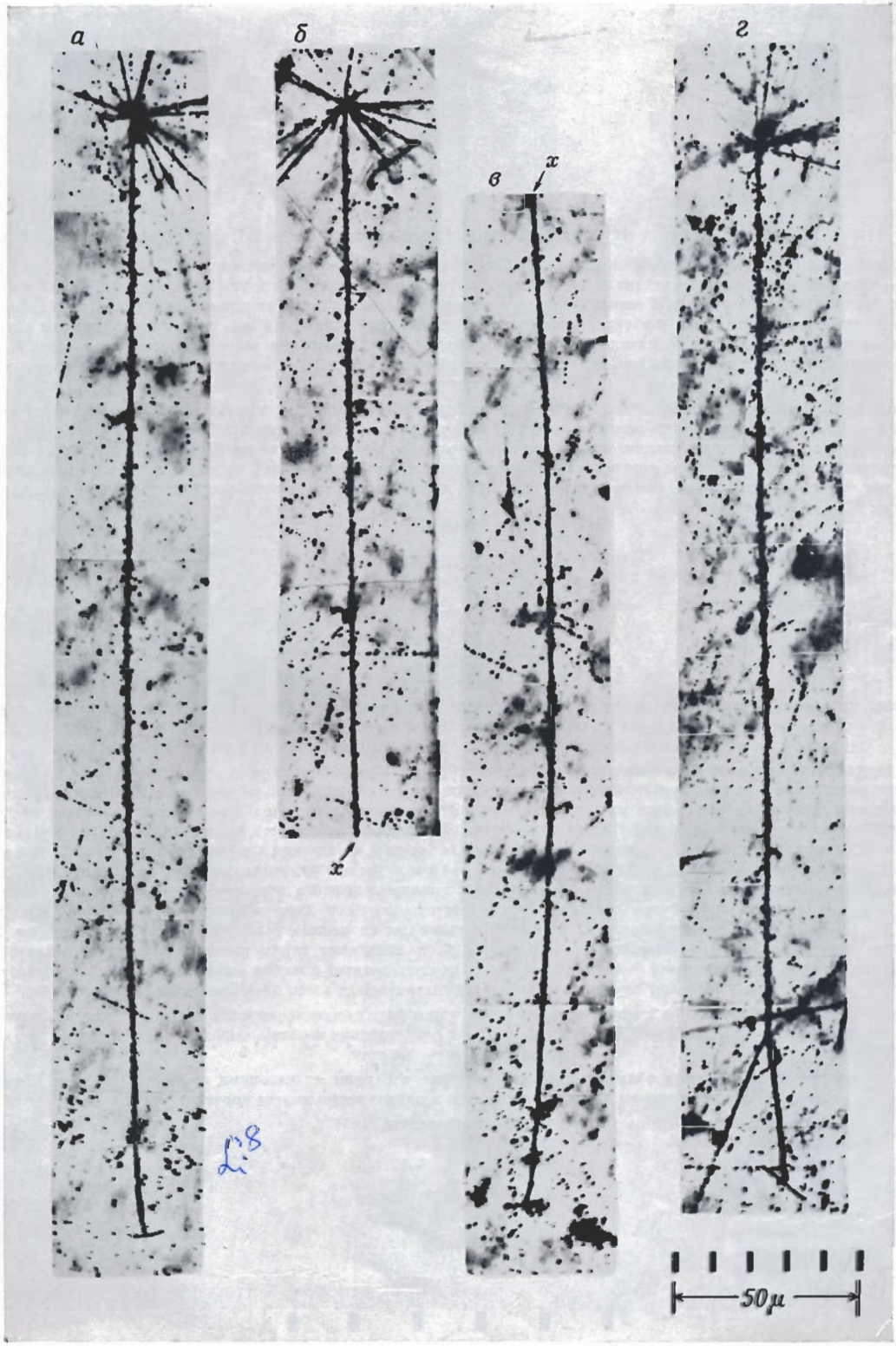


Фото 134

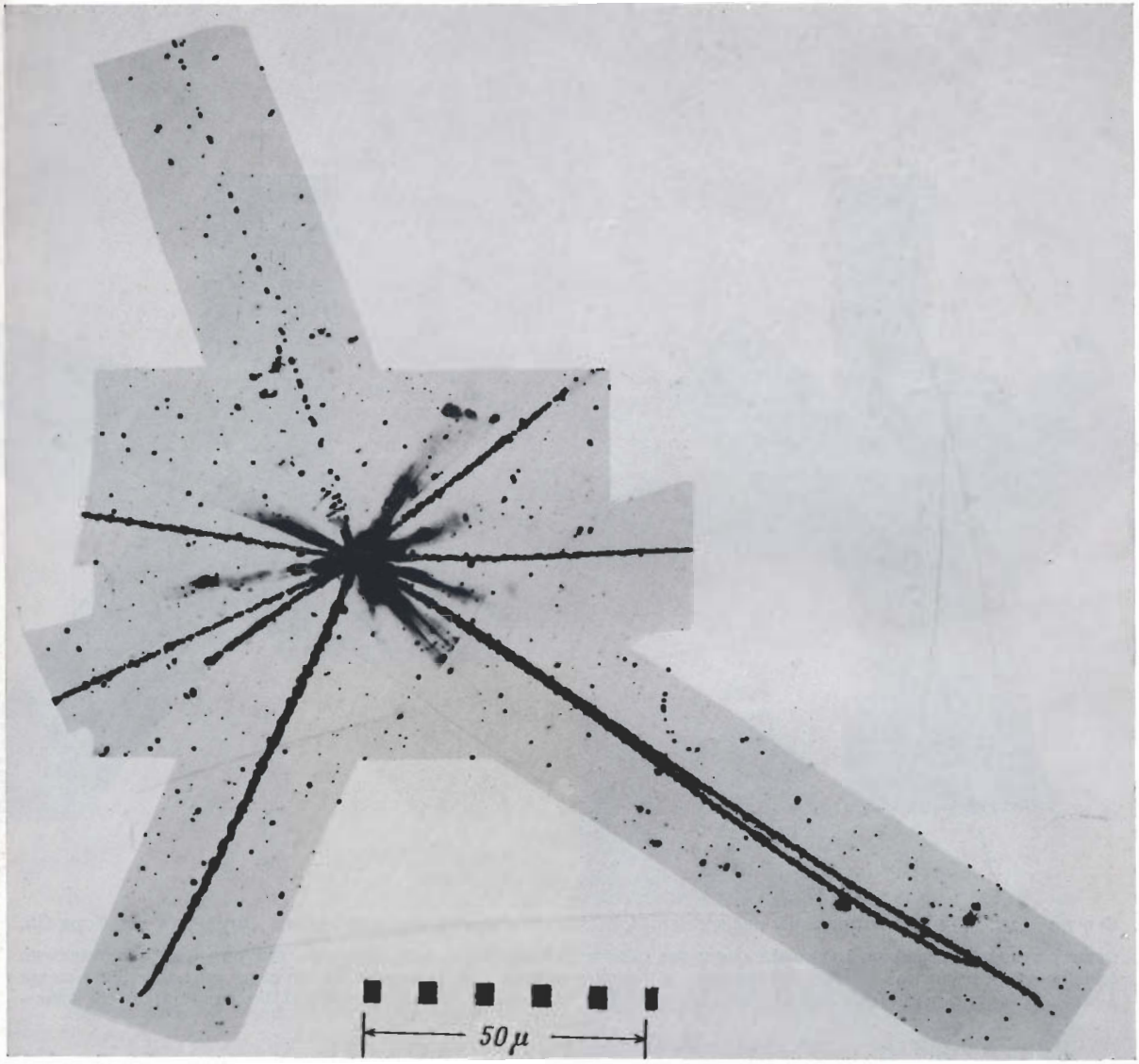


Фото 135. Испускание ядра Be^8 при расщеплении. Эмульсия Ильфорд G5.

Иногда при ядерных расщеплениях наблюдаются пары α-частиц с приблизительно одинаковыми пробегами, летящие почти в одном направлении. Каждая из этих пар испускается при распаде ядра Be^8 из основного состояния, характеризующегося очень коротким временем жизни. Ядро Be^8 распадается на две α-частицы с очень незначительным выделением энергии.

Perkins, неопубликованная работа.

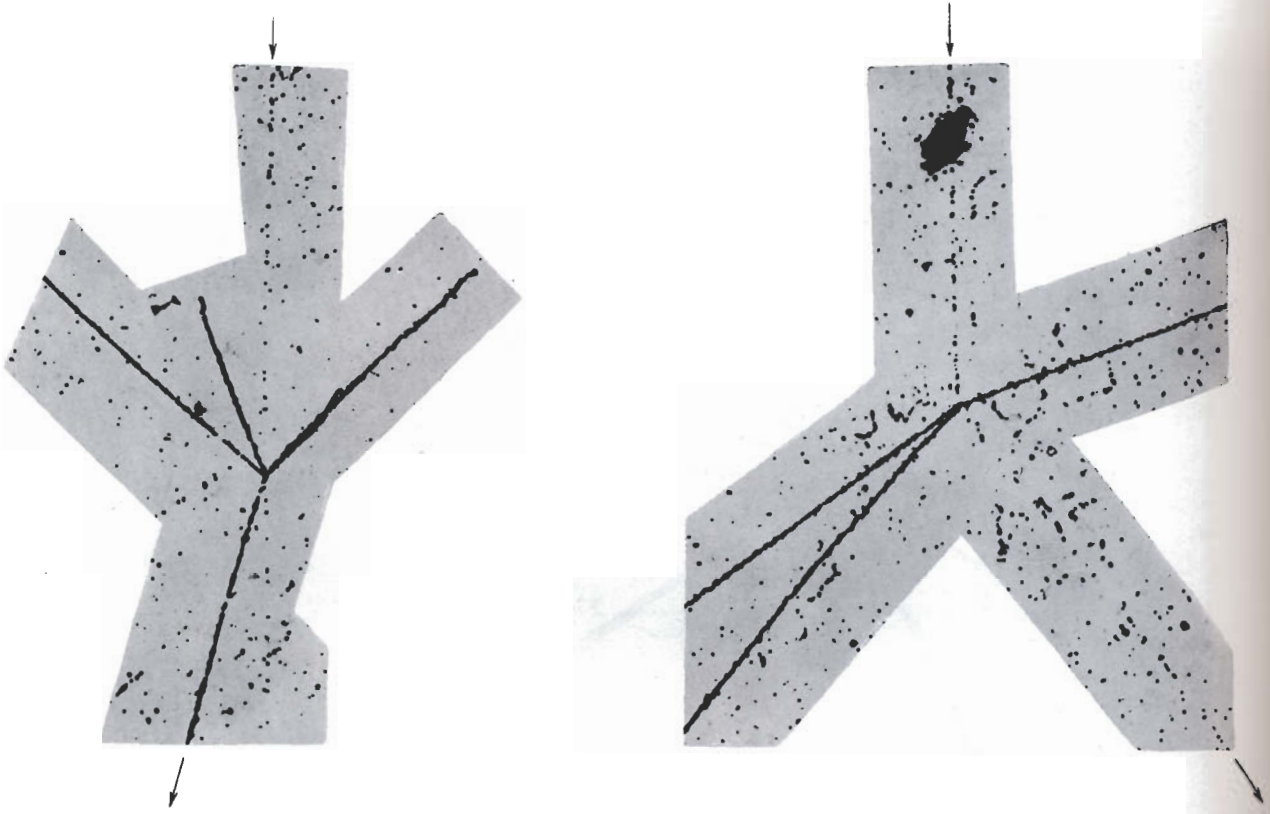


Фото 136. Типичные примеры расщеплений, вызванных быстрыми μ-мезонами. Эмульсия Ильфорд G5.

Среди результатов первых наблюдений имелось два события, которые могли быть приписаны быстрым μ-мезонам. Эмульсия была полита и проявлена в шахте глубиной 60 м водяного эквивалента. В каждом случае после столкновения вылетал μ-мезон. На фото справа необычным является значительное отклонение мезона от первоначального направления его движения.

George, Evans, Proc. Phys. Soc., **63**, 1248 (1950).

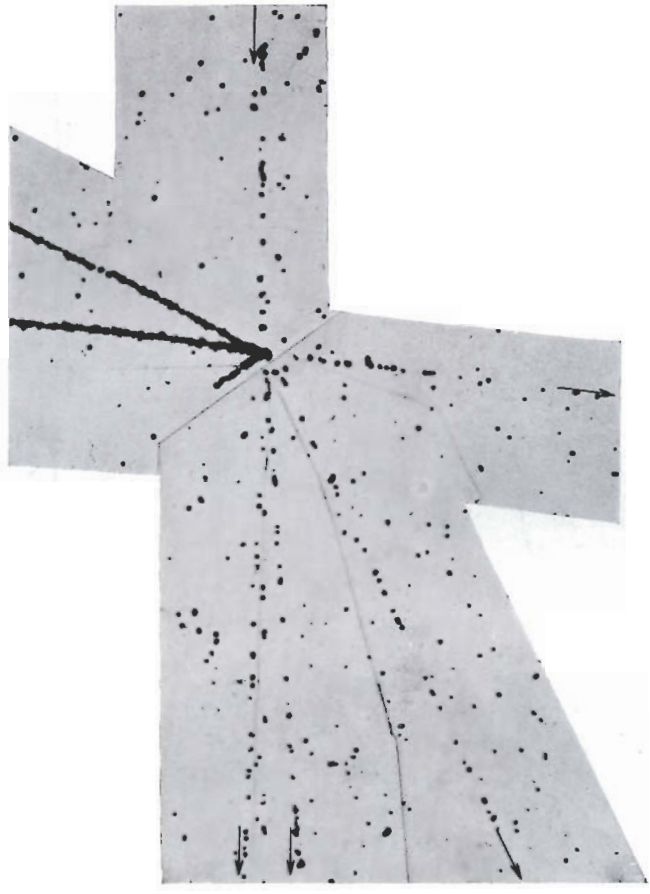


Фото 137. Образование мезонов быстрым μ-мезоном. Эмульсия Ильфорд G5.

При подобных редких событиях, зарегистрированных в тех же условиях, что и фото 136, в результате взаимодействия первичной частицы с ядром образуется несколько быстрых частиц, которые, вероятнее всего, являются π-мезонами.

George, Evans, Proc. Phys. Soc., **63** 1248 (1950).

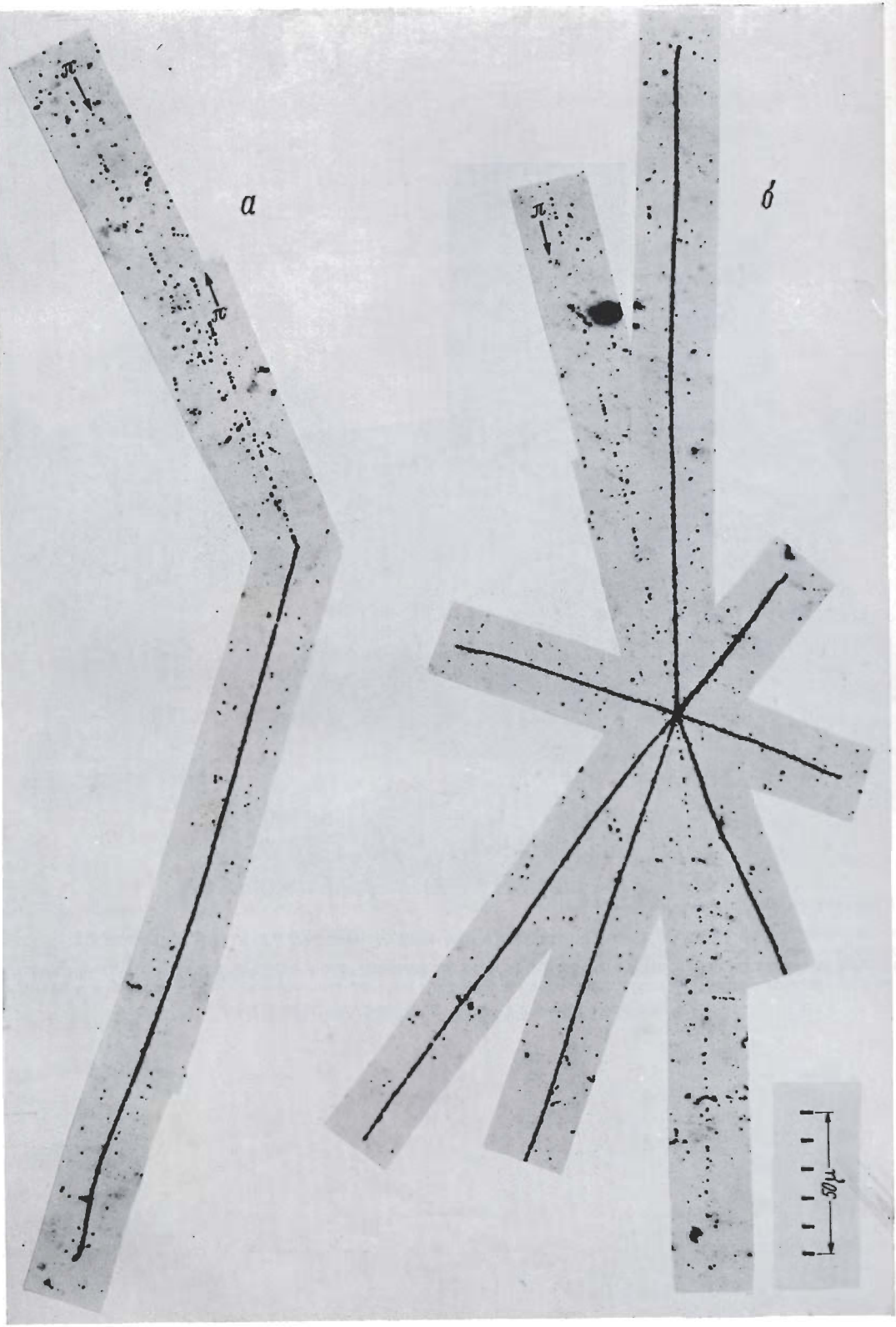


Фото 138



Фото 139. Ядерное столкновение π-мезона с энергией 350 *Мэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

π-мезон с энергией 350 *Мэв*, вылетающий из расщепления типа $10 + 5p$, испытывает ядерное столкновение, в результате которого испускаются три сильно ионизующих частицы с коротким пробегом и одна быстрая неидентифицированная частица. Последняя, вероятно, представляет собой π-мезон, и данный случай является примером неупругого рассеяния быстрого мезона (ср. фото 147).

Lock, Yekutieli, неопубликованная работа, 1952 г.

Фото 139

Фото 138. Образцы первых снимков ядерных столкновений π-мезонов с энергией 79 и 280 *Мэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

В обоих случаях идентификация природы и энергии падающих π-мезонов является совершенно определенной, поскольку оба они были образованы космическими лучами при ядерных взаимодействиях в эмульсии. В случае *а* мезон является вторичной частицей, испущенной из расщепления типа $6 + 4p$. В результате ядерного столкновения мезон рассеивается под углом около 180° относительно первоначального направления своего движения и его энергия при этом равна ~ 67 *Мэв*. Это событие нельзя считать столкновением со свободным ядром водорода, так как совершенно очевидно, что протон отдачи не может сбалансировать изменение импульса мезона.

В случае *б* мезон с энергией 240 *Мэв*, вылетевший из расщепления типа $5 + 2p$, вызывает „вторичное" расщепление. Вторичная частица, образовавшая след с большим рассеянием и слабой удельной ионизацией, имеет малую массу. По-видимому, она является электроном, образовавшимся в результате β-распада ядерного осколка, который остался после частичного „испарения" ядра-мишени. При учете закона сохранения энергии маловероятно, чтобы в данном столкновении вылетал нейтральный π-мезон; по-видимому, в данном случае происходит ядерный захват быстрого π-мезона. Бета-распад остающегося после столкновения ядра наблюдается очень редко.

Lock, Yekutieli, неопубликованная работа, 1952 г.

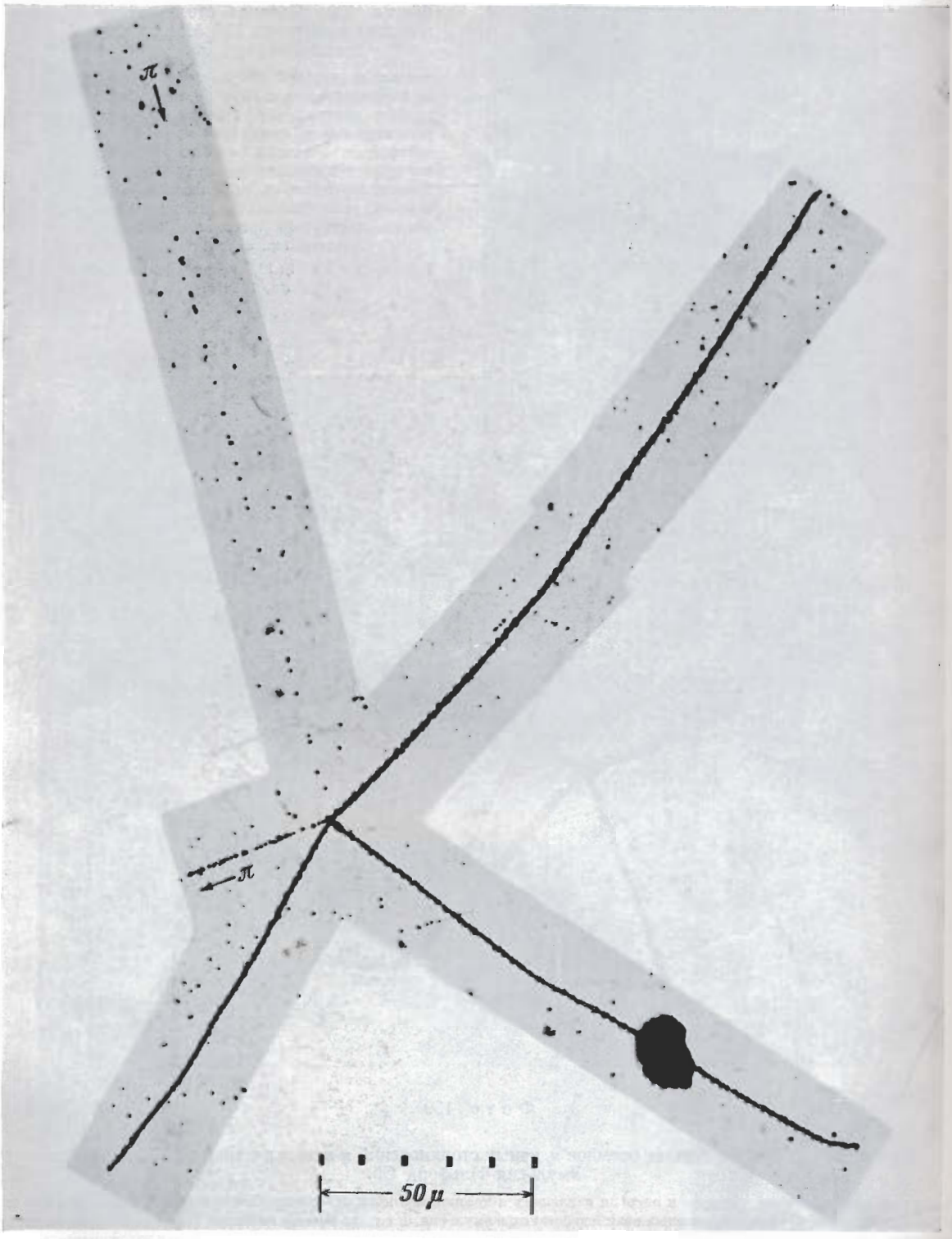


Фото 140. Один из первых снимков ядерного взаимодействия π-мезона с энергией 560 *Мэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

π-мезон с энергией 560 *Мэв* вылетает из „первичного" расщепления типа $5 + 1n$. Это событие, которое по внешнему виду весьма напоминает приведенное на фото 139, по-видимому, представляет собой упругое столкновение π-мезона с ядром, не сопровождающееся рождением мезонов.

Lock, Yekutieli, неопубликованная работа, 1952 г.

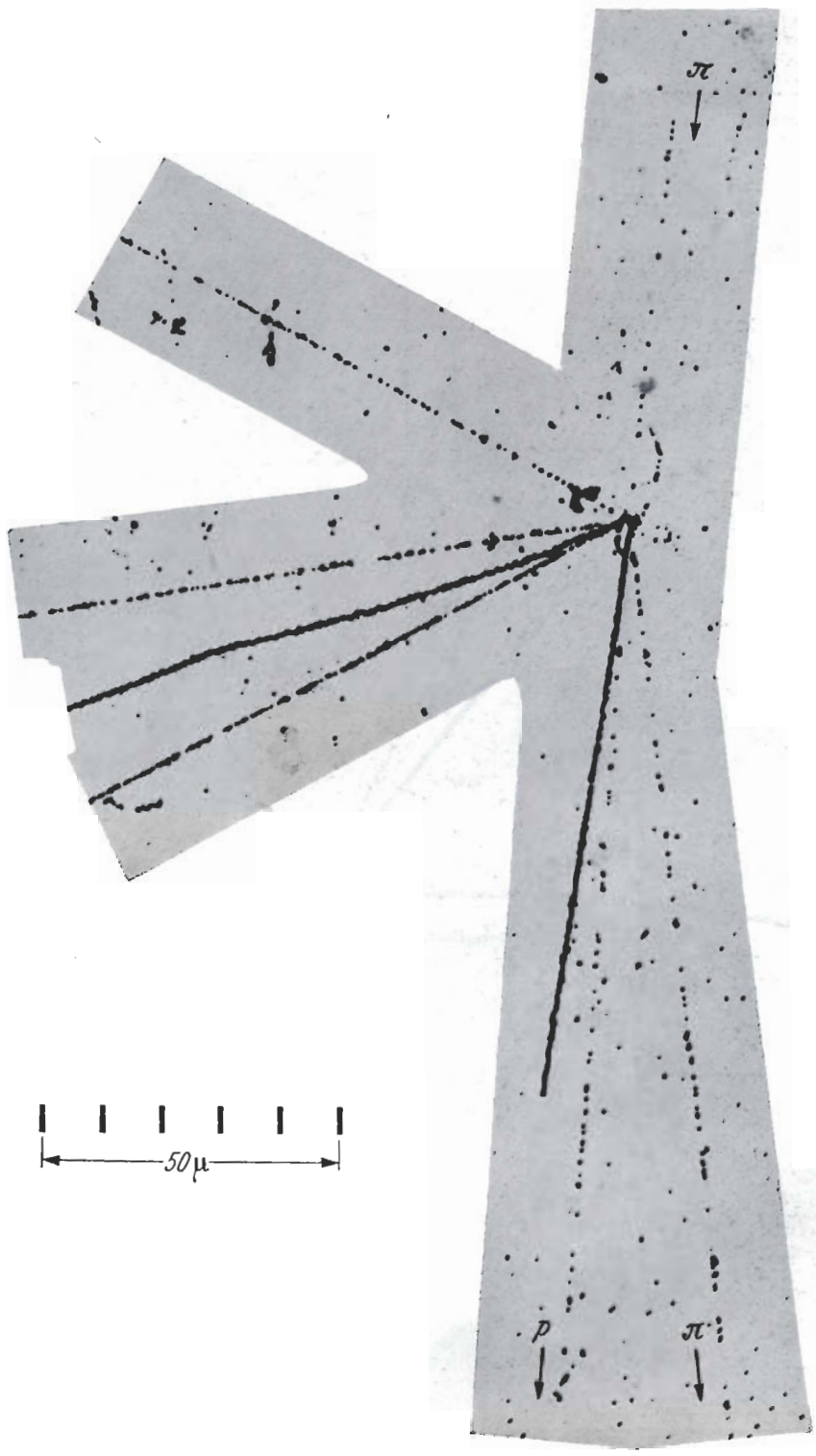


Фото 141. Один из первых зарегистрированных случаев ядерного столкновения π-мезона с энергией 640 *Мэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Падающий мезон выбивает из ядра мишени протон p с энергией 380 *Мэв* и π-мезон с энергией 40 *Мэв*. Другие следы слишком коротки, чтобы по ним можно было идентифицировать соответствующие частицы.

Lock, Yekutieli.

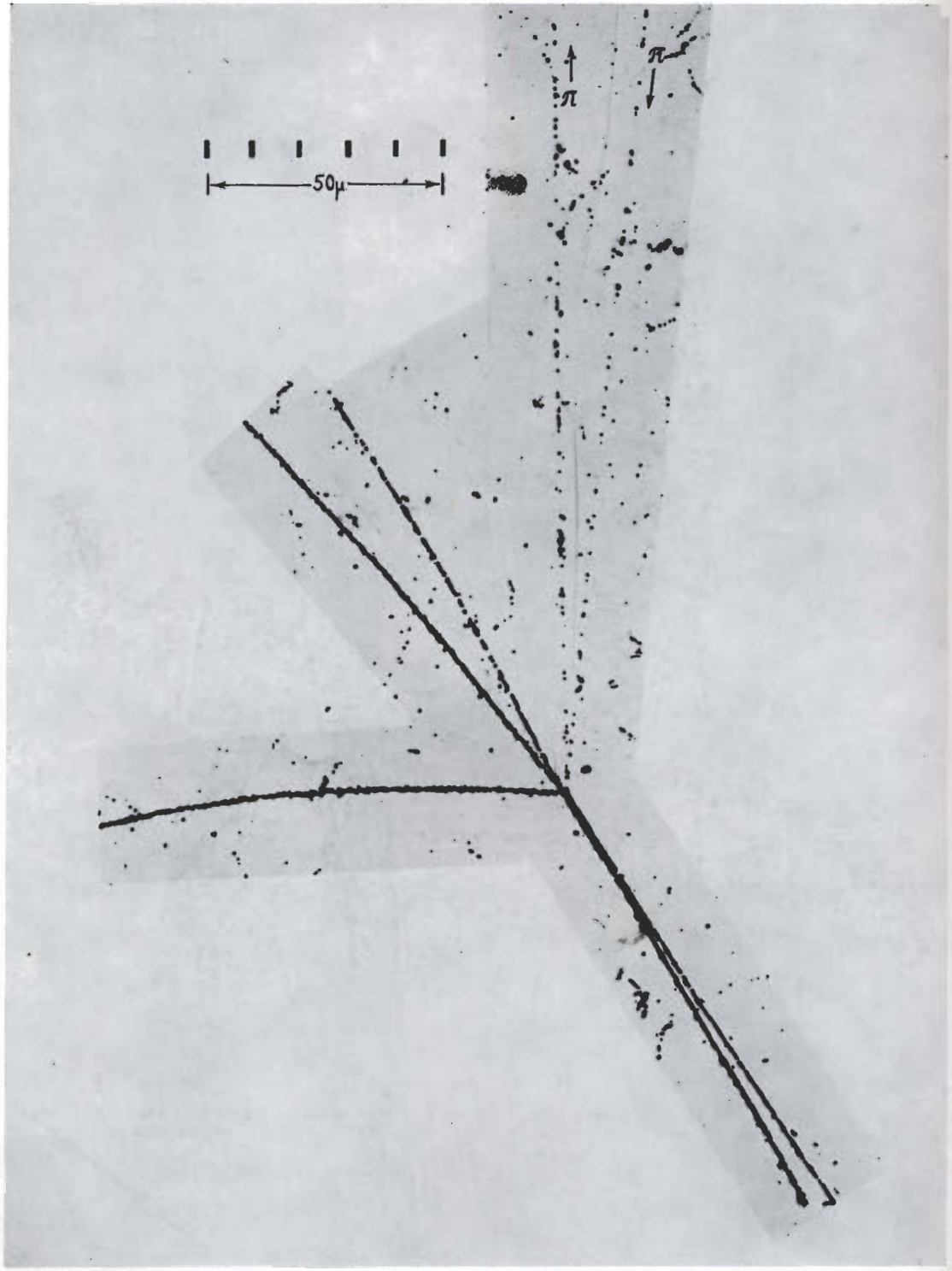


Фото 142. Один из первых примеров неупругого рассеяния π-мезона с энергией 750 *Мэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

При расщеплении вылетает π-мезон с энергией ~ 70 *Мэв*, направленный под углом 167° к линии движения падающей частицы. По-видимому, вылетает также и нейтральный π-мезон.

