

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## МЕЗОНЫ \*)

С. Ф. Поуэлла

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вышедшие ранее в настоящей серии обзоры, посвященные мезонам, были написаны Гайтлером<sup>1</sup> и Пайерлсом<sup>2</sup>. Обзоры содержали основные данные, соответствующие нашим знаниям об этих частицах к концу 1939 г. С тех пор, особенно за последние четыре года, эта область знаний быстро развивается. Хотя отдельные детали нам ещё не известны, но в настоящее время основные свойства, по крайней мере, наиболее распространённых типов мезонов можно считать установленными. Понятна сейчас и их связь с космическими лучами.

Чтобы дать представление об открытиях за последние десять лет, я начну с краткого исторического обзора основных направлений развития наших знаний, затем более подробно рассмотрю основные свойства  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов а также данные о существовании мезонов других типов и, в заключение, обрисую современную точку зрения на основные процессы, связанные с образованием мезонов в результате прохождения космических лучей через атмосферу.

Большое значение в расширении наших знаний о мезонах имело развитие нового метода регистрации заряженных частиц с помощью фотографической эмульсии \*\*). Помимо хорошо всем известных свойств этого метода, таких, как простота и удобство в применении, как «интегрирующее» свойство эмульсии, обусловленное непрерывной её чувствительностью и возможностью прямого и подробного изучения происходящих в эмульсии ядерных процессов, — пластинки обладают ещё и тем преимуществом, что позволяют изучать во

---

\*) S. F. Powell Mesons. Reports Progress in Physics, том XIII, стр. 350, 1950 г., перевод Н. Г. Биргер и И. Л. Розенталя.

Ввиду того, что статья Поуэлла «Мезоны» не учитывает работ советских учёных, имеющих важное значение для развития рассматриваемой области, редакция сочла нужным дополнить её статьёй Н. Г. Биргер и И. Л. Розенталя «Электронно-ядерные ливни и ядерно-каскадный процесс», помещаемой ниже. В целях удобства пользования нумерация рисунков и литературных ссылок в обеих статьях сделана сплошной (Ред.)

\*\*) Этот метод был предложен впервые советскими физиками Л. Мысовским и П. Чижовым<sup>118</sup>. (Прим. перев.)

времени различные типы превращений. В частности, частицы с очень малым временем жизни, как, например,  $\pi$ -мезоны, которые обычно распадаются в воздухе «на лету», останавливаются в плотных веществах за время в тысячи раз более короткое, чем время движения до остановки в газе. Таким образом, оказывается возможным изучать спонтанный распад частиц или их взаимодействие с ядрами при остановке в эмульсии, т. е. явления, которые очень трудно или вообще невозможно наблюдать другими методами.

Значительная часть этого обзора естественно состоит из обсуждения результатов, полученных новым методом, сыгравшим столь существенную роль. Интересной особенностью является то, что  $\pi$ -мезоны были открыты сразу после развития необходимых для их наблюдения экспериментальных методов.

## 2. ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

### 2 (1). «Тяжёлые кванты» Юкавы<sup>\*</sup>)

Впервые гипотеза о существовании тяжёлых частиц с массой, промежуточной между массами протона и электрона, была высказана в 1935 г. Юкавой<sup>3</sup>. Уже за несколько лет до этого было известно, что силы между нуклонами в ядре, т. е. протонами и нейтронами, не электромагнитного происхождения. Наблюдаемая степень стабильности ядер может быть объяснена только, если предположить, что между нуклонами действуют особые силы нового типа — ядерные силы.

Далее, в результате точных измерений масс ядер было показано, что энергия, необходимая для вырывания нуклона из ядра — энергия связи нуклона, — мало меняется при переходе от лёгких к тяжёлым элементам периодической таблицы. Отсюда следует, что ядерные силы являются короткодействующими и меняются с расстоянием между двумя нуклонами более быстро, чем силы, обратно пропорциональные квадрату расстояния. Исходя из этих фактов и основываясь на формальной аналогии, подробно описанной в предыдущих обзорах, Юкава пришёл к выводу, что должны существовать «кванты» ядерного поля, аналогично фотонам электромагнитного поля. Эти «кванты» должны иметь конечную массу покоя  $\cong 150 m_e$ , где  $m_e$  — масса покоя электрона, и распадаться с временем жизни  $\sim 10^{-7}$  сек., испуская электрон. Так же как электромагнитное поле электрона можно рассматривать в квантовой теории излучения<sup>4</sup> как испускание фотонов, а силы между двумя электронами — как взаимное испускание и поглощение фотонов, так и силы ядерной связи между нуклонами связаны, согласно

---

<sup>\*</sup>) См. также обзор по теории мезонов В. Л. Гинзбурга. Сборник «Мезон», Гостехиздат, 1948. (Прим. перев.)

теории Юкавы, с виртуальным обменом между нейтронами и протонами в ядре заряжёнными квантами \*).

Гипотетические «тяжёлые кванты» при этом существенно отличаются от фотонов. Во-первых, конечное значение массы покоя является необходимым следствием короткодействующего характера ядерных сил. Во-вторых, так как предполагается, что обмен квантами между нейтронами и протонами в ядре сопровождается обменом заряда (нейтрон становится протоном и наоборот), было высказано предположение, что, по крайней мере в некоторых случаях, «кванты» обладают положительным или отрицательным электрическим зарядом.

В-третьих, для объяснения  $\beta$ -активности радиоактивных веществ было введено предположение о нестабильности частиц. Процессы ядерного распада были приписаны спонтанному распаду заряжённых «квантов» на электрон и нейтрино.

Для объяснения существования силы между одинаковыми нуклеонами (между двумя нейтронами или двумя протонами) в дополнение к заряженным квантам необходимо было постулировать существование нейтральных частиц аналогичного типа<sup>5</sup>. Известно, что величина этих сил того же порядка, что и между протоном и нейтроном, а если они и того же происхождения, то среди частиц, участвующих в обмене, должны быть и нейтральные. Поэтому в дальнейшем будет удобно обозначать гипотетические кванты, как заряжённые, так и нейтральные, частицами Юкавы.

Нельзя ожидать эффективного испускания этих частиц невозбуждёнными ядрами, так как энергетически такой процесс невозможен. Однако можно думать, что при ядерных столкновениях частиц с большой энергией (например, в космических лучах) подобное ограничение не имеет места.

## 2 (2). Открытие $\rho$ -мезонов

Замечательное подтверждение правильности расчётов Юкавы, казалось, было получено в опытах Андерсона и Нидермайера<sup>6</sup> 1936—1938 гг., а также других исследователей, изучавших природу частиц в составе космического излучения. Как известно, космическое излучение может быть феноменологически разделено на две компоненты с различными коэффициентами поглощения в веществе. «Мягкая», быстро поглощаемая в свинце компонента вызывает хорошо известные явления «каскадных ливней», изучаемых обычно с помощью камеры Вильсона или счётчиков<sup>7\*\*</sup>). Как известно, эта компонента состоит из фотонов и электронов.

\*) Идея объяснения ядерных сил обменом заряжёнными и нейтральными частицами была выдвинута впервые в 1934 г. Д. Иваненко и И. Таммом<sup>119</sup>. (Прим. перев.)

\*\*\*) Впервые каскадные ливни были открыты в 1929 г. Д. В. Скобельцыным<sup>120</sup> (Прим. перев.)

Андерсон<sup>6</sup> показал, что среди частиц «жёсткой» или проникающей компоненты имеются частицы с массой около  $200 m_e$ , способные в отличие от электронов проходить через многие сантиметры свинца без потери значительной доли своей энергии в хорошо известном процессе тормозного излучения. Эти частицы теперь принято называть  $\mu$ -мезонами<sup>9</sup>; более поздние измерения их массы дали значение  $(215 \pm 5) m_e$ .

Предположение, что  $\mu$ -мезоны можно отождествить с частицами Юкавы, было подтверждено опытами, установившими, что эти частицы распадаются, имея время жизни  $\sim 1,5 \cdot 10^{-6}$  сек. — значение, превышающее предсказанное Юкавой примерно в десять раз. Оказалось также возможным видоизменить некоторые первоначальные особенности теории для расчёта магнитных моментов протонов и нейтронов и определённых свойств энергетических состояний лёгких ядер, например основного и первого возбуждённого состояния дейтерона. Такой замечательный успех позволил надеяться, что основные черты теории Юкавы являются правильными, что  $\mu$ -мезоны действительно тождественны частицам Юкавы и что, следовательно, окажется возможным теоретически обосновать процессы ядерных столкновений и характеристики атомных ядер. Такая надежда и была высказана в предыдущих обзорах. Однако сразу же начали возникать серьёзные теоретические трудности.

## 2 (3). Распад и захват $\mu$ -мезонов

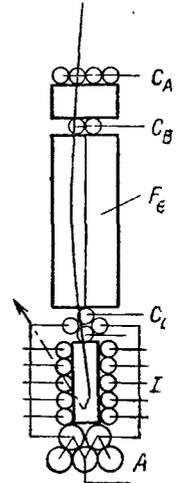
Первые определения времени жизни  $\mu$ -мезонов основывались на том факте, что ослабление интенсивности потока этих частиц в атмосфере зависит не только от массы ( $g/cm^2$ ) пройденного вещества, но и от длины пути в нём. При одном и том же количестве (по массе) пройденного воздуха уменьшение интенсивности происходит тем сильнее, чем меньше плотность воздуха. Такой эффект можно объяснить, если предположить, что выбывание мезонов из потока за счёт столкновений с атомами сопровождается спонтанным распадом частиц, причём роль последнего процесса тем больше, чем больше время полёта<sup>10</sup>.

Решающее подтверждение тому, что  $\mu$ -мезоны действительно претерпевают спонтанный распад с испусканием заряженной частицы с малой массой покоя, предположительно электрона, было получено в опытах Еиллиамса и Робертса<sup>11</sup>. Ими были получены с помощью камеры Вильямса, помещённой в магнитное поле, две фотографии проникающих частиц, остановившихся в газе камеры после прохождения свинцовой пластинки. Из конца следов этих частиц выходили быстрые частицы с удельной ионизацией, близкой к минимальной для частиц с элементарным зарядом, и с импульсом, определённым по кривизне следа, равным  $70 \pm 35 \frac{Mev}{c}$ .

Наблюдаемая удельная ионизация частиц распада показывает, что они были испущены со скоростью, близкой к скорости света  $c$ . Следовательно, их кинетическая энергия  $E$  приблизительно равна  $pc$  ( $p$  — импульс частицы), т. е. энергия частицы  $\cong 50$  Мэв. Результат свидетельствовал в пользу того, что при распаде должна испускаться, из условия закона сохранения импульса, также и нейтральная частица с малой массой покоя — нейтрино; так как энергия  $\cong 100$  Мэв делится пополам между обоими продуктами распада, то энергия электронов распада должна была быть постоянной и равной приблизительно 50 Мэв. Мы увидим в следующих параграфах, что это заключение оказалось неверным.

Более прямое и точное определение времени жизни  $\mu$ -мезонов было выполнено Разетти<sup>12</sup>, а затем Росси<sup>13</sup> и другими<sup>14</sup> методом запаздывающих совпадений. Принцип метода заключается в сле-

Рис. 1. Схема установки для определения времени жизни  $\mu^+$ - и  $\mu^-$ -мезонов. Обе половины блока железа намагничены так, что магнитная напряжённость в них направлена перпендикулярно плоскости рисунка, но в обеих половинах имеет противоположные направления. Такое устройство служит для концентрации частиц одного знака. Отбираются частицы, вызывающие разряды в счётчиках  $C_A, C_B, C_C$ , но не в счётчиках  $A$ . Измеряется время, протекшее от остановки этих частиц в блоке до разряда счётчиков  $D$ . Распределение этих времён позволяет определить период полураспада (см., например, рис. 17 и 18). Изменяя направление магнитного поля, можно отбирать частицы другого знака (по Росси).



дующем (рис. 1): с помощью определённым образом расположенных групп счётчиков выделяются  $\mu$ -мезоны космических лучей, прошедшие толстый слой свинца и остановившиеся в следующем за ним слое поглотителя. Измеряется время между моментом остановки  $\mu$ -мезона и разрядом в специальной группе счётчиков, регистрирующих заряженные частицы, испущенные при распаде. Распределение наблюдаемых времён запаздывания оказалось близким к экспоненциальному закону, который характеризует радиоактивный распад. Среднее время жизни, полученное по этому методу в более поздних работах, оказалось равным  $2,15 \cdot 10^{-6}$  сек.

Таким образом, результаты большинства опытов служили подтверждением гипотезы Юкавы. Однако трудно было понять, почему в опытах с камерой Вильсона редко наблюдались случаи взаимодействия  $\mu$ -мезонов с ядрами вещества. Дальнейшие трудности появились, когда были поставлены опыты по изучению свойств положительных и отрицательных  $\mu$ -мезонов.

Томанага и Араки<sup>15\*</sup>) предположили, что при остановке положительного мезона в веществе мезон остаётся свободным до момента распада из-за существования кулоновских сил отталкивания между одинаковыми зарядами. Отрицательные же мезоны достигают ядра. Можно ожидать, что если спин  $\mu$ -мезонов равен спине электронов, то мезоны перейдут в состояние с наименьшей энергией. Переход этот сопровождается испусканием электрона Оже.

Так как масса мезона много больше массы электрона, мезоны в основном состоянии находятся в двести раз ближе к ядру, чем электрон на соответствующей «К-орбите»; в этом состоянии частицы должны пребывать значительное время возле ядра. С такой картиной согласуются результаты, полученные и Разетти и Росси. В их установках распалась только около половины остановившихся мезонов.

Для подтверждения существования ядерного взаимодействия  $\mu$ -мезонов до того, как они успеют распасться при остановке их в плотном веществе, Конверси и другие<sup>16</sup> поставили специальные опыты методом запаздывающих совпадений. Положительные и отрицательные мезоны разделялись в этих опытах методом магнитного отклонения. Как и ожидалось, положительные мезоны, останавливаясь в железе, распались с тем же временем жизни, что и мезоны, не разделённые по знаку заряда, отрицательные же мезоны исчезали, не давая электронов распада. Полученные результаты не согласовались с данными Оже и других, согласно которым почти все отрицательные мезоны, остановившиеся в алюминии, испытывают распад. Хотя эти опыты и считались ошибочными, всё же опыты Конверси и других<sup>16</sup> были проведены и для случая, когда  $\mu$ -мезоны останавливаются в веществе с малым атомным номером. В качестве такого вещества был выбран графит. В этом случае был получен удивительный результат, а именно: было показано, что, по крайней мере, большая часть  $\mu$ -мезонов распадается с испусканием электронов.