Lock, Yekutieli.

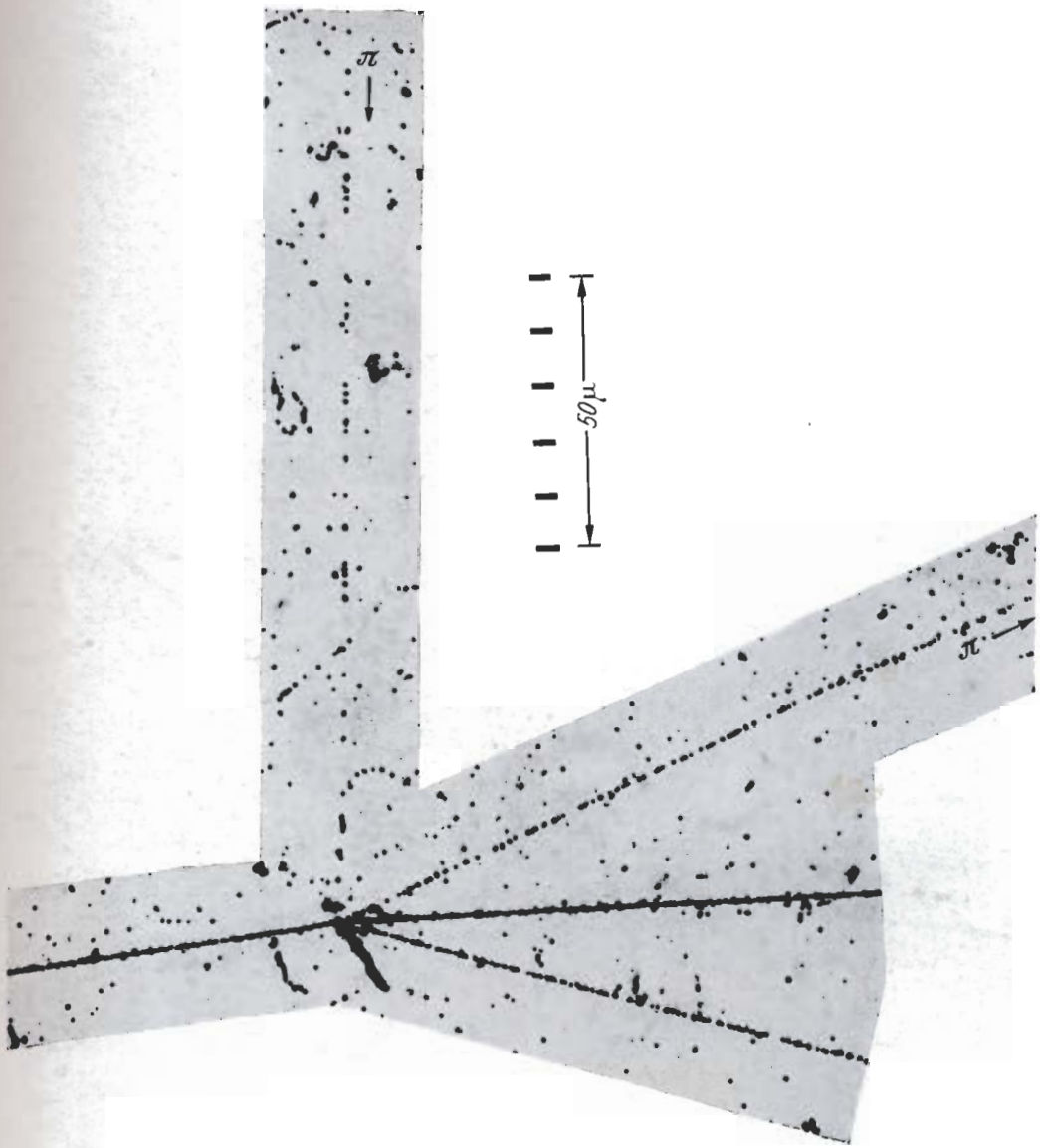


Фото 143. Упругое рассеяние π-мезона с энергией 825 *Мэв*. **Эмульсия Ильфорд G5.**

π-мезон, обладающий энергией 825 *Мэв*, сталкиваясь с ядром, вызывает его расщепление. Среди вторичных частиц имеется π-мезон с энергией 17 *Мэв*. Ввиду малой величины видимого выделения энергии при расщеплении разумно предположить, что испускается также π^0-мезон.

Lock, Yekutieli, неопубликованная работа, 1952 г.

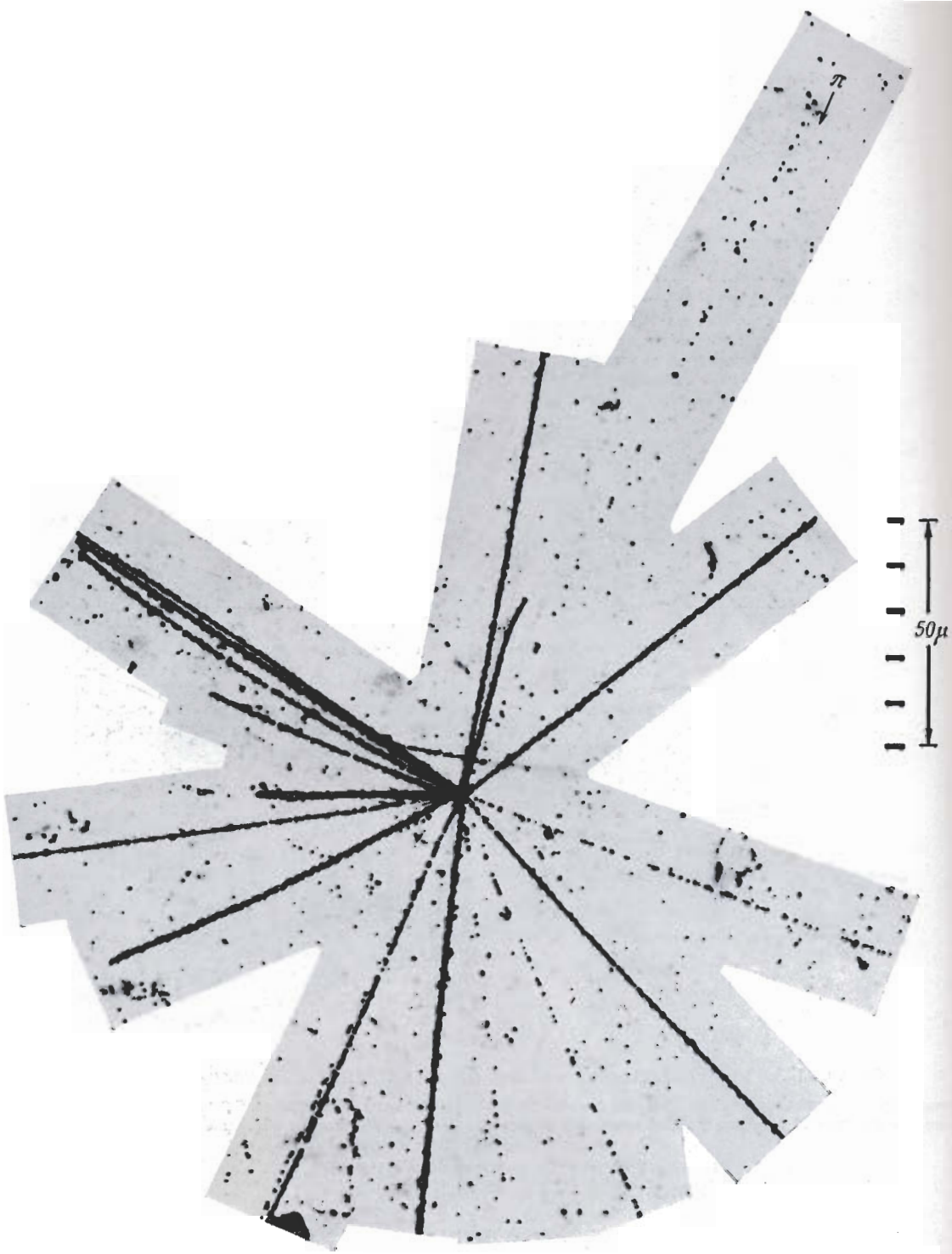


Фото 144. Один из первых примеров ядерного взаимодействия π-мезонов с энергией 3,8 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Вторичное расщепление типа $18 + 1\pi$ вызвано π-мезоном с энергией 3,8 *Бэв*, который в свою очередь вылетает из расщепления $7 + 10p$. Вероятно, хотя это и не установлено точно, некоторые слабо ионизующие вторичные частицы являются π-мезонами.

Lock, Yekutieli, неопубликованная работа, 1952 г.

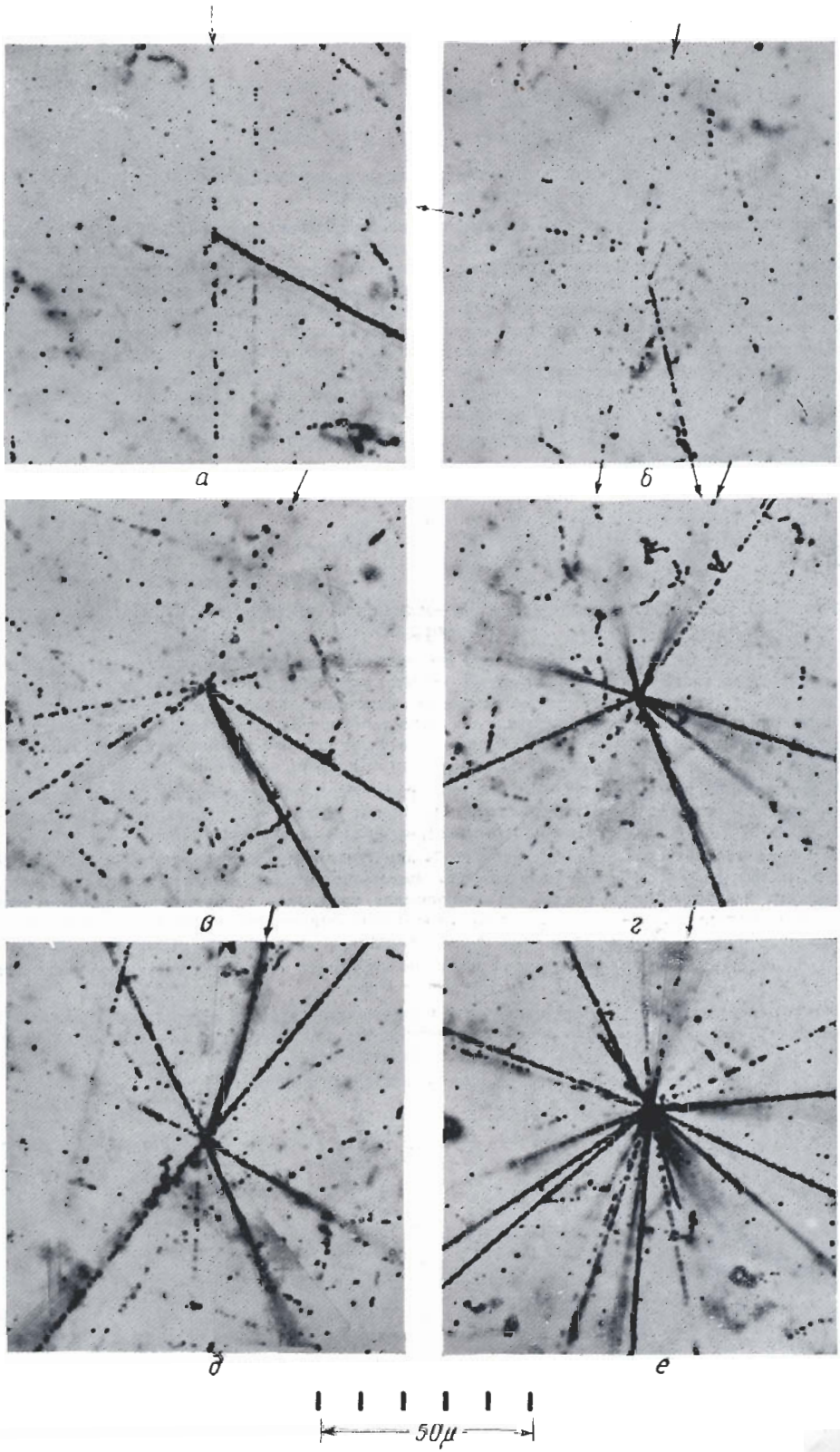


Фото 145

Фото 145. Типичные расщепления, вызванные π^--мезонами с энергией 4,5 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Отчетливо видно широкое разнообразие в характере образующихся „звезд". Оно обусловлено большим количеством определяющих особенности взаимодействия переменных, в число которых входит: параметр столкновения (является столкновение центральным или периферическим); природа расщепляемого ядра, которое может быть легким (C, N, O) или тяжелым (Ag, Br), и вторичные столкновения π-мезонов или других образовавшихся в результате „первичного" взаимодействия частиц с нуклоном или нуклонами ядра-мишени. В некоторых случаях при взаимодействии с одним ядром наблюдается образование нескольких заряженных π-мезонов. Однако эти наблюдения не могут служить окончательным доказательством множественного рождения π-мезонов при отдельном столкновении двух нуклонов, так как нельзя заранее исключить возможность того, что в столкновении участвует несколько нуклонов ядра-мишени.

Бристольская группа, неопубликованная работа.

Фото 146. Ядерные столкновения K^+-мезонов с энергией ~ 60 *Мэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

На фотографиях приведены типичные примеры ядерных столкновений K^+-мезонов средних энергий. В каждом случае след мезона указан стрелкой. Отличительной особенностью столкновений является очень малая величина среднего выделения энергии. Этот факт объясняется тем, что мезон либо рассеивается, либо испытывает перезарядку; в последнем случае после столкновения вылетает K^0-мезон, однако никогда не происходит захвата мезона, и поэтому энергия, соответствующая его массе покоя, не добавляется к энергии расщепления.

а — упругое столкновение с ядром серебра или брома. Передача энергии ядру-мишени настолько мала, что не наблюдается заметного увеличения плотности зерен после столкновения. След ядра-мишени очень короткий (имеет вид конгломерата).

б — упругое столкновение с легким ядром (C, N или O). Отчетливо виден след (пробег $\sim 3\ \mu$) ядра отдачи, и, таким образом, имеется возможность оценить его импульс. Можно построить диаграмму измеренных импульсов, предполагая, что столкновение произошло с ядром азота, углерода или кислорода. Случаи гораздо большего пробега частицы отдачи относятся к столкновениям со свободным ядром водорода или со слабо связанным протоном ядра-мишени.

в — реакция перезарядки; след K-мезона внезапно обрывается, стрелка в центре фото указывает на последнее зерно.

г — неупругое рассеяние K-мезона, приводящее к расщеплению с малым выделением энергии. След вторичного K-мезона идет под бо́льшим углом погружения, и это искусственно усиливает характер возрастания плотности зерен.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1956 г.

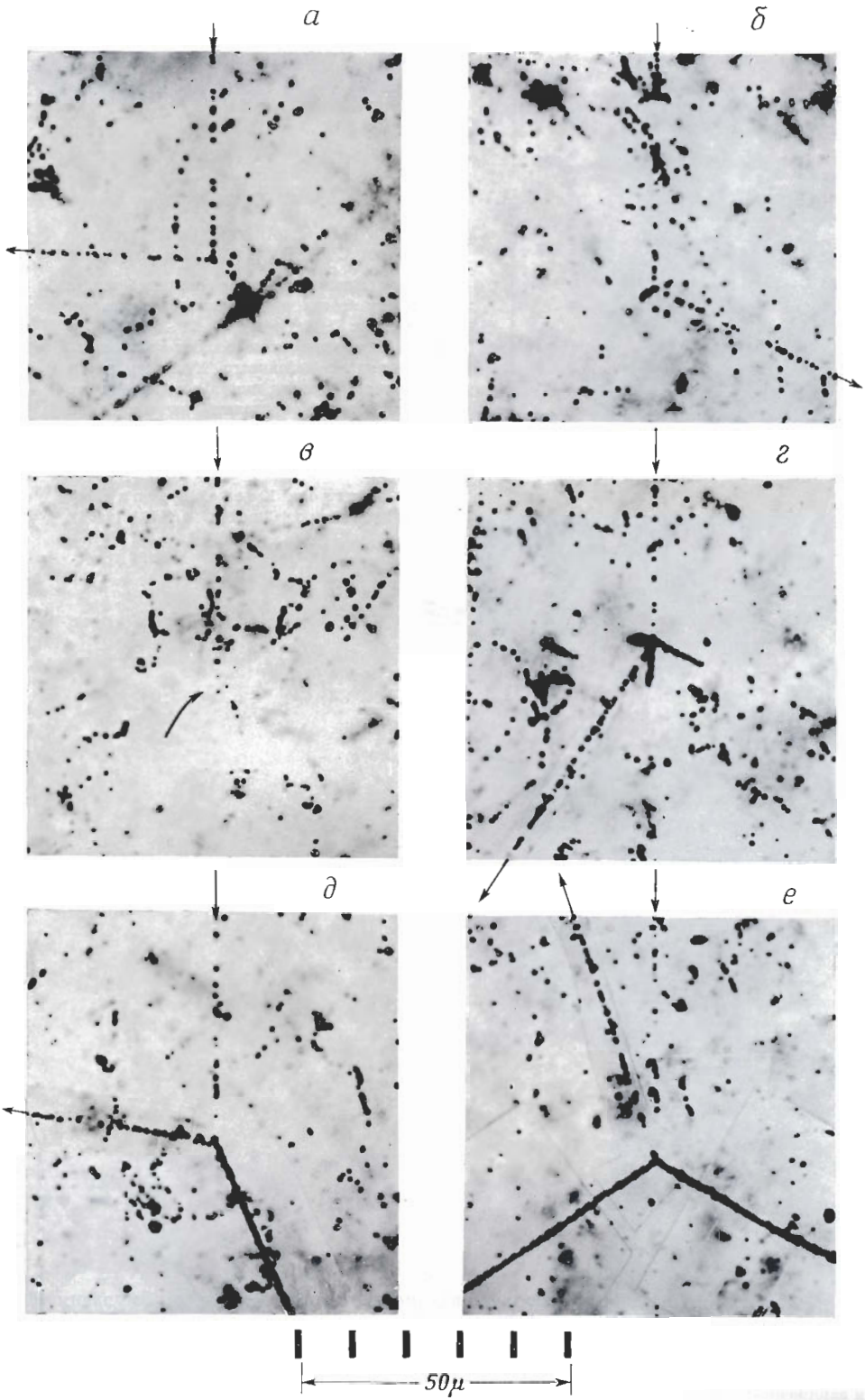


Фото 146

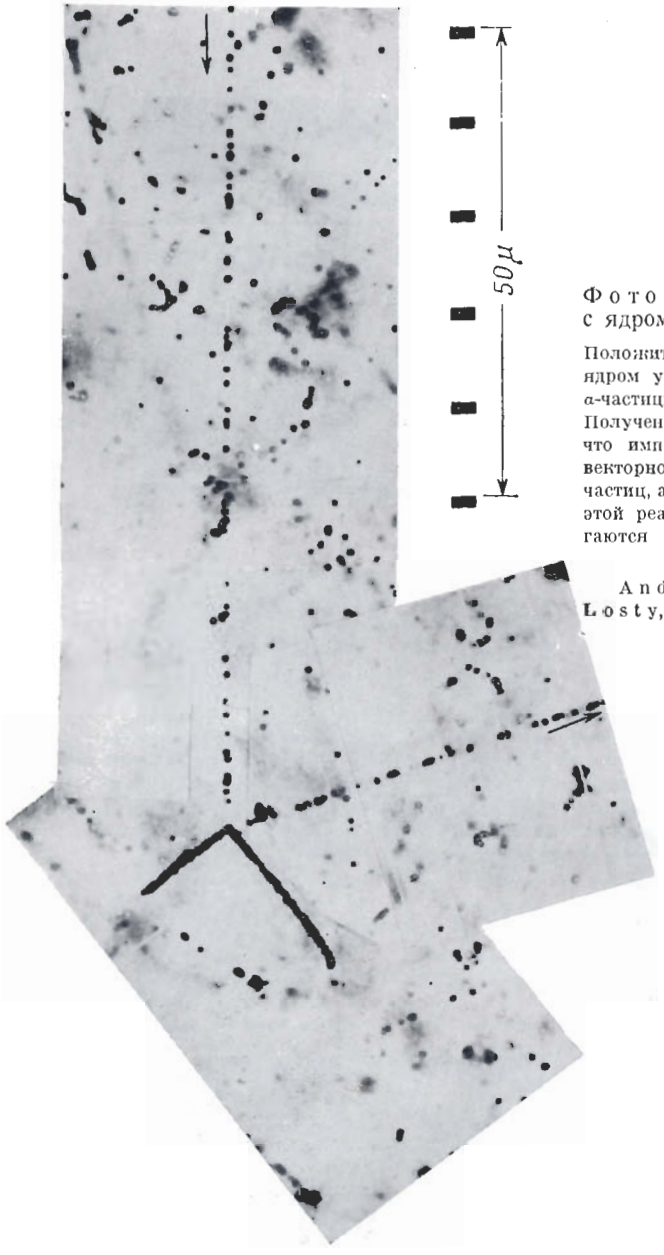


Фото 147

Фото 147. Столкновение K^+-мезона с ядром C^{12}. Эмульсия Ильфорд G5.

Положительный K-мезон сталкивается с ядром углерода и расщепляет его на три α-частицы: $K^+ + C^{12} \rightarrow K^+ + 3He^4 + Q$. Полученные данные позволяют установить, что импульс падающего K-мезона равен векторной сумме импульсов вторичных частиц, а также определить значение Q для этой реакции. Следы двух α-частиц налагаются друг на друга и не могут быть различены в отдельности.

Anderson, Keefe, Kernan, Losty, Nuovo Cimento, **4**, 1198 (1956).

Фото 148. Расщепления, вызванные ядерным взаимодействием K^0-мезонов. Эмульсия Ильфорд G5.

Два примера ядерного взаимодействия K^0-мезонов, в результате которого образуются частицы со „странностью" —1. В каждом случае направление потока нейтральных частиц, вылетающих из мишени, которая „бомбардируется" протонами с энергией 4,5 *Бэв*, отмечено буквой N. В случае *а* взаимодействие произошло в точке O, при этом вылетел Σ^--гиперон и заряженный π-мезон. Гиперон достиг конца своего пробега в точке S и вызвал характерное расщепление (см. стр. 230). Вторая частица являлась π-мезоном, и значение ее энергии было определено по рассеянию. Разумно предположить, что данное событие представляет собой взаимодействие нейтрального K-мезона с нейтроном по схеме $K^0 + n \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$. В случае *б* Σ^+-гиперон внезапно возникает в точке P и, достигнув конца своего пробега, распадается в точке T по схеме $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$. Это событие можно приписать взаимодействию со свободным протоном $K^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$.

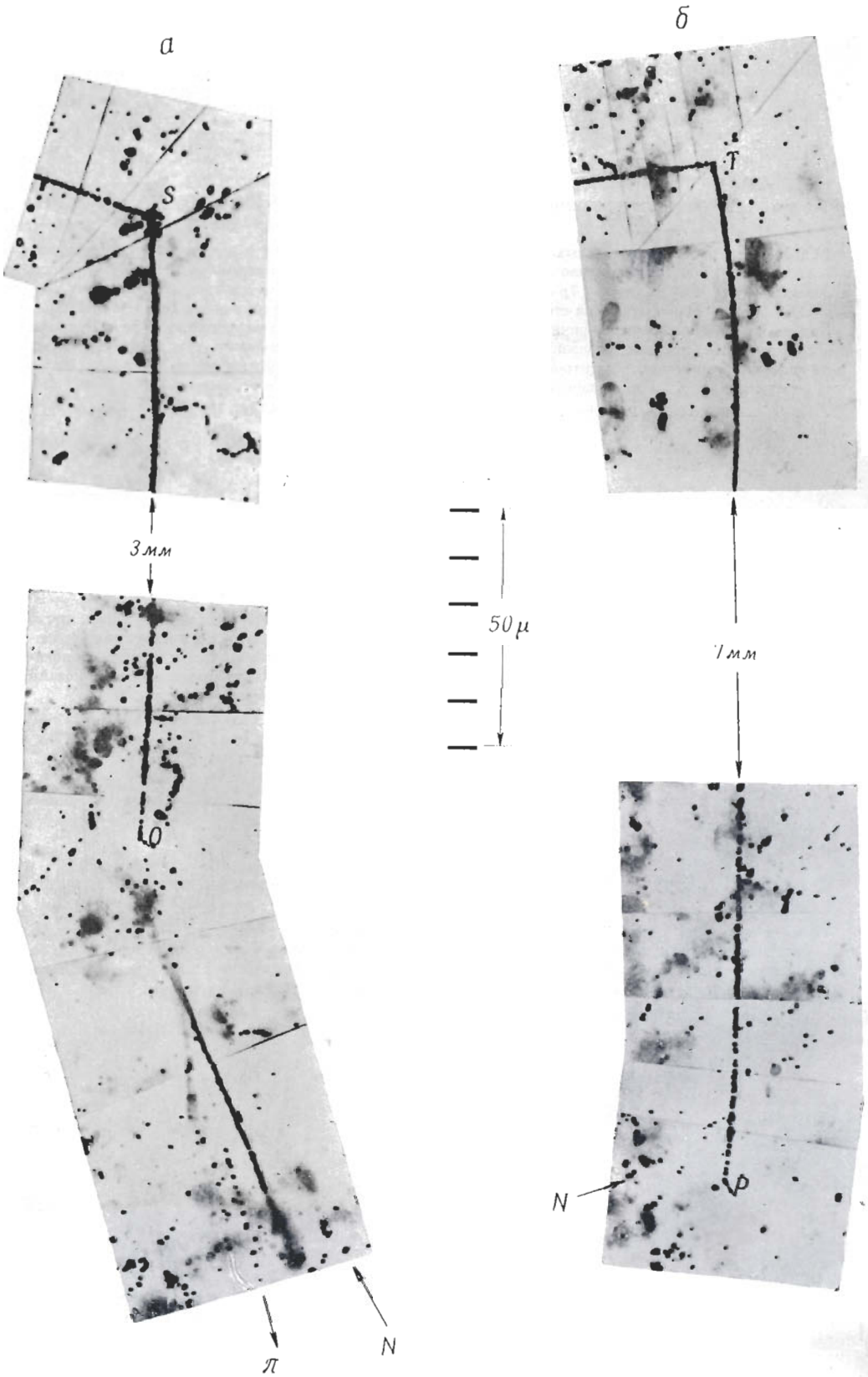


Фото 148

Фото 149. Ядерные взаимодействия частиц с энергиями 100 и 200 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

В этих двух ливнях, вызванных быстрыми частицами с зарядом $|e|$ и энергиями соответственно ~ 100 *Бэв* и ~ 200 *Бэв*, не было образовано ни одной частицы с „черным" следом (образовались „звезды" типа $1 + 8p$ и $0 + 7p$ соответственно). Некоторые авторы предположили поэтому, что данные „струи" образованы при столкновениях с протонами или нейтронами на поверхности ядра. Ливень слева был вызван вторичной частицей, образованной при другом расщеплении, и ее природа неизвестна. По причине, указанной на стр. 321, событие, изображенное справа, обусловлено, по-видимому, протоном. Электронно-позитронная пара, которую можно видеть в левой части правого фото, была образована в результате конверсии γ-кванта от распада π^0-мезона.

Daniel, Davies, Mulvey, Perkins, Phil. Mag., **43**, 753 (1952).

Фото 150. „Струи", образованные при ядерных столкновениях протонов с энергиями 200 и 300 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Представленные ливни относятся к случаям типа $1 + 18p$ и $2 + 36p$ соответственно. Малое число сильно ионизующих частиц, связанных с каждым из них, свидетельствует о том, что они образовались скорее всего при периферических соударениях. Одну из вторичных частиц „струи", показанной слева, удалось идентифицировать как π-мезон. На каждой из двух представленных мозаик воспроизведены лишь следы примерно половины всех вторичных частиц.

Daniel, Davies, Mulvey, Perkins, Phil. Mag., **43**, 753 (1952).

Фото 151. „Струи", образованные при ядерных столкновениях высокой энергии. Эмульсия Ильфорд G5.

Слева изображена „струя" типа $4 + 50\,\alpha$, вызванная α-частицей с энергией ~ 3000 *Бэв*, т. е. ~ 800 *Бэв* на один нуклон. „Струя" справа образована частицей с зарядом e и энергией ~ 600 *Бэв*. В каждом из этих случаев центральные „стволы" ливней были сфотографированы при одном положении микроскопа, поэтому на фотографиях можно различить лишь часть всех следов.

Daniel, Davies, Mulvey, Perkins, Phil. Mag., **43**, 753 (1952).





Фото 149

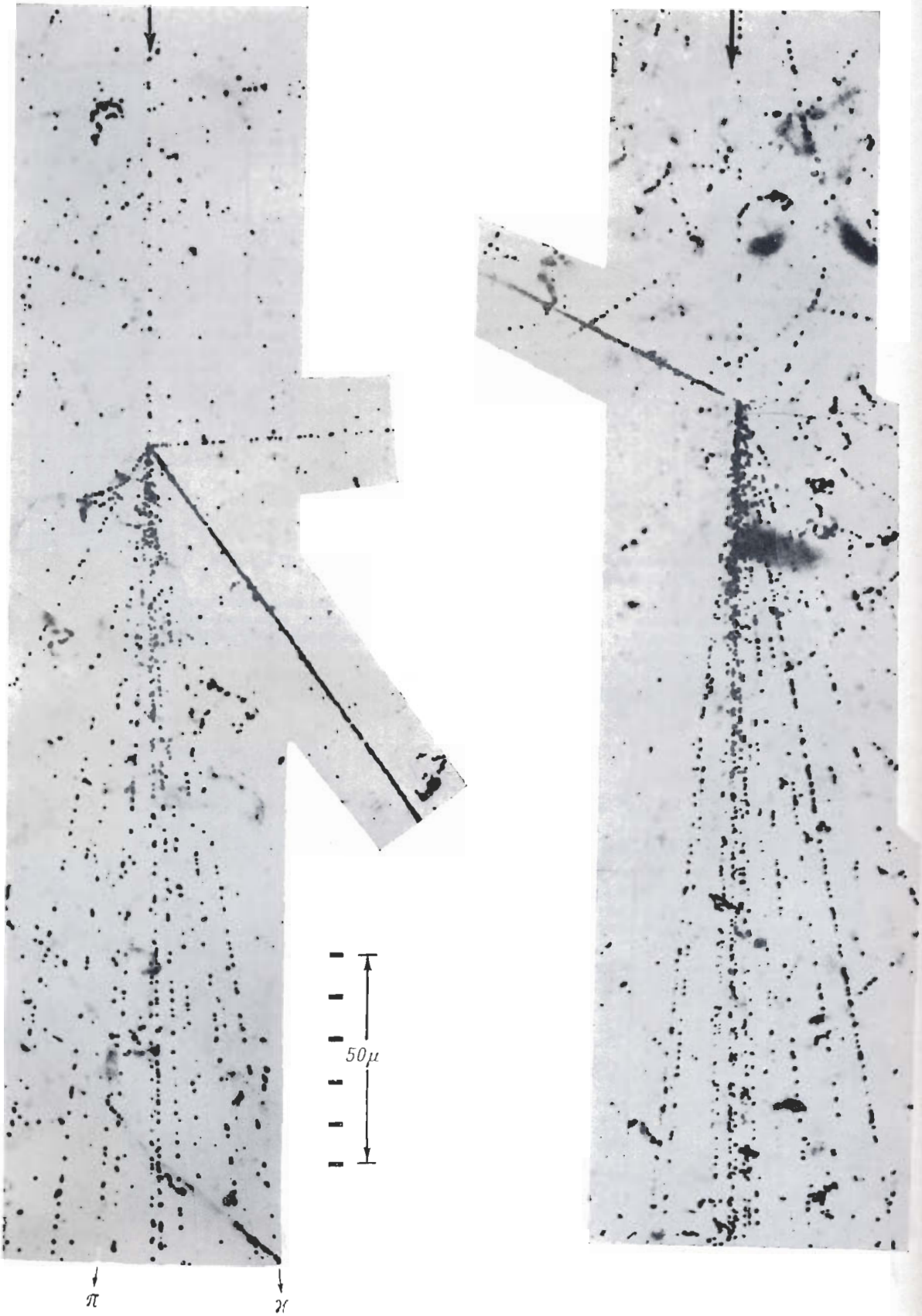


Фото 150

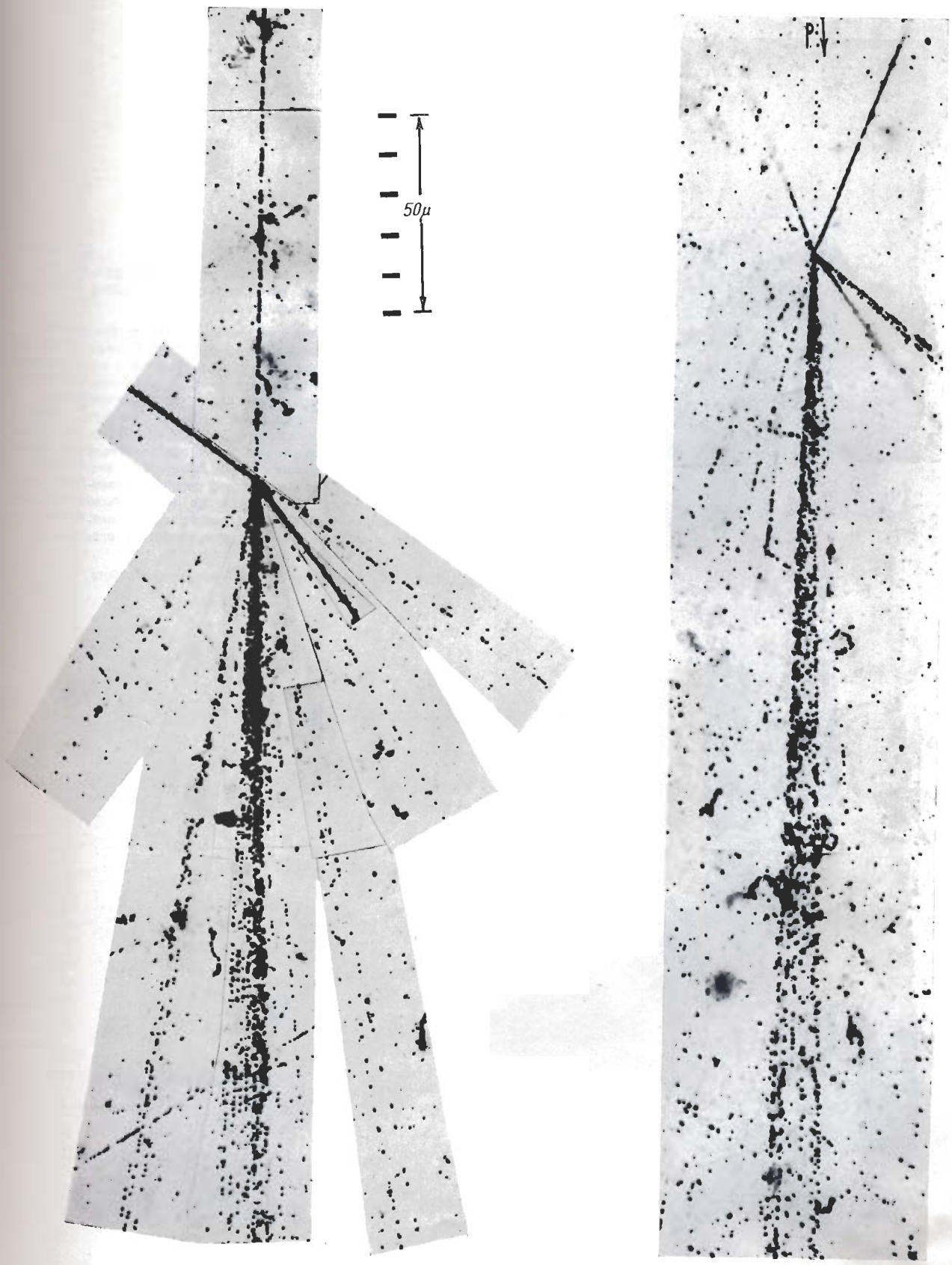


Фото 151



Ф о т о 152. Ядерное взаимодействие вторичной частицы из „струи". Эмульсия Ильфорд G5.

Нейтральная частица с энергией ~ 500 *Бэв*, образованная в ливне, показанном на фото 156, вызвала при вторичном взаимодействии „звезду" $0 + 6n$. Предположение о генетической связи двух процессов основывалось на том факте, что вторичное взаимодействие произошло в области, где проходят следы, образующие основную „струю", и что средняя линия вылета вторичных частиц совпадала с направлением соседних следов ливневых частиц. Природа нейтральной вторичной частицы, вызвавшей расщепление, неизвестна. Ее можно было бы приписать любой из следующих частиц: нейтрону, π^0-мезону, γ-кванту или тяжелому нейтральному мезону.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

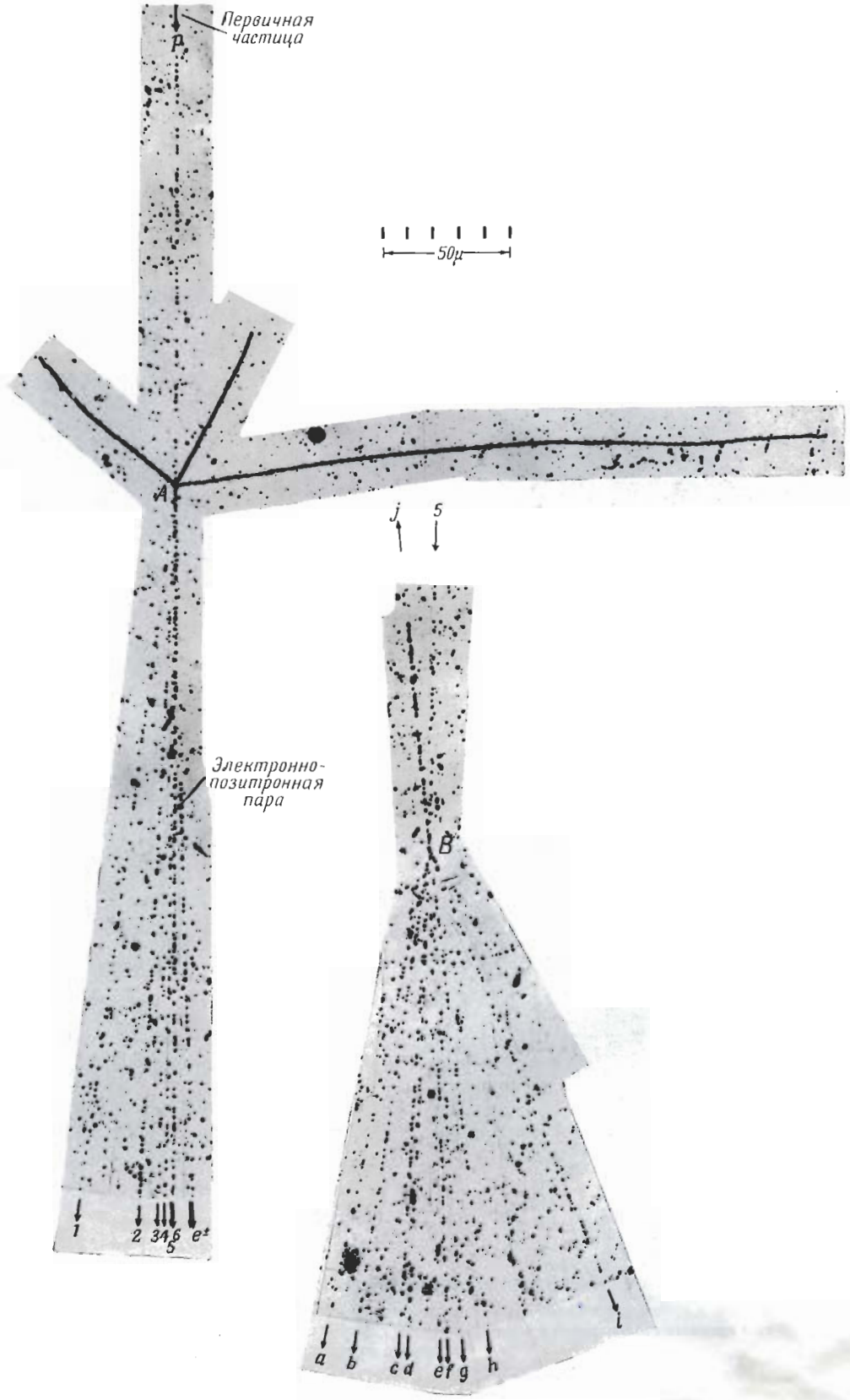


Фото 153. „Струя" с энергией 1000 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Микрофотография „струи" *A*, образованной частицей с энергией ~1000 *Бэв*, и „звезды" *B*, образованной при ядерном столкновении одной из вторичных частиц. Виден след электронно-позитронной пары, генетически связанной с первичным взаимодействием.

Powell, 1950 г.

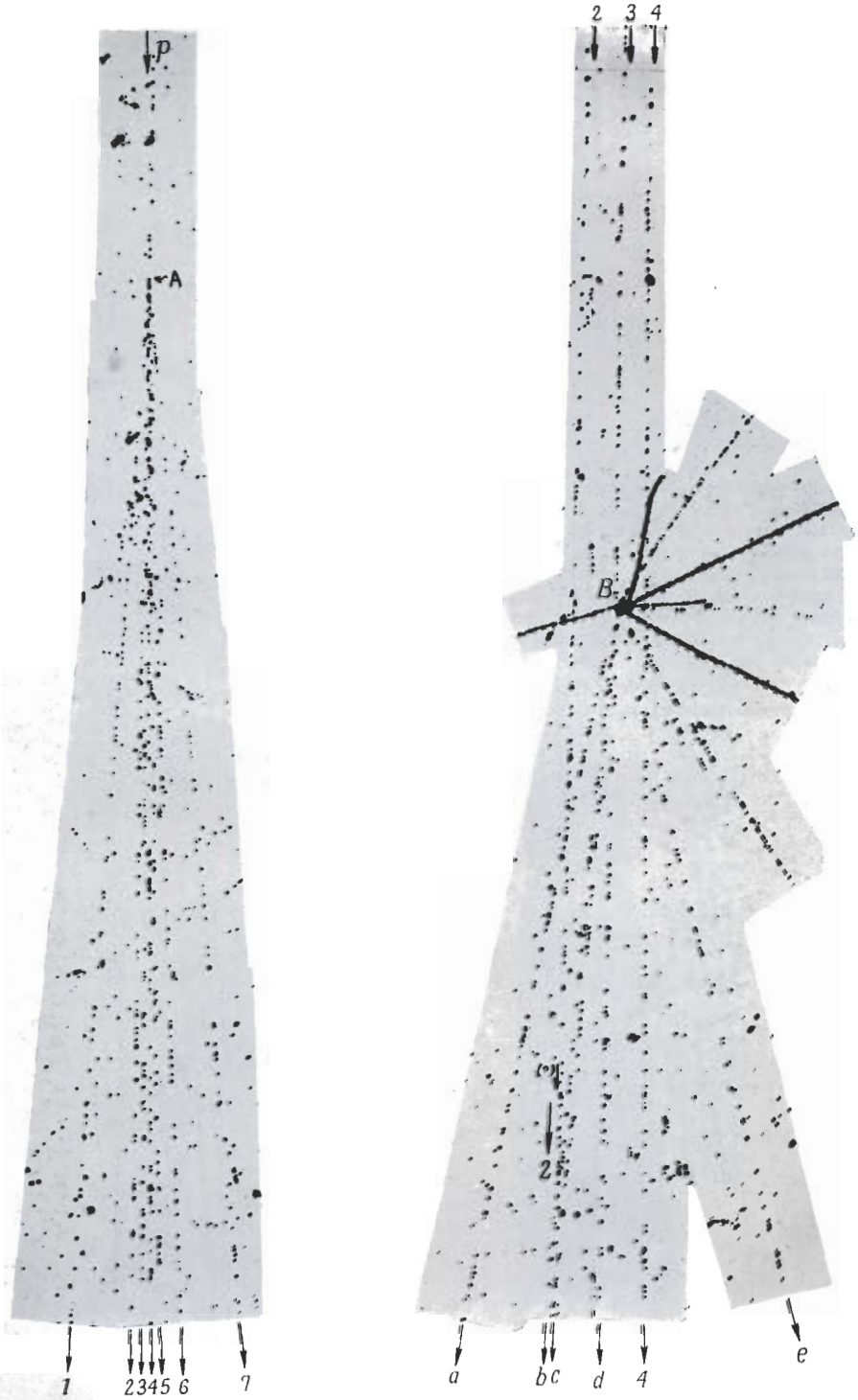


Фото 154. Взаимодействие вторичной частицы из „струи". Эмульсия Ильфорд G5.

В точке *A* произошло ядерное взаимодействие первичной частицы с энергией 1000 *Бэв*. Одна из вторичных частиц *3* в результате ядерного столкновения в точке *B* образует „звезду" типа $7 + 5p$. Хорошо видно более широкое угловое распределение в ливне с меньшей энергией (ср. фото 153).

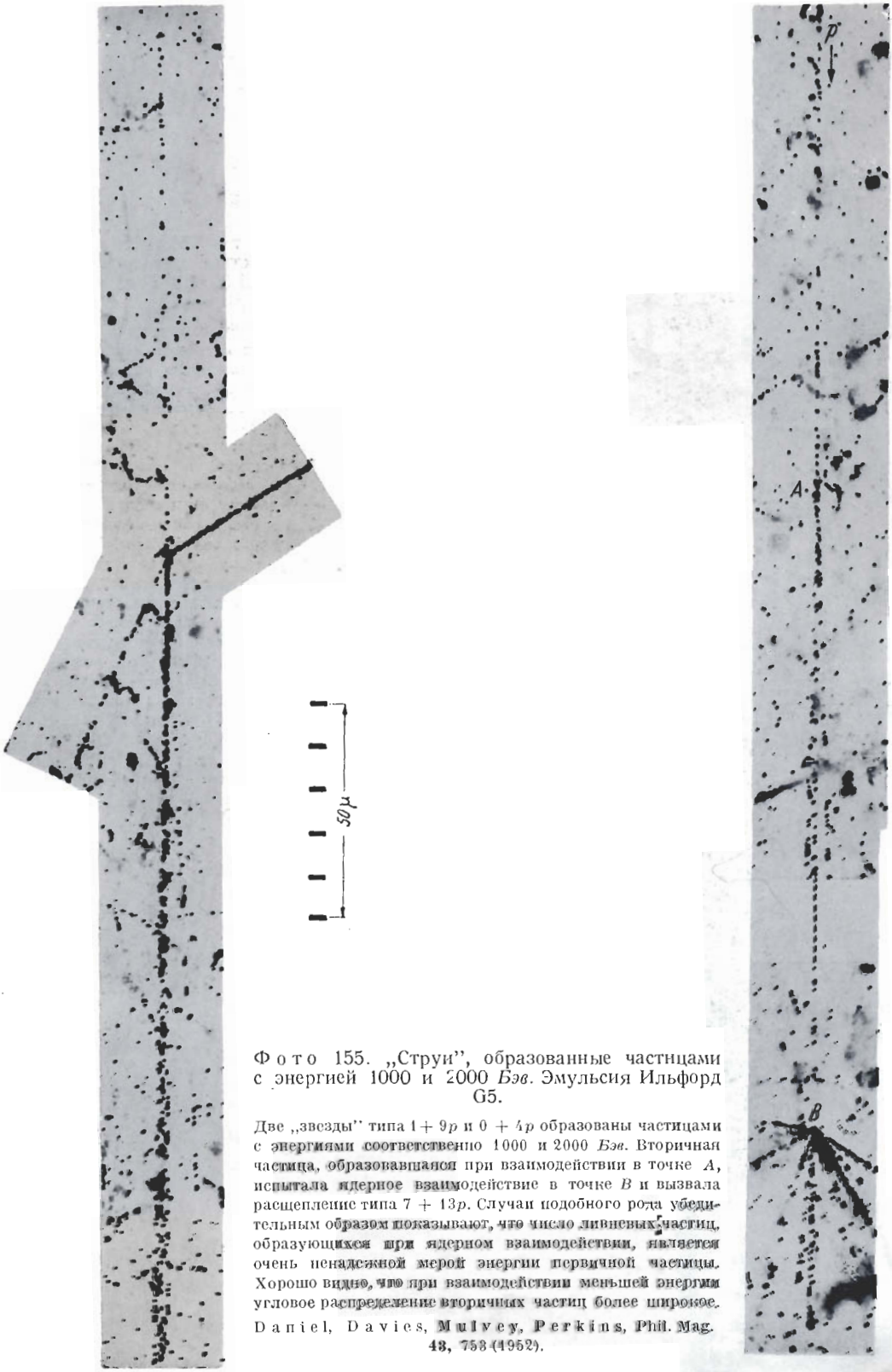


Фото 155. „Струи", образованные частицами с энергией 1000 и 2000 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Две „звезды" типа $1 + 9p$ и $0 + 4p$ образованы частицами с энергиями соответственно 1000 и 2000 *Бэв*. Вторичная частица, образовавшаяся при взаимодействии в точке *A*, испытала ядерное взаимодействие в точке *B* и вызвала расщепление типа $7 + 13p$. Случаи подобного рода убедительным образом показывают, что число ливневых частиц, образующихся при ядерном взаимодействии, является очень ненадежной мерой энергии первичной частицы. Хорошо видно, что при взаимодействии меньшей энергии угловое распределение вторичных частиц более широкое.

Daniel, Davies, Mulvey, Perkins, Phil. Mag. **43**, 753 (1952).



Фото 156

Фото 156 и 157. Ядерное взаимодействие первичного протона с энергией 30 000 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

В этом случае типа 22+76*p*, зафиксированном в стопке пластинок, экспонированной во время полета на баллонах на высоте 27 *км*, около половины ливневых частиц сосредоточено в центральном стволе, и поэтому нельзя различить отдельные следы этих частиц. След первичной частицы *p* совпадает по направлению с осью основного „ствола" вторичных частиц. След сильно ионизующей частицы, расположенной непосредственно слева от первичной частицы, был образован вылетающим протоном, который остановился в эмульсии. „Ствол" можно проследить через эмульсию и стекло 22 пластинок, и таким образом может быть исследовано развитие электромагнитных каскадов, образующихся в результате распада π^0- мезонов.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

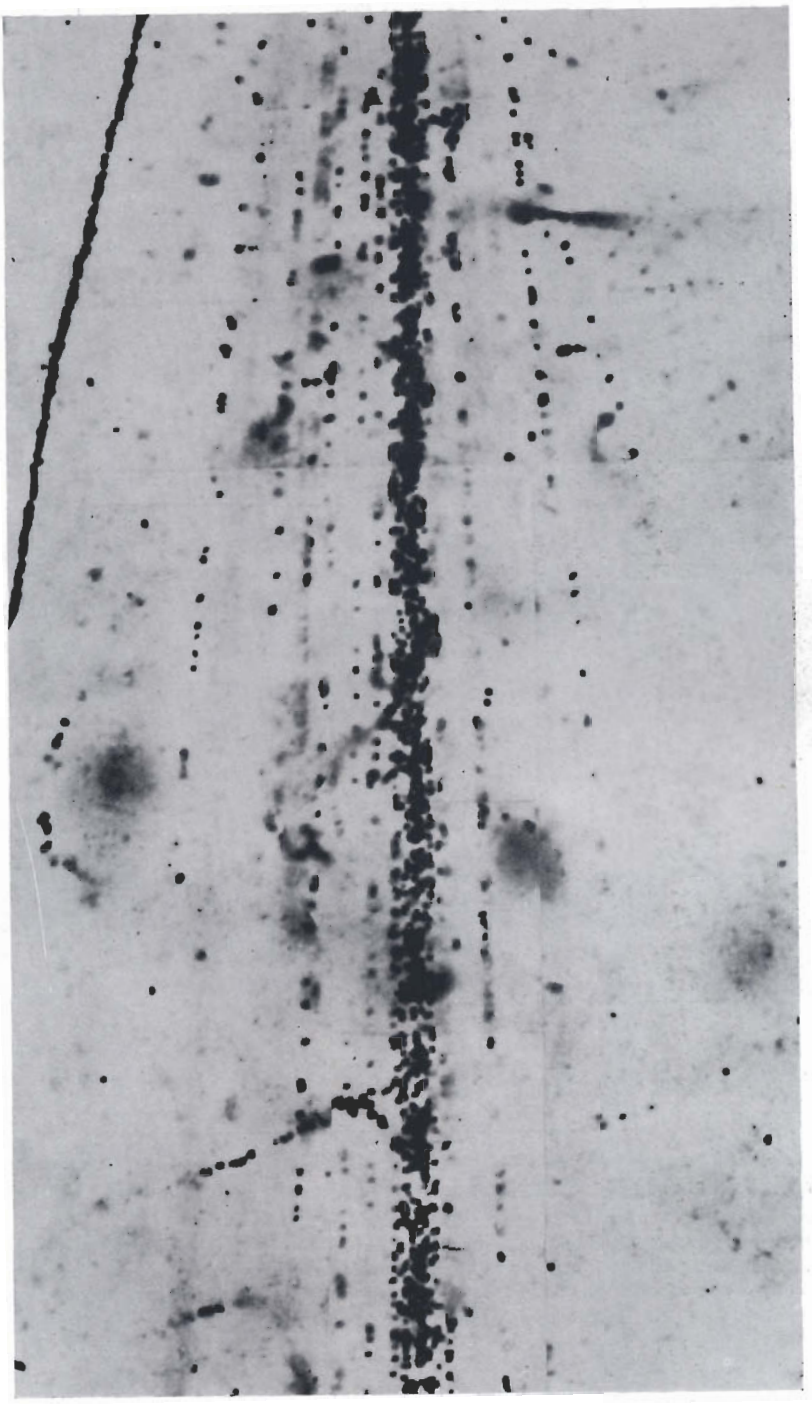


Фото 157

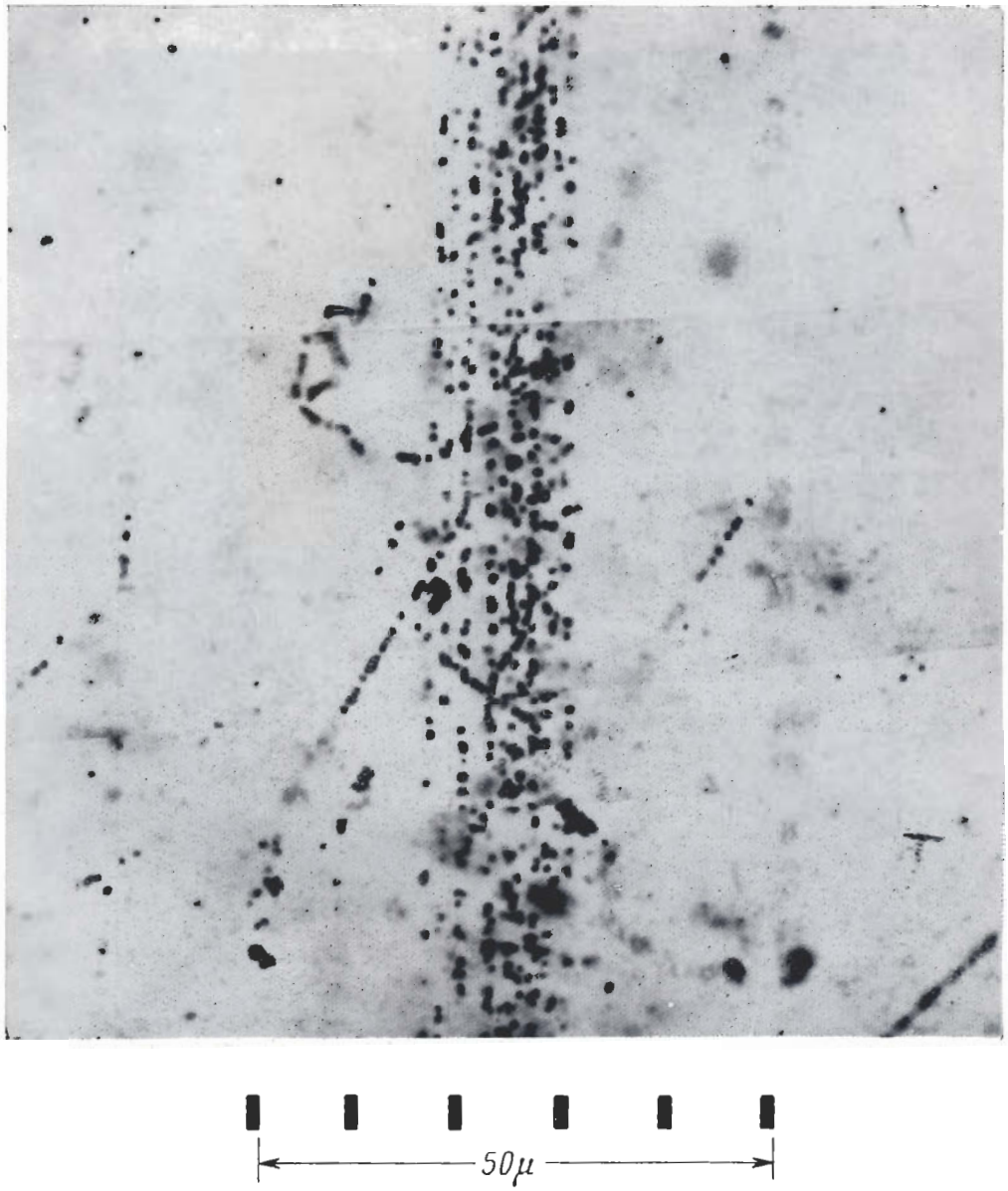


Фото 158. „Струя" мезонов, образованных при ядерном взаимодействии высокой энергии. Эмульсия Ильфорд G5.

Следы частиц центрального „ствола" из ливня, приведенного на фото 156 и 157, показаны здесь на расстоянии около 3 *мм* от центра расщепления. Можно различить отдельные следы. Подобные ливни обычно можно легко прослеживать через пластинки стопки благодаря наличию плотного „ствола" и связанных с ним следов электронов мягкой компоненты.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

Фото 159. **„Струи"** мезонов, образованные частицами с энергиями соответственно ~3000 и ~9000 *Бэв.* Эмульсия Ильфорд G5.

При ядерном взаимодействии, изображенном слева, образовалась „звезда" 0+28*p* и не было испущено ни одной сильно ионизующей частицы. Поэтому можно предположить, что это взаимодействие является столкновением протон-протон в точке *P*. Можно различить плотный центральный „ствол", сфотографированный при одном положении микроскопа, хотя четко видно лишь несколько следов из этого „ствола".

На фотографии справа показана „струя" типа 0 + 32*p*, вызванная первичной частицей с энергией около 9000 *Бэв*. Угловые распределения этих двух „струй", преобразованные в систему центра инерции, показаны на фиг. 229, стр. 351.

Daniel, Davies, Mulvey, Perkins, Phil. Mag., **43**, 753 (1952).

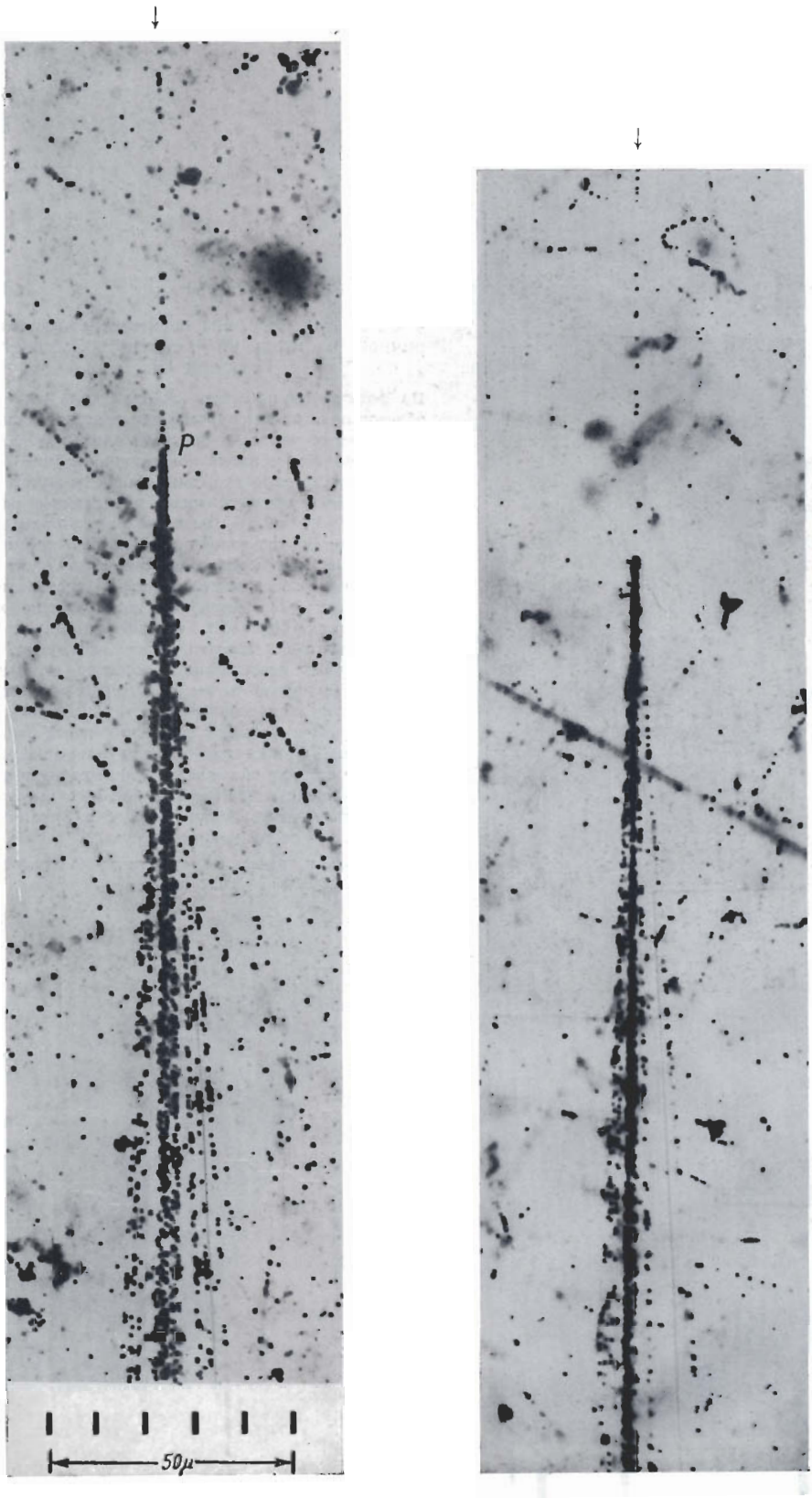


Фото 159



Фото 160. Ядерное взаимодействие вторичной частицы из „струи". Эмульсия Ильфорд G5.

На фотографии показана „звезда" типа 1 + 5p, образованная во вторичном взаимодействии одной из ливневых частиц с энергией около 2000 *Бэв*, образовавшейся в ливне, показанном на фото 156. Было зарегистрировано пять таких взаимодействий частиц, образовавшихся в первичном расщеплении. Подобные исследования вторичных взаимодействий позволяют определить средний пробег для взаимодействия ливневых частиц. Много подобных взаимодействий произошло, должно быть, в стекле, и поэтому они не были зарегистрированы. Стопки из бесподложечных эмульсий имеют большие преимущества для подобных исследований, особенно если их размеры (в длину) равны по порядку величины пробегу для взаимодействия, т. е. ~ 33 *см*, так что регистрируется большая часть вторичных взаимодействий. Стопка наибольшего из применявшихся до сих пор объемов (22,4 *л*) была экспонирована с помощью баллонов на больших высотах в совместном опыте Миннесотского и Бристольского университетов.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1952 г.