Было оценено время, необходимое  $\mu$ -мезону, замедленному до «тепловой» скорости, для перехода в основное состояние. Хотя оно, очевидно, зависит от вещества, в котором движется мезон, но обычно считается, что это время меньше 10–12 сек.<sup>17</sup> Поэтому ожидалось, что частицы, остановившиеся в плотном веществе, достигают ядра за время, малое по сравнению с их временем жизни. Если, далее,  $\mu$ -мезоны тождественны «тяжёлым квантам» ядерного поля, то они должны взаимодействовать с ядром так, что для них вероятность спонтанного распада должна быть очень мала. Правда, не имелось данных для решения во-

\* ) Оценка вероятности захвата мезонов ядром была проведена также А. Мигдалом и И. Померанчуком<sup>121</sup>. (Прим. перев.)

проса о результатах такого взаимодействия. Можно было предположить, что исчезновение частицы и связанное с этим выделение энергии, соответствующей её массе покоя, приводит либо к испусканию фотонов, либо к расщеплению ядра, либо к каким-то другим неизвестным пока процессам.

Результаты опытов Конверси и других оказались несовместимыми с предположением, что  $\mu$ -мезоны тождественны частицам Юкавы. Было показано, что в углероде  $\mu$ -мезоны могут пребывать на  $K$ -орбите, не взаимодействуя с ядром, в течение времени порядка  $2 \cdot 10^{-6}$  сек. Отсюда был сделан вывод, что взаимодействие  $\mu$ -мезонов с ядром слабее на несколько порядков, чем ожидаемое взаимодействие для «тяжёлых квантов» ядерного поля. Были сделаны попытки<sup>18</sup> объяснить возникшие трудности предположением, что время, затрачиваемое  $\mu$ -мезоном на остановку и попадание на  $K$ -орбиту, больше полученного по первоначальным оценкам. Но всё же, хотя и были высказаны сомнения в точности полученных значений, оставалось очевидным, что они на несколько порядков меньше, чем время жизни частиц. Таким образом эту фундаментальную трудность устранить не удалось.

Ещё до того, как стало понятным всё значение полученных данных, Сакага и Инои<sup>19</sup> высказали ту точку зрения, что данные, полученные в космических лучах, указывают на существование мезонов двух типов, а Мёллер<sup>20</sup> на основе общетеоретических соображений пришёл к выводу о существовании нескольких типов частиц с промежуточными массами, генетически связанных друг с другом. Несколько позднее, Маршак и Бете<sup>21</sup>, исходя из противоречия между большим значением сечения для образования мезонов при взаимодействии нуклеон — нуклеон и малым взаимодействием между проникающими частицами и ядрами, предположили, что в результате взаимодействия с ядрами воздуха в атмосфере образуются тяжёлые мезоны, спонтанно распадающиеся со временем жизни  $\cong 10^{-8}$  сек. с образованием мезонов, составляющих проникающую компоненту.

## 2 (4). Открытие $\pi$ -мезонов

Создание несколько лет назад более чувствительных фотографических пластинок позволило изучать мезоны этим новым методом. Так Перкинсом<sup>22</sup> и Оккиалини и Поуэллом<sup>23</sup> было показано, что в пластинках, облученных космическими лучами на высоких горах, можно обнаружить остановившиеся мезоны. Масса этих мезонов могла быть определена методом счёта зёрен и наблюдением за отклонениями вдоль следа, обусловленными кулоновским рассеянием. Оказалось, что масса мезонов  $\cong 200$ — $300 m_e$ . Поэтому казалось установленным, что, по крайней мере, часть из них гождественна  $\mu$ -мезонам проникающей компоненты космического

излучения. Новые пластинки хотя и были лучше старых, однако ещё недостаточно чувствительны, чтобы регистрировать электроны, движущиеся с релятивистской скоростью, а следовательно, нельзя было наблюдать быстрые частицы распада, образующиеся на конце пробега мезонов. В 10% случаев было обнаружено, что остановившиеся в эмульсиях мезоны вызывают ядерные расщепления с испусканием медленных протонов,  $\alpha$ -частиц и т. п. (см. микрофотографии II и III в конце выпуска). В то время считалось, что такие расщепления обусловлены захватом  $\mu^-$ -мезонов ядрами серебра или брома — процессами, которые в более тяжёлых веществах приводят к исчезновению отрицательных  $\mu$ -мезонов до того, как они успеют распасться на электрон и нейтрино. В дальнейшем было, однако, показано, что мезоны, образующие ядерные расщепления, не являются  $\mu$ -мезонами. Вскоре после обнаружения ядерных расщеплений, вызываемых заряженными мезонами, в Бристоле было открыто, что около 10% остановившихся мезонов испускают вторичные мезоны. Далее было установлено, что вторичные частицы обладают приблизительно постоянным пробегом. Естественно поэтому было предположить, что вторичные частицы испускаются с постоянной скоростью, а небольшой разброс в пробегах связан с флуктуациями ионизационных потерь; это указывает на то, что наблюдаемый процесс соответствует спонтанному распаду частиц. Таким образом, должно существовать два типа мезонов. Кинетическая энергия вторичных частиц получается за счёт части энергии, выделенной при исчезновении массы покоя первичного, более тяжёлого мезона. Справедливость такой гипотезы была действительно затем доказана, а также было показано, что вторичные мезоны тождественны  $\mu$ -мезонам проникающей компоненты космических лучей. Более тяжёлые частицы были названы  $\pi$ -мезонами, а спонтанный переход, по аналогии с  $\beta$ -распадом, получил название  $\mu$ -распада.

Помимо отдельных следов мезонов на облучённых космическими частицами пластинках были также зарегистрированы ядерные расщепления, в которых испускались медленные мезоны. Значительная доля таких мезонов на конце пробега создаёт расщепление. Поэтому был сделан вывод, что это отрицательные двойники  $\pi$ -мезонов, обладающих положительным зарядом, а потому неспособных при малых скоростях взаимодействовать с ядрами. Предполагалось, далее, что отрицательные и положительные  $\pi$ -мезоны являются первичным продуктом ядерных взаимодействий больших энергий, происходящих в атмосфере. Обладая малым временем жизни,  $\pi$ -мезоны распадаются затем налету с образованием отрицательных и положительных  $\mu$ -мезонов проникающей компоненты космического излучения<sup>9</sup>. Дальнейшие опыты показали, что такая точка зрения на образование частиц и их роль в космическом излучении является правильной. Одновременно к приблизительно

таким же выводам, но исходя из других соображений, пришли Маршак и Бете.

В последующие за открытием  $\pi$ -мезонов три года были сделаны большие успехи в изучении свойств этих частиц. Этому вопросу посвящён второй раздел обзора. Наблюдения были облегчены открытием<sup>25</sup> искусственного образования  $\pi$ -мезонов при столкновениях быстрых  $\alpha$ -частиц и протонов с веществом. Это позволило проводить опыты в лаборатории, в контролируемых условиях.

Новые данные служат подтверждением также более ранних сообщений ряда лабораторий о существовании частиц с массой около  $1000 m_e$ , которые мы будем называть  $\tau$ -мезонами. Вопрос о существовании этих частиц имеет серьёзное значение для развития мезонной теории и теории ядерных сил, и в настоящее время изучение их природы и свойств является одной из основных проблем ядерной физики.

## 2 (5). Терминология, используемая в обзоре

В связи с трудностями определения массы и заряда наблюдаемых в эмульсии мезонов в первых опытах была предложена феноменологическая классификация их по вторичным процессам, имеющим место в конце пробега.

$\pi$ -мезоном была названа частица, испускающая в конце пробега вторичный мезон с пробегом около  $600 \mu$ . Более поздние опыты подтвердили первоначальное предположение, что это положительные частицы, и мы будем называть их, соответственно,  $\pi^+$ - и  $\mu^+$ -мезонами. Мезоны, образующие при остановке в эмульсии регистрируемые ядерные расщепления, обозначались как  $\sigma$ -мезоны. Теперь известно, что это целиком, или почти целиком,  $\pi^-$ -мезоны, захваченные ядрами. Ядерное расщепление со следами заряженных частиц, излученных из одного центра, мы будем обычно называть «звездой», отдельные следы, составляющие звезду, — «лучами».

Большинство мезонов, наблюдаемых в наиболее чувствительных из ранее употреблявшихся пластинок и не давших видимых продуктов распада, обозначались как  $\rho$ -мезоны. Теперь известно, что в электронно-чувствительных пластинках<sup>26</sup>, регистрирующих частицы с элементарным зарядом, движущиеся с релятивистской скоростью, 65%  $\rho$ -мезонов распадаются с испусканием быстрого электрона. Эта часть  $\rho$ -мезонов состоит из  $\mu^+$ -мезонов, образованных при распаде  $\pi^+$ -мезонов вне эмульсии, и из  $\mu^-$ -мезонов (образованных при распаде  $\pi^-$ -мезонов на лету), захваченных ядрами лёгких элементов, входящих в состав эмульсии (углерод, кислород и азот). Возможно также, что малая доля  $\rho$ -мезонов обусловлена  $\pi^+$ -мезонами, претерпевшими прямой  $\beta$ -распад.

Среди 35%  $\rho$ -мезонов, не связанных с электронными следами, большинство является  $\mu^-$ -мезонами, захваченными атомами серебра и брома. Эти частицы взаимодействуют с ядром до того, как успевают претерпеть распад, однако в результате ядерного превращения не вылетают заряженные частицы. Кроме того, малая доля  $\rho$ -мезонов обусловлена  $\pi^-$ -мезонами, захваченными ядром без образования видимого расщепления. Это может произойти, если в результате ядерного превращения образуются только нейтральные частицы, как, например, в случае, когда  $\pi^-$ -мезон взаимодействует с водородом.

При описании свойств различных типов мезонов везде, где возможно, мы будем пользоваться обозначениями:  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны или частицы,  $\mu^+$ - и  $\mu^-$ -мезоны или частицы;  $\rho$ -мезонами и  $\sigma$ -мезонами мы будем называть частицы, природа которых не установлена точно.

### 3. МАССА И ХАРАКТЕР РАСПАДА $\pi$ -МЕЗОНОВ

#### 3 (1). Распад $\pi^+$ -мезонов

Положительный  $\pi$ -мезон, останавливающийся в плотном веществе, спонтанно распадается с испусканием более лёгкого  $\mu$ -мезона (см. микрофотографию 1). На рис. 2 приведено распределение пробегов 90  $\mu$ -мезонов, образованных при распаде  $\pi^+$ -мезонов, остано-

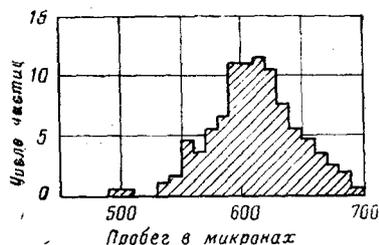


Рис. 2. Распределение значений пробегов в эмульсии Илфорд С2 для 90  $\mu^+$ -частиц, образованных при распаде  $\pi^+$ -частиц, остановившихся в эмульсии. Наблюдаемое распределение согласуется с ожидаемым для частицы с постоянной скоростью из-за флуктуаций в пробегах и доказывает, что  $\pi^+$ -частицы обычно обладают весьма малой скоростью в момент распада. Среднее значение пробега = 612  $\mu$ ; соответствующее значение кинетической энергии  $E_{\mu} = 4,15$  Мэв.

вившихся в фотографической эмульсии Илфорд С2. Средний пробег равен 612  $\mu$ .

Как отмечалось выше, наблюдаемое распределение согласуется с предположением, что скорости испущенных  $\mu$ -мезонов заключены внутри узкого интервала значений и, следовательно, при испускании  $\mu$ -мезонов закон сохранения импульсов будет обеспечен вылетом одной нейтральной частицы. Возникает вопрос о природе этой нейтральной частицы. Имеются следующие возможности; либо это фотон, либо нейтрино, либо нейтральная частица с большой массой покоя, т. е. «нейтретто».

Наблюдённое значение среднего пробега  $\mu$ -мезона в эмульсии позволяет определить импульс и энергию частицы, если известна

её масса. Заряженная частица, проходя через вещество, те рѣе

энергию в результате взаимодействий разного типа с атомами, лежащими вблизи её траекторий; а) из-за тормозного излучения, т. е. образования фотонов при неупругих столкновениях с электронами, б) из-за неупругих столкновений с ядрами, при которых последние либо расщепляются, либо переходят в возбуждённое состояние, в) из-за ионизационных потерь, обусловленных упругими столкновениями с электронами, и г) при образовании электронных пар в поле ядра. В области сравнительно малых скоростей частиц потери энергии на ионизацию являются преобладающими, а потерями энергии в других процессах можно пренебречь.

Величина потери энергии на ионизацию на единицу длины следа зависит от заряда частицы  $Ze$  и её скорости  $v$ , но не зависит от её массы. Для частиц с элементарным зарядом мы можем поэтому написать.

$$\frac{dE}{dR} = f(v). \quad (1)$$

Отсюда пробеги  $R_{M,v}$  и  $R_{m,v}$  двух частиц, каждая из которых обладает скоростью  $v$  и, соответственно, массами  $M$  и  $m$ , пропорциональны их массам, т. е.

$$\frac{R_{M,v}}{R_{m,v}} = \frac{M}{m}. \quad (2)$$

Предположим, что известна зависимость среднего пробега протона от величины начальной энергии. Из хорошо известной кривой Брэгга для  $\alpha$ -частиц следует, что удельная ионизация частицы быстро возрастает с уменьшением скорости и, следовательно, зависимость между пробегом и энергией не является линейной. Для протонов было найдено, что эта зависимость с большой степенью точности может быть представлена уравнением

$$E = kR^n, \quad (3)$$

где  $k$  и  $n$  — постоянные, которые должны быть определены для используемых типов эмульсии (рис. 3).

Из равенства (2) следует, что для частицы, масса которой равна  $M$  массам протона, соотношение между энергией и пробегом может быть записано в следующей форме:

$$E = kM^{1-n} R^n. \quad (4)$$

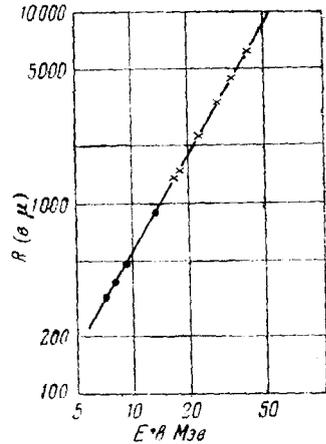


Рис. 3. Зависимость между  $\ln R$  (пробег в микронах) и  $\ln E$  (энергия в МэВ) для протонов в эмульсии Илфорд С2 (Латтес, Фаулер, Кур<sup>8</sup>, Баркас, Бишоп, Браннер<sup>32</sup>). Прямая линия соответствует равенству

$$E (\text{МэВ}) = 0,251 [R (\mu)]^{0,591}.$$

Соотношение пробег — энергия для частицы с предполагаемой массой  $m$  может быть вычислено из соответствующей кривой для протона, и, следовательно, энергия и импульс  $\mu$ -мезона могут быть определены для предполагаемого значения его массы  $m_\mu$ . Принимая для  $m_\mu$  значение  $215 m_e$  (где  $m_e$  — масса электрона), находим, что энергия испускаемых  $\mu$ -мезонов равна  $4,2$  Мэв.