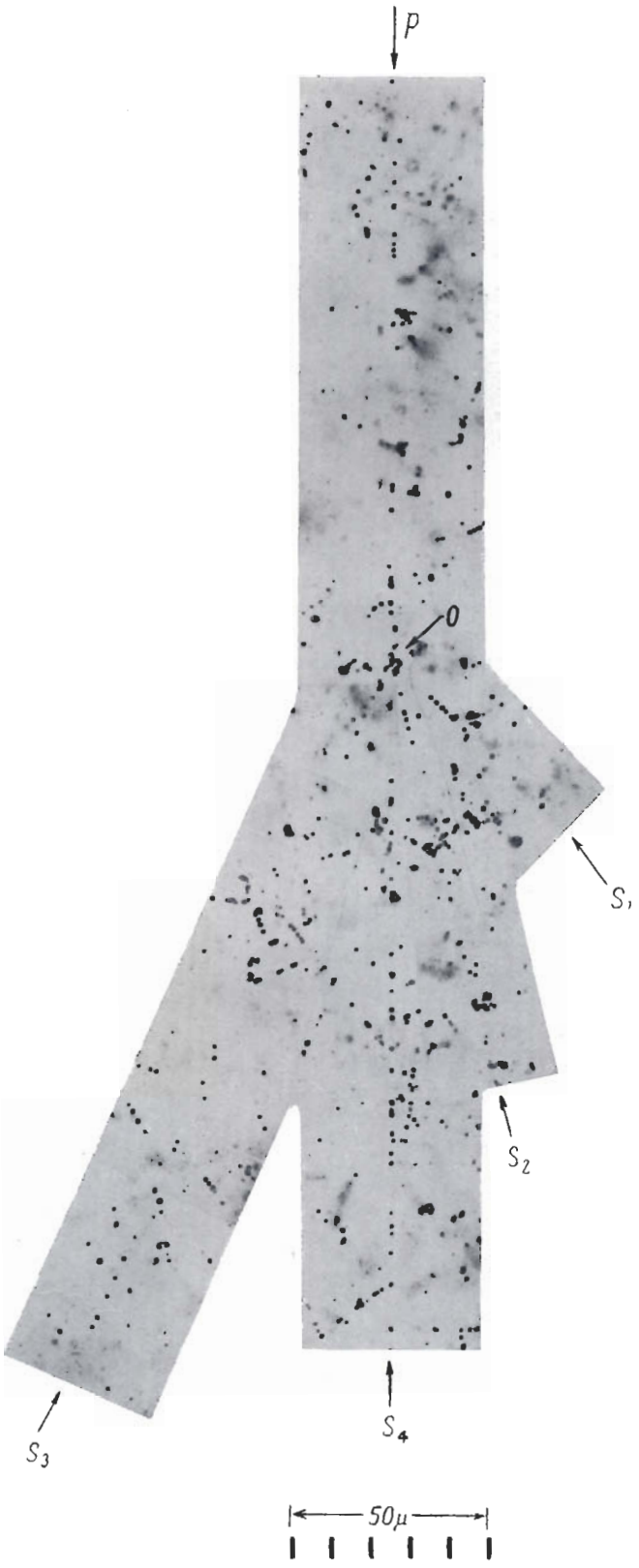


Фото 161. Ядерное взаимодействие протона с энергией ~40 000 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Этот случай подробно рассматривается на стр. 343 и далее. Случай примечателен видом углового распределения частиц и их малым числом. Частица, образующая след S_4, в дальнейшем вызывает расщепление, показанное на фото 165.

Фото 162. Вторичные явления, связанные с первичным взаимодействием при энергии 40 000 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

а — одиночный след S_4 и след электронно-позитронной пары с вершиной вблизи от точки *A*.

б — электронно-позитронные пары, образованные в результате конверсии γ-квантов.

в — расщепление, вызванное нейтральной частицей.

х — расстояние от вершины первичного расщепления в эмульсии.

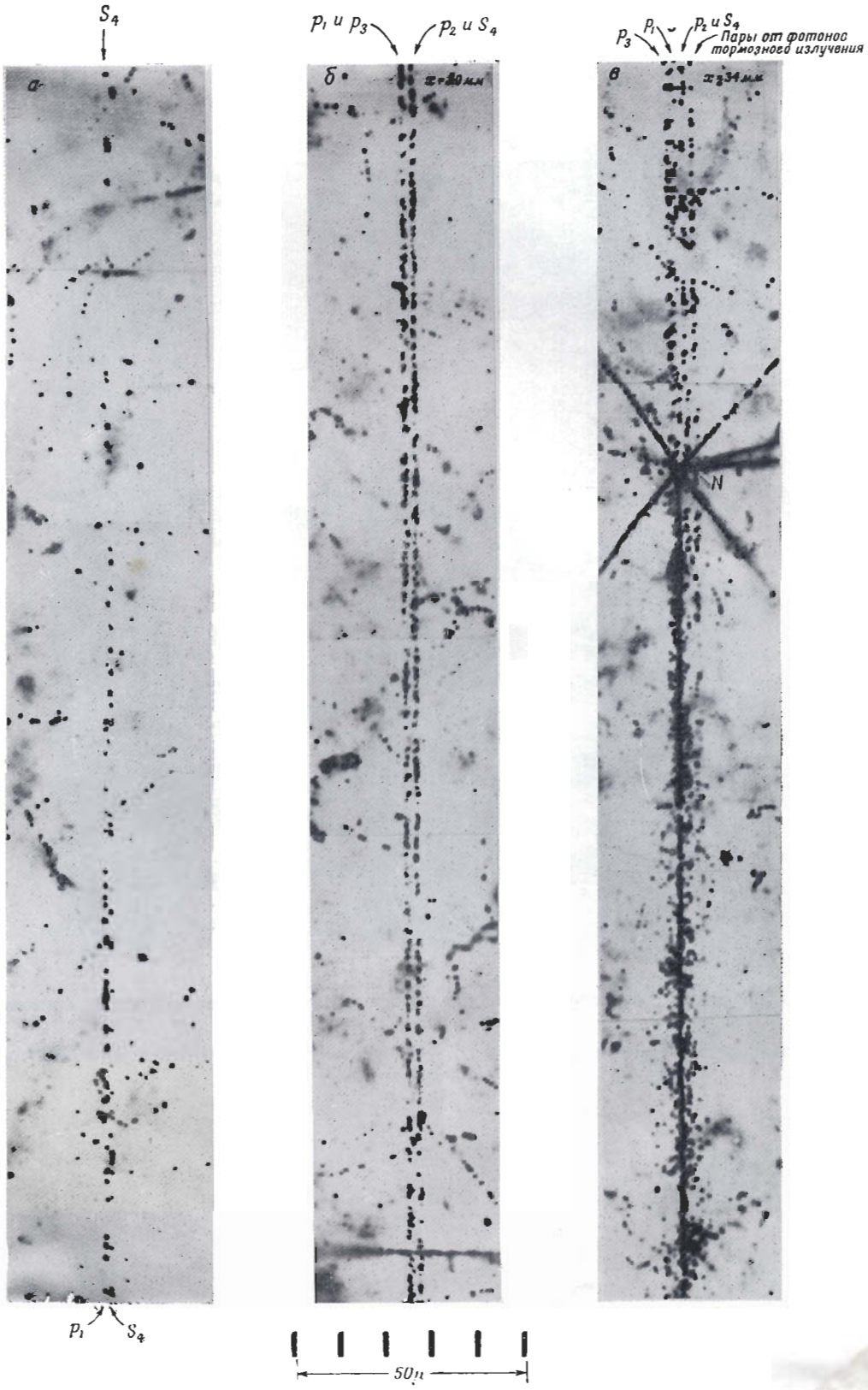

S_4
p_1 и p_3
p_2 и S_4
p_3
p_1
p_2 и S_4
Пары от фотонов тормозного излучения
а
б
в
x=10 мм
x=34 мм
N
p_1
S_4
50 μ

Фото 162

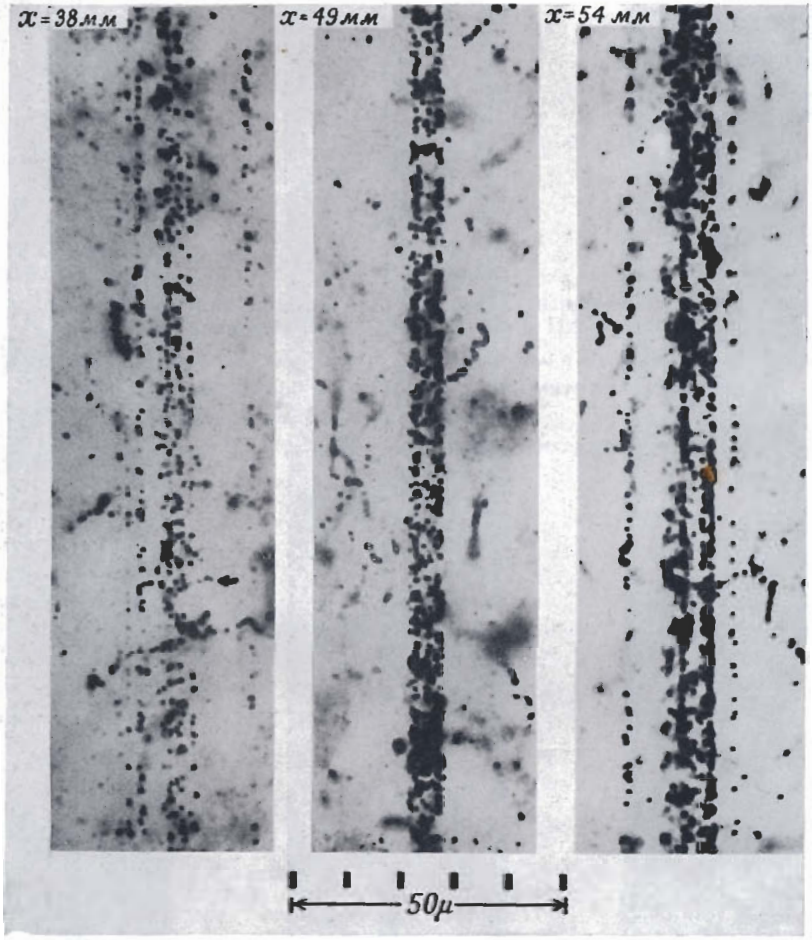


Фото 163. Развитие в эмульсии электронных каскадов, связанных с взаимодействием высокой энергии. Эмульсия Ильфорд G5.

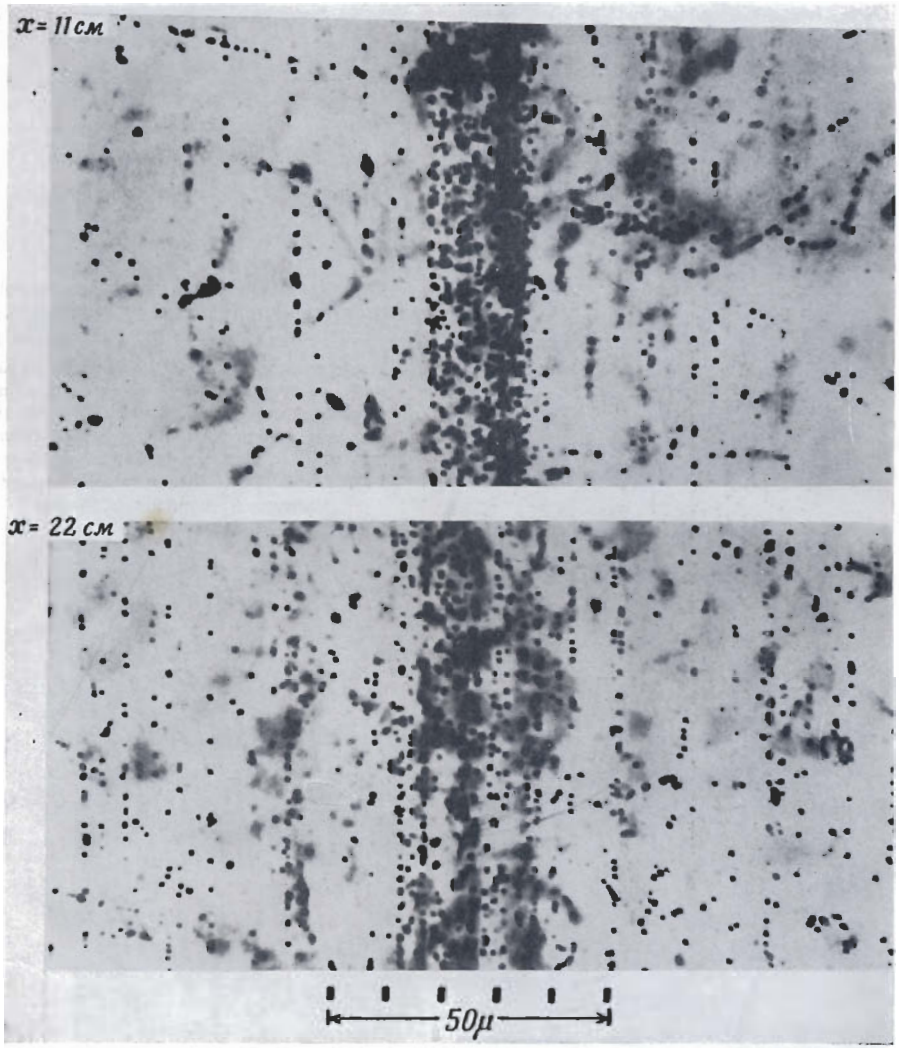
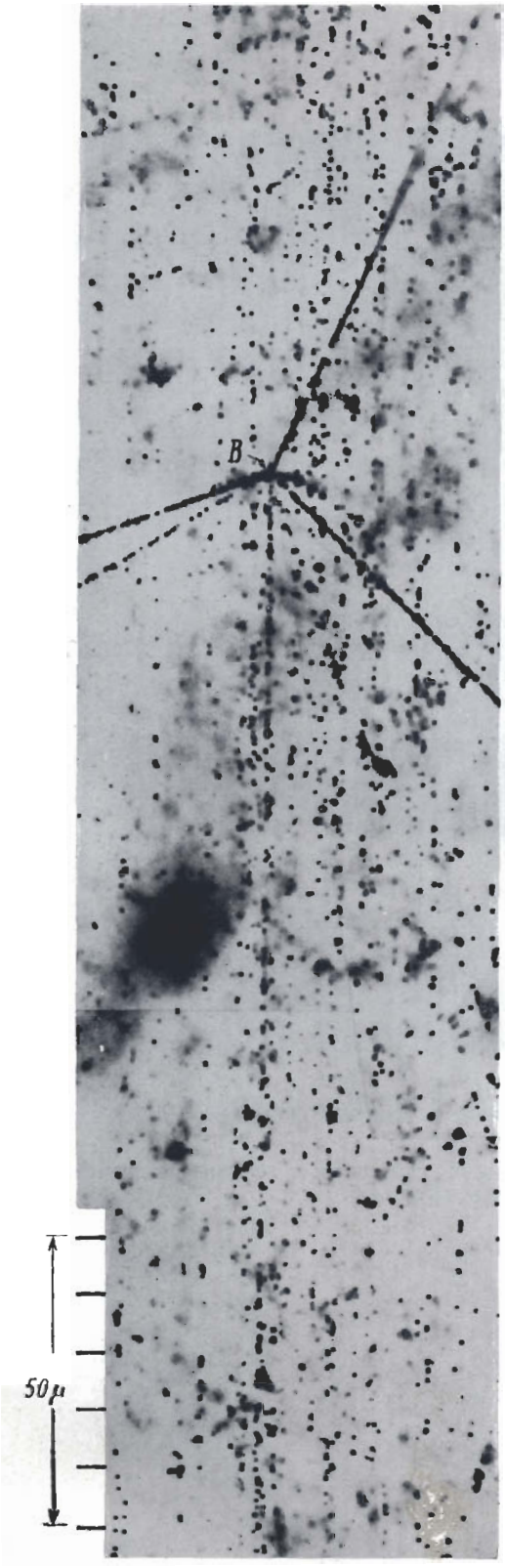
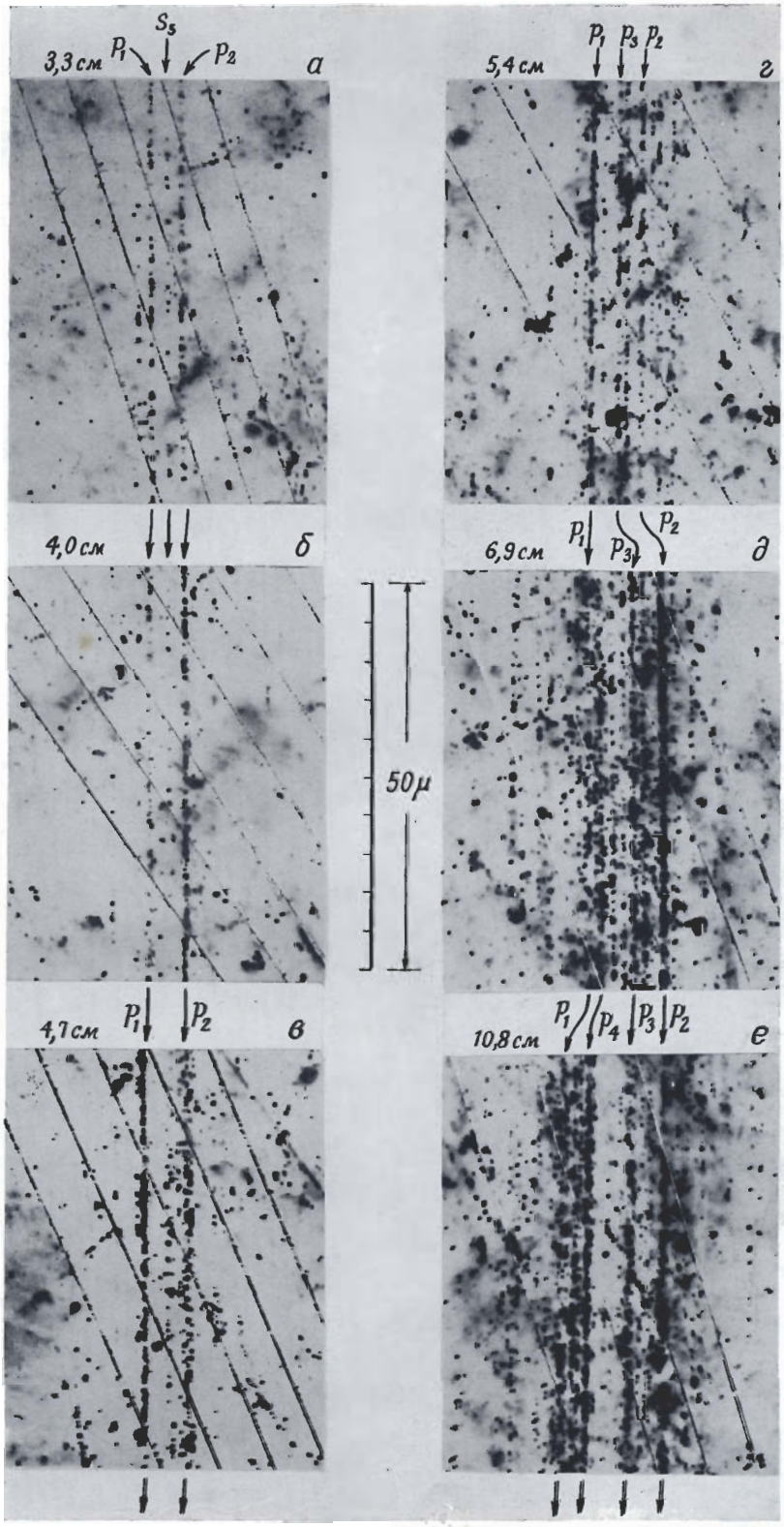


Фото 164. Развитие в эмульсии электронных каскадов, связанных с взаимодействием высокой энергии. Эмульсия Ильфорд G5.



Ф о т о 165. Расщепление, вызванное вторичной заряженной частицей из „струи". Эмульсия Ильфорд $G5_4$

Расщепление типа $5 + 7p$ вызвано вторичной частицей S_4, образовавшейся при взаимодействии, показанном на фото 161. Угловое распределение ливневых частиц для этого ливня, представленное на фиг. 223, стр. 337, соответствует энергии частицы S_4 порядка 2200 *Бэв*.



Ф о т о 166. Электронные каскады, образовавшиеся после ядерного взаимодействия α-частицы с энергией $\sim 10^6$ *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Каскады развиваются в чистой эмульсии. Расстояния от вершины расщепления указаны на каждой из фотографий.

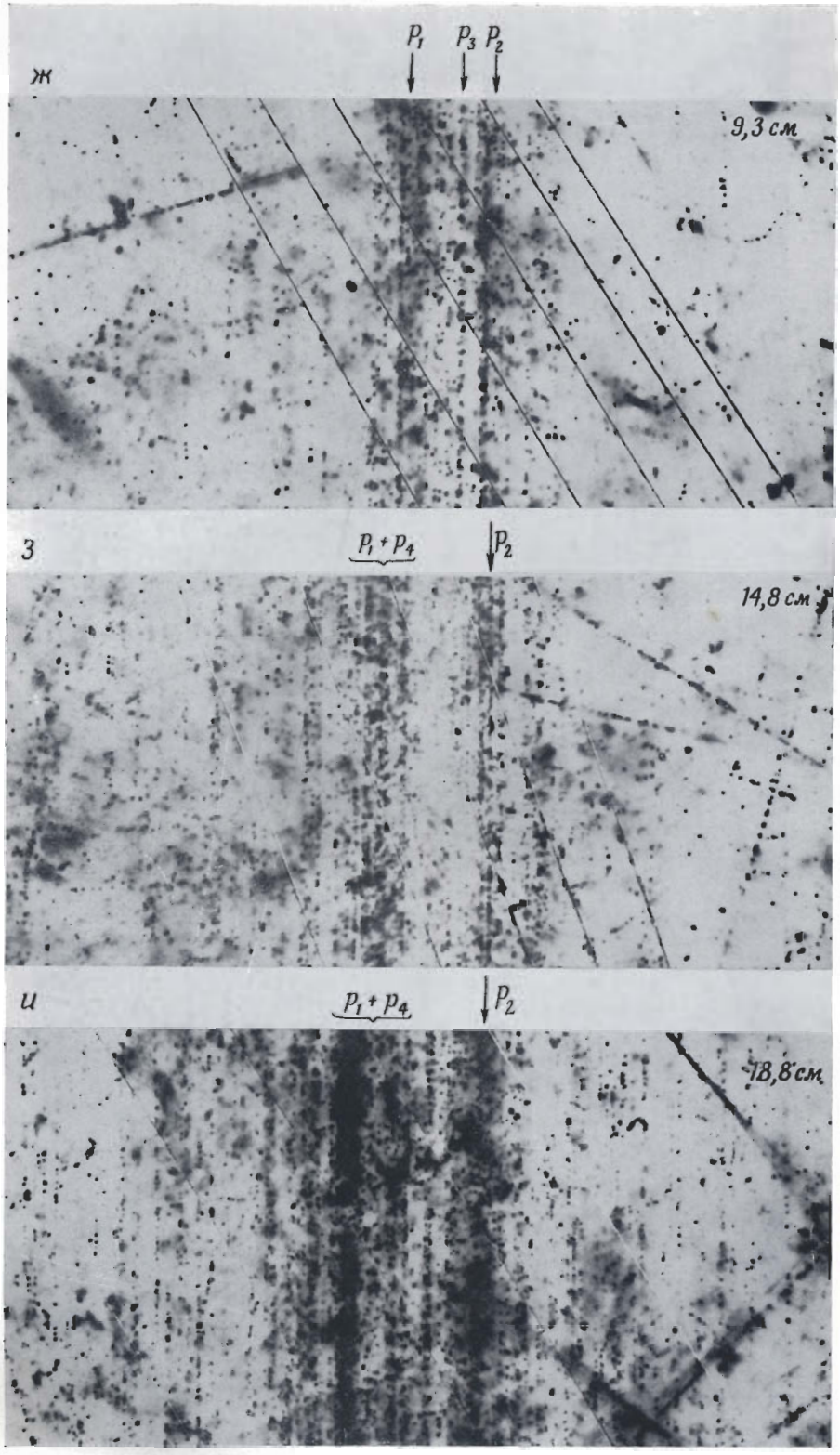


Фото 167. **Электронные каскады,** образовавшиеся после ядерного взаимодействия α-частицы с энергией $\sim 10^6$ *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

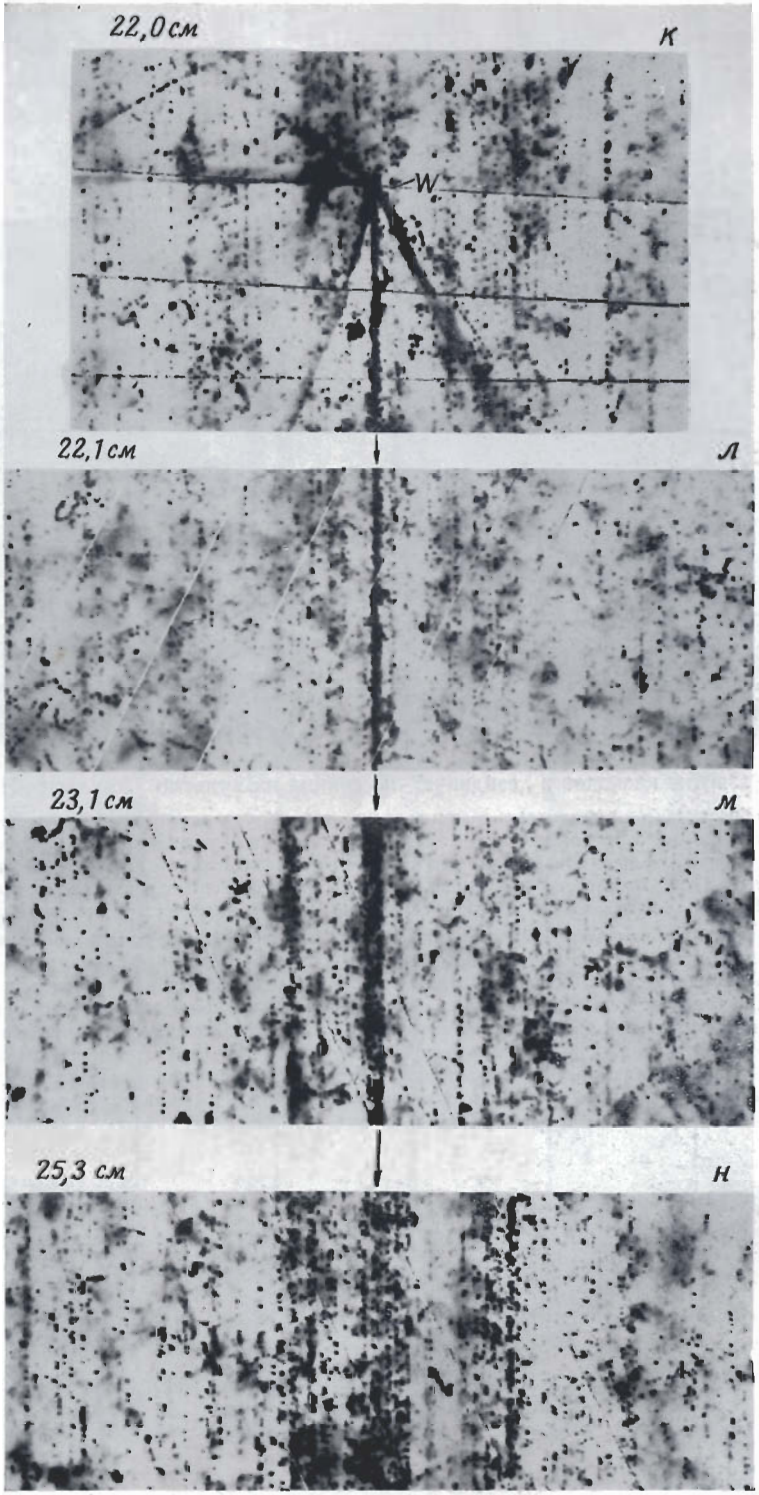


Фото 168. Ядерное столкновение вторичной частицы с энергией $\sim 10^6$ *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

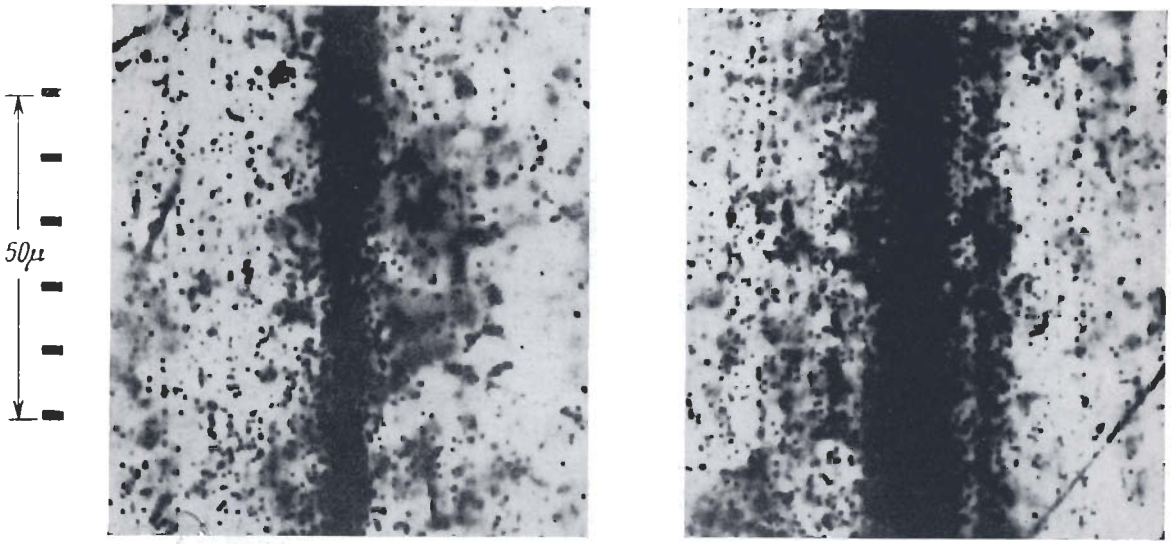


Фото 169. Развитие каскадов в „сэндвиче" из свинца и эмульсии. Эмульсия Ильфорд G5.

Электронные каскады, образующиеся в результате возникновения „струи" с энергией около 40 000 *Бэв*, зарегистрированной в блоке, состоящем из свинца и эмульсии (см. фиг. 221а, стр. 335). Каскады показаны на расстояниях соответственно 2 и 5 *см* от точки первоначального взаимодействия. Эффективное значение радиационной единицы длины для „сэндвича" составляло ~ 1 *см*. На фотографии видно, к какой сильной концентрации следов приводит уменьшение радиационной единицы длины по сравнению с величиной ~ 3 *см*, характерной для чистой эмульсии.

С точки зрения еще большей концентрации электромагнитных каскадов несколько лучше было бы использовать вместо свинца тяжелые элементы с зарядом $Z > 82$. Так, например, в уране-238 с зарядом $Z = 92$ и плотностью ~ 21 *г/см*^{3} соответствующая длина взаимодействия была бы равна 3 *мм* вместо 5 *мм* для свинца. Однако имеется ряд возражений против использования урана, и, в частности, одно из них связано с остаточным γ-излучением, которое будет приводить к образованию фона в эмульсии при длительной экспозиции. Золото было бы предпочтительнее, чем свинец, потому что оно имеет большую плотность и его можно легко прокатывать в тонкие листы. Однако его большая стоимость и риск, связанный с полетами на баллонах или самолетах, препятствуют его использованию. В вольфраме с примесью 2% никеля радиационная единица длины была бы равна ~ 4 *мм*, и он представляет собой одну из подходящих возможностей.



Фото 170. **Следы релятивистских ядер первичного космического излучения. Эмульсия Ильфорд G5.**

Следы были идентифицированы путем измерений рассеяния и плотности δ-электронов.

Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., **43**, 729 (1952).



Фото 171. Следы тяжелых ядер первичного космического излучения. Эмульсия Ильфорд G5. Следы были идентифицированы по измерениям рассеяния (угол $\bar{\alpha}$) и плотности δ-электронов (N_δ). Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., 43, 729 (1952).

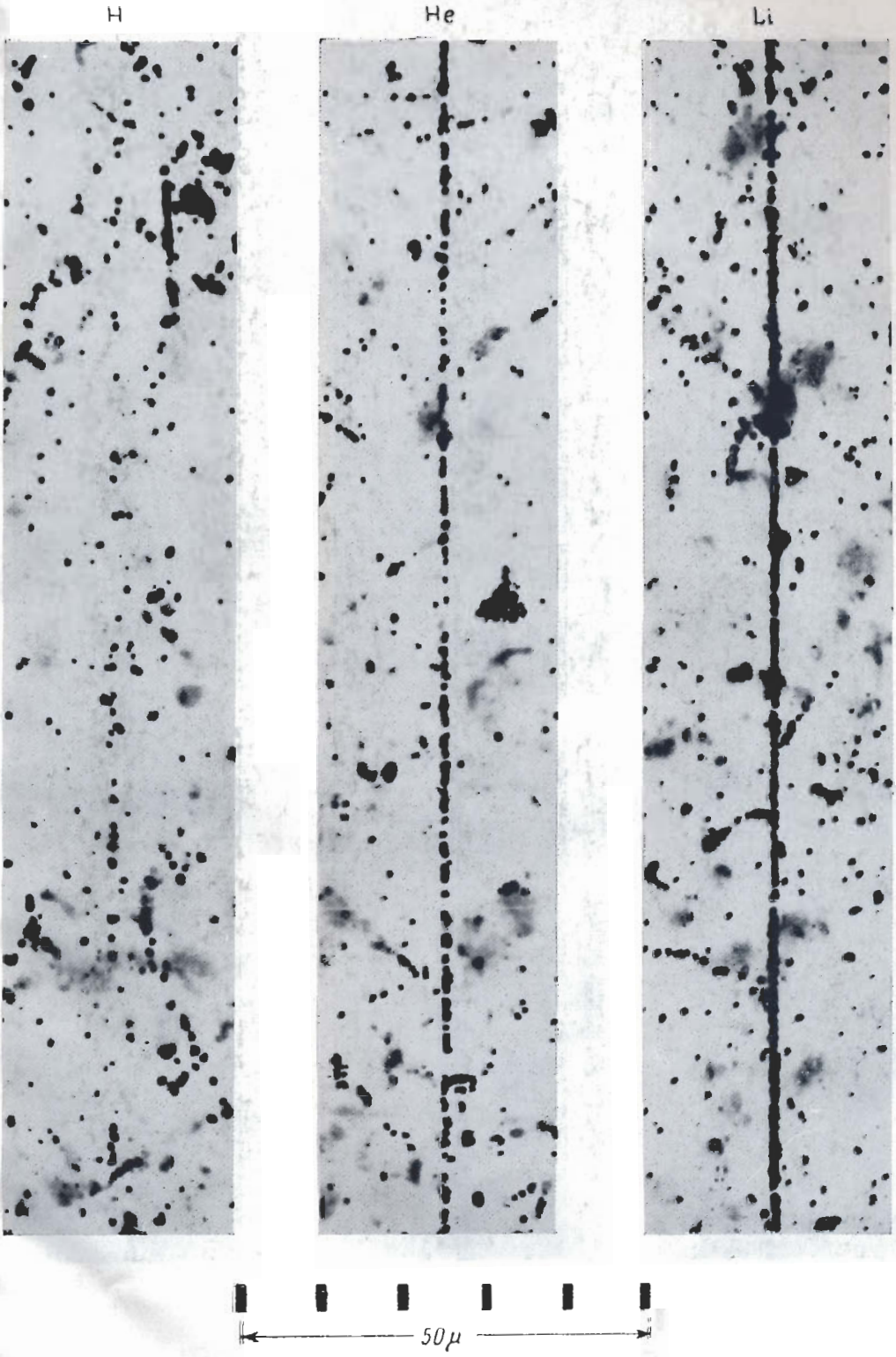


Фото 172. Следы релятивистских ядер H, He и Li первичного космического излучения. Эмульсия Ильфорд G5.

Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., 43, 729 (1952).

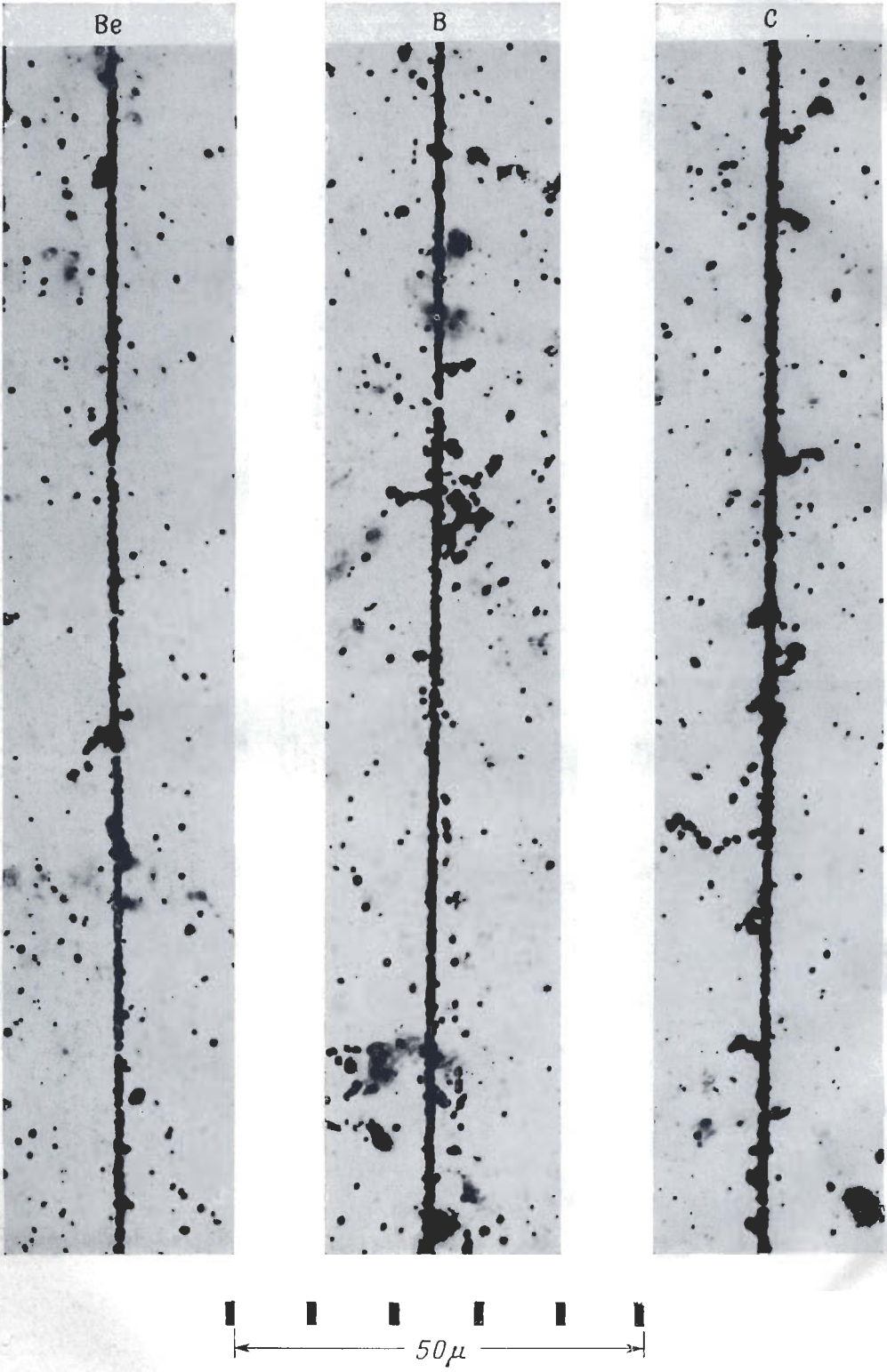


Фото 173. Следы релятивистских ядер Be, B и C первичного космического излучения. Эмульсия Ильфорд G5.

Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., **43**, 729 (1952).

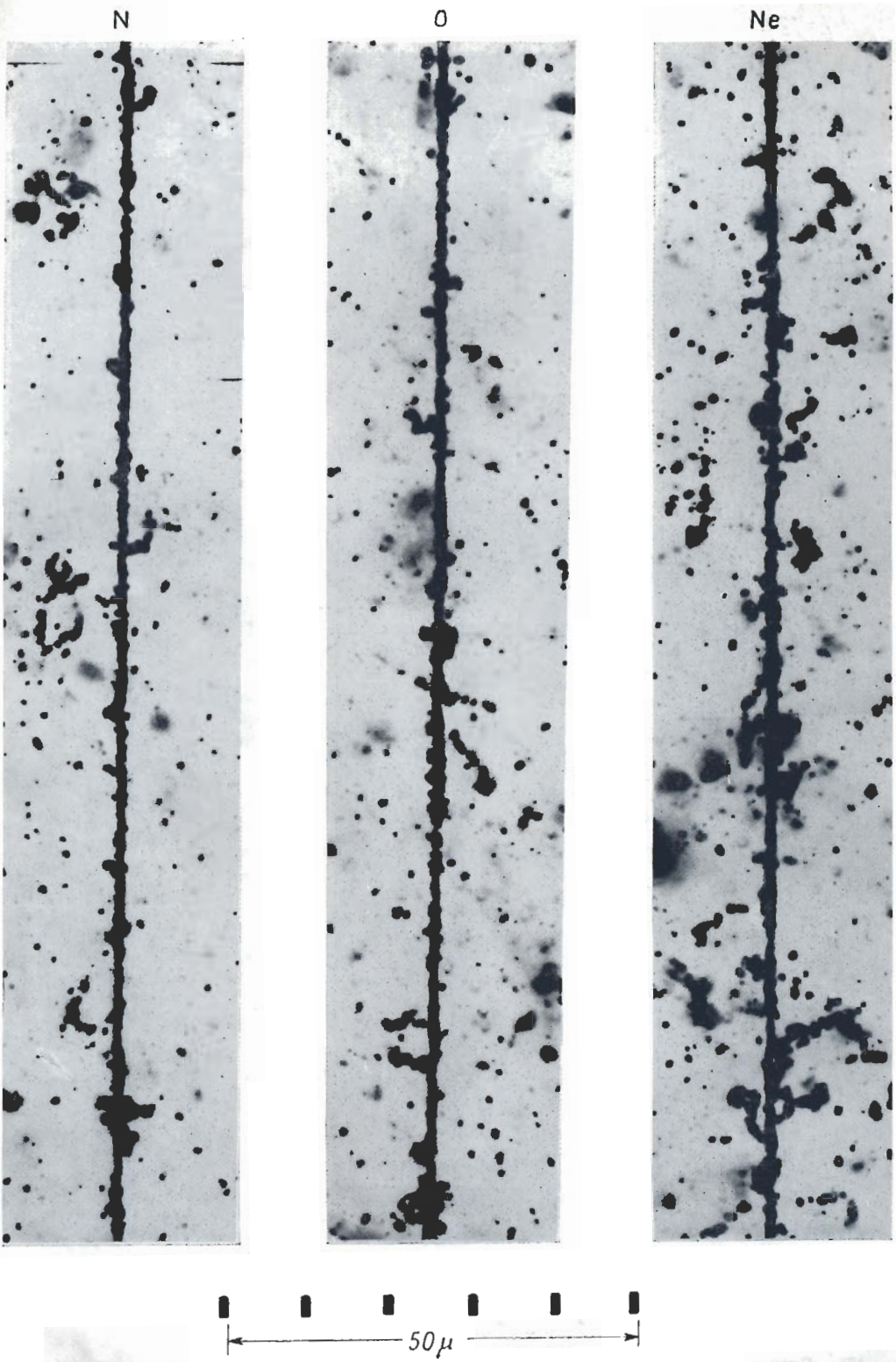


Фото 174. Следы релятивистских ядер N, O и Ne первичного космического излучения. Эмульсия Ильфорд G5.

Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., 43, 729 (1952).

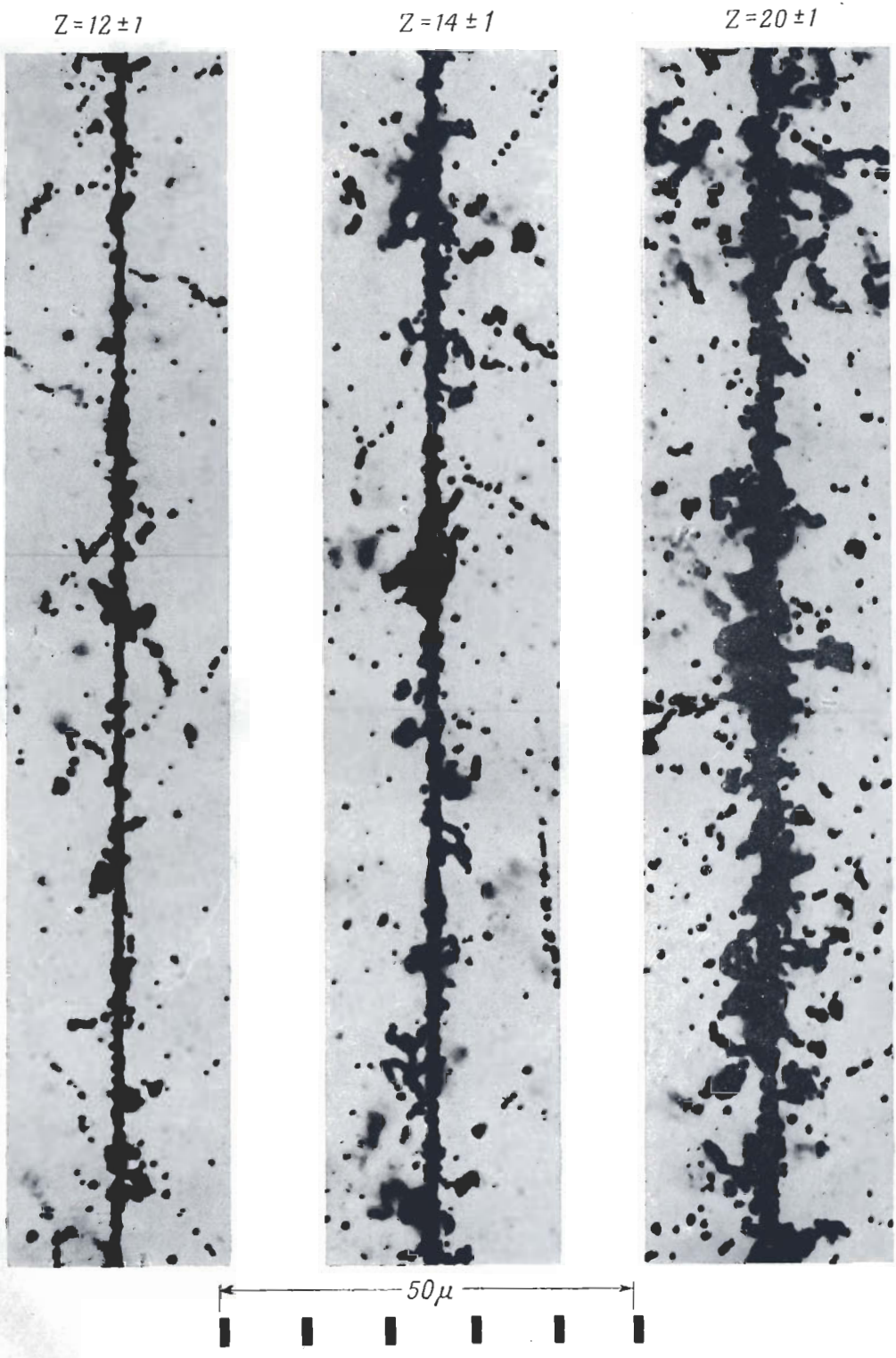


Фото 175. Следы релятивистских тяжелых ядер первичного космического излучения. Эмульсия Ильфорд G5.

Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., **43**, 729 (1952).

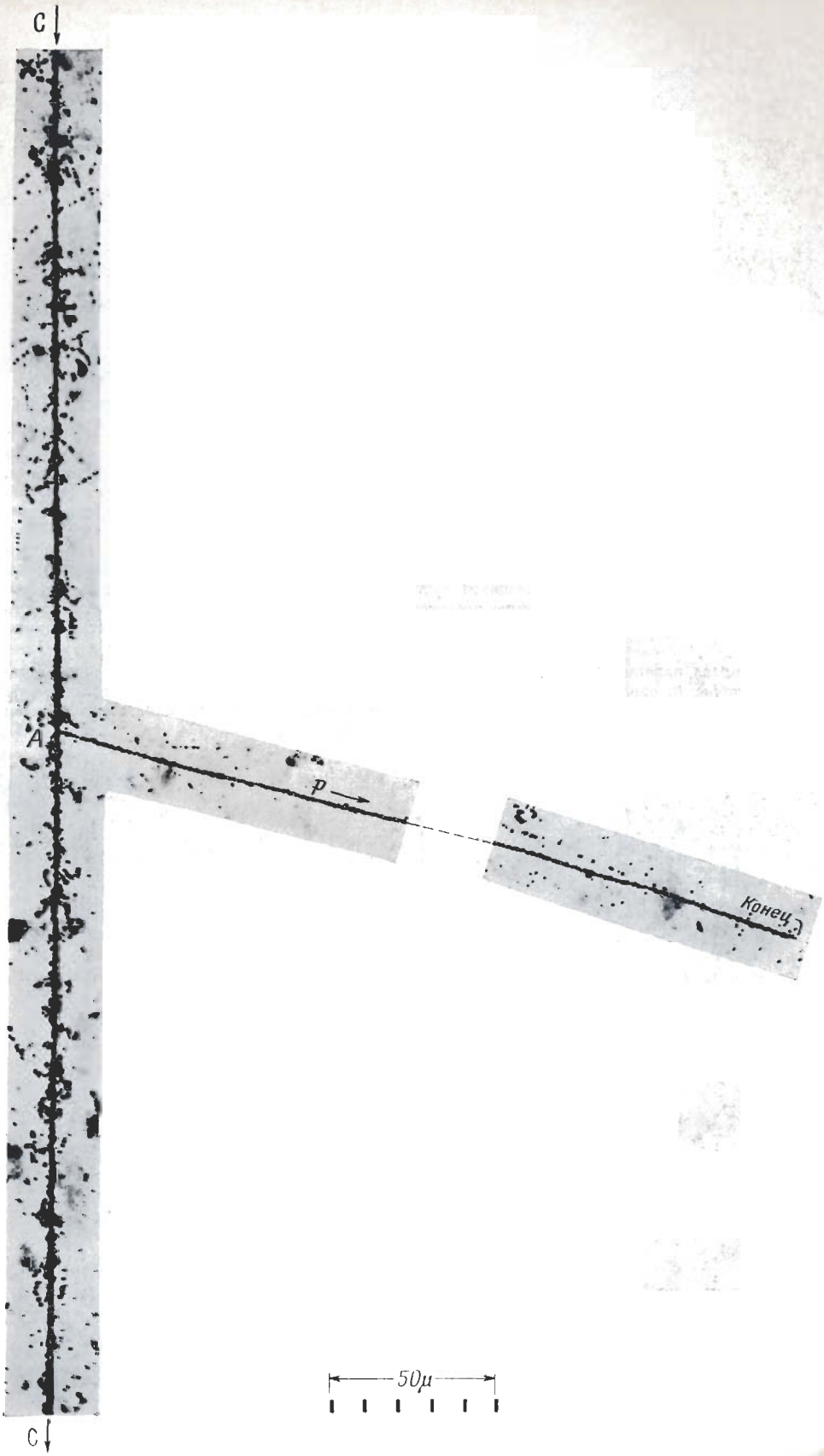


Фото 176. Столкновение ядра углерода со свободным протоном. Эмульсия Ильфорд G^5

Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., **43**, 729 (1952).

Фото 177. Столкновение ядер углерода с ядрами фотоэмульсии. Эмульсия Ильфорд G5.

В случае *A* (фото слева) ядро углерода, идентифицированное по измерениям N_δ и $\bar{a}$, двигалось со скоростью, близкой к скорости света. В результате столкновения оно распалось на три α-частицы, движущиеся с почти одинаковыми скоростями. Эти частицы были идентифицированы по измерениям рассеяния и плотности зерен вдоль их следов. Эти данные, а также отсутствие следов, связанных с испарением ядра-мишени, позволяют интерпретировать этот случай как столкновение с протоном. Последний получил импульс отдачи и образовал след, отходящий влево. Если эта интерпретация правильна, то рассматриваемый случай аналогичен тому, который наблюдался бы в системе центра инерции сталкивающихся частиц при хорошо известной реакции расщепления углерода на три α-частицы под действием протонов. Однако нельзя исключить и другую возможность (хотя и менее вероятную), что рассматриваемый случай представляет собой периферическое столкновение с более тяжелым ядром.

На фото справа, налетающее ядро углерода и ядра водорода, гелия и лития, на которые оно распадается в точке *B*, образуют следы достаточной длины, так что их можно было идентифицировать. Природа других вторичных частиц неизвестна, и, вероятно, они являются π-мезонами, образованными при столкновении.



Фото 177

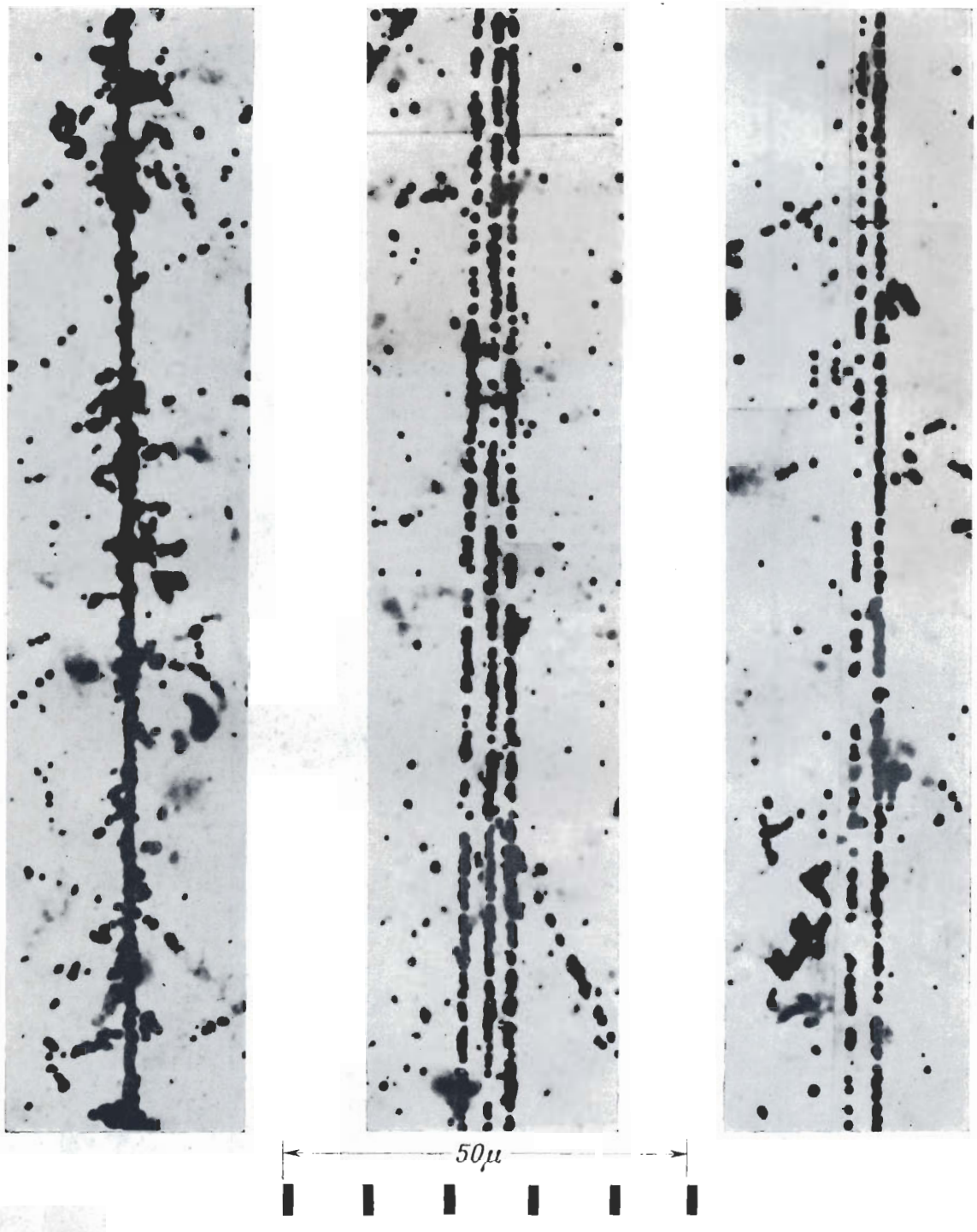


Фото 178. Фрагментация ядер углерода при столкновении. Эмульсия Ильфорд G5.

Фотографии иллюстрируют три различных типа расщеплений ядер углерода. Показаны те же самые случаи, что и на фото 176 и 177, но при большем увеличении. Исследования подобных случаев позволяют иногда определить независимым способом заряд налетающей частицы. Особенно надежными по интерпретации являются случаи, когда не вылетает ни одной релятивистской однозарядной частицы, и поэтому не возникает никаких неопределенностей, связанных с образованием мезонов.

Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., **43**, 729 (1952).

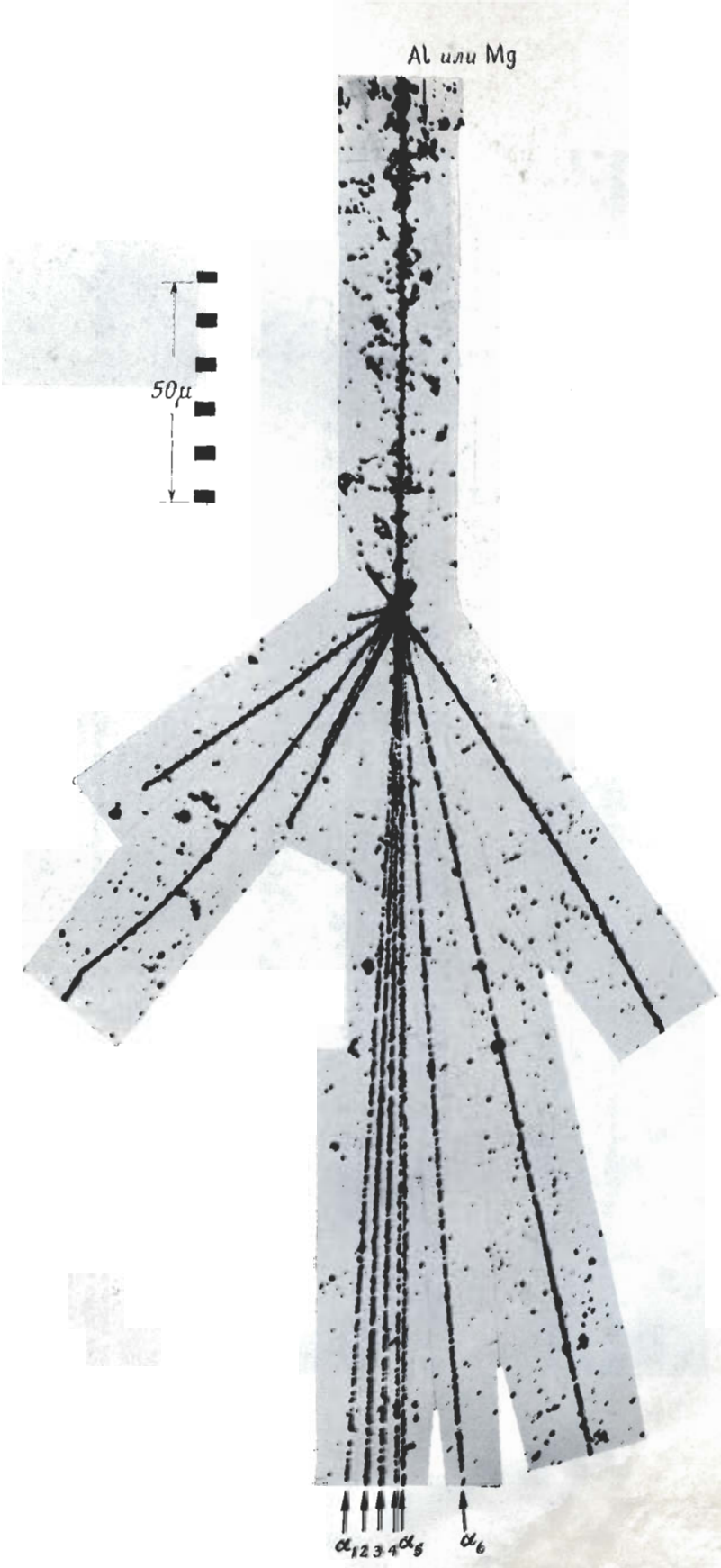


Фото 179. Фрагментация ядра магния на три α-частицы. Эмульсия Ильфорд G5.

Налетающее ядро, являющееся ядром магния ($Z = 12$) или алюминия ($Z = 13$), было идентифицировано по измерениям N_δ и $\bar{\alpha}$. В результате столкновения с ядром эмульсии оно расщепилось на 6 α-частиц. Как показывают измерения плотности зерен в следах α-частиц, все они вылетали с примерно одинаковыми скоростями. Седьмой след с такой же примерно плотностью зерен образован дейтроном низкой энергии.

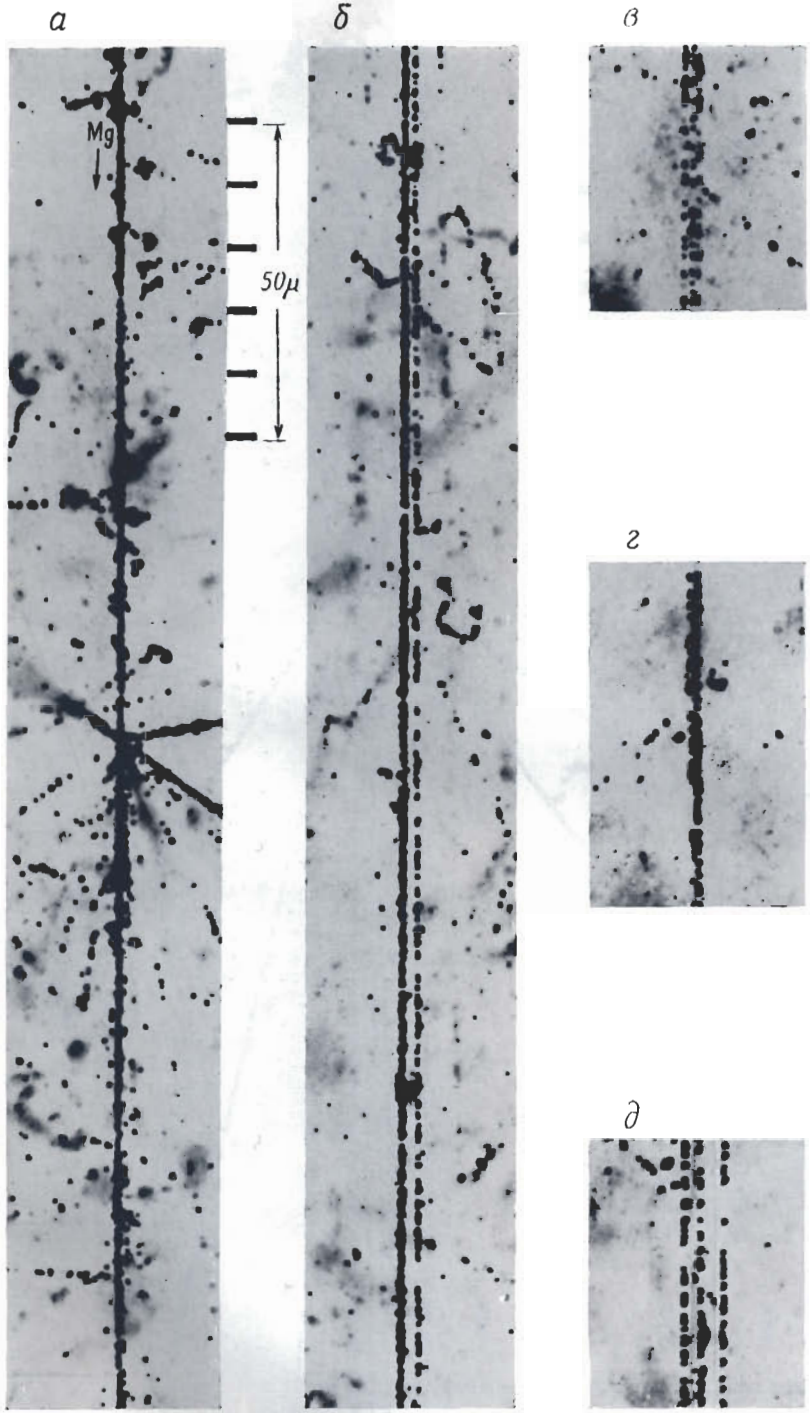


Фото 180. Образование мезонов при ядерном столкновении ядра магния. Эмульсия Ильфорд G5.