Пусть  $m_\pi$  — масса  $\pi$ -частицы,  $E_\mu$  и  $p_\mu$  — кинетическая энергия и импульс  $\mu$ -мезона, образованного при распаде, и  $E_\nu$ ,  $p_\nu$  и  $m_\nu$  — соответствующие значения для нейтральной частицы, обеспечивающей выполнение закона сохранения импульса. Тогда из законов сохранения следует:

$$m_\pi c^2 = m_\mu c^2 + m_\nu c^2 + E_\mu + E_\nu, \quad (5)$$

$$p_\mu = p_\nu. \quad (6)$$

Для предполагаемых значений  $m_\nu$ ,  $p_\nu$  можно вычислить  $E_\nu$ , а тогда из уравнения (5) и  $m_\pi$ . Таким образом, можно показать, что если  $m_\nu = 0$ , то  $\frac{m_\pi}{m_\nu} = 1,32$ . Отношение масс двух типов мезонов будет равно этому значению, если нейтральная частица — фотон или нейтрино. С другой стороны, если масса нейтральной частицы равна  $200 m_e$ , то значение  $\frac{m_\pi}{m_\nu}$  должно быть равным  $2,1$ .

Ценные сведения о нейтральной частице могут быть, таким образом, получены из точного определения масс  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов.

### 3 (2). Методы определения массы $\pi$ -мезона

Задача определения массы  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов связана с той трудностью, что при этом недостаточно знания одного параметра, например кривизны следа частицы в магнитном поле известной величины, так как любой из параметров зависит как от отношения заряда частицы к её массе  $\frac{e}{\mu}$ , так и от её скорости  $v$ . Поэтому, как и в классических опытах с электроном, необходимы два независимых измерения, которые определяют как  $\frac{e}{\mu}$ , так и  $v$ . Значение  $\frac{e}{\mu}$  определяет массу  $\mu$ , если предположить, что заряд частицы равен заряду электрона, — предположение, которое в большинстве случаев является правильным и основания для которого приведены в разделе 4 (1). Для определения  $\frac{e}{\mu}$  и  $v$  был развит ряд методов; важнейшие из них могут быть разбиты на пять классов.

Метод А. Остаточный пробег и плотность зёрен. Первый метод, использованный для определения массы  $\pi$ -мезонов<sup>9</sup>, был основан на наблюдении: а) плотности зёрен в следах отдельных частиц в эмульсии фотопластинок и б) остаточного пробега этих же частиц. Плотность зёрен в следе (т. е. число проявленных зёрен на единицу длины) пропорциональна потерям энергии частицы. Эта величина в основном зависит только от скорости и заряда частицы. Поэтому для частиц с электронным зарядом наблюдаемая плотность зёрен определяет значение скорости.

Простейшим способом применения этого метода является измерение средней скорости по наблюдаемой плотности зёрен в ограниченной области следа и сопоставление этого результата с остаточным пробегом. Равенство (4) для частиц, движущихся с нерелятивистской скоростью, может быть записано следующим образом:

$$E = kM^{1-n} R^n = C M v^2, \quad (7)$$

откуда следует

$$M = k_1 v^{-\frac{2}{n}}. \quad (8)$$

Определение требуемой зависимости между скоростью и плотностью зёрен может быть сделано по измерению следов длинно-пробежных протонов. Скорость такой частицы для заданного значения остаточного пробега известна из соотношения пробег—энергия (см. равенство (3)). Плотность зёрен в ограниченной области следа может быть, таким образом, определена совместно с соответствующим значением скорости. Хотя этим методом и были проведены измерения, применение его в более ранних опытах было ограничено малой длиной следов, пригодных для измерения. Определение плотности зёрен в области, где скорость частицы можно считать приблизительно постоянной, приводит к большим статистическим ошибкам из-за сравнительно малого числа зёрен. Чтобы избежать этих ошибок, необходимо определить полное число зёрен вдоль всего следа, учитывая при этом изменение скорости частицы.

Мы видели, что потери энергии для частиц с элементарным зарядом на единицу пути зависят только от скорости  $\frac{dE}{dR} = f(v)$ . Далее, число зёрен на единицу пути зависит только от величины потери энергии и, следовательно, можно написать  $\frac{dN}{dR} = \varphi(v)$ . Рассмотрим две частицы с массами  $M$  и  $m$  и зарядом  $e$ , движущиеся в эмульсии со скоростью  $v$ . Плотность зёрен обеих следов будет тогда одинаковой. Однако для данного изменения скорости более тяжёлая частица пройдёт путь в  $\frac{M}{m}$  раз больший, чем лёгкая частица, причём этот результат не зависит от значения скорости. Следовательно, полные числа зёрен вдоль следов обеих частиц

( $N$  и  $n$ ) относятся как их массы:  $\frac{N}{n} = \frac{M}{m}$ . Так как начальные скорости обеих частиц равны, то  $\frac{R}{r} = \frac{M}{m}$ , и мы можем написать  $\frac{N}{n} = \frac{M}{m} = \frac{R}{r} = \mathfrak{M}$ .

Предположим, что определено соотношение между  $n$  и  $r$  для частицы известной массы  $m$ . Тогда для частицы с массой  $M$   $N = \mathfrak{M}F\left(\frac{R}{\mathfrak{M}}\right)$ , т. е. может быть получено соотношение между полным числом зёрен вдоль следа и пробегом для частицы с

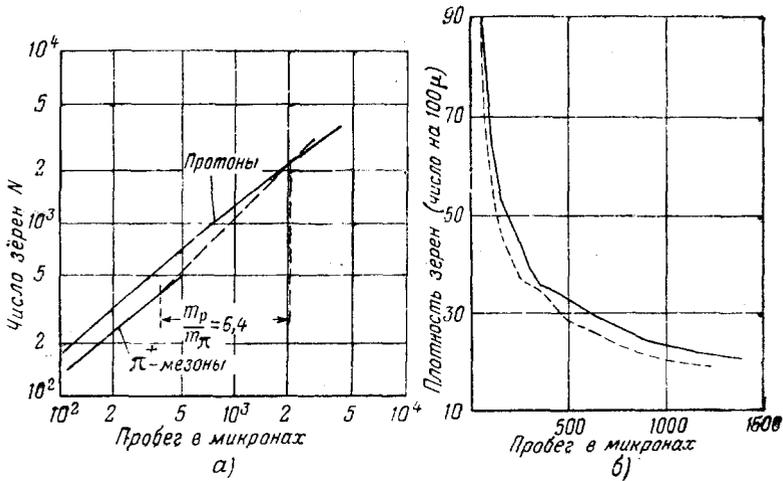


Рис. 4. а) Зависимость  $\ln N$  от  $\ln R$ , где  $N$  — число зёрен в следе частицы с остаточным пробегом  $R$  для искусственных  $\pi^+$ -мезонов и протонов <sup>27</sup>.

б) Зависимость плотности зёрен  $\frac{dN}{dR}$  от пробега  $R$  для  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов космических лучей (Броун и Фауллер). Среднее значение  $\frac{m_\pi}{m_\mu} = 1,35 \pm \pm 0,05$  определено по пяти  $\pi$ - и пяти  $\mu$ -мезонным следам.

данной массой. Следовательно, наблюдаемая зависимость между  $N$  и  $R$  определяет массу частицы.

При применении этого метода обычно представляют  $\ln N$  как функцию  $\ln R$  для двух типов частиц, массы которых сравниваются. На таком графике точки, лежащие на линии, проведённой под углом в  $45^\circ$  к осям, отвечают частицам с постоянной скоростью. Так, пробег  $r$  протона может быть записан:  $r = \Phi(v)$ . Следовательно,  $\frac{R}{\mathfrak{M}} = \Phi(v)$ ; но  $N = \mathfrak{M}F\left(\frac{R}{\mathfrak{M}}\right)$ , так что  $N = \mathfrak{M}\Psi(v)$

и  $\frac{R}{N} = \xi(v)$ , где  $\Phi(v)$ ,  $\Psi(v)$  и  $\xi(v)$  — связанные функции. Для прямой  $\ln N = \ln R$

$$\xi(v) = \frac{R}{N} = \text{const.}$$

Пересечение такой прямой с двумя кривыми, представляющими результаты измерений для двух типов частиц, определяет отношение их масс. Если значения пробегов в точках пересечения суть  $R$  и  $r$ , то  $\mathfrak{M} = \frac{M}{m} = \frac{R}{r}$  (рис. 4,а).

В более ранних работах, в которых использовался этот метод, приходилось ограничиваться наблюдением следов  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов, связанных между собой. Два связанных следа такой пары образуются обязательно одновременно. Неизвестно, однако, их отношение во времени к другим частицам, образующим следы в эмульсии, например к одиночным протонам, следовательно, невозможно оценить эффект исчезновения скрытого изображения (регрессия). В опытах с космическим излучением на высоте гор экспозиция обычно длится несколько недель. В результате регрессии в фотопластинках, которые использовались в то время (1947 г.), плотность зёрен следов частиц с одинаковой удельной ионизацией различна, в зависимости от момента прохождения частицы через пластинку. Из наблюдения следов  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов одной и той же пары можно сделать заключение об отношении их масс  $\frac{m_\pi}{m_\mu}$ , однако нельзя получить абсолютных значений масс мезонов сравнением с протонными следами.

Вторая трудность была связана с тем обстоятельством, что в сравнительно тонкой эмульсии, используемой в то время, можно было найти очень мало длинных следов, обеспечивающих благоприятные условия для измерений. В настоящее время известно, что полученное ранее значение для  $\frac{m_\pi}{m_\mu} = 1,65 \pm 0,15$  является завышенным. Теперь этим методом пользуются в опытах, поставленных в более выгодных экспериментальных условиях, а именно, с более толстой эмульсией и с меньшими экспозициями. Характерный пример результатов, полученных в опытах с искусственными  $\pi$ -мезонами<sup>27</sup>, приведён на рис. 4,а. На рис. 4,б изображены результаты обработки наблюдений  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов космических лучей (Броун и Фауллер). Условия, осуществлённые в этих опытах, были особенно благоприятными, так как длительность экспозиции была незначительной. Результаты, включённые в таблицу I, находятся в хорошем согласии с полученными в других опытах и показывают, что настоящий метод, использованный в благоприятных условиях, может дать в руках опытного наблюдателя надёжные данные.

Таблица I

Результаты измерений масс  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов

Авторы	Метод	Тип частиц	Масса В		$\frac{m_{\pi}}{m_{\mu}}$
			$m_{\pi}$	$m_{\mu}$	
Латтес и др. <sup>9</sup>	(А) ф. п.	$\pi^+, \mu^+$	—	—	$1,65 \pm 0,15$
Гольдшмит и др. <sup>28</sup>	(В) ф. п.	$\pi^+; \pi^-;$ $\mu^+; \mu^-$	$272 \pm 12$	$202 \pm 8$	Мезоны космических лучей
Латтимор	(Б) ф. п.	$\pi^-$	$290 \pm 80$	—	
Броун и др.	(А) ф. п.	$\pi^+; \pi^-$	$290 \pm 20$	—	
Барбур <sup>29</sup>	(В) ф. п.	$\pi^+; \pi^-; \mu$	$270 \pm 23$	$220 \pm 26$	
Францинетти <sup>30</sup>	(В) ф. п.	$\pi^+; \mu^+$	$281 \pm 7$	$217 \pm 4$	
Камерини и др. <sup>31</sup>	(Г) ф. п.	$\pi^+; \pi^-$	$283 \pm 7$	—	
Фреттер и др.	(В) к. в.	$\mu^+; \mu^-$	—	$215 \pm 2$	Искусственные мезоны
Гарднер и др.	(В) ф. п.	$\pi^-$	$313 \pm 16$	—	
Баукер <sup>27</sup>	(А) ф. п.	$\pi^-$	$264 \pm 24$	—	
Баркас и др. <sup>33</sup>	(А) ф. п.	$\pi^-; \mu^-$	305	202	
То же	(В) ф. п.	$\pi^-$	$280 \pm 6$	—	
» »	(В) ф. п.	$\pi^+; \mu^+$	$278 \pm 8$	—	
» »	(Д) ф. п.	$\pi^+$	$276 \pm 6$	—	

\*) к. в. и ф. п. означают соответственно опыты с камерой Вильсона и фотографическими пластинками.

## 3 (3). Метод Б. Рассеяние и остаточный пробег

Заряжённая частица при прохождении через вещество испытывает часто малые отклонения в результате кулоновского рассеяния. Такое рассеяние впервые было рассмотрено Вильямсом<sup>33</sup>. В настоящее время эта проблема приобрела большое значение, так как она имеет непосредственное отношение к определению энергии частиц методом фотопластинок. Наблюдение среднего угла отклонения на единицу длины следа  $\bar{\alpha}$  даёт значение величины  $p\beta$  для частицы, где  $p$  — импульс частицы,  $\beta = \frac{u}{c}$  — скорость частицы, а  $c$  — скорость света.

Простейший способ применения этого метода заключается в определении  $\bar{\alpha}$ , а следовательно, и  $p\beta$ , по наблюдению ограниченной области следа в начальном его участке для частицы,

которая затем останавливается в эмульсии. Соотношение пробег — энергия, выраженное уравнением (4), может быть использовано для вычисления соотношения между пробегом и скоростью, а следовательно, и между пробегом и величиной  $p\beta$  для частицы с заданной массой. Масса частицы может быть тогда вычислена из экспериментальных данных. В настоящее время оказывается возможным использовать этот метод в случае  $\pi$ -мезонов сравнительно высоких энергий, останавливающихся в эмульсии (Камерини и другие, не опубликовано). Однако в более ранних работах, так же как и в методе А, пригодные для измерения следы имели небольшую длину — меньше 1 м.м. Поэтому оказывалось необходимым измерять рассеяние на всём протяжении следа и принимать во внимание изменение скорости частицы. Таким методом Гольдшмит и другие<sup>28</sup> получили значения масс  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонов, находящиеся в хорошем согласии с более поздними и более точными измерениями (см. табл. I).

Хотя этот метод и менее точен, чем другие, он обеспечивает значительные экспериментальные возможности в условиях, когда более тонкие методы не могут быть использованы (см., например,<sup>34</sup>).