Релятивистское ядро магния сталкивается с ядром эмульсии и образует около 20 заряженных мезонов. Из точки столкновения вылетают также четыре α-частицы. На фотографии *б*, которая соответствует расстоянию ~ 500 μ от точки расщепления, следы трех α-частиц еще не отделяются друг от друга, что свидетельствует об очень малых значениях их относительных поперечных импульсов. Все три частицы образуют общий след с плотностью, промежуточной между соответствующими плотностями для релятивистских ядер Li и Be. На фотографии *в* (8 *мм* от точки расщепления) три следа уже могут быть разрешены, а четвертый находится справа, вне поля зрения. На фотографии *г* (15 *мм* от точки расщепления) три следа случайным образом в результате рассеяния сближаются, а на фотографии *д* (19 *мм* от точки расщепления) видно, как они после пересечения окончательно отходят друг от друга.

В этом случае можно было достаточно точно измерить энергии α-частиц по их относительному рассеянию. Полученное значение было равно 2 *Бэв/нуклон*.

Очень малые значения поперечных импульсов трех α-частиц (~ 8 *Мэв/с*) разумно объяснить тем, что ядро C^{12} возбудилось до энергии, несколько превышающей порог реакции $C^{12} \rightarrow 3\,\alpha$, и затем спонтанно распалось. Аналогичное положение имело место, например, при возникновении пар α-частиц, образующихся при распаде ядер Be^8, вылетающих в основном состоянии из ядер серебра и брома (см. фото 135).

Фото 181. Столкновение ядра азота, сопровождающееся образованием мезонов. Эмульсия Ильфорд G5.

При столкновении ядра азота с ядром эмульсии образуется несколько π-мезонов. Случай характерен тем, что следы большинства частиц имели длину, достаточную для идентификации. Родительское ядро распалось на ядро лития, дейтрон и несколько протонов. Как указано на фотографии, четыре вторичные частицы могут быть идентифицированы как π-мезоны. Три быстрые однозарядные частицы, следы которых отходят вправо, являются, по-видимому, тоже π-мезонами. Энергия первичного ядра составляла около 2 *Бэв* на нуклон.

Dainton, Fowler, неопубликованная работа.

Фото 182. Фрагментация ядра железа при высокой энергии. Эмульсия Ильфорд G5.

Релятивистское ядро железа первичного космического излучения испытывает взаимодействие в точке *A*, образуя несколько мезонов. Следы релятивистских ядерных осколков первичной частицы хорошо разрешаются на фотографии *б*, где они показаны на расстоянии 3 *мм* от точки расщепления. Эти следы образованы соответственно ядрами лития, кислорода и гелия. Случай необычен тем, что образуется два осколка с зарядами $Z \geqslant 3$.

Сильно ионизующая частица, образованная при расщеплении ядра-мишени, является протоном с коротким пробегом. Ядро-мишень не могло быть свободным протоном, потому что эта частица (след *p*) двигалась назад по отношению к направлению движения первичной частицы. Эта частица образовалась, по-видимому, в результате „испарения" ядра-мишени. Следует заметить, что, вообще говоря, медленный протон мог с равной вероятностью вылететь и в направлении вперед. В результате этот случай мог быть ошибочно приписан столкновению со свободным ядром водорода. Таким образом, этот пример показывает, с какой осторожностью нужно подходить к идентификации столкновений со свободными протонами в тех случаях, когда в результате столкновения первичной частицы появляется отдельный протон.

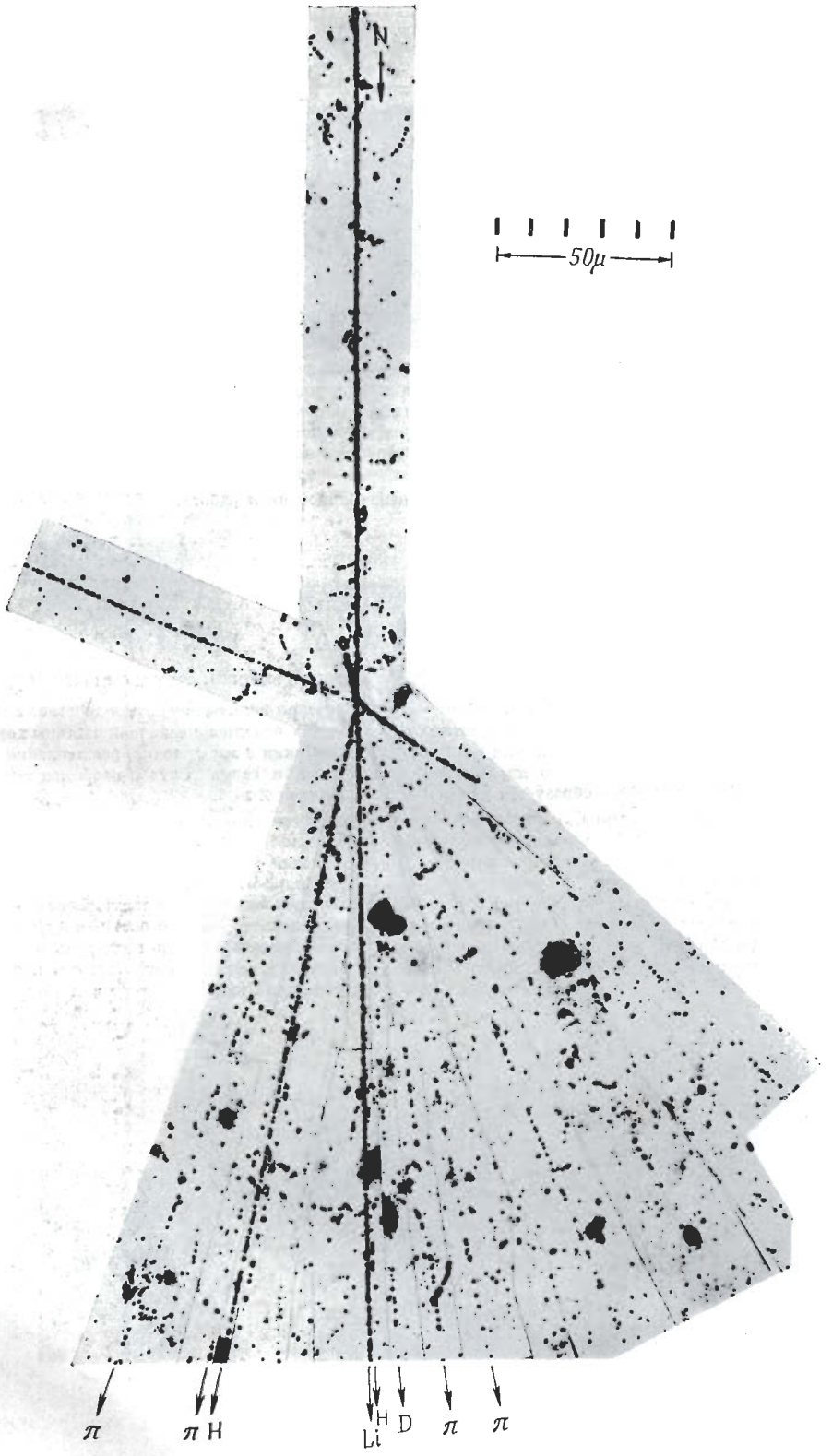


Фото 181

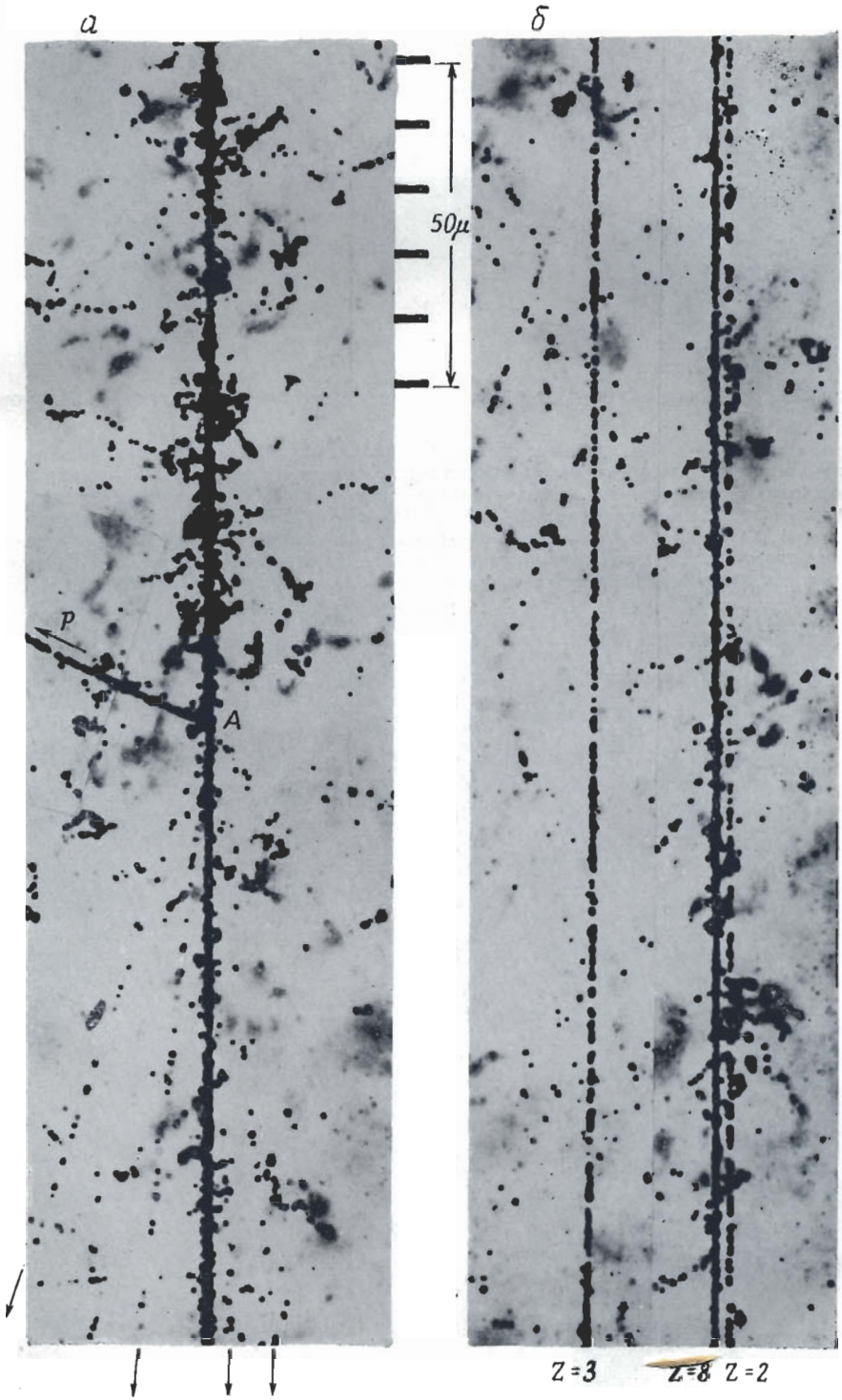


Фото 182

Ф о т о 183. Лобовое столкновение ядра магния с ядром брома. Эмульсия Ильфорд G5.

Ядро с зарядом $Z = 12 \pm 2$ испытывает ядерное столкновение и расщепляется на осколки. Налетающая частица почти полностью разбивается на составные нуклоны, при этом расщепляется и ядро-мишень. Поэтому событие относится к тем редким случаям, когда ядро-мишень может быть с определенностью идентифицировано. Полный заряд всех образовавшихся осколков от обоих ядер $Z \sim 47$. Поскольку энергия первичной частицы равна лишь ~ 700 *Мэв/нуклон*, образование большого числа мезонов очень маловероятно. Заряд первичной частицы равен $Z \sim 12$. Отсюда следует, что заряд ядра-мишени должен быть ~ 35, т. е. это ядро было ядром брома.

D a i n t o n, K e n t, Phil. Mag., **41**, 963 (1950).

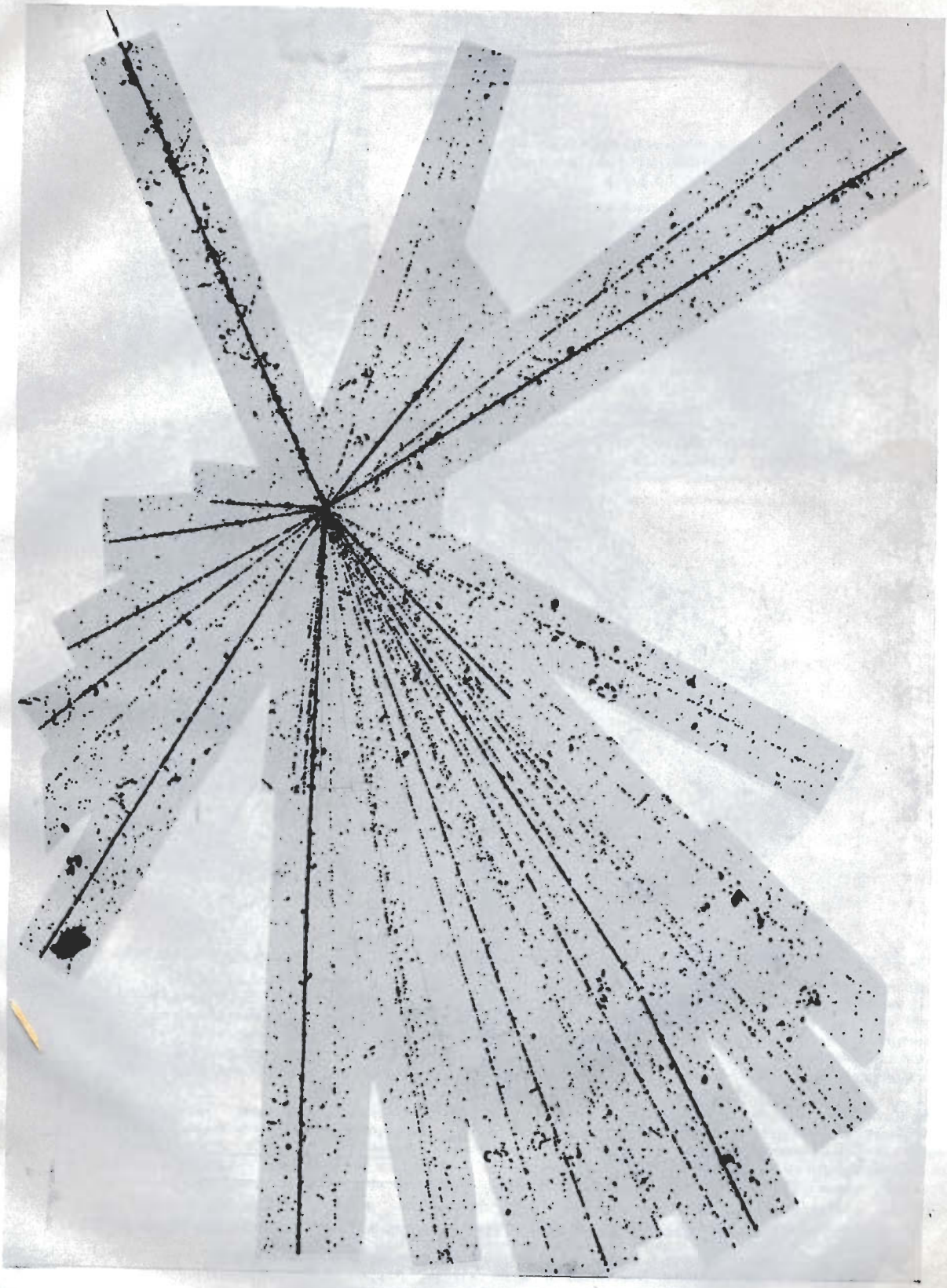


Фото 183

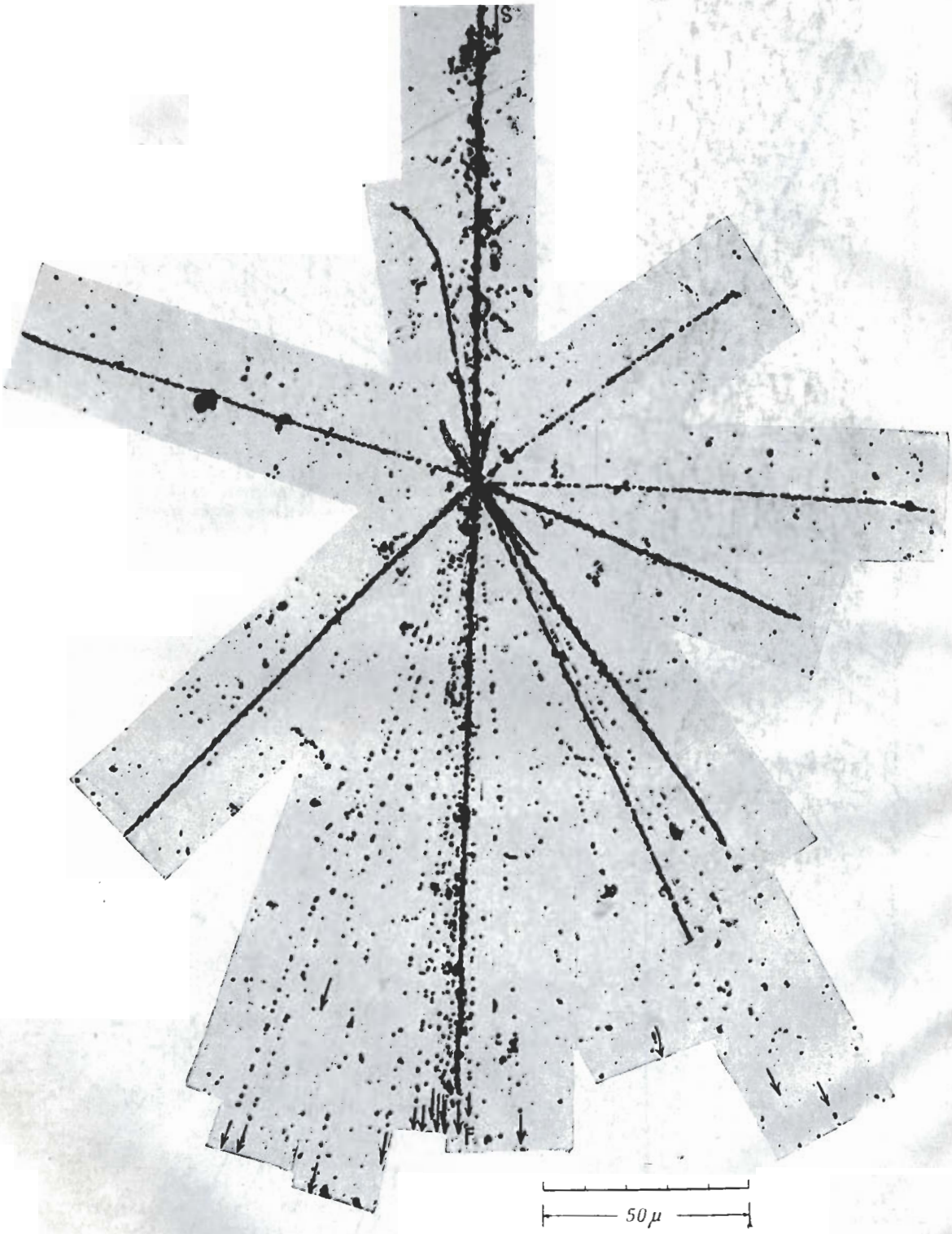


Фото 184. Образование мезонов при столкновении ядра серы. Эмульсия Ильфорд G5.

Ядро серы ($Z = 16$) движущееся с релятивистской скоростью, испытывает ядерное столкновение, в результате которого образуется „струя" из 25 мезонов. Некоторые следы из „ствола" „струи" на фотографии различить нельзя. Один из осколков первичной частицы образуется в виде ядра фтора ($Z = 9$).

Powell, 1950 г.



Фото 185

Фото 185. Расщепление ядра лития, двигавшегося с релятивистской скоростью. Эмульсия Ильфорд G5.

На фотографии показано расщепление, вызванное релятивистским ядром Li. В результате этого расщепления вылетели только две ливневые частицы. Первичная частица определенно является ядром лития, а не медленной α-частицей, поскольку оба следа a и b образованы релятивистскими частицами. Кроме того, облучение эмульсий было проведено на такой геомагнитной широте, что энергетический порог был равен 1,5 *Бэв/нуклон*. Это событие является наглядным примером взаимодействия, при котором полный заряд, уносимый вторичными релятивистскими частицами, меньше заряда первичной частицы (см. фиг. 241, стр. 376). Величина $\Delta Z = -1$. Наличие таких случаев указывает на необходимость осторожного подхода к предположению о том, что заряд, уносимый вторичными релятивистскими частицами, равен заряду первичной частицы или превышает его.

Бристольская группа, неопубликованная работа.

Фото 186. Взаимодействия высокой энергии с участием отдельного нуклона сложного ядра. Эмульсия Ильфорд G5.

а — первичное ядро Li, энергия которого, согласно измерениям рассеяния, составляет $\sim 2{,}5$ *Бэв/нуклон*, расщепляет ядро-мишень серебра или брома примерно на 11 медленных осколков. При этом испустились также две ливневые частицы; след одной из них указан стрелкой, а след второй расположен под большим углом к плоскости эмульсии, и поэтому на фотографии его не видно. Ядро лития отклонилось в результате столкновения лишь на $\sim 0{,}02°$, и его заряд не изменился. Скорее всего в этом случае с ядром-мишенью провзаимодействовал один из нейтронов ядра Li^7, а основная часть в виде ядра Li^6 полетела дальше, не распадаясь. Если это действительно так, то отсюда следует, что нуклон с энергией $\sim 2{,}5$ *Бэв* может иногда при периферическом столкновении с ядром серебра или брома выбивать нуклоны из ядра-мишени.

б — расщепление образовано релятивистской α-частицей, которая кажется сохранившейся после столкновения. В результате расщепления ядра-мишени образовались четыре вторичные частицы, причем следы двух из них перекрываются. Вероятнее всего, α-частица столкнулась с ядром кислорода, которое в результате этого распалось на четыре медленные α-частицы. Первичная α-частица отклонилась в результате столкновения примерно на 1°. Расщепление можно приписать либо электромагнитному взаимодействию, либо взаимодействию одного из нейтронов первичной α-частицы, которая вылетает после столкновения в виде ядра He^3.

в — на фотографии показано расщепление быстрой α-частицы, вызванное ядерным взаимодействием. Однако при этом не видно никаких признаков расщепления ядра-мишени. Два следа, образованные почти наверняка протонами или более тяжелыми ядрами изотопов водорода, берут начало в точке P, где внезапно уменьшается плотность зерен в следе первичной частицы. Такие случаи, в которых при столкновении не образуется никакой „звезды", не столь уж редки и соответствуют $\sim 3\%$ полного сечения взаимодействия в эмульсии. Небольшая доля таких случаев может быть приписана расщеплениям α-частиц в кулоновском поле ядер серебра или брома, однако большинство из них образуется при ядерных взаимодействиях, при которых продуктами ядра-мишени являются только нейтроны. Возможно, что в рассматриваемом случае во взаимодействии участвовал только один из нейтронов первичной α-частицы, а два протона и нейтрон полетели вперед с мало изменившейся скоростью.

Неопубликованная работа.

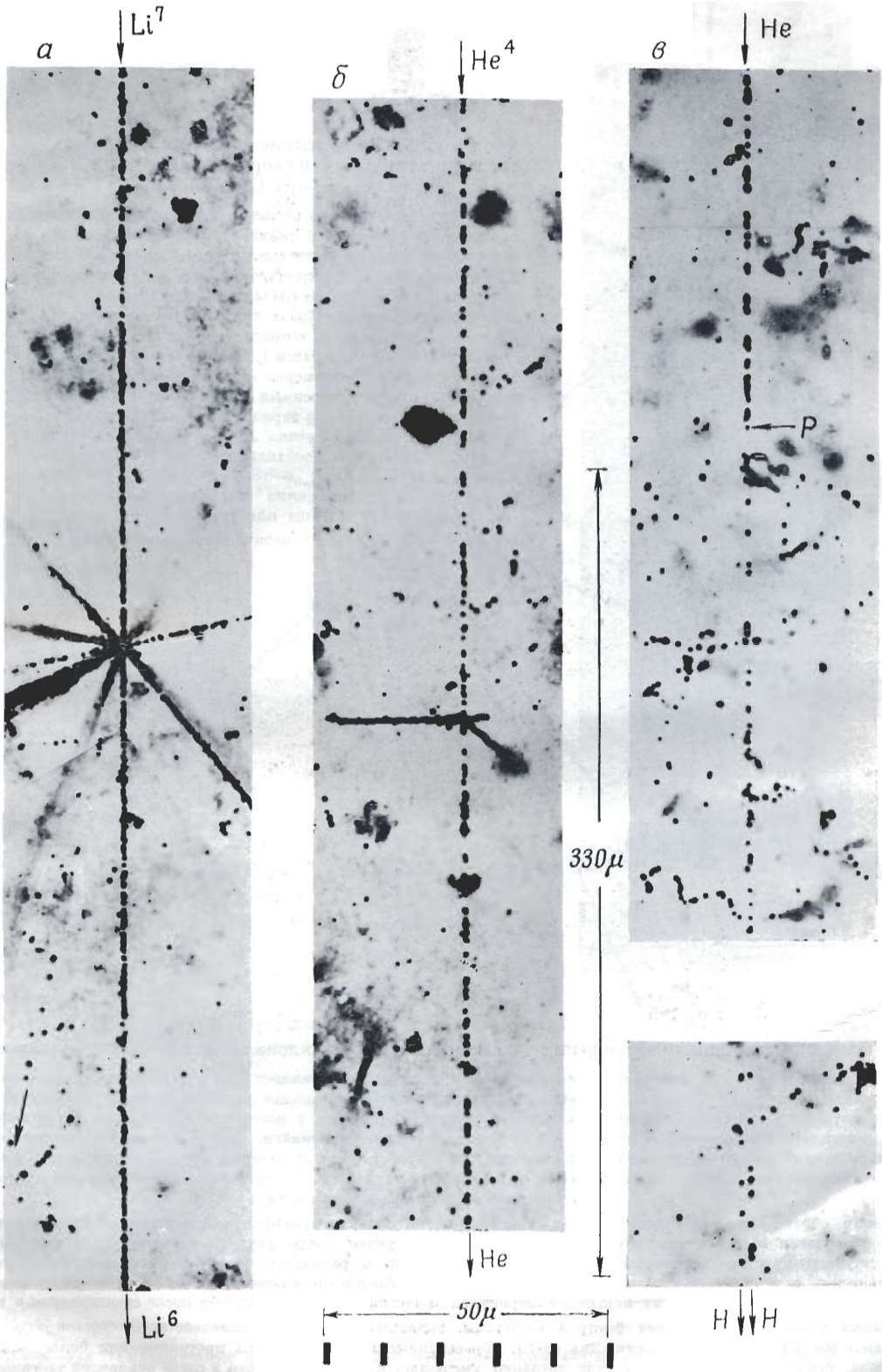


Фото 186

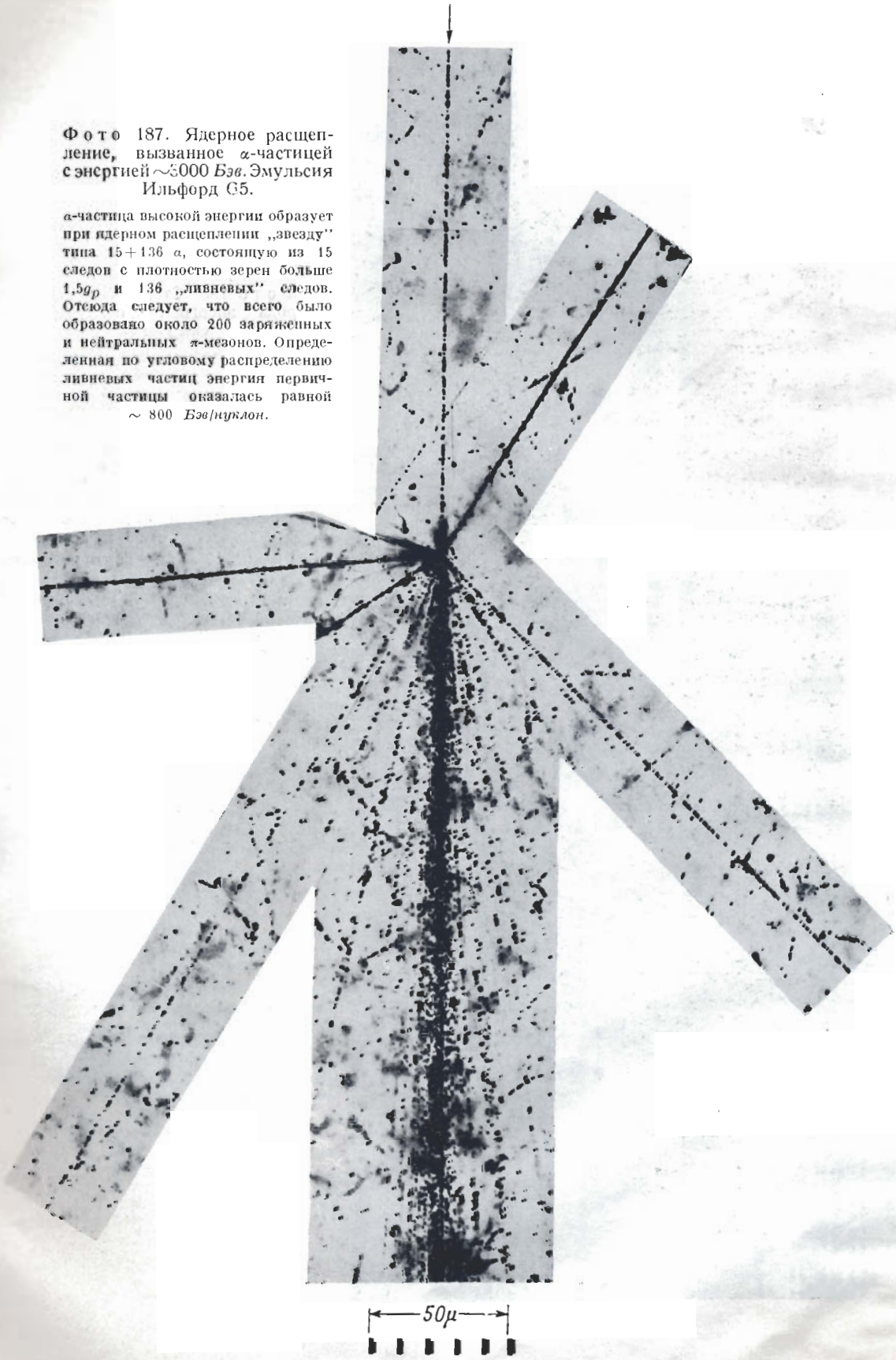


Фото 187. Ядерное расщепление, вызванное α-частицей с энергией $\sim$3000 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

α-частица высокой энергии образует при ядерном расщеплении „звезду" типа 15+136 α, состоящую из 15 следов с плотностью зерен больше $1{,}5g_p$ и 136 „ливневых" следов. Отсюда следует, что всего было образовано около 200 заряженных и нейтральных π-мезонов. Определенная по угловому распределению ливневых частиц энергия первичной частицы оказалась равной $\sim$ 800 *Бэв/нуклон*.