### 3 (4). Метод В. Импульс и остаточный пробег

а) Опыты Баркаса и других. Наиболее точный метод, разработанный для определения массы мезонов, состоит в измерении импульса частицы по её отклонению в магнитном поле и остаточного пробега в заданном веществе. Для частиц с элементарным зарядом, движущихся в эмульсии, уравнение (3) может быть преобразовано и записано в виде

$$E = k_2 m^{1-n} R^n,$$

где  $m$  — масса частицы.

Далее, если  $\rho$  — радиус кривизны траектории частицы в магнитном поле напряжённости  $H$ , то можно написать

$$E = e^3 (H\rho)^2 / 2m,$$

где величины измеряются в соответствующей системе единиц. Тогда

$$m = \left\{ \frac{e^3 (H\rho)^2}{2 k_2 R^n} \right\}^{\frac{1}{2-n}}. \quad (9)$$

Этот метод был применён в установке, изображённой на рис. 5, Баркасом и другими<sup>33</sup> для определения массы  $\pi$ -мезонов, образующихся на берклийском синхро-циклотроне. Бомбардировка мишени быстрыми протонами или  $\alpha$ -частицами приводит к образованию  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, испускаемых по всем направлениям.

Фотопластинками регистрируются только те частицы, которые испускаются из тонкой мишени в направлении, составляющем

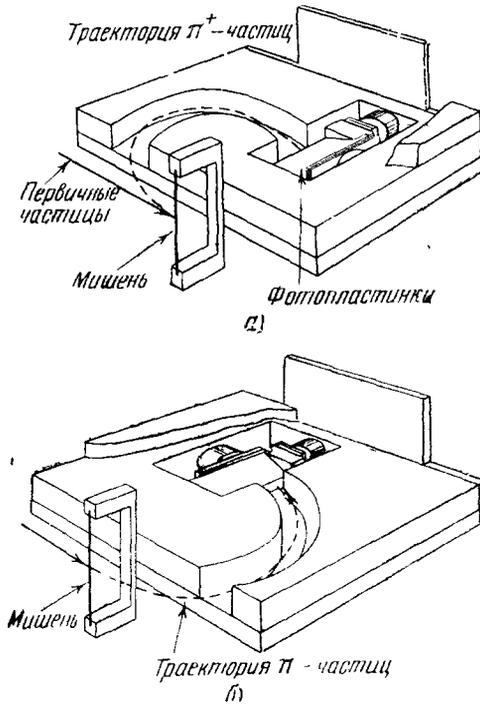


Рис. 5. а) Установка для определения массы  $\pi^+$ -мезонов, образованных на 384-дюймовом синхротроне в Беркли. Установка расположена внутри вакуумной камеры циклотрона; быстрые протоны или  $\alpha$ -частицы бомбардируют мишень и образуют  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезоны, которые испускаются во всех направлениях. Канал в металлическом экране препятствует попаданию частиц на фотопластинку, если они испускаются в направлении, составляющем с направлением движения бомбардирующей частицы угол, превышающий  $14^\circ$ . Использование тонкой мишени устраняет неопределённость в определении точки образования частицы и радиуса кривизны траектории в магнитном поле. б) Установка для определения массы  $\pi$ -мезонов.

с направлением движения бомбардирующих частиц угол, меньший  $14^\circ$ . Зная точку входа и направление начального участка следа данной частицы, можно определить её траекторию, а следовательно, и соответствующее значение  $H\rho$ . Это значение  $H\rho$  и значение

наблюденного пробега, подставленные в формулу (9), позволяю вычислить массу частицы. Необходимо, кроме того, ввести поправки на неоднородность магнитного поля синхротрона. На рис. 6 приведена гистограмма результатов, полученных Баркасом и др. Полученное среднее значение для массы  $\pi$ -мезона после введения соответствующих поправок равно  $280,5 \pm 6 m_e$ .

Аналогичное определение массы положительных  $\pi$ -мезонов, осуществлённое Баркасом на установке, изображённой на рис. 5, а, привело к значению массы, равному  $278 \pm 8 m_e$ . В этом случае

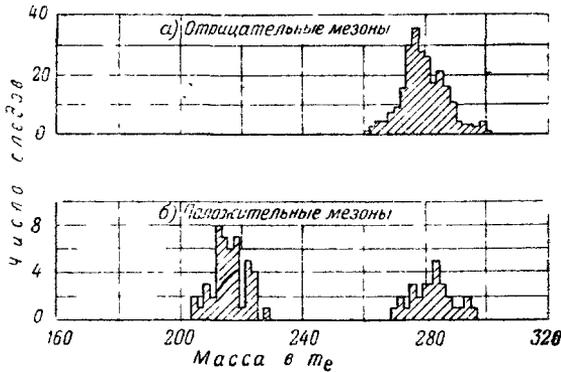


Рис. 6. Распределение значений масс: а)  $\pi^-$  и б)  $\pi^+$  и  $\mu^+$ -мезонов, определённых Баркасом и другими методом В.

оказалось возможным наблюдение  $\mu^+$ -мезонов, образованных при распаде  $\pi^+$ -мезонов, остановившихся в мишени. Полученное при этом значение массы  $\mu^+$ -мезона равно  $212 \pm 6 m_e$  (см. рис. 6).

б) Опыты Францинетти, Барбура и Гольдшмиг-Клермонта. Аналогичные описанному выше опыты для определения массы космических  $\pi$ -мезонов были выполнены Францинетти (1949), Барбуром (1949) и Гольдшмиг-Клермонтом (1950). Используемая Францинетти установка, изображена на рис. 7. Метод заключается в наблюдении следов индивидуальных частиц в двух фотопластинках, расположенных эмульсиями друг к другу в магнитном поле напряжённостью 30 000 гаусс. Толщина эмульсии каждой пластинки была 3 мм. Рассматривались только частицы, идущие в зазоре под малым углом к поверхности эмульсии и останавливающиеся в одной из них. Можно было восстановить след частицы, прошедшей через обе пластинки и определить изменение в направлении движения, обусловленное магнитным полем, а следовательно, и соответствующее значение  $H\rho$ . Распределение значений масс  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов, полученное Францинетти, приведено на рис. 8, а средние значения — в таблице 1.

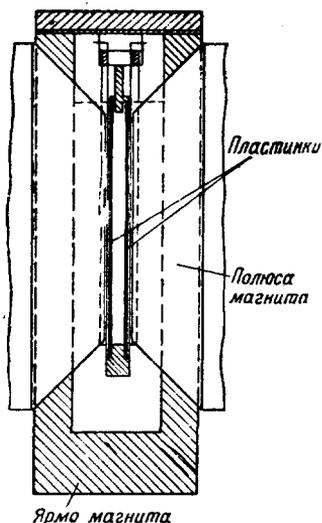


Рис. 7. Установка, использованная Францинетти для определения массы частиц космических лучей в опытах по магнитному отклонению. Метод В.

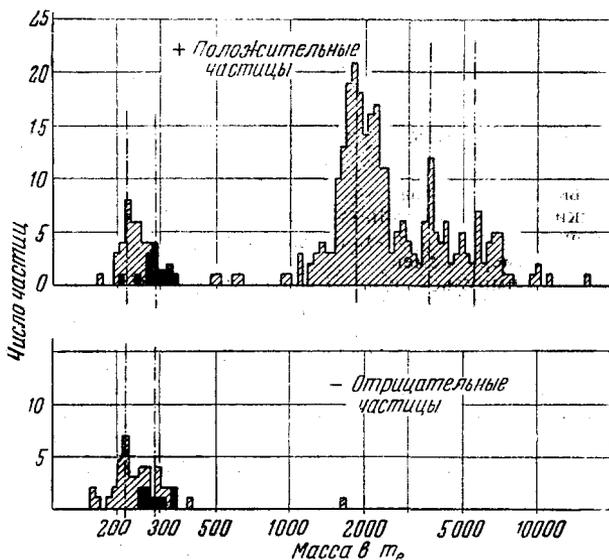


Рис. 8. Распределение значений масс положительных и отрицательных частиц в космических лучах на высоте 3400 м. Результаты показывают, что частицы с массой  $\sim 1000 m_e$  существуют в количестве, не большем, чем 5% от числа  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов. Чёрные квадраты относятся к  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонам, идентифицированным по вторичным эффектам, наблюдаемым на конце их пробега.

в) Опыты с камерой Вильсона. Опыты с фотопластинками аналогичны по существу опытам, выполняемым в течение многих лет с камерой Вильсона, помещённой в магнитное поле. В таких опытах кривизна следа измеряется непосредственно по снимку, а пробег частицы определяется числом свинцовых пласти-

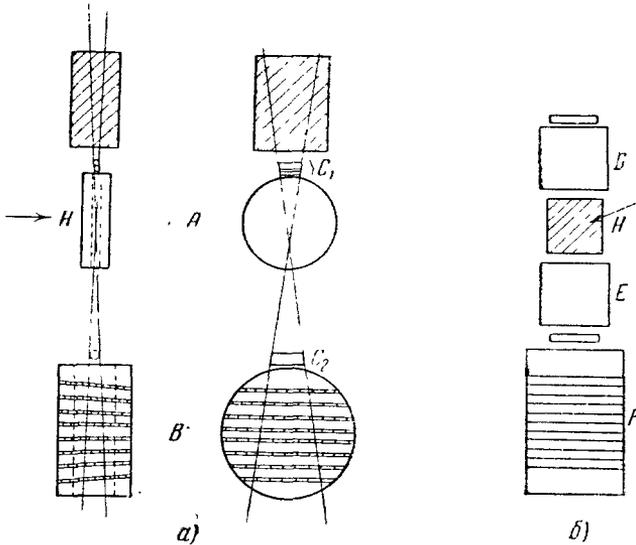


Рис. 9. Установка *a)* Фреттера и *б)* Броде для определения массы частиц космических лучей. В установке Фреттера две камеры Вильсона *A* и *B* одновременно срабатывают при разрядах в управляющих счётчиках  $C_1$  и  $C_2$ . Верхняя камера помещена в магнитное поле  $\sim 5000$  гаусс и служит для измерения импульса частиц, останавливающихся в свинцовых пластинках в нижней камере. В установке Броде импульс измеряется с помощью двух камер Вильсона *D* и *E*, разделённых областью *H*, в которой постоянным магнитом создаётся магнитное поле. Изменение в направлении движения частицы в магнитном поле, определённое по следу в обеих камерах, даёт значение её импульса. Частица останавливается в одной из свинцовых пластинок в третьей камере Вильсона.

нок, которые последовательно проходит частица. Современный вид такой установки, использованный Броде и Фреттером, приведён на рис. 9 (см. раздел 9).

Недостатком этого метода является малая точность в определении пробега частицы, обусловленная как конечной толщиной пластинок, в которых происходит остановка, так и тем, что некоторые вторичные эффекты, возникающие на конце пробега, не могут наблюдаться. Однако этот метод был с успехом применён для определения массы  $\mu$ -мезонов и, в частности, дал самые точные в настоящее время сведения о массе  $\mu$ -мезонов.

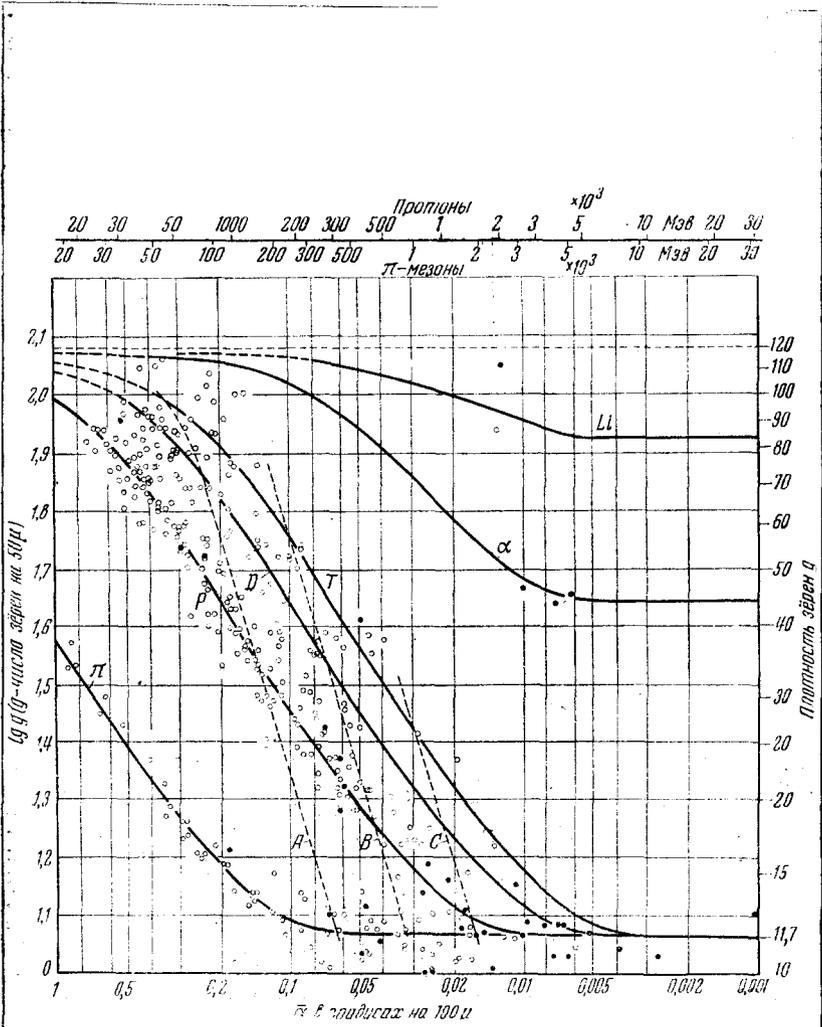


Рис. 10. Распределение значений  $\alpha$  (параметр рассеяния) и  $g$  (плотность зёрен) для частиц, образованных в звёздах<sup>30</sup>. Метод 1.

## 3 (5). Метод Г. Плотность зёрен и рассеяние

В случае заряженной частицы, движущейся со скоростью меньшей, чем  $0,8 c$ , одновременное измерение удельной ионизации и импульса позволяет определить её массу. Опыты, основанные на этом принципе, выполнялись с камерой Вильсона. Удельная ионизация, дающая величину скорости частицы с известным зарядом, определялась методом счёта капель, а импульс — по наблюдаемой кривизне следа частиц, обусловленной магнитным полем.

Точность таких измерений ограничена флуктуациями в числе капель. Можно показать, что в опытах с камерой (и особенно в опытах с управляемой камерой Вильсона) трудно установить точно одну и ту же степень пересыщения при каждом расширении, так что число капель для частиц с равной удельной ионизацией будет зависеть от неконтролируемых флуктуаций. Несмотря на эту трудность, метод этот имеет большое значение. Он позволяет отличить  $\mu$ -мезоны проникающей компоненты космического излучения от электронов и протонов.

Этот метод был применён рядом авторов в опытах с  $\tau$ -мезонами, описанных в разделе 9.

Аналогичный метод был применён недавно Камерини и другими<sup>35</sup> и Фауллером<sup>36</sup> с фотопластинками. Теория метода независимо рассмотрена Гольдшмит-Клермонтом<sup>37</sup>. Скорость частицы определяется методом счёта зёрен, а  $p\beta$  — из наблюдения рассеяния. Если отвлечься от трудности, связанной с эффектом регрессии, несущественным при использовании современной электронно-чувствительной эмульсии и малых времён экспозиции, то определение плотности зёрен в следе зависит только от однородности проявления и чувствительности эмульсии.

Этот метод поэтому лучше метода счёта капель в камере Вильсона. Измерение же величины  $p\beta$  по наблюдению рассеяния может быть сделано с не меньшей точностью, чем та, которая обычно достигается в определении импульса по наблюдению кривизны следов в камере Вильсона, помещённой в магнитное поле. Характерный результат, полученный таким методом, приведён на рис. 10, на котором нанесены для индивидуальных следов соответствующие значения среднего угла отклонения на единицу длины следа  $\alpha$  и число зёрен на единицу пути  $g$ . Все результаты относятся к частицам с большими пробегами, а потому можно пренебречь изменением  $\alpha$  и  $g$  вдоль всего следа. Кривые, обозначенные на рисунке буквами  $\pi$ ,  $P$ ,  $D$ ,  $T$ , относятся к вычисленной зависимости  $g$  от  $\alpha$  для  $\pi$ -мезонов, протонов, дейтронов и тритонов.

Ясно видно сгущение экспериментальных точек вокруг вычисленных кривых для  $\pi$ -мезонов и протонов. Абсцисса — расстояние от кривой  $P$  до какой-либо экспериментальной точки, нанесённой

на этот рисунок, пропорциональна отношению массы соответствующей частицы к массе протона. Характерное распределение по массам, полученное таким методом для частиц, испущенных в расщеплениях, созданных космическими протонами и  $\alpha$ -частицами больших энергий, представлено на рис. 11. Приведённые данные показывают, что в таких расщеплениях обычно создаются быстрые  $\pi$ -мезоны и позволяют вычислить массу этих частиц. Полученные таким образом результаты включены в таблицу 1.

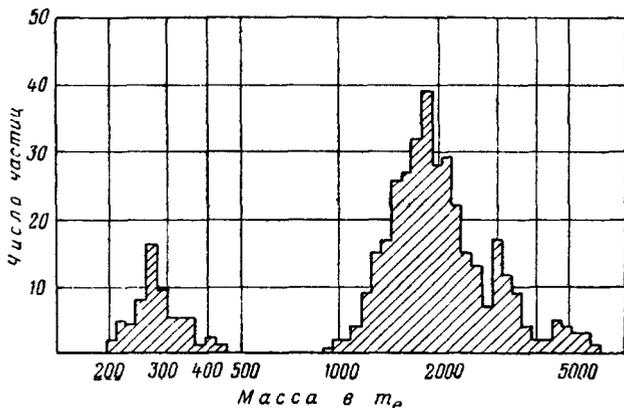


Рис. 11. Распределение значений (определённых по методу Г) масс частиц, испущенных в звёздах<sup>81</sup>.

Существенной особенностью этого метода определения масс заряженных частиц является возможность применения его к следам частиц с большими пробегами, не оканчивающимися в эмульсии. Таким образом, он применим в условиях, когда не применимы другие методы.

### 3 (6). Метод Д. Отношение пробегов и импульсов протонов и $\pi$ -мезонов

Одним из наиболее существенных источников ошибок в опытах Баркаса и других (см. метод В), давших наиболее точное из всех полученных в настоящее время значение массы  $\pi$ -мезонов, является незнание точного вида зависимости пробег — энергия для протонов. Чтобы обойти эту трудность, Бишоп и другие<sup>38</sup> применили метод, не зависящий от абсолютного значения магнитного поля и точного знания зависимости пробег — энергия.

Мы видели, что для частиц с одной и той же скоростью и массами, соответственно равными  $M$  и  $m$ , соблюдается соотношение  $\frac{M}{m} = \frac{R}{r}$ . Далее, так как скорости частиц одинаковы, то их

импульсы пропорциональны массам покоя и, следовательно,

$$\frac{M}{m} = \frac{R}{r} = \frac{(H\rho)_M}{(H\rho)_m}.$$

Этот результат не зависит от вида зависимости пробег—энергия. Метод заключается, таким образом, в определении отношения величин  $H\rho$  для протонов и  $\eta$ -мезонов, для которых наблюдается то же отношение пробегов. Это выполняется с помощью установки, изображённой схематично на рис. 12.

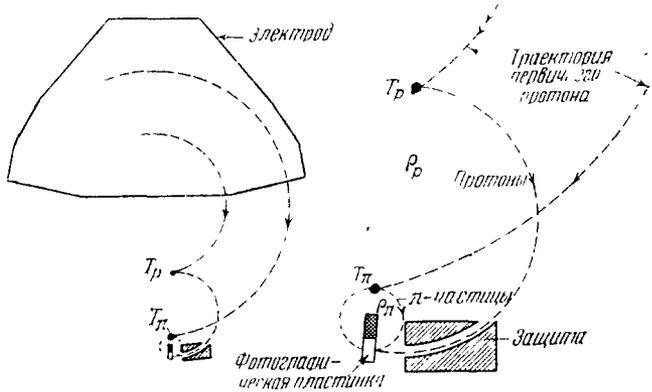


Рис. 12. Установка<sup>88</sup> для определения массы  $\pi^+$ -мезонов по методу Д. Две мишени  $T_p$  и  $T_\pi$  служат источником протонов и  $\pi$ -мезонов. Радиусы  $\rho_p$  и  $\rho_\pi$  относятся приблизительно как массы:

$$\frac{\rho_p}{\rho_\pi} = \frac{m_p}{m_\pi}.$$

Установка, помещённая в вакуумную камеру, синхротрона, имеет две мишени  $T_p$  и  $T_\pi$  (рис. 12), являющиеся источником протонов и  $\pi$ -мезонов и расположенные по отношению к фотопластинкам так, что отношение энергий обоих типов регистрируемых частиц приблизительно равно отношению их масс. При прохождении через пластинку наблюдается быстрое изменение скорости  $\pi$ -мезонов и значительно меньшее изменение для протонов. Опыт заключается в определении величины отношений  $\frac{R_p}{R_\pi}$  и  $\frac{(H\rho)_p}{(H\rho)_\pi}$  для малых последовательных участков пути в пластинке.

Характерный ряд данных приведён на рис. 13. Точка пересечения наилучшей прямой, проведённой через экспериментальные точки, с прямой  $\frac{R_p}{R_\pi} = \frac{(H\rho)_p}{(H\rho)_\pi}$  определяет отношение масс  $\frac{m_p}{m_\pi}$ . Значение  $m_\pi$ ,

полученное таким методом, равно  $(276 \pm 6)m_e$ , причём авторы указывают на возможность получения более точных результатов при улучшении деталей опыта.

Значения, приведённые в таблице I, показывают, что разница в массах космических и искусственно полученных  $\pi$ -мезонов находится в пределах ошибок опытов. Это является хорошим под-

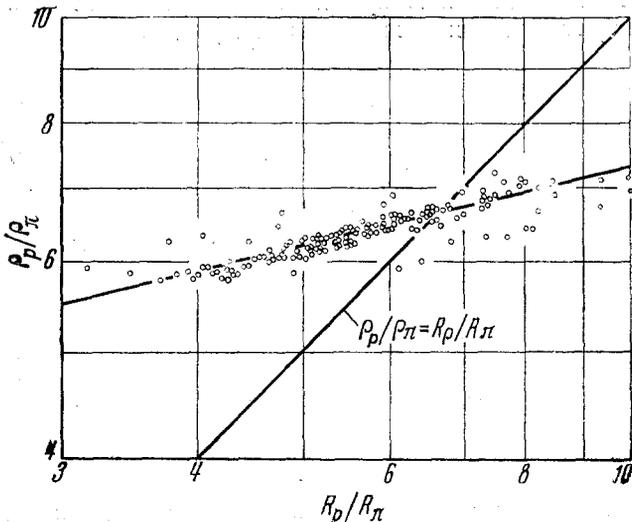


Рис. 13. Зависимость  $\frac{R_p}{R_{\pi}}$  для следов индивидуальных

мезонов от  $\frac{p_p}{p_{\pi}}$ . Пересечение наилучшей прямой, проведённой через экспериментальные точки, с прямой  $\frac{R_p}{R_{\pi}} = \frac{p_p}{p_{\pi}}$ , определяет  $\frac{m_p}{m_{\pi}}$  независимо от соотношения пробег — энергия. Метод Е.

тверждением тождественности обоих типов частиц. Следует заметить, что разница в массах  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов весьма мала.

### 3 (7). Природа нейтральных частиц, испущенных при $\mu$ -распаде

Применение законов сохранения энергии и импульса приводит к выводу, что нейтральные частицы, обеспечивающие баланс энергии и импульса во время распада  $\mu$ -мезонов, должны иметь малую или нулевую массу покоя. Можно, следовательно, предположить, что это либо фотоны, либо нейтрино. Недавние опыты

О'Келлага<sup>39</sup> являются доказательством того, что первую возможность можно считать исключённой, и естественно рассматривать поэтому нейтральную частицу как нейтрино, т. е. как некоторую форму нейтрального излучения с малой или нулевой массой покоя.

Изложим идею опытов О'Келлага. Предположим, что процесс распада сопровождается испусканием фотона в направлении, противоположном направлению движения  $\mu$ -мезона. Направление движения фотона и его энергия ( $\cong 30$  Мэв) известны.

Поэтому, если исследовать электронно-чувствительные пластинки, в которых регистрируется распад  $\mu$ -мезонов, то должны наблюдаться электронные пары, образованные фотонами «отдачи». Фотоны с энергией около 30 Мэв образуют в фотопластинках пары<sup>40</sup> с углом расхождения  $\cong 3^\circ$ ; биссектриса этого угла определяет направление движения первичного фотона. В благоприятных условиях по кулоновскому рассеянию можно определить энергию электронов, а следовательно, и фотона. По этим признакам легко установить, связаны ли наблюдаемые пары с распадом близлежащих  $\pi$ -мезонов, остановившихся в эмульсии, или обусловлены  $\gamma$ -излучением, не связанным с  $\pi$ -мезонами. О'Келлаг внимательно просмотрел эмульсию в окрестности  $\pi$ -мезонов, остановившихся в фотопластинках, подвергнутых действию космических лучей, и не нашёл пар на суммарной длине пути нейтральных частиц отдачи в 38 см. Для фотонов с энергией  $\cong 30$  Мэв величина радиационной единицы в эмульсии равна 6,5 см. Если бы процесс распада приводил к испусканию фотонов, то в условиях опыта наблюдались бы шесть электронных пар. Вероятность не наблюдать ни одной пары  $< 0,005$ . Отсюда можно заключить, что баланс импульсов обеспечивается нейтральным излучением другого типа, а именно, какой-то формой нейтрино.

Хорошо известно, что при  $\beta$ -распаде радиоактивных ядер наблюдается «исчезновение» энергии, обусловленное, по Ферми и Паули, испусканием нейтральной частицы с малой массой покоя — нейтрино. Опыты по  $\beta$ -распаду некоторых лёгких ядер показали, что если такие нейтральные частицы существуют, то их масса покоя меньше  $0,1 m_e$ . Уже давно было ясно, что важные данные о существовании нейтрино могли бы быть получены, если было бы показано, что закон сохранения импульсов, так же как закон сохранения энергии, требует предположения об испускании нейтральной частицы. В целом ряде опытов измерялись поэтому ядра отдачи при  $\beta$ -распаде; полученные результаты указывают на существование нейтрино.

В случае распада  $\pi$ -мезонов вторичные заряженные частицы —  $\mu$ -мезоны — имеют массу покоя, малую в сравнении с атомными ядрами, а нейтральные частицы «отдачи» — большую энергию. Можно поэтому точно определить импульс и энергию  $\mu$ -мезона. Так как в настоящее время исключена возможность, что нейтральная

частица, обеспечивающая баланс импульсов, является фотоном, то наблюдаемые значения масс  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов и характеристик  $\mu$ -распада дают важные дополнительные данные о других формах нейтрального излучения — о существовании нейтрино.

#### 4. СВОЙСТВА $\pi$ -МЕZOHOV

##### 4 (1). Заряд $\pi$ -мезонов

Микрофотографии случаев последовательного распада  $\pi$ -частиц, приводящие к схеме  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ , приведены в конце выпуска (микрофотография I).

Если при распаде происходит сохранение заряда, т. е. нет частиц с зарядом, меньшим заряда электрона, ускользнувших от наблюдения в пластинке, то величина заряда всех трёх частиц должна быть одинакова. Если последняя частица, образующаяся в результате распада, действительно электрон (основания для такого заключения обсуждаются в разделе 5 (3)), то заряд  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов равен элементарному заряду.

Браднер отметил, что близость значений масс  $\pi$ -мезонов, полученных различными методами, является указанием, что заряд  $\pi$ -мезонов, по видимому, равен заряду электрона. В частности, он показал, что наблюдаемый разброс в значениях масс, при измерениях методами А и Б (см. таблицу I), говорит о том, что величина заряда  $\pi$ -мезонов не отличается от заряда электрона более чем на 3% <sup>41</sup>.

##### 4. (2). Время жизни $\pi$ -мезонов

Наиболее точные измерения времени жизни  $\pi$ -мезонов были сделаны в Беркли методом, изображённым схематически на рис. 14. Положительные и отрицательные  $\pi$ -мезоны образуются при бомбардировке  $\alpha$ -частицами. Отрицательные  $\pi$ -мезоны, испущенные из мишени в определённом направлении в узком интервале значений импульсов, отклоняются в канале, прорезанном в толстом металлическом блоке, и регистрируются с помощью одной из двух фотографических пластинок (рис. 14). Если частицы не испытывают спонтанного распада, то относительное число их на единицу площади, зарегистрированное в обеих пластинках, будет определяться хорошо известным «эффектом» фокусировки, связанным со спиральной траекторией частиц в магнитном поле, и будет приблизительно пропорционально длине пути, т. е. для данной экспериментальной установки число зарегистрированных частиц в обеих пластинках будет относиться как 3:1. Однако в случае распада частиц налету, число частиц, достигающих пластинок, уменьшается и эффект этот будет тем заметнее, чем длиннее путь. Таким образом, должно наблюдаться отклонение от простейшего соотношения, наблюдаемого в случае стабильных частиц <sup>42</sup>. Описанный выше метод

применим только в том случае, если время жизни того же порядка, что и период  $T$  движения частиц в магнитном поле. Для частиц с массой  $275 m_e$ , движущихся под прямым углом к магнитному полю величиной 15 000 гаусс,  $T \cong 10^{-8}$  сек. — значение, близкое к времени жизни  $\pi$ -мезонов. Последние измерения этим методом показали, что время жизни  $\tau_\pi$  лежит в интервале  $(1,4-0,9) \cdot 10^{-8}$  сек. (см. <sup>43</sup>).