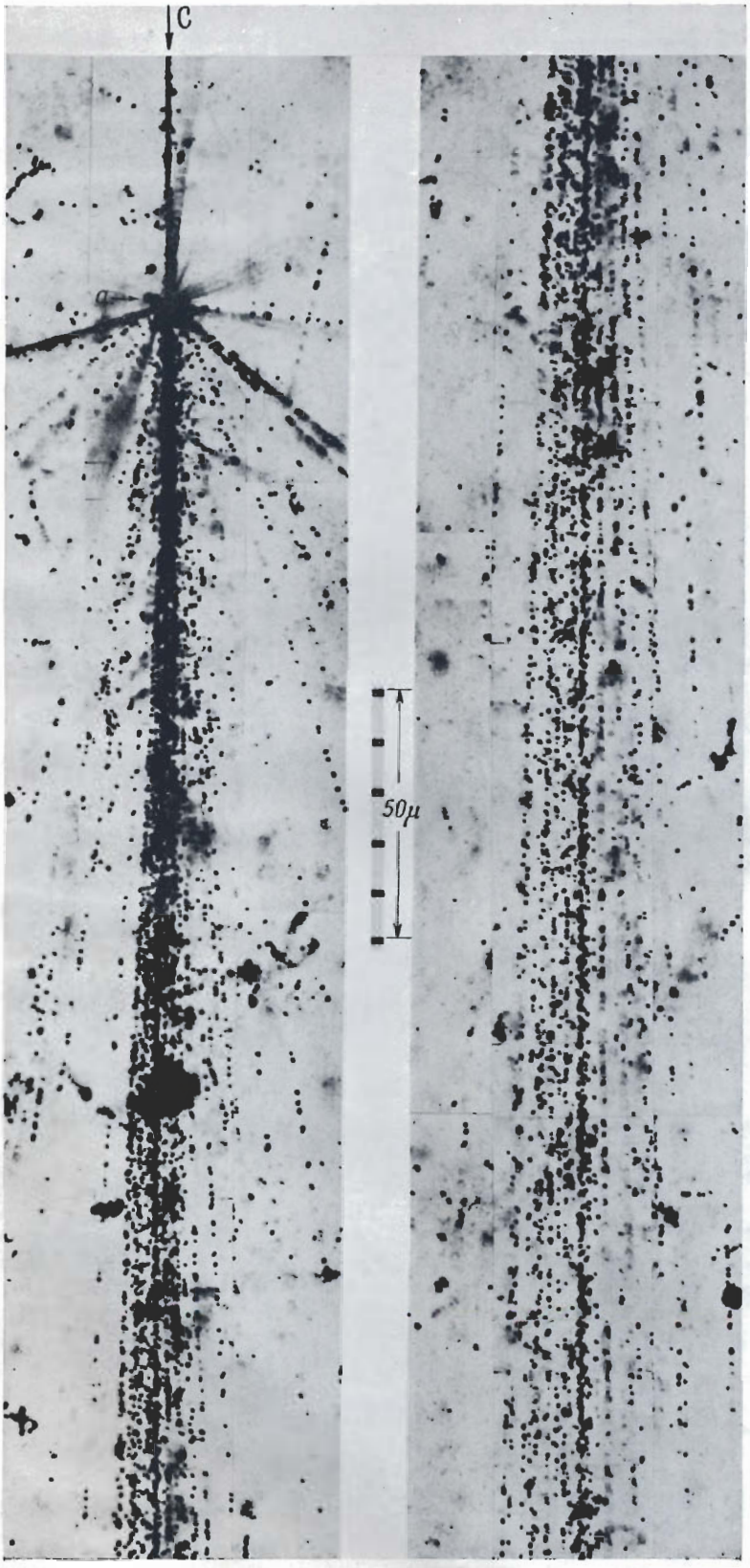


Фото 188. Столкновение ядра углерода с энергией ~20 000 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Ядро углерода испытывает ядерное столкновение, в результате которого образуется более 100 заряженных мезонов. Около половины вторичных частиц сосредоточено в центральном „стволе". Скорость налетающего ядра была определена по углу при вершине конуса, внутри которого сосредоточена половина всех вторичных частиц. В результате столкновения налетающее ядро распалось на составлявшие его нуклоны.

Daniel, Perkins, неопубликованная работа

Фото 189. Ядерное взаимодействие ядра кислорода с энергией около 40 000 *Бэв*. Эмульсия Ильфорд G5.

Случаи подобного типа имеют большое значение, так как они непосредственно свидетельствуют о наличии тяжелых ядер среди частиц первичного космического излучения наиболее высокой энергии.

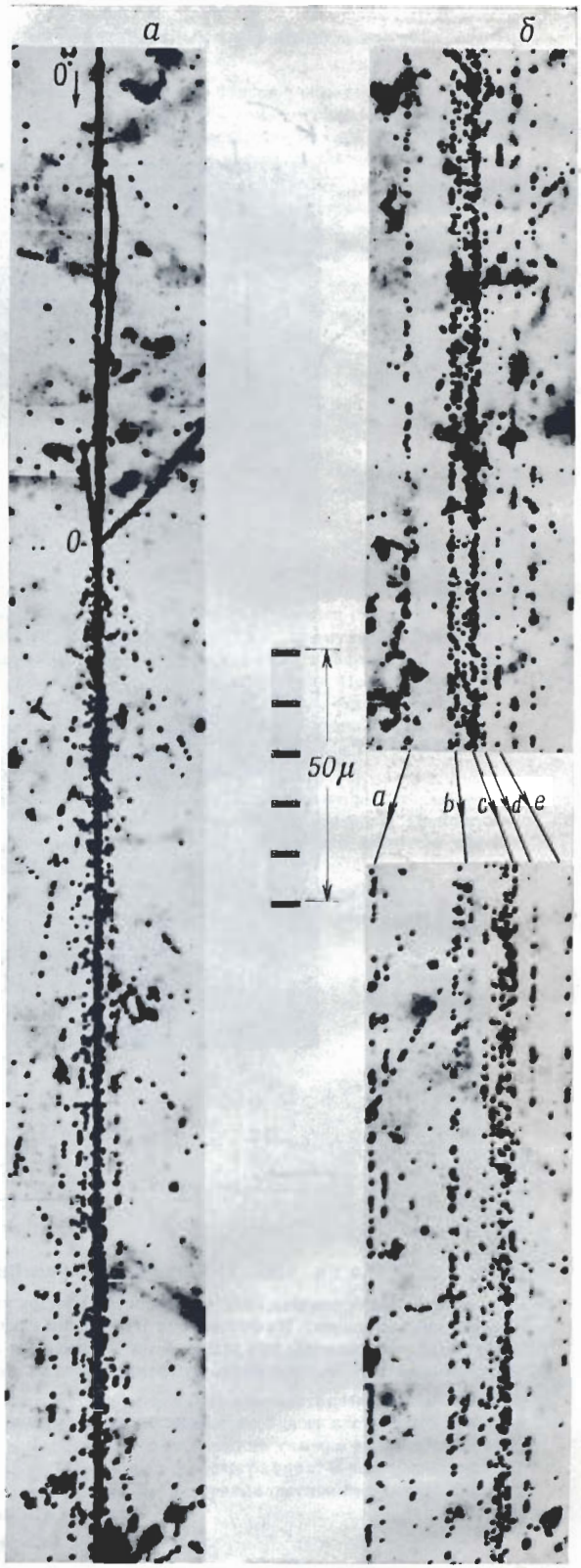
Ядро кислорода испытывает взаимодействие в точке *O*, где берут начало следы 54 ливневых частиц. Из ядра-мишени испускаются три медленные частицы, причем случайно все они оказались направленными в заднюю полусферу. Восемь ливневых частиц вылетели в пределах конуса с половинным углом при вершине $3 \cdot 10^{-3}$°. Несомненно, что большинство из этих частиц внутреннего конуса является протонами, образовавшимися в результате развала первичного ядра.

На фотографии *а* следы внутреннего конуса неразличимы, на фотографиях *б* и *в* показан вид „струи" на расстояниях соответственно ~ 5 и ~ 12 *мм* от точки *O*. На фотографии *б* видны следы электронно-позитронных пар, образованных в результате конверсии двух γ-квантов.

Энергию первичной частицы можно оценить различными способами: во-первых, по относительному рассеянию вторичных частиц из внутреннего конуса ливня на длине следов ~ 17 *см*; во-вторых, по угловому распределению протонов, вылетевших в виде осколков; и, в-третьих, по угловому распределению других ливневых частиц, большинство которых является мезонами. Первый метод приводит к величине 2500 ± 1000 *Бэв/нуклон*, второй ~ 2000 *Бэв/нуклон* и третий ~ 4000 *Бэв/нуклон*. Эти данные, полученные независимыми способами, имеют большое значение. В рассмотренном случае образовалась „струя" моноэнергетичных протонов, сопровождаемая аналогичной „струей" нейтронов, значения энергий которых заключены в узких пределах. Вообще говоря, такие „струи" дают весьма ценный материал в виде набора ядерных расщеплений, образуемых в эмульсии нуклонами одинаковой энергии. В рассматриваемом случае произошло только одно столкновение быстрой нейтральной частицы, в результате которого образовалась „звезда" типа $15 + 4s\,n$[1]. Энергия этой частицы была определена по угловому распределению вторичных мезонов и оказалась равной 5000 *Бэв*. Большое число мезонов, образовавшихся при первичном столкновении, провзаимодействовали в стопке. Три из них, не из внутреннего конуса, вызвали расщепления с энергией ~ 1000 *Бэв*.

Рассматриваемый случай был обнаружен в стопке, экспонированной группой G-Stack Collaboration в Северной Италии в 1953 г.

Неопубликованная работа.



---

[1] Случай подобного типа, хотя и с более низкой энергией первичной частицы, но зато сопровождавшийся образованием 4 „звезд" осколками одного и того же первичного ядра, был опубликован в работе: Жданов Г. Б., Замчалова Е. А., Третьякова М. И., Щербакова М. М., Nuovo Cimento, 8, Suppl. 10, 726 (1958). — *Прим. ред.*

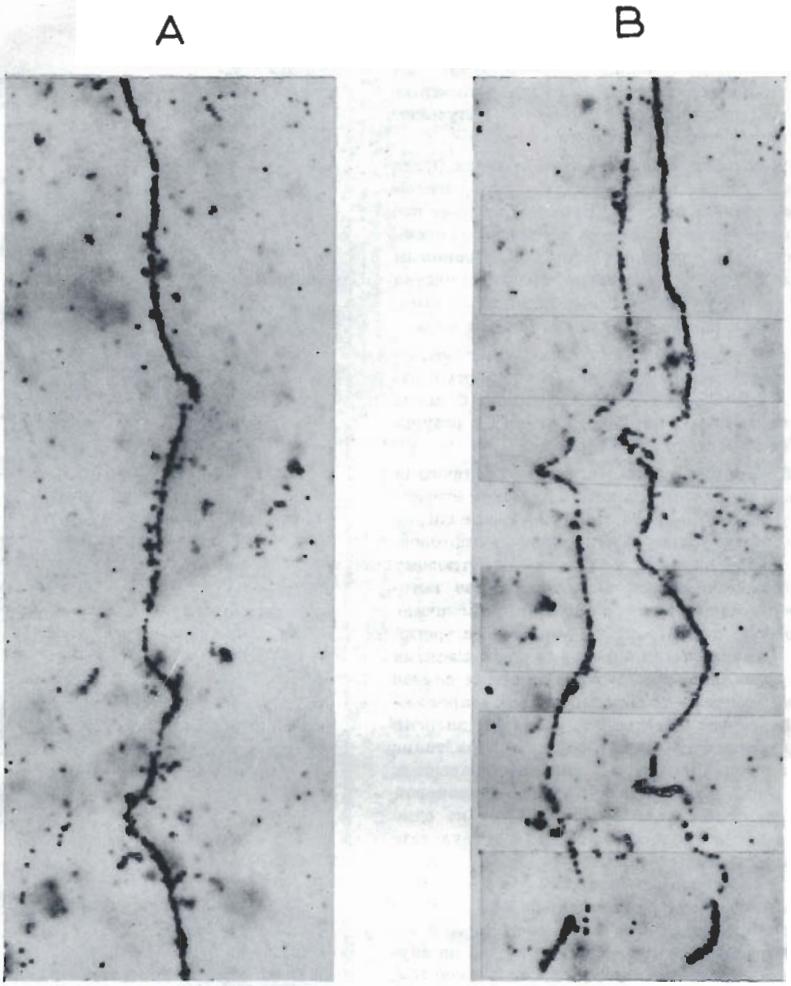


Фото 190. Искажения „переменного" типа в эмульсии. Эмульсия Ильфорд G5.

На фотографии A показан след релятивистского ядра углерода, расположенный под углом 2° к плоскости эмульсии (в необработанной эмульсии). На фотографии B показаны следы двух частиц, образовавшихся в результате ядерного расщепления. Оба следа расположены под углом ~ 30° к плоскости эмульсии. Обе фотографии сделаны с близко расположенных участков одного и того же слоя эмульсии, наклеенного на стекло. Они иллюстрируют случаи сильных искажений „переменного" типа.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1951 г.

Фото 191. Контактные отпечатки эмульсионных слоев, экспонированных на больших высотах с помощью баллонов. Эмульсия Ильфорд G5.

На фото A показан контактный отпечаток части эмульсионного слоя, экспонированного на большой высоте над шт. Миннесота. Ясно виден каскад, расположенный под очень малым углом к плоскости эмульсии. Несколько более коротких следов образовано следами тяжелых первичных ядер. Они помечены крестиками в местах входа и выхода из слоя. К сожалению, большинство черных меток является царапинами или отложениями серебра на поверхностях эмульсионного слоя.

Фото B, C и D являются контактными отпечатками соседних участков трех эмульсионных слоев, экспонированных на большой высоте над Северной Италией. Хорошо развившийся электромагнитный каскад пересекает все три слоя. На левой стороне каждого отпечатка видна одна из рентгеновских линий-меток. Отпечатки служат иллюстрацией того, насколько различный вид имеют следы тяжелых первичных ядер (довольно четкие линии) и следы, относящиеся к хорошо развившимся электромагнитным каскадам (относительно размытые линии).

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1956 г.

Фото 192. Контактные отпечатки эмульсионных слоев, экспонированных с помощью самолетов „Комета". Эмульсия Ильфорд G5.

На фото A и B воспроизведены контактные отпечатки двух эмульсий, находившихся на расстоянии около 10 *см* друг от друга в первой стопке, установленной на самолете „Комета" (экспозиция в течение 1200 *час* на высоте свыше 9 *км*). На них видны пять параллельных каскадов, что является иллюстрацией многоствольной структуры широкого атмосферного ливня относительно низкой энергии (10^{15} *эв*) на ранней стадии его развития. Наиболее слабый каскад (A3) отмечен стрелкой. Можно заметить, что плотность и размытость краев линий сильно меняются при прохождении каскада через эмульсию. Это объясняется переходным эффектом, поскольку до эмульсии каждый из каскадов развивался в слое свинца толщиной 2 *см*. Ширина каскада при этом была ненамного больше, чем ширина соответствующего каскада в чистом свинце. Поэтому при входе в эмульсию каскад довольно быстро расширяется. Для каскадов, которые имеют меньшую длину на один эмульсионный слой, таких, какие показаны на фото C, свинцово-эмульсионная стопка („сэндвич") эквивалентна гомогенной среде с радиационной единицей длины 1 *см*. Длинные и плоско расположенные каскады (такие, как на фото 191 A и 192 A и B), хотя и легко регистрируются, но не являются самыми удобными для измерений.

На фото C показан контактный отпечаток участка одного из эмульсионных слоев из центральной части второй стопки, установленной на самолете „Комета" (экспозиция 600 *час*). Невооруженным глазом видны 7 независимых каскадов. Положение каждого из каскадов указано двумя стрелками. Каскад C5, расположенный вблизи центра пластинки, является самым мощным из всех каскадов, зарегистрированных до сих пор в эмульсиях.

В помещаемой таблице приведены подробные данные о 12 каскадах, которые показаны на этих фотографиях.

Номер каскада	Возраст, *рад. ед.*	Прозрачность к свету, %	Энергия каскада, *Бэв*	Происхождение каскада
A1	6	12	15000	„Звезда" в Pb
A2	6	40	8000	γ-квант
A3	9	85	1500	
B1	9	50	6000	γ-квант
B2	12	30	12000	
C1	8	30	7000	„Звезда" в Pb
C2	11	58	4000	γ-квант
C3	7	63	4000	
C4	9	40	5000	$19 + 45p$
C5	9	0,27	50000	$18 + 180\ n$
C6	7	55	3000	„Звезда" в Pb
C7	8	53	4000	$1 + 31p$

Во втором столбце приведено число радиационных единиц, пересекаемых каскадом до входа в рассматриваемый слой эмульсии. В третьем столбце приведены отношения количества света, проходящего через центральную область каскада при использовании щели шириной 10 μ, к соответствующему количеству света, проходящего через соседние участки эмульсии, где нет следов каскада. Приведенные данные получены при измерениях в слоях, показанных на фотографиях. В четвертом столбце помещены результаты оценок энергий электромагнитных каскадов, полученные из измерений поглощения света в зависимости от расстояния вдоль оси каскада.

Бристольская группа, неопубликованная работа, 1958 г.

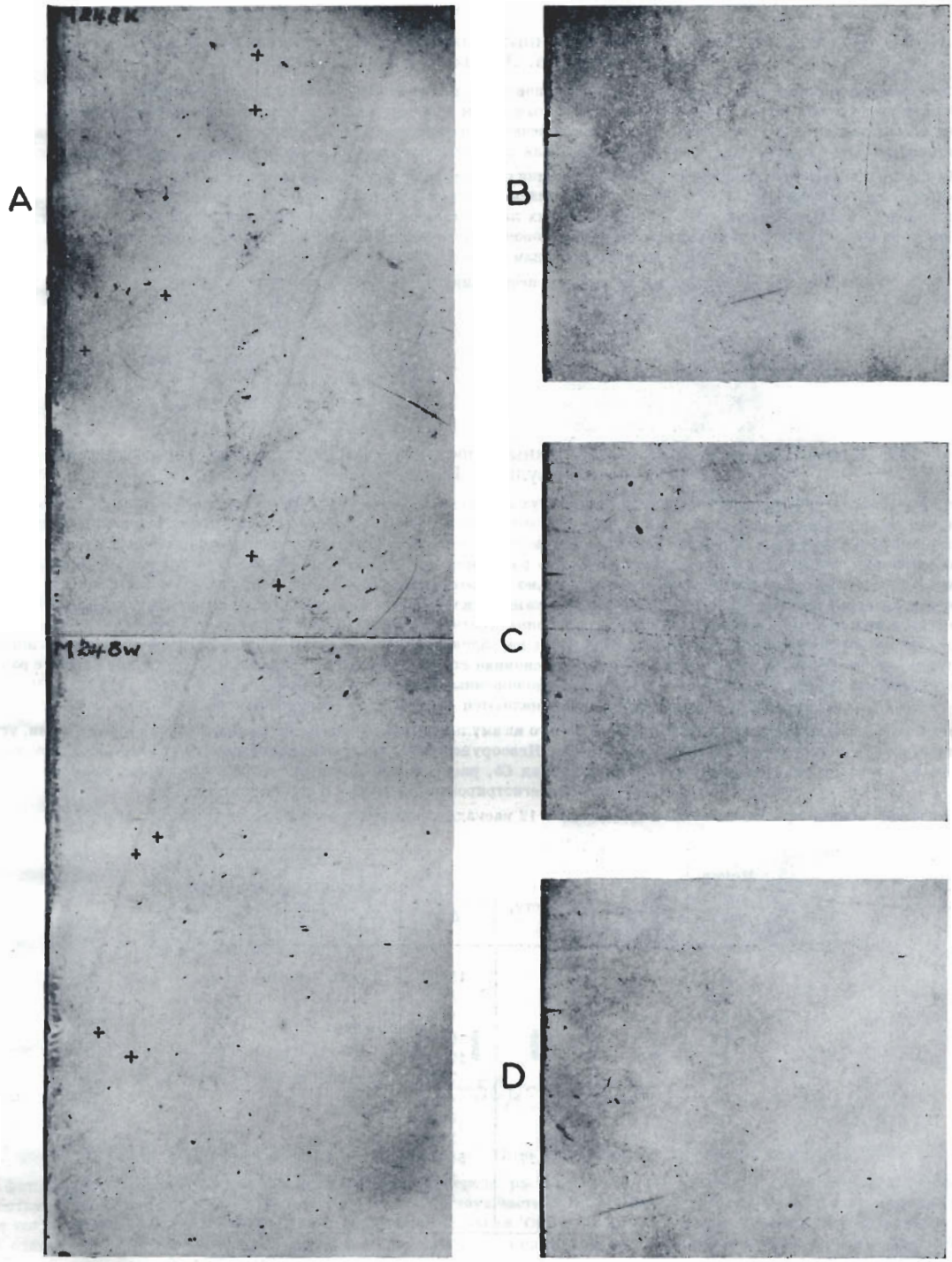


Фото 191

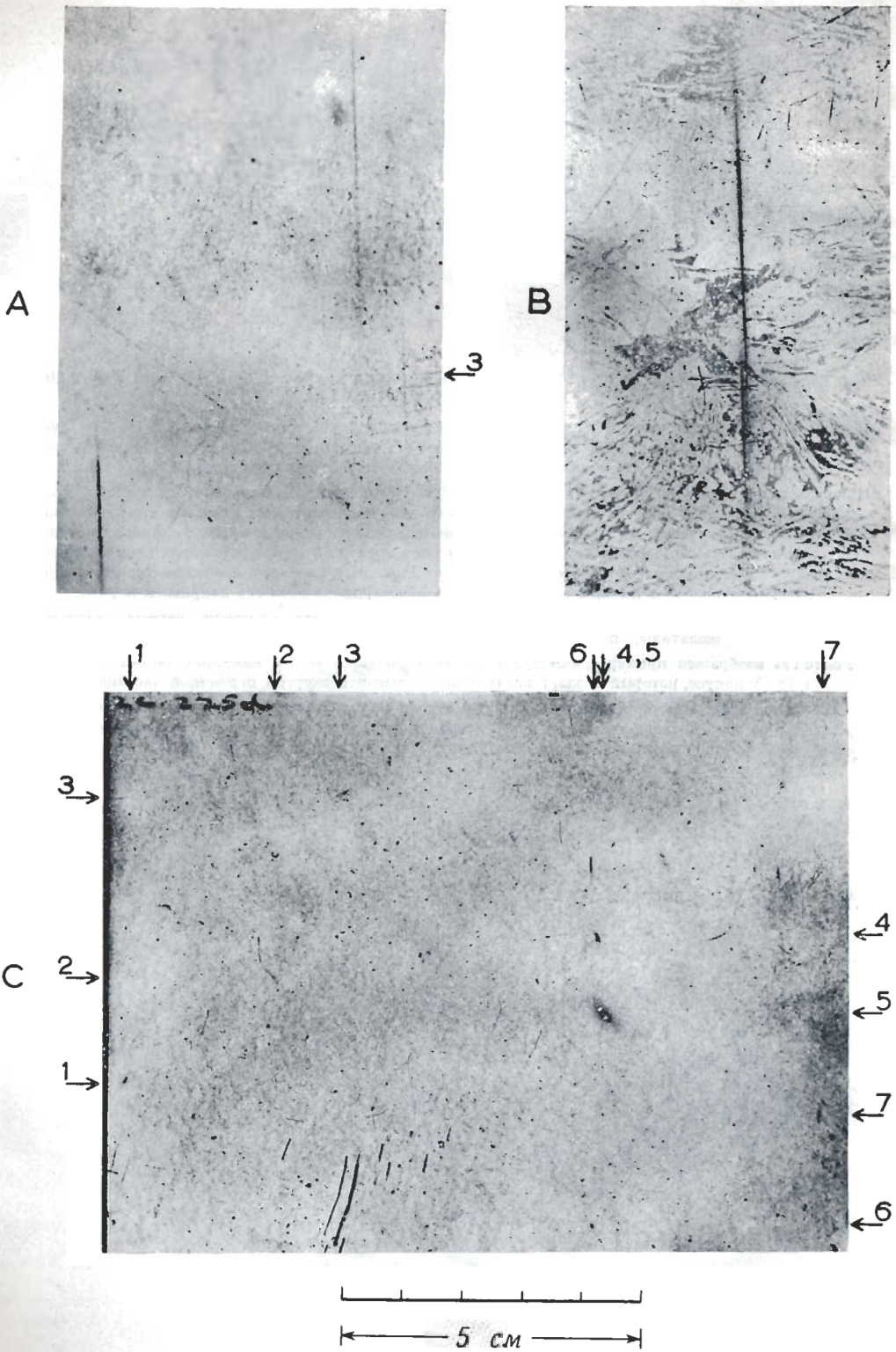


Фото 192

Фото 193—195. Ядерные взаимодействия протонов с энергией 10 *Бэв*. Эмульсия НИКФИ.

Ядерные взаимодействия в эмульсиях НИКФИ вызваны при облучении их протонами с энергией 10 *Бэв* от синхрофазотрона в Дубне. Три фотографии представляют собой типичные взаимодействия из общего числа 2000 случаев, детально исследованных Беляковым и др. (1958 г.)

Из сравнения с изображенными на фото 129—131 взаимодействиями, полученными при облучении эмульсий Ильфорд G5 протонами космического излучения аналогичной энергии, заметно увеличение плотности зерен (в следах частиц с минимальной ионизацией), а также уменьшение фона, характерное для малого времени облучения эмульсий на ускорителях. В результате обоих этих факторов „веточки" от δ-электронов вдоль следов становятся более четкими; это особенно хорошо видно, например, на следе α-частицы с энергией 70 *Мэв*, который на фото 194 направлен вправо.

На фото 193 почти наверное запечатлено столкновение протона с ядром легкого элемента желатины, поскольку испускаются α-частицы малой энергии.

На фото 194 изображен пример асимметричного столкновения, когда 5 ливневых частиц движутся в узком конусе, который создает впечатление о высокой энергии первичной частицы.

Во взаимодействии, изображенном на фото 195, испускается только одна ливневая частица, причем отклонение ее от направления движения первичной частицы составляет около 10° по глубине. Слева можно заметить другой след протона с энергией 10 *Бэв* из пучка.