Время жизни  $\pi$ -мезонов, входящих в состав космических лучей, было определено Камерини и другими <sup>44</sup>, использовавшими метод,

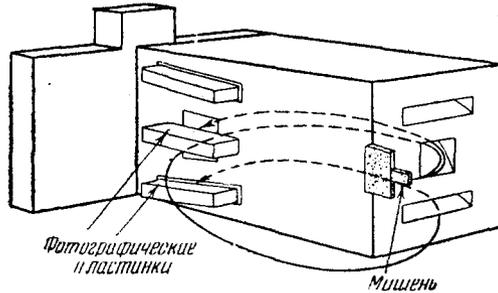


Рис. 14. Установка Ричардсона <sup>43</sup> для определения времени жизни  $\pi$ -мезонов, искусственно полученных в синхроциклотроне. При отсутствии распада число частиц на единицу площади каждой пластинки (без учёта автофазировки) обратно пропорционально длине пути до соответствующей пластинки. Не показана траектория бомбардирующего пучка  $\alpha$ -частиц.

основанный на следующих соображениях: на высоте гор ( $\approx 3400$  м) бомбардировка атомов быстрыми нуклеонами, движущимися в потоке космического излучения, приводит к образованию  $\pi$ -мезонов больших энергий. Некоторые из этих частиц испускаются в обратном направлении, так что в добавление к основному потоку идущих сверху вниз  $\pi$ -мезонов, образующих проникающую компоненту, имеется слабый поток мезонов, идущих вверх от поверхности земли. В точке своего образования в поверхностном слое земли мезоны состоят, по крайней мере в основном, из  $\pi$ -частиц. С увеличением времени движения, первоначальный поток  $\pi$ -мезонов спонтанно превращается в поток  $\mu$ -мезонов. Фотопластинки экспонировались поэтому на расстоянии 2 м от поверхности земли. Идентификация частиц обратного потока производилась по направлению их движения в точке входа в эмульсию следа частиц, остановившихся затем в пластинке. Далее, мезоны различных типов могли быть разделены по вторичным процессам, происходящим на

конце их пробега. Таким образом, можно было определить скорость превращения  $\pi$ -мезонов в  $\mu$ -мезоны, наблюдая соотношение между мезонами двух типов в пластинках, расположенных на различных высотах над землёй. Определённое таким способом значение времени жизни равно  $0,6 \cdot 10^{-8}$  сек., что согласуется с результатом, полученным более точными методами с применением искусственных частиц.

Малое время жизни  $\pi$ -мезонов объясняет их отсутствие в опытах с камерой Вильсона и счётчиками. В следующих параграфах будет показано, что большинство  $\pi$ -мезонов космического излучения, образованных при ядерных расщеплениях, имеют кинетическую энергию больше 100 *Мэв*. При движении в атмосфере величина ионизационных потерь столь мала, что только ничтожная часть  $\pi$ -мезонов остановится до того, как произойдёт превращение в  $\mu$ -мезон. Отсюда следует, что существует весьма малая вероятность наблюдать спонтанный распад  $\pi$ -мезонов в газе камеры Вильсона.

#### 4 (3). Расщепления, создаваемые $\pi$ -мезонами

Старые данные по ядерным расщеплениям, созданным мезонами, остановившимися в фотопластинках, интерпретировались ранее как результат захвата  $\mu$ -мезонов ядрами серебра или брома. В настоящее время установлено, что большинство, а возможно, и все расщепления в действительности обусловлены  $\pi$ -мезонами. Доказательство этого утверждения основано на следующих фактах: мезоны, наблюдаемые в фотопластинках, экспонированных на больших высотах, представляют собой  $\mu$ - и  $\pi$ -мезоны, находящиеся в соотношении, зависящем от общего количества вещества, находящегося в непосредственной близости от пластинок. Это связано с тем, что подавляющее число мезонов, наблюдаемых в атмосфере, является  $\mu$ -частицами, образованными при распаде  $\pi$ -мезонов (более подробно об этом см. ниже). Большинство  $\pi$ -частиц — первичных продуктов ядерных взрывов — создаётся с энергией меньшей, чем  $10^9$  эв, и вследствие малого времени жизни обычно проходит путь до распада налету меньший, чем 50 м. При экспонировании на высоте около 3000 м направленный вниз поток  $\mu^+$ - и  $\mu^-$ -мезонов, большая часть которого движется в направлении, составляющем угол, меньший  $40^\circ$  с вертикалью, может быть выделен по направлению следов в точке их входа в эмульсию, в которой останавливаются частицы. С другой стороны большинство  $\pi$ -мезонов образуется вблизи пластинок. Направление их движения зависит от расположения ближайших плотных материалов и обычно имеет угловое распределение, близкое к изотропному. Далее, в пластинках, экспонированных в свободном пространстве в атмосфере, число  $\pi$ -мезонов составляет не более 10% от числа  $\mu$ -мезонов, однако число их может быть увеличено присут-

ствием (во время экспозиции) свинцовых блоков вокруг пластинок.

В серии опытов, проведённых в большом интервале высот с различным количеством вещества с большим атомным номером, было найдено, что число  $\pi^+$ -мезонов, регистрируемых в 1 см<sup>2</sup> эмульсии, приблизительно равно числу мезонов, образующих ядерные расщепления [ $\sigma$ -мезоны], и что не наблюдается значительного изменения в соотношении обоих типов мезонов в достаточно широкой области экспериментальных условий. Эти опыты могут быть легко объяснены, если предположить, что  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны образуются в приблизительно одинаковом количестве при соударении космических частиц с ядрами вещества с большим атомным номером и только  $\pi^-$ -мезоны создают при захвате их ядрами расщепления с испусканием протонов и других заряженных частиц.

С другой стороны, если заметная доля  $\mu$ -мезонов также образует расщепления, то должно соответственно увеличиться число  $\sigma$ -мезонов, а отношение  $\frac{N_\sigma}{N_\pi}$  должно меняться с изменением условий опыта, в частности при изменении вещества вокруг пластинок.

Отсутствие такого эффекта является хорошим подтверждением того, что  $\mu$ -мезонов, образующих расщепления с испусканием протонов, и  $\alpha$ -частиц существует очень мало, а может быть и нет совсем. Опыты в Беркли с искусственно полученными отрицательными  $\pi$ -мезонами хорошо подтверждают эту точку зрения. Хотя в этих опытах и регистрируются иногда  $\mu^-$ -мезоны, однако обычно остаётся неизвестным место их генерации, так как возможно, что только  $\pi$ -мезоны образуются непосредственно при столкновении пуклеон — нуклеон, а  $\mu$ -мезоны появляются только в результате распада более тяжёлых частиц. Поэтому идентификация  $\mu^-$ -мезонов затруднительна. С другой стороны, можно достоверно идентифицировать  $\pi^-$ -мезоны. Можно найти относительную частоту, с которой  $\pi$ -мезоны, остановленные в эмульсии, образуют расщепления с испусканием различного числа протонов,  $\alpha$ -частиц и т. д.

Такое распределение, полученное Адельманом и другими<sup>45</sup>, приводится на рис. 15, *b*. Соответствующее распределение для космических мезонов дано на рис. 15, *a*. Оба распределения рис. 15 совпадают в пределах статистических ошибок опытов. Этот результат можно объяснить, предполагая, либо что только  $\pi^-$ -мезоны вызывают расщепления, либо что расщепления, вызванные  $\mu^-$ -мезонами, того же типа, что и образованные  $\pi^-$ -мезонами. Подтверждение первого предположения было получено в работе<sup>28</sup> по определению массы  $\sigma$ -мезонов методом рассеяния. Полученные средние значения масс  $m_\pi = 272 \pm 12$  и  $m_\pi = 290 \pm 80$  согласуются с предположениями, что  $\sigma$ -мезоны это отрицательные  $\pi$ -мезоны.

Недавние опыты Франчинетти, в которых масса мезонов, входящих в состав космических лучей, определялась методом магнитного отклонения, показали, что доля  $\mu^-$ -мезонов, останавливающихся в эмульсии и образующих ядерные расщепления с испусканием тяжёлых заряженных частиц с пробегом, большим 5 $\mu$  эмульсии, составляет менее 5%. Хотя такое доказательство не является окончательным, тем не менее очевидно, что только малая доля  $\mu^-$ -мезонов вызывает видимые в фотопластинках расщепления.

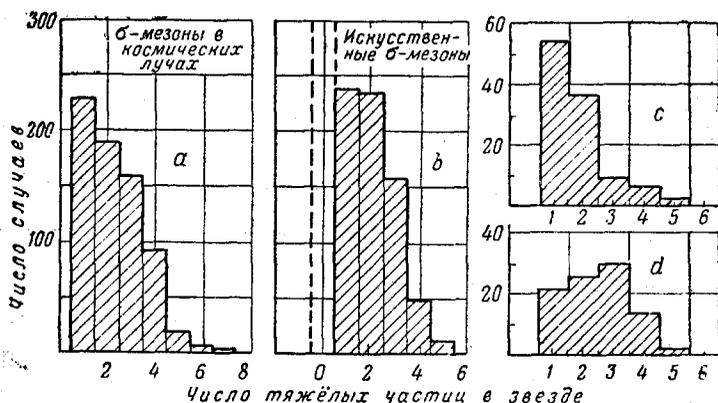


Рис. 15. Распределение по числу «лучей» для расщеплений, образованных  $\mu^-$ -мезонами в фотоэмульсии: а) для космических частиц, б) для искусственных частиц, с) и d) те же данные, отнесённые соответственно к тяжёлым и лёгким элементам в эмульсии.

Данные согласуются и с предположением, что  $\mu^-$ -мезоны вообще не дают расщепления. Поэтому во всяком случае подавляющая доля  $\sigma$ -мезонов может быть отождествлена с  $\pi^-$ -мезонами. Опыты в Беркли показывают также, что около 27%  $\pi^-$ -мезонов не дают регистрируемых расщеплений. В этих особых случаях можно предположить, что происходит ядерный захват, предшествующий расщеплению, но вылетают быстрые нейтроны, ускользающие от наблюдения, и что если они и сопровождаются заряженными частицами, то последние имеют очень короткий пробег. Далее, из опытов Пановского и других<sup>46</sup> известно, что при взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов с водородом, наиболее распространённым элементом в эмульсии, не образуется видимых звёзд [см. также раздел 8 (6)].

Опыты с искусственно полученными  $\pi^-$ -частицами показали, что при остановке в фотопластинках  $\pi^-$ -мезонов последние никогда не распадаются (или распадаются очень редко) с испусканием  $\mu^-$ -мезонов, хотя это и является процессом, в котором генерируется большинство  $\mu^-$ -мезонов в атмосфере. Мы можем поэтому

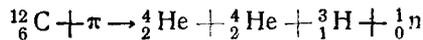
сказать, что, в отличие от  $\mu^-$ -мезонов,  $\pi^-$ -мезоны обычно взаимодействуют с ядрами и создают расщепления до того, как они успевают распасться, и это несмотря на то, что их время жизни составляет около одной сотой времени жизни  $\mu$ -мезонов.

Естественно предположить, что процесс атомного захвата  $\pi^-$ -мезонов аналогичен этому процессу для  $\mu^-$ -мезонов. Полученный выше результат означает, следовательно, что  $\pi^-$ -мезоны значительно сильнее взаимодействуют с нуклеонами, чем  $\mu^-$ -мезоны, и что, попав в состояние с наименьшей энергией,  $\pi^-$ -мезоны взаимодействуют с лёгким ядром, например с ядром углерода, за время, малое по сравнению с  $10^{-8}$  сек.

#### 4 (4). Захват $\pi^-$ -мезонов ядрами некоторых элементов

Процесс ядерного захвата  $\pi^-$ -мезонов изучался Хайдманом и Лепринс-Ринге<sup>48</sup> и Перкинсом<sup>22</sup>. Эти авторы предположили, что имеет место взаимодействие между  $\pi^-$ -мезоном и парой нуклеонов. При изучении исчезновения искусственных  $\pi^-$ -мезонов, остановившихся в «многослойной системе», состоящей из последовательных слоёв чистого желатина и нормальной фотографической эмульсии, Менон и другие<sup>49</sup> показали, что возможно указать характерные отличия расщеплений, образованных в лёгких веществах (углероде, азоте и кислороде), от расщеплений, образованных в тяжёлых веществах (серебре и бrome). Типичные ядерные расщепления лёгких и тяжёлых ядер, выделенные этим методом, приведены на микрофотографиях II и III.

При изучении расщеплений лёгких ядер  $\pi^-$ -мезонами бывает трудно установить, с каким именно ядром произошло взаимодействие. Расщепление сопровождается обычно испусканием нейтронов, для которых нельзя определить ни их энергию, ни направление движения. В сравнительно редких случаях, когда в добавление к заряженным частицам испускается только один нейтрон, оказывается возможным найти импульс нейтральной частицы, применяя закон сохранения импульсов, и таким образом изучить полное распределение энергии между испущенными нуклеонами. Характерным примером реакции такого типа является:



(Менон и другие<sup>49</sup>).

Такие исследования имеют большое значение для расширения наших знаний о процессах ядерного захвата  $\pi^-$ -мезонов. Некоторые авторы считают, что в первоначальном процессе захвата  $\pi^-$ -мезонов энергия, освобождённая при исчезновении массы покоя, обычно передаётся значительному числу нуклеонов, например

группе  $\alpha$ -частиц. Это может привести к испусканию одного или нескольких быстрых нуклеонов и образованию возбуждённого ядра, которое затем «испаряется». Дегальное обсуждение этого вопроса см. 45, 49, 50

#### 4 (5). Спин $\pi^-$ -мезонов

Венцель<sup>51</sup> высказал предположение, что  $\pi^-$ -мезоны, образованные при взаимодействии потока быстрых нуклеонов с веществом, должны быть поляризованы, т. е. должна иметь место некоторая направленность спина частицы относительно направления движения

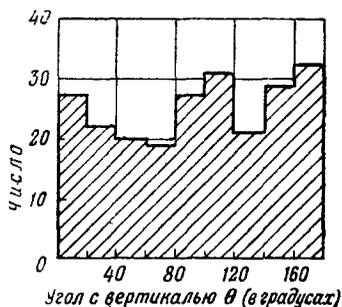


Рис. 16. Распределение направлений испускания  $\mu^+$ -мезонов относительно вертикали, образованных остановившимися в эмульсии  $\pi^+$ -мезонами космического излучения.

относительно направления движения первичного нуклеона. Далее возможно, что при остановке частиц в плотном веществе кулоновские силы, играющие роль при атомных столкновениях, обуславливающих потерю частицей кинетической энергии, не будут значительно нарушать первоначальную поляризацию. Такая поляризация, если она существует, проявится в появлении выделенного направления испускания  $\mu$ -мезонов, образованных при спонтанном распаде остановившихся  $\pi$ -мезонов, относительно направления движения первичных нуклеонов. На высоте гор (3400 м) поток космических лучей содержит много протонов и нейтронов, большая часть которых идёт сверху вниз в направлении, образующем угол с вертикалью, меньшей  $40^\circ$ . При прохождении через фотопластинки эти частицы вызывают ядерные расщепления, некоторые из которых сопровождаются испусканием  $\pi^+$ -мезонов, останавливающихся затем в эмульсии. Можно исследовать направление движения  $\mu^+$ -мезонов, испущенных  $\pi^+$ -мезонами. Типичный результат приведён на рис. 16. Легко заметить, что частицы испускаются по всем направлениям и что отклонения от изотропного распределения малы.

В опытах, описанных выше, мы наблюдали распад  $\pi$ -мезонов, испущенных в ядерных расщеплениях в широком интервале значений кинетической энергии. Во многих случаях частица может являться одним из многих мезонов, созданных в едином ядерном акте (проникающий ливень — см. раздел 7 (2)). В этом случае отсутствие видимой анизотропии не является показательным и из этих опытов нельзя сделать заключение о спине  $\pi$ -мезона. Аналогичные выводы сделаны из недавних опытов<sup>52</sup> с искусственными  $\pi^+$ -мезонами.

Убедительные данные, подтверждающие обычную точку зрения, что  $\pi$ -мезоны обладают нулевым или единичным спином, получены в опытах Пановского и других<sup>46</sup> по захвату  $\pi$ -мезонов протонами и по характеру распада образуемых при этом нейтральных мезонов (см. раздел 8 (2)).

#### 4 (6). $\beta$ -распад $\pi$ -мезонов

Свойства  $\pi$ -мезонов, описанные в предыдущих разделах, аналогичны тем, которые приписывались частицам Юкавы. Исключение составляет характер распада, именно  $\mu$ -распад вместо  $\beta$ -распада. В Беркли были поставлены опыты для решения вопроса, всегда ли спонтанный распад  $\pi$ -мезонов приводит к испусканию  $\mu$ -мезонов или же в некоторых случаях происходит и  $\beta$ -распад. Доля остановившихся в эмульсии и испустивших  $\mu$ -мезон  $\pi^+$ -мезонов, идентифицированных по значениям их масс, определялись с помощью установки, изображенной на рис. 5, б.

Экспериментальные данные показывают, что по крайней мере 95%  $\pi^+$ -мезонов испытывают  $\mu$ -распад и не более 5% — прямой  $\beta$ -распад. Если мы поэтому предположим, что существуют два типа распада  $\pi$ -мезонов, то можно оценить верхний предел постоянной распада, приводящего к испусканию электронов, и соответствующий верхний предел величины времени жизни. Таким образом, можно получить следующий результат:

$$\tau_{\pi}(\beta) > 20 \cdot 10^{-8} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ сек.}$$

Это значение очень близко к тому, что было принято Юкавой для времени жизни его тяжёлых квантов относительно  $\beta$ -распада.

### 5. СВОЙСТВА $\mu$ -МЕZOHOV

#### 5 (1). Масса $\mu$ -мезонов

Наиболее точные значения массы  $\mu$ -мезонов были получены по измерениям кривизны следов частиц в камере Вильсона, помещённой в магнитное поле, и соответствующего значения остаточного пробега в свинцовых пластинках — метод В<sup>53-55</sup>. Схемы установок, использующих этот метод, представлены на рис. 9 и результаты сведены в таблице I. Масса частиц была определена также методом счёта зёрен и наблюдения рассеяния для следов, получающихся в фотопластинках<sup>28</sup>, однако эти результаты менее надёжны, чем данные, полученные в лучших опытах с камерой Вильсона. В настоящее время имеются также измерения, использующие отклонение в магнитном поле частиц, регистрируемых в фотопластинках (см. метод В, раздел 3 (4)). Исследование этим методом  $\mu^+$ -мезонов, образованных при распаде искусственно созданных  $\pi^+$ -мезонов, является весьма перспективным (см. таблицу I и рис. 6).

5 (2). Распад  $\mu$ -мезонов\*)

Прежде всего надо упомянуть работу Вильямса и Робертса<sup>11</sup>, которая показала, что  $\mu$ -мезоны иногда распадаются с испусканием заряженной частицы с энергией  $\cong 50$  Мэв и малым значением массы покоя, что подтверждало ту точку зрения, что мезоны переходят в электроны и нейтральные частицы с малой или нулевой массой покоя (нейтрино или фотоны). В настоящее время имеются факты, обсуждаемые в следующем параграфе, доказывающие, что заряженные частицы — электроны. Хотя то, что они действительно являются электронами, установлено не окончательно, желательно рассмотреть, к чему приводит такое утверждение.

В течение нескольких лет после работы<sup>11</sup> не было поставлено успешных экспериментов по распаду мезонов с камерой Вильсона. В 1947 г. Андерсон<sup>15</sup> получил два снимка электронов распада с энергией  $\cong 25$  Мэв. Позднее другие экспериментаторы<sup>56-60</sup>, применяя различные методы, получили данные, показывающие, что энергия электронов распада не является постоянной. Штейнбергер<sup>59</sup> определил энергетический спектр электронов путём измерения пробегов в плотном веществе. Андерсон и другие<sup>60</sup> определили импульсы электронов по кривизне следов в камере Вильсона, помещённой в магнитное поле на уровне моря. Наконец, с развитием метода электронно-чувствительных пластинок стало также возможным регистрировать следы электронов распада и, в благоприятных случаях, определять их энергию методом рассеяния. Таким способом Броун и другие<sup>84</sup> показали, что энергия 10 наблюдаемых ими электронов распада распределена в интервале от 10 до 50 Мэв.

В настоящее время установлено, что энергия электронов, испущенных при распаде  $\mu$ -мезонов, не имеет постоянного значения, а распределена в некотором интервале; максимальное значение энергии электронов распада порядка 55 Мэв. Простое применение законов сохранения энергии и импульса к распаду  $\mu$ -мезонов на электрон и какое-то нейтральное излучение позволяет вычислить максимальную энергию, передаваемую электрону. Приведённое выше значение 55 Мэв соответствует максимальной энергии электрона, если предположить, что масса  $\mu$ -мезона равна  $215 m_e$ , а нейтральные частицы, т. е. частицы, обеспечивающие баланс импульсов, обладают нулевой массой покоя. Лучшие измерения формы энергетического спектра были проведены Андерсоном и другими<sup>60</sup>. Полученный ими результат приведён на рис. 17, а.

\*) Автор не упоминает о важной работе Г. Б. Жданова, посвящённой выяснению характера распада  $\mu$ -мезонов и обсуждаемой подробно в дополнении. (Прим. перев.)

Результаты показывают, что максимум распределения лежит около 35—40 Мэв и что имеется конечная вероятность испускания частиц с максимально возможной энергией. Эти результаты согласуются с данными Штейнбергера.

Повторные измерения энергетического спектра были проведены Дэвисом и другими<sup>61</sup>, использовавшими метод рассеяния для следов распадных частиц, наблюдаемых в фотопластинках. Полученные результаты приведены на рис. 17, б.

Отличительная черта этого метода заключается в том, что моноэнергетическая группа частиц даёт асимметричный пик в кри-

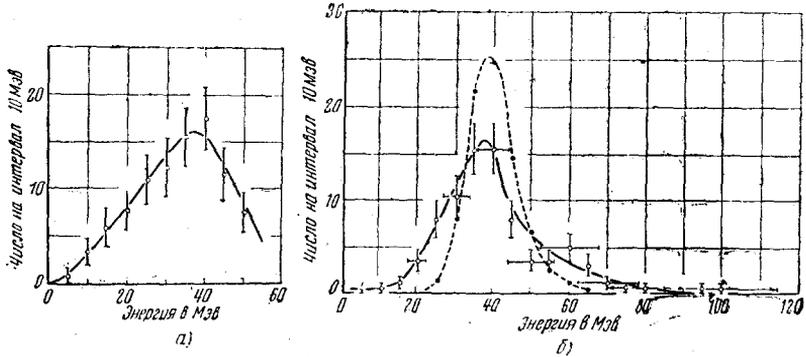


Рис. 17. а) Распределение по энергиям электронов, образованных при распаде  $\mu^-$ -мезонов. Измерения Андерсона и др. б) Распределение по энергиям электронов, образованных при распаде  $\mu$ -мезонов. Измерения Дэвиса и др. Пунктирная кривая соответствует распределению, ожидаемому для моноэнергетической группы электронов с энергией 40 Мэв.

вой распределения по энергиям, с «хвостом», простирающимся в область больших энергий. Присутствие малого числа частиц с энергией, большей максимально допускаемой (см. рис. 17, б), не является, таким образом, неожиданным. Авторы получили, что среднее значение массы мезонов равно  $204 \pm 19 m_e$ . Большинство этих частиц является, таким образом,  $\mu$ -мезонами, а не более тяжёлыми частицами с аналогичным характером распада. Однако О'Келлаг отметил, что часть случаев может быть обусловлена прямым  $\beta$ -распадом  $\pi^+$ -мезонов.

В четырёх случаях авторы смогли определить энергию электронов, испущенных  $\mu$ -мезонами, в свою очередь образованными в эмульсии при распаде  $\pi$ -мезонов. Полученные значения попадают в интервал энергий от 10 до 50 Мэв и являются дополнительным доказательством той точки зрения, что такие  $\mu$ -мезоны идентичны мезонам проникающей компоненты космического излу-

чения. Примеры последовательного  $\pi$ -,  $\mu$ -,  $e$ -распада приведены на микрофотографии I.

Росси<sup>63</sup> обратил внимание на то, что при изучении продуктов распада свободных  $\mu$ -мезонов надо ограничиваться положительными частицами, так как отрицательные частицы могут попадать на боровскую орбиту атома. Доказательство существования атомного захвата мезонов было получено в опытах Козинса и др.<sup>63</sup>. Эти авторы исследовали распределение по энергиям медленных электронов в интервале от 10 до 50 *кэв*, образованных при распаде мезонов, остановившихся в фотопластинках, облучённых космическими лучами. Авторы показали, что распределение по энергиям этих электронов может быть объяснено с помощью эффекта Оже, сопровождающего атомный захват  $\mu$ -мезонов ядрами серебра и брома, заключающегося в испускании атомного электрона при переходе мезона в состояние с меньшей энергией вблизи ядра (см. также<sup>64</sup>). Однако при захвате лёгкими ядрами отрицательные  $\mu$ -мезоны претерпевают распад. Несмотря на то, что и в лёгких элементах должен происходить атомный захват  $\mu$ -мезонов, электроны распада теряют только незначительную долю своей энергии (не более 1000 *эв*) на преодоление кулоновского притяжения ядра. Поэтому разумно предположить, что эффект искажения кривой распределения по энергиям для электронов распада мал; можно считать, что мы не делаем серьёзных ошибок, используя результаты, полученные методом фотопластинок, хотя в них и содержатся случаи, относящиеся к распаду отрицательных  $\mu$ -мезонов.

Так как энергия электронов распада не постоянна, надо предположить, что при распаде образуется по крайней мере две нейтральные частицы. Оба распределения, изображённые на рис. 17, обнаруживают максимум в распределении около 40 *Мэв* и дают среднее значение энергии электронов распада порядка 35 *Мэв*. Это значение равно приблизительно одной трети полной энергии, освобождаемой при исчезновении массы покоя  $\mu$ -мезона. Такой результат указывает, что при распаде образуются две нейтральные частицы с малой массой покоя, средняя энергия каждой из которых равняется одной трети всей энергии.

Форма энергетического спектра заряженных и нейтральных частиц, испускаемых при распаде, имеет большое значение для определения характера сил между ними. Ожидаемое распределение для различных типов сил было вычислено Тиомно, Уиллером и Рау<sup>65</sup>. Некоторые из этих типов, а именно векторный и псевдоскалярный варианты, находятся в удовлетворительном согласии с наблюдаемым распределением. Существенно в дальнейшем увеличить точность и статистический вес измерений с тем, чтобы стало возможным более точное сравнение теории с экспериментом (см. также Мишель<sup>66</sup>).

## 5 (3). Природа продуктов распада

Обычно предполагается, что испускаемые при распаде  $\mu$ -мезонов заряженные частицы являются электронами. Для подтверждения этого Хинкс и Понтекорво<sup>67</sup> исследовали характер прохождения частиц через вещество и величину потерь энергии частицами из-за тормозного излучения. Тормозное излучение тем менее вероятно, чем больше масса покоя частиц. Измерения величины потерь энергии частицей, в сравнении с потерями для электронов в том же интервале энергии, позволяют сделать заключение о величине массы покоя.

Опыты показали, что частицы — продукты распада — должны обладать массой покоя, меньшей  $2 m_e$ .

Дальнейшее подтверждение такой точки зрения было получено недавно Камерини и Фауллером (не опубликовано), наблюдавшими в фотопластинке столкновение частицы распада с электроном. Энергия первичной частицы, как и энергия вторичных частиц после столкновения, могла быть определена методом рассеяния. Анализ полученного случая показал, что масса частицы распада равна  $(3 \pm 2) m_e$  или  $(1,2 \pm 0,5) m_e$ , в зависимости от того, какую из вторичных частиц считать электроном отдачи.

Мы уже видели, что энергетический спектр заряженных частиц, испускаемых при распаде  $\mu$ -мезонов, указывает на образование, по крайней мере, двух нейтральных частиц. Имеется доказательство, что это нейтральное излучение не является фотонами. Так Хинкс и Понтекорво<sup>67</sup> исследовали совпадения в счётчиках, обусловленные электронами распада и электронами конверсии от фотона, возможно сопровождающего распад. Было найдено, что появление фотонов, если они вообще испускаются при распаде, происходит значительно реже, чем заряженных частиц.