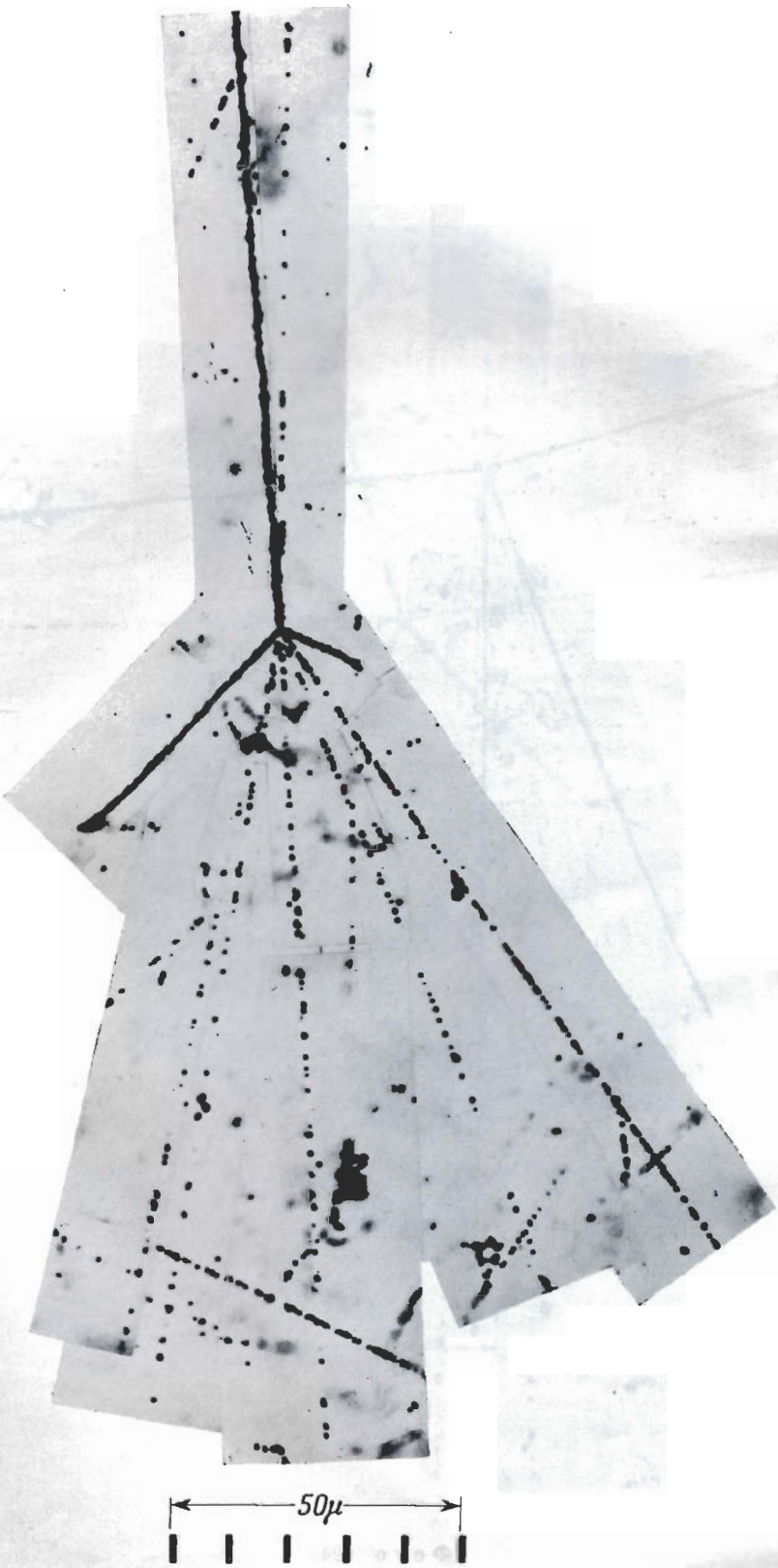


Фото 193

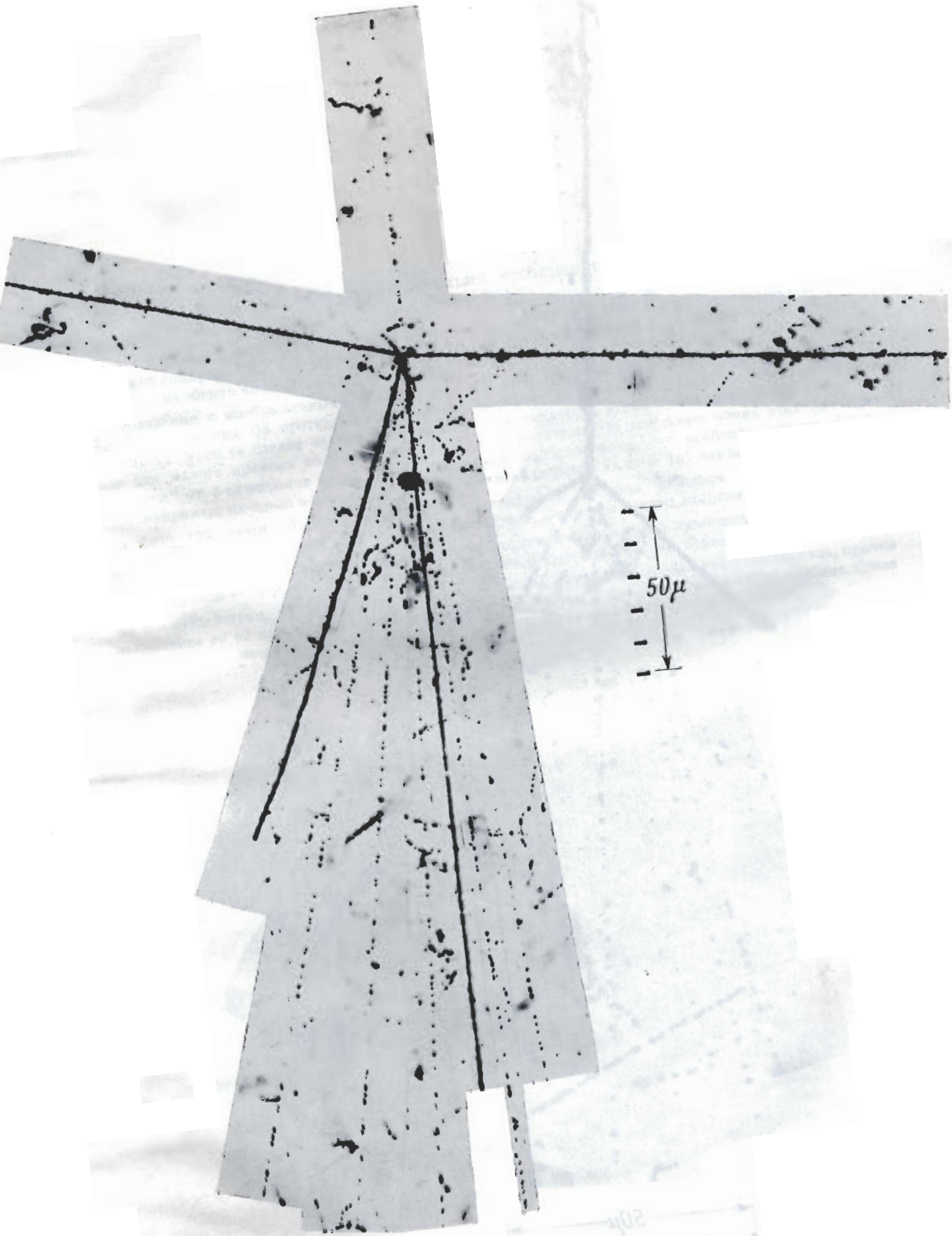


Фото 194

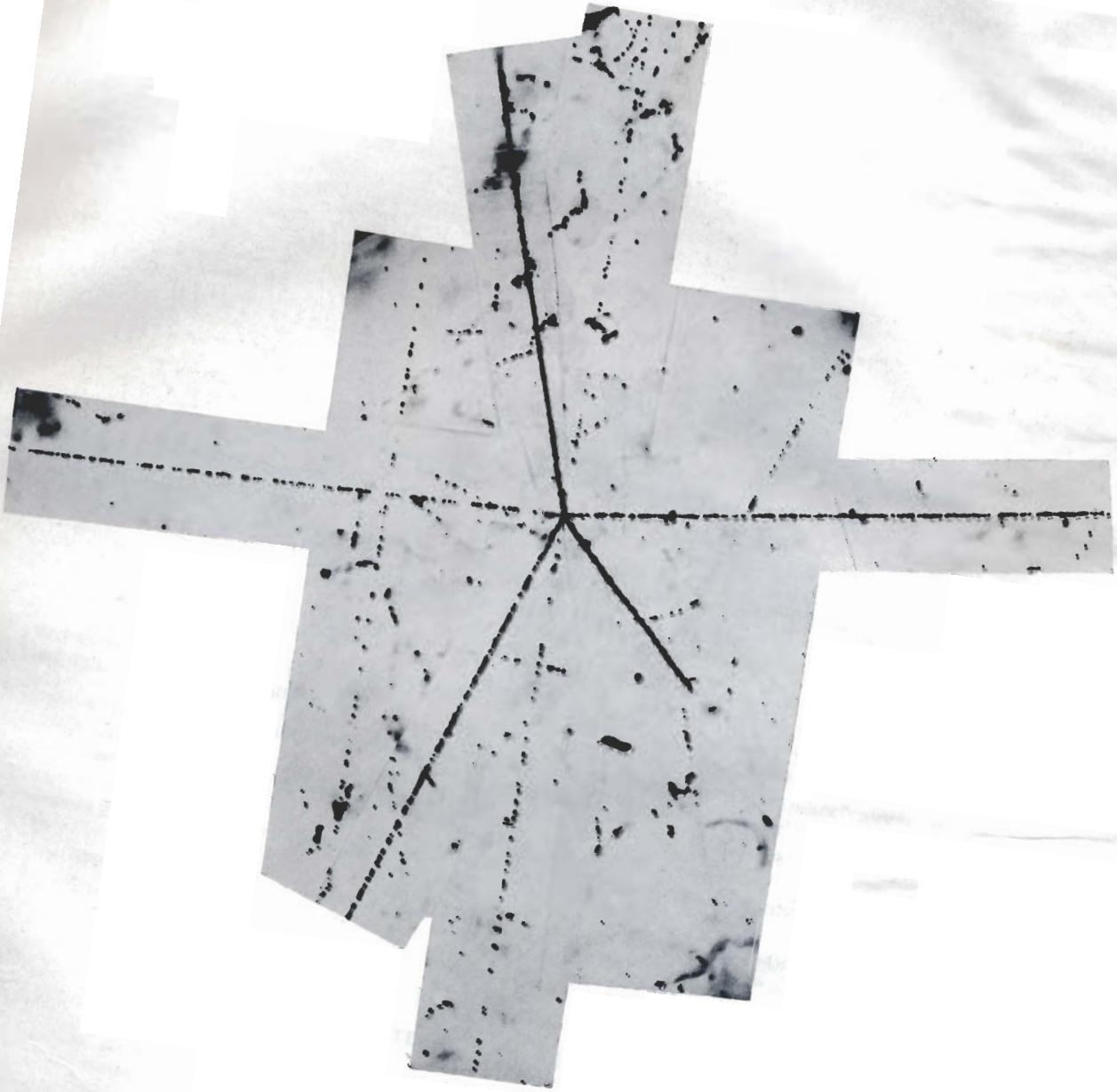


Фото 195

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода 5
Предисловие к русскому изданию 9
Предисловие 11

ГЛАВА 1

ИСТОРИЯ ФОТОГРАФИЧЕСКОГО МЕТОДА

§ 1. Элементы фотографического процесса 13
а) Скрытое изображение (13). б) Проявление (15). в) Роль желатины (16).
§ 2. Ранний этап истории разработки фотографической эмульсии 17
§ 3. Фотографическое действие α-частиц 21
§ 4. Следы отдельных α-частиц 22
§ 5. Попытки расширить область применения метода 23
§ 6. Следы протонов 24
§ 7. Первые попытки приготовления специальных эмульсий 26
§ 8. Следы частиц космического излучения ... 27
§ 9. Повышение точности метода 28
§ 10. Разработка „ядерных" эмульсий 31
§ 11. Открытие новых частиц 32
§ 12. Дальнейшие технические усовершенствования 33
а) Изготовление электронно-чувствительных эмульсий (33). б) Обработка толстых эмульсионных слоев (34). в) Сотрудничество в работе с эмульсионными стопками (35).

ГЛАВА 2

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

§ 1. Физические свойства ядерных фотографических эмульсий 37
а) Содержание воды в эмульсии (38). б) Химический состав эмульсии (39).
§ 2. Механизм образования следов 41
а) Роль δ-электронов в образовании скрытого изображения (43). б) Изменение чувствительности в зависимости от температуры (46).
§ 3. Обработка ядерных эмульсий 46
§ 4. Просмотр пластинок 49
§ 5. Микрофотографирование следов 50
Усиление следов (52).
§ 6. „Загрузка" эмульсий 52
а) Разбавление эмульсии желатиной (52). б) Пропитывание тяжелой водой (53). в) Введение солей различных элементов (53). г) Радиоактивные вещества в эмульсиях (53). д) Введение в эмульсию проволочек (54).
§ 7. „Слоеные" эмульсии („сэндвичи") 54
а) Слои желатины (54). б) Соли (54). в) Металлические пластины (55).
§ 8. Бесподложечные эмульсии 55
§ 9. Следы в „мокрых" эмульсиях 56
§ 10. Регрессия скрытого изображения 57

11. Уход за пластинками 58
12. Дисторсия 58
Ретикуляция; пузырение (60).
§ 13. Опыты по разработке эмульсий новых типов 61

ГЛАВА 3

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Часть I. Длины и направление следов; зависимость пробег—энергия 62
§ 1. Определение длины следа 62
§ 2. Зависимость пробег—энергия; степенное приближение 64
§ 3. Определение точной зависимости пробег—энергия 66
а) Стандартизация тормозной способности (67). б) Точное соотношение между пробегом и энергией (68). в) Истинный пробег и спроектированный пробег (69).
§ 4. Страгглинг 69
§ 5. Соотношение пробег—энергия для α-частиц 71
§ 6. Соотношение пробег—энергия для тяжелых ядер 72
§ 7. Следствия, вытекающие из зависимости пробег—энергия 74
а) Относительные вероятности остановки частиц в бромистом серебре и в желатине (74). б) Зависимость скорости и потерь энергии от остаточного пробега (74). в) Время пролета заряженных частиц (75).
§ 8. Измерение „глубины" в эмульсии 77
§ 9. Определение углов между следами 78
Часть II. Измерение плотности следов 80
§ 10. Потери энергии вдоль следа 80
§ 11. Определение удельной ионизации путем счета зерен; нормировка 81
а) Изотропия свойств ядерных эмульсий как регистрирующего прибора (83). б) Зависимость дискриминирующей способности эмульсий от размеров зерен (83). в) Счет конгломератов (83).
§ 12. Определение удельной ионизации путем измерения разрывов 84
§ 13. Измерения „ширины" следов 87
§ 14. Фотометрирование следов 89
а) Счет зерен и разрывов (89). б) Измерение оптической плотности следов (денситометрия) (90).

ГЛАВА 4

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ *(продолжение)*

Часть III. Измерение рассеяния 91
§ 1. Общие положения; определение $p\beta$ 91
а) Угловой и координатный методы (91). б) Операция „обрезания"; постоянная рассеяния (92). в) Рассеяние по глубине (92). г) Практические примеры измерений рассеяния (92).
§ 2. Ограничения метода рассеяния 94
а) Статистические флуктуации (94). б) Ошибки отсчета; „шум зерен" (94). в) „Шум столика" (95). г) Поправки на „шумы", связанные с отсчетом и несовершенством столика (95).
§ 3. Поправки, связанные с дисторсией 96
а) Вычисление разностей более высоких порядков (96). б) Метод сравнения (96). в) Метод алгебраического среднего (97). г) Местная дисторсия; ложное рассеяние (97).
§ 4. Метод „постоянной стрелы прогиба" ... 98
§ 5. Измерение рассеяния в эмульсионных стопках 99
а) Метод, основанный на определении координат у поверхности стекла (99). б) Метод „поверхностного угла" (100). в) Сравнение точностей, даваемых двумя рассмотренными методами (100).
§ 6. Относительное рассеяние 101
а) Электронно-позитронные пары (101). б) Почти параллельные следы тяжелых частиц (101).
Часть IV. Другие разновидности метода 103
§ 7. Фотографическая пластинка как детектор заряженных частиц 103
§ 8. Методы определения среднего времени жизни заряженных частиц 106
§ 9. Измерения на следах α-частиц, испускаемых радиоактивными загрязнениями 107
а) Диффузия торона в эмульсии (107).

б) Измерения на следах α-частиц, испускаемых радиоактивными загрязнениями (108). в) Измерение полупериодов распада долгоживущих α-излучателей (108).

§ 10. Средний пробег для взаимодействия заряженных частиц 109

§ 11. Магнитное отклонение частиц 110

а) Магнитное отклонение частиц в эмульсии (110). б) Магнитное отклонение частиц в воздухе или в вакууме (111). в) Метод нормального падения (111).

ГЛАВА 5

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

§ 1. Идентификация путем изучения упругих соударений 112

§ 2. Наблюдение тормозного излучения 113

§ 3. Ядерное взаимодействие на лету 113

§ 4. Наблюдение характерных типов распада или взаимодействия с ядрами 113

а) μ-мезоны (113). б) Отрицательные π- и μ-мезоны (114). в) Положительные π-мезоны (114). г) K-частицы (114). д) Заряженные гипероны (115).

§ 5. Медленные вторичные электроны, наблюдающиеся в конце пробега 115

§ 6. Внезапное прекращение следов в эмульсии 115

§ 7. Измерения масс 115

а) Определение плотности зерен и пробега; метод (g^*, R) (115). б) Измерение рассеяния и пробега; метод ($\bar{\alpha}$, R) (118). в) Измерение плотности зерен и рассеяния; метод ($\bar{\alpha}$, g) (119). г) Измерение пробега и магнитного отклонения; метод (p, R) (120).

§ 8. Наблюдение δ-электронов 122

§ 9. Следы тяжелых ядер в конце пробега ... 123

ГЛАВА 6

ЭЛЕКТРОНЫ И γ-КВАНТЫ

§ 1. Электромагнитные взаимодействия 125

а) Радиационные столкновения (125). б) Образование пар (126). в) Образование „тройников" (128). г) Двойное образование пар (129). д) Ионизация (129).

§ 2. Идентификация электронных следов 130

§ 3. Определение энергии электронно-позитронных пар 131

а) Непосредственные измерения (131). б) Измерение расхождения следов пары (131). в) Измерение относительного рассеяния (132). г) Плотность зерен на следе неразрешенной пары (132). д) Измерения на электронных каскадах (133).

§ 4. Развитие „мягкого" каскада 134

Наблюдение каскадов в эмульсии (135).

§ 5. Поперечное развитие каскада 136

§ 6. Гамма-кванты, образовавшиеся при распаде π^0-мезонов 137

§ 7. Расхождение γ-квантов, возникающих при распаде π^0-мезонов 138

§ 8. Наблюдения фоторасщепления ядер 139

§ 9. Образование пар μ-мезонов 142

§ 10. Фоторождение π-мезонов 143

ГЛАВА 7

МЮ-МЕЗОНЫ

§ 1. Открытие μ-мезона и его свойства 146

§ 2. Распад μ-мезона 148

§ 3. Процессы, сопровождающие захват μ-мезонов атомами 150

а) Теории атомного захвата мезонов (150). б) Наблюдение электронов Оже (151). в) Радиационные переходы (153).

§ 4. Время жизни μ-мезонов 154

§ 5. Масса μ-мезона 157

а) Метод пробега и импульса (157). б) Спектроскопия μ-мезоатомов (158). в) Граница электронного спектра при распаде μ^+-мезонов (159).

§ 6. Ядерные взаимодействия μ-мезонов 159

§ 7. Происхождение μ-мезонов 161

ГЛАВА 8

ПИ-МЕЗОНЫ

§ 1. Открытие π-мезона 162

§ 2. Распад π-мезона по схеме $\pi \to \mu + \nu^0$ ... 163

а) Распад на лету и радиационный распад (164). б) Природа нейтральной частицы, испускаемой при распаде заряженного π-мезона (165). в) β-распад π^+-мезона (165).

§ 3. Ядерный захват отрицательных π-мезонов 166

§ 4. Образование π-мезонов при ядерных столкновениях 167

Распад π^--мезонов на лету (167).

§ 5. Нейтральный π-мезон 167

а) Испускание нейтральных π-мезонов при ядерных расщеплениях; обычная схема распада (167). б) Альтернативная схема распада π^0-мезона: $\pi^0 \to \gamma + (\beta^+ + \beta^-)$ (168).

§ 6. Масса заряженных π-мезонов 169

а) Измерения импульса и пробега (169). б) Использование реакции $\pi^- + p \to n + \gamma$ (170). в) Использование реакции $p + p \to \pi^+ + d$ (171). г) Излучение при атомном захвате π^--мезонов; захват в водороде (172). д) Расщепления ядер легких элементов (172).

§ 7. Масса нейтрального π-мезона 173

§ 8. Время жизни заряженных π-мезонов 174

§ 9. Время жизни π^0-мезонов 175

а) Метод Карлсона, Хупера и Кинга (176). б) Исследование распадов типа $\pi^0 \to \gamma + e^+ + e^-$ (177). в) Исследование распадов типа $K^+_{\pi 2} \to \pi^+ + \pi^0$ (178). г) Определение продолжительности жизни отдельных π^0-мезонов очень большой энергии (179). д) Оценки верхнего предела времени жизни (180).

§ 10. Спин и четность π-мезонов 181

§ 11. Несохранение четности в слабых взаимодействиях 182

а) Эксперименты со счетчиками (182). б) Эксперименты с фотоэмульсиями (183).

ГЛАВА 9

ТЯЖЕЛЫЕ, ИЛИ K-МЕЗОНЫ

§ 1. Историческое введение 186

§ 2. Схема τ-распада; $\tau^\pm \to \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$ ... 189

а) Идентификация (189). б) Первые измерения масс (190). в) Природа вторичных частиц (191). г) Заряд K-мезонов, распадающихся в эмульсии по схеме τ-распада (192).

§ 3. Точные измерения масс τ-мезонов 192

§ 4. Энергетическое распределение вторичных π-мезонов 194

§ 5. Схема распада τ'; $\tau'^+ \to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$ 195

§ 6. Непосредственное образование τ-мезонов при ядерных взаимодействиях 196

Радиационный распад τ-мезона: $\tau \to 3\pi + \gamma$ (196).

ГЛАВА 10

K-МЕЗОНЫ *(продолжение)*

§ 1. Открытие других схем распада заряженных K-мезонов 197

а) Схема распада κ, или $K_{\mu 3}$; $K_{\mu 3} \to \mu + \pi^0 + \nu^0$ (197). б) Схема распада χ, или $K_{\pi 2}$; $K^+_{\pi 2} \to \pi^+ + \pi^0$ (199). в) Схема распада η, или $K_{\mu 2}$; $K_{\mu 2} \to \mu + \nu^0$ (202). г) β-распад тяжелых мезонов; схема ε, или $K_{\beta 3}$; $K^+_{\beta 3} \to \beta^+ + 2$ нейтральные частицы (203). д) Испускание γ-излучения при распаде K-мезонов (205).

§ 2. Массы заряженных K-мезонов 206

а) Ранние измерения (206). б) Точное определение массы положительных K-мезонов (206). в) Масса отрицательных K-мезонов (208).

§ 3. Относительные вероятности распадов по различным схемам 209

§ 4. Образование тяжелых мезонов; преобладание положительно заряженных частиц ... 211

а) Образование мезонов при ядерных расщеплениях (211). б) Преобладание положительных мезонов (211).

§ 5. Среднее время жизни заряженных K-мезонов 212

§ 6. Ядерный захват медленных K-мезонов .. 215
а) Первые наблюдения (215). б) Пучки K-мезонов от ускорителей (215). в) Взаимодействие K-мезонов с протонами (216). г) Захват K^--мезонов более тяжелыми ядрами (216). д) Гиперфрагменты, образующиеся при ядерном захвате K^--мезонов (218).
§ 7. Нейтральные K-мезоны 218
а) Схема распада θ_1^0; $\theta_1^0 \to \pi^+ + \pi^-$ (219). б) Константа распада для схемы θ_1^0 (219). в) Схема распада $K^0 \to \pi^0 + \pi^0$ (220). г) Другие схемы распада K^0-мезонов; θ_2^0 (220).
§ 8. Несохранение четности при распаде заряженных K-мезонов 221

ГЛАВА 11

ГИПЕРОНЫ И ГИПЕРЯДРА

§ 1. Нейтральный гиперон Λ^0 223
а) Схема распада $\Lambda^0 \to p + \pi^-$ (223). б) Совместное образование Λ^0-частиц и K-мезонов (224). в) Распад на две нейтральные частицы: $\Lambda^0 \to n + \pi^0$ (225). г) Время жизни, масса и спин Λ^0-частиц (225).
§ 2. Сигма-гипероны 226
§ 3. Массы Σ^+- и Σ^--гиперонов 227
а) Анализ схем распада (228). б) Использование реакций $K^- + p \to \Sigma^\mp + \pi^\pm$ (228). в) K-мезоатом водорода (229).
§ 4. Ядерные взаимодействия заряженных гиперонов 230
а) Первые наблюдения (230). б) Характеристики расщеплений, вызываемых ядерным захватом Σ^--частиц (230). в) Исследование Σ^--частиц, образуемых в реакции $K^- + p \to \Sigma^- + \pi^+$ (231). г) Наблюдение электронов Оже и следов ядер отдачи (231). д) Абсолютное число электронов Оже (231). е) Распределение „Σ^--звезд" по числу лучей и теория „испарения" (232).
§ 5. Время жизни $\Sigma^\pm$-частиц 233
Другие типы распада заряженных нейтральных гиперонов (233).
§ 6. Σ^0-частица 233
§ 7. Ξ^--частица 234
§ 8. Связь между K-частицами и гиперонами 234
а) Совместное образование гиперонов и тяжелых мезонов (235). б) Образование отрицательных K-частиц и парное образование $K^\pm$-частиц (236). в) Образование Ξ^--частицы совместно с двумя K^0-мезонами (236). г) Захват K^--частиц и испускание вторичных гиперонов (236).
§ 9. Новые правила отбора 237
§ 10. Открытие гиперядер 239
Λ^0-частицы в составе атомных ядер (239).
§ 11. Подробные исследования гиперядер 242
а) Коллинеарные случаи (242). б) Компланарные случаи (242). в) Случаи с испусканием нейтронов (243). г) Мезонный и безмезонный распады гиперфрагментов (243). д) Расщепления некоторых типов гиперядер (244). е) Гиперфрагменты, содержащие Σ-гипероны (245).

ГЛАВА 12

АНТИПРОТОНЫ

§ 1. Первые указания на существование антипротона 246
§ 2. Искусственное получение отрицательных протонов 247
Наблюдения с ядерными эмульсиями (249).
§ 3. Масса антипротонов 250
а) Измерение импульса и пробега; метод (p, R) (250). б) Плотность зерен и остаточный пробег; метод (g, R) (251). в) Плотность зерен и многократное рассеяние; метод $(g, \bar{\alpha})$ (251). г) Остаточный пробег антипротонов у точки их взаимодействия (251).
§ 4. Процесс аннигиляции 252
а) Общие характеристики (252). б) Выделение энергии с заряженными частицами (252). в) Образование K-мезонов (254). г) Корреляция между n_s и N_h в аннигиляционных „звездах" (255). д) Баланс энергии при аннигиляции (255). е) Среднее число π-мезонов, образующихся при аннигиляции (256).
§ 5. Антигипероны 257
§ 6. Вероятность случайного совпадения независимых событий 258

ГЛАВА 13

РАСЩЕПЛЕНИЯ, ВЫЗВАННЫЕ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 100 *Мэв* ДО 30 *Бэв*

§ 1. Введение 261

§ 2. Классификация „звезд"; обозначения .. 262

а) Следы сильно ионизующих частиц (262). б) Следы ливневых частиц (262). в) Следы первичных частиц (262). г) Идентификация следов первичных частиц (262).

§ 3. Природа первичных частиц 263

а) Заряженные и нейтральные первичные частицы (263). б) Протоны в составе первичных частиц (265).

§ 4. Вторичные частицы 266

а) Обоснование подразделения частиц на три группы (266). б) Природа ливневых частиц, их энергетический спектр, угловое распределение и генерация (267). в) Изменение множественности в зависимости от энергии первичной частицы (270). г) Природа частиц, образующих „серые" следы (271). д) Природа и угловое распределение частиц, образующих „черные" следы (274). е) Связь между „серыми" и „черными" следами (275). ж) Медленные π-мезоны (277).

§ 5. Ядерное „испарение" 278

а) Введение (278). б) Теория процесса „испарения"; энергетический спектр (279). в) Сравнение предсказанных энергетических спектров с экспериментом (281). г) Относительные вероятности вылета различных частиц (282). д) Подробные характеристики процесса „испарения" (284). е) Энергия, приходящаяся на „черные" и „серые" следы (285).

§ 6. Наблюдение ядерных осколков 286

а) Частицы с $Z = 1$ и $Z = 2$ (286). б) Энергия ядер отдачи (286). в) Испускание ядер Li^8 и B^8; молоткообразные следы (287). г) α-частицы, образующиеся при распаде Be^8 (288). д) Относительная вероятность вылета различных осколков (290).

ГЛАВА 14

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ МЕЗОНОВ И АНТИНУКЛОНОВ С ЯДРАМИ

§ 1. Введение 292

а) Пробег для взаимодействия (292). б) Дифракционное рассеяние (293). в) Угловые распределения при дифракционном рассеянии (295).

§ 2. Взаимодействия быстрых μ-мезонов 295

а) Ослабление „жесткой" компоненты под землей (295). б) Природа расщеплений; образование π-мезонов (296).

§ 3. Взаимодействия быстрых π-мезонов 297

а) Опыты с космическими лучами (297). б) Исследования с помощью искусственно полученных π-мезонов (298). в) Взаимодействия π-мезонов со свободными протонами и периферическими нуклонами ядер (298). г) Эксперименты при более высоких энергиях (301). д) Взаимодействия с периферическими нейтронами ядер (303). е) Столкновения быстрых π-мезонов со сложными ядрами (304).

§ 4. Ядерные взаимодействия быстрых положительных K-мезонов 305

а) Упругое и неупругое рассеяние; перезарядка (305). б) Неупругие столкновения со сложными ядрами (306). в) Угловые распределения (307). г) Типы распадов рассеянных частиц (307).

§ 5. Ядерные взаимодействия быстрых отрицательных K-мезонов 307

а) Пробег для взаимодействия (307). б) Распределение по N_h (308). в) Относительные частоты различных типов распада K^--частиц (309).

§ 6. Ядерные взаимодействия нейтральных K-мезонов 310

§ 7. Опыты с пучками протонов большой энергии 312

а) Протоны низкой энергии (312). б) Столкновения протонов с протонами при энергии 950 *Мэв* (314). в) Множественное рождение мезонов при энергии протонов 3 *Бэв* (315). г) Опыты с протонами, ускоренными до 9 *Бэв* (315).

§ 8. Ядерные взаимодействия антипротонов и антинейтронов на лету 316

а) Пробег для взаимодействия и другие характеристики (316). б) Перезарядка; антинейтрон (318).

ГЛАВА 15

ЯДЕРНЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ СВЫШЕ 50 *Бэв*

§ 1. Введение 320

а) Ограничения при работе на ускорителях (320). б) О возможности возникновения новых процессов при очень высоких энергиях (320). в) Расщепления высокой энергии, образуемые частицами космического излучения (320). г) Преимущества экспериментов с эмульсиями, экспонированными на больших высотах (321).

§ 2. Некоторые методические особенности 322

а) Просмотр (322). б) Коллимация вторичных частиц (322). в) Дискриминация при отборе случаев (323).

§ 3. Энергия частиц, образующих „струи" ... 324

а) Угловое распределение вторичных частиц (324). б) Кинематика столкновения; скорость системы центра инерции (325). в) Определение γ_c из наблюдений вторичных частиц (325). г) Природа первичных частиц (327).

§ 4. Идентификация вторичных частиц 327

а) Измерения, касающиеся фотонов и заряженных ливневых частиц в „струях" (327). б) Взаимодействия заряженных и нейтральных вторичных частиц (329). в) Идентификация частиц внешнего конуса (329).

§ 5. Энергетические и угловые распределения вторичных частиц 331

а) Измерения рассеяния (331). б) Характеристики вторичных расщеплений (331). в) Энергия „мягкой" компоненты (331). г) Поперечный импульс вторичных частиц (332). д) Поперечные импульсы π^0-мезонов и γ-квантов (334). е) Преобразование угловых распределений из лабораторной системы в систему центра инерции (336).

§ 6. Неупругость взаимодействий 338

Методы определения K (340).

§ 7. Анализ отдельных случаев 343

а) Взаимодействие протона с энергией $\sim 40\,000$ *Бэв* (343). б) Взаимодействие α-частицы с энергией $\sim 10^6$ *Бэв* (345). в) Электромагнитные каскады (347).

§ 8. Теории нуклон-нуклонных столкновений при очень высоких энергиях 348

а) Модель Ферми (348). б) Модель Ландау (349). в) Модель Гейзенберга (349). г) Модель Баба (350). д) Модель двух центров (350).

ГЛАВА 16

ТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА В КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

§ 1. Введение 353

а) Первичное космическое излучение (353). б) Теории происхождения космического излучения (354).

§ 2. Идентификация следов быстрых α-частиц 355

§ 3. Измерения ионизации путем счета зерен и δ-электронов 356

а) Счет зерен в высокочувствительной эмульсии; малые значения Z (356). б) Измерение числа δ-электронов N_δ (357). в) Эксперименты с эмульсиями различной чувствительности (358). г) Счет зерен в малочувствительных эмульсиях (359).

§ 4. Фотометрические измерения для определения ионизации 360

а) „Профиль" почернения, вызываемого следами тяжелых ядер (360). б) Следы более медленных частиц (361). в) Эмпирическое выражение для почернения, обусловленного следом (362). г) Определение заряда Z фотометрическим способом (363).

§ 5. Определение скорости тяжелых ядер 364

§ 6. Расщепления быстрых тяжелых ядер 365

а) Пробег для взаимодействия (365). б) Характеристики расщеплений, образуемых тяжелыми ядрами (366). в) Угловые распределения вторичных частиц (367). г) Расщепления, обусловленные электромагнитными взаимодействиями (370). д) Столкновения с различными ядрами-мишенями (371). е) Типы расщепления тяжелых ядер на осколки (373). ж) Расщепления, образуемые α-частицами (375). з) Образование мезонов тяжелыми ядрами (377).

§ 7. Энергетический спектр частиц первичного излучения 378

а) Влияние магнитного поля Земли (378). б) Первичные протоны низкой энергии (меньше 15 *Бэв*) (378). в) Первичные α-частицы низкой энергии (меньше 500 *Бэв*) (379). г) Энергетический спектр частиц с зарядами $Z \geq 3$ (382). д) Частицы очень высо-

ких энергий (383). е) Первичные частицы широких атмосферных ливней (383).

§ 8. Зарядовый спектр первичного космического излучения 383

а) Потоки ядер Li, Be и B на высотах, достигаемых с помощью баллонов (386). б) Состав первичного излучения вне атмосферы (387). в) Происхождение Li, Be и B в космическом излучении (388).

Приложения 391

I. Таблица элементарных частиц 393
II. Открытие элементарных частиц 394
III. Времена жизни и схемы распада нестабильных элементарных частиц 395
IV. Законы сохранения, управляющие превращениями и взаимодействиями элементарных частиц 396
V. Деформации сдвига и другие искажения в эмульсии 396
VI. Периоды полураспада долгоживущих α-излучателей 397
VII. Просмотр невооруженным глазом 399

Литература 401

АТЛАС МИКРОФОТОГРАФИЙ

Список фотографий 423

С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс

Исследование элементарных частиц фотографическим методом

Редактор *А. К. БУРЦЕВ*
Художник *Б. И. Фомин*
Технический редактор *М. П. Грибова*
Сдано в производство 20/XII 1961 г.
Подписано к печати 9/I 1962 г.
Бумага 60×90¹/₈ = 40,8 бум. л.
81,5 печ. л., в. т/ч Атлас
Уч.-изд. л. 69,1. Изд. № 2/058
Цена 5 р. 98 к. Зак. 4043

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва, 1-й Рижский пер., 2.

61/24823. Типография Франклин