Аналогичный результат получили Сард и др.<sup>68</sup>

На основании этого результата, а также того экспериментального факта, что максимальная энергия электронов распада равна  $55 Mэв$ , обычно предполагается, что нейтральное излучение состоит из частиц с малой или нулевой массой покоя, типа нейтрино. Поэтому распад  $\mu$ -мезонов описывают обычно уравнением  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ , где  $\nu$  означает нейтрино. Такая схема распада  $\mu$ -мезона и схема распада  $\pi$ -мезона, изображаемые обычно уравнением  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ , согласуются с предположением, что спин  $\mu$ -мезона равен  $1/2$ , а  $\pi$ -мезона равен 0 или 1<sup>69, 70</sup>. Остается ещё не установленным, принадлежат ли все три нейтральные частицы, участвующие в таких схемах распада, к одному и тому же типу и тождественны ли они нейтрино, испускаемым при ядерном  $\beta$ -распаде.

5 (4). Время жизни  $\mu$ -мезонов

На рис. 18 изображена последняя схема установки, использованной Валли и Росси<sup>71</sup> для определения времени жизни  $\mu$ -мезонов в космических лучах. Запаздывающие совпадения счётчиков, расположенных по схеме, аналогичной той, которая изображена на рис. 1, используются одновременно с камерой Вильсона, помещённой в магнитное поле. Знак заряда мезонов, остановившихся в последнем поглотителе, определяется по их отклонению в магнитном поле. Наилучшее значение для среднего времени жизни, полученное этим методом, равняется  $2,15 \cdot 10^{-6}$  сек.

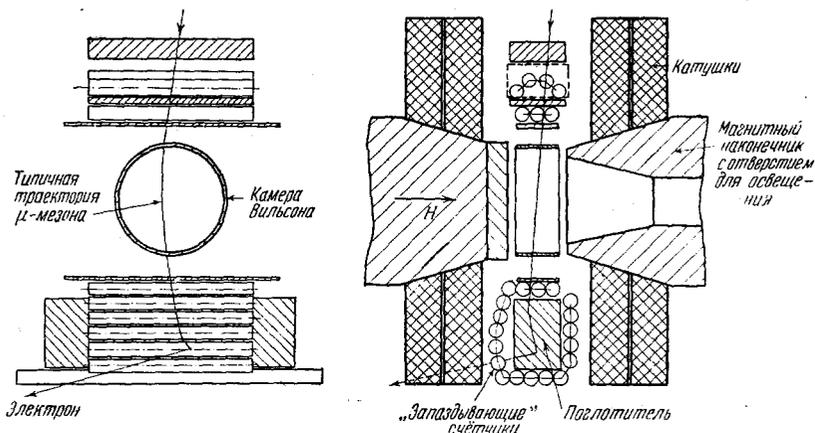


Рис. 18. Установка для определения времени жизни  $\mu$ -мезонов<sup>71</sup>. Знак заряда проходящих частиц определяется по значению их отклонения в камере Вильсона, находящейся в магнитном поле.

Недавно появилось предварительное сообщение<sup>72</sup> об определении времени жизни  $\mu^+$ -мезонов, образованных искусственным путём. При бомбардировке энергичными протонами или  $\gamma$ -квантами образуются  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны (см. раздел 6 (4)), которые могут останавливаться в расположенном рядом поглотителе.  $\pi^+$ -мезоны распадаются тогда с испусканием  $\mu^+$ -мезонов, дающих в свою очередь электроны. Промежуток времени от образования  $\pi^+$ -мезонов до остановки образованных  $\mu^+$ -мезонов составляет по порядку величины  $10^{-8}$  сек. — время, малое по сравнению с временем жизни  $\mu$ -мезонов. Поэтому можно воспользоваться образованием с помощью синхроциклотрона коротких протонных импульсов, выделяя затем электроны распада с помощью сцинтилляционных счётчиков. Импульс приводит к образованию большого числа  $\pi$ -мезонов; при этом можно найти распределение времён запазды-

вания в испускании электронов при распаде  $\mu$ -мезонов. Таким методом можно получить данные с большим статистическим весом и определить точное значение времени жизни  $\mu$ -мезонов.

Характерный пример наблюдаемого распределения времён запаздывания, полученного этим методом, приведён на рис. 19 (см. также работу Штейнбергера и др.<sup>73</sup>).

### 5 (5). Ядерное взаимодействие $\mu^-$ -мезонов

В предыдущих параграфах уже отмечалось большое значение изучения свойств  $\mu^-$ -мезонов, останавливающихся в элементах с различными атомными номерами, для развития наших знаний о мезонах. В веществе с малым атомным номером преобладает процесс спонтанного распада и время жизни, определённое методом запаздывающих совпадений, равно  $2,15 \cdot 10^{-6}$  сек., в то время как в тяжёлых элементах не наблюдается запаздывающих совпадений. Этот эффект был приписан ядерному захвату и теперь имеются веские данные, что такое объяснение правильно. Так, например, не наблюдались электроны распада от  $\mu^-$ -мезонов, остановившихся в бромистом серебре. Во время первых опытов, однако, не была исключена альтернативная возможность, что отсутствие запаздывающих совпадений связано с ускорением процесса распада мезона в сильном поле ядра<sup>74</sup>. В этом случае  $\mu^-$ -мезоны будут испускать электроны с временем запаздывания меньшим, чем  $\cong 2$  мксек. Такие электроны будут рассматриваться как совпадающие во времени с мезоном, т. е. испускаемые без заметного запаздывания при использовании счётчиков с обычной разрешающей способностью. Предположение об ускоренном распаде было исключено прямыми опытами Тихо и Шейна<sup>75</sup> и Валли и Росси<sup>71</sup> по исследованию поведения  $\mu$ -мезонов, останавливающихся в веществах с промежуточным атомным номером. Эти опыты основывались на следующих соображениях.

Если исчезновение  $\mu^-$ -мезонов в веществе с большим атомным номером обусловлено ядерным захватом, то должно наблюдаться изменение характера процесса с изменением  $Z$ ; так, для железа ( $Z = 26$ ) захват должен преобладать, а для графита — играть

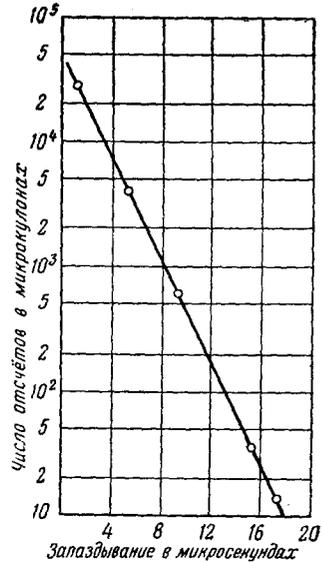


Рис. 19. Данные по запаздыванию моментов распада искусственно образованных  $\mu^+$ -мезонов<sup>73</sup>.

малую роль по сравнению со спонтанным распадом. Поэтому предполагалось, что в веществе с промежуточным значением атомного номера оба конкурирующих процесса должны играть примерно одинаковую роль. В результате этого должно наблюдаться, во-первых, уменьшение среднего времени жизни частиц в сравнении с наблюдаемым в лёгких элементах, и, во-вторых, уменьшение доли мезонов, образующих электроны, за счёт гибели части частиц при ядерном захвате. С другой стороны, если эффект связан с ускорением процесса распада, то время жизни будет меняться так же, как и при альтернативной гипотезе, а доля наблюдаемых мезонов, давших электроны распада, будет та же, что и в лёгких элементах.

Характерный результат, показывающий изменение числа электронов как функцию времени запаздывания для мезонов, остановившихся во фтористом натрии (а) и алюминии (б), приведён на рис. 20. Из рисунка видно, что время жизни в тяжёлых элементах равно приблизительно половине времени жизни положительных мезонов и что число электронов, испущенных в единицу времени при нулевом времени запаздывания, также уменьшается.

В таблице II дана сводка значений времён жизни  $\mu^-$ -мезонов, остановившихся в веществах с различным атомным номером.

Таблица II

Среднее время жизни (в мксек)  $\mu^-$ -частиц, остановившихся в твёрдых веществах с различным атомным номером

Вещество	Z	Время жизни $\tau^-$	$\frac{\tau^-}{\tau^+}$	f	Автор
O	8	$1,89 \pm 0,15$	$0,87 \pm 0,08$	$0,83 \pm 0,04$	Тихо
NaF	9,11	$1,23 \pm 0,12$	$0,57 \pm 0,06$	$0,60 \pm 0,065$	Тихо и Шейн
Mg	12	$0,96 \pm 0,06$	$0,45 \pm 0,04$	$0,52 \pm 0,04$	Тихо
Mg	12	$1,1 \pm 0,2$	—	—	Валли
Al	13	$0,75 \pm 0,07$	$0,95 \pm 0,04$	$0,40 \pm 0,04$	Тихо
Al	13	$0,70 \pm 0,06$	$0,35 \pm 0,035$	$0,47 \pm 0,05$	Валли
S	16	$0,54 \pm 0,12$	$0,25 \pm 0,03$	$0,27 \pm 0,03$	Тихо

В добавление к значениям времени жизни  $\tau^-$ , в таблице приводится отношение  $\frac{\tau^-}{\tau^+}$  этого значения к соответствующему значению  $\tau^+$  для положительных частиц, а также доля  $f$  отрицательных мезонов, распадающихся с испусканием электронов.  $1-f$  тогда обозначает долю отрицательных мезонов, взаимодействовавших с ядром.

Этот результат устанавливает тот факт, что  $\mu^-$ -мезоны, остающиеся в твёрдом веществе, погибают в основном в двух

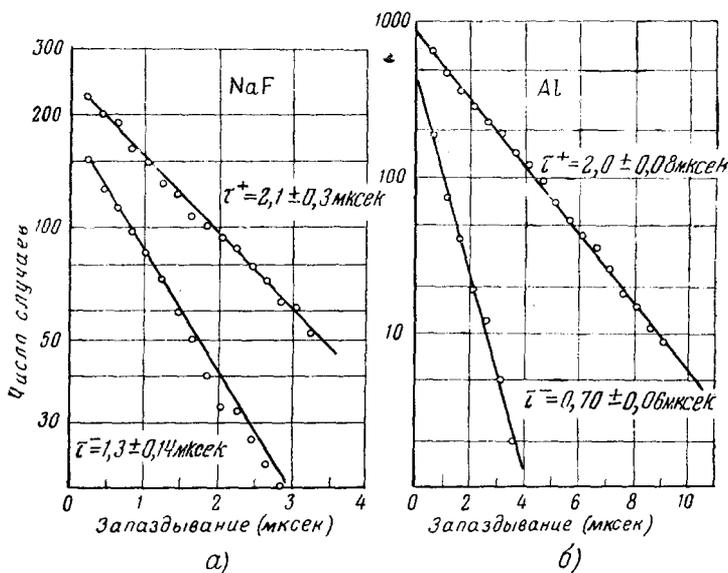


Рис. 20. Распад  $\mu^-$ -мезонов в NaF и в Al.

конкурирующих процессах и число мезонов, исчезнувших за время  $\delta t$ , может быть записано в виде

$$dN = -(k_a + k_0) N \delta t,$$

где  $N$  — число частиц,  $k_a$  и  $k_0$  — «постоянные распада», соответствующие ядерному поглощению и спонтанному распаду. Тогда

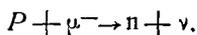
$$f = \frac{k_0}{k_a + k_0} = \frac{\tau_a}{\tau_f},$$

где  $\tau_a$  — кажущееся время распада, обусловленное обоими конкурирующими процессами,  $\tau_f$  — время жизни свободных частиц.

Уиллером<sup>76</sup> было показано из теоретических соображений, что  $k_a \sim Z^4$ , где  $Z$  — атомный номер поглощающего вещества. Хотя экспериментальные результаты и находятся в удовлетворительном согласии с таким предположением, однако статистическая точность измерений недостаточна для детальной проверки этого соотношения.

Остается, далее, рассмотреть природу превращений, происходящих при захвате  $\mu^-$ -мезонов тяжёлыми ядрами. В настоящее время имеются доказательства, что процесс захвата никогда не сопровождается (или сопровождается очень редко) испусканием заряженных частиц. В ряде работ регистрировались следы  $\mu^-$ -мезонов, останавливающихся в тонких пластинках тяжёлых элементов в камере Вильсона<sup>64—77</sup>. Ни в одном случае не наблюдались частицы, которые могли бы быть однозначно идентифицированы как протоны. Далее, данные, полученные в опытах с фотопластинками, показывают, что остановившихся  $\mu^-$ -мезонов, образующих звёзды, или нет совсем или очень мало<sup>44, 30</sup>. Отсюда можно заключить, что захват  $\mu^-$ -мезона приводит к испусканию нейтрального излучения.

Эксперименты Пиччиони<sup>78</sup> со счётчиками доказывают, что ядерное поглощение  $\mu^-$ -мезонов не сопровождается испусканием фотонов. С другой стороны, Сард и другие<sup>63</sup> показали, что этот процесс приводит к образованию нейтронов. Эти авторы нашли, что при ядерном поглощении каждого  $\mu^-$ -мезона образуется примерно один нейтрон. Простейшим объяснением этого результата является предположение о том, что в процессе ядерного захвата мезон взаимодействует с одним из протонов с образованием нейтрона и нейтрино согласно уравнению



Из общетеоретических соображений следует, что при таком процессе большая часть энергии передаётся более лёгкой из двух частиц, так что энергия нейтрона отдачи должна быть мала. Отсюда можно заключить, что и в тех случаях, когда нейтрон сталкивается с другими нуклеонами, энергия возбуждения ядра обычно недостаточна для «испарения» заряженных нуклеонов и образования обнаруживаемых ядерных расщеплений<sup>65, 64</sup>.

Более подробное обсуждение этого вопроса дано у Росси<sup>63</sup>.

## 6. ОБРАЗОВАНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ МЕЗОНОВ

Образование искусственных мезонов изучалось впервые Гарднером и Латтесон<sup>25</sup> при помощи пучка быстрых  $\alpha$ -частиц, рождённых в 384-дюймовом синхротрофоне в Беркли. За последние два года имеются существенные успехи в исследовании свойств искусственных мезонов, создаваемых теперь также быстрыми протонами и  $\gamma$ -лучами большой энергии. Эти эксперименты обеспе-

чили, с одной стороны, благоприятные условия для определения массы и времени жизни  $\pi$ -мезонов с помощью описанных выше методов; с другой стороны, указанные опыты дали сведения об образовании мезонов вблизи порога частицами относительно малых энергий. При таких энергиях только малая часть ядерных расщеплений сопровождается испусканием мезонов. Прежде чем перейти к обсуждению соответствующих результатов, полученных в космических лучах, удобно рассмотреть данные, полученные в этих экспериментах.

### 6(1). Кривая возбуждения для образования мезонов

Джонс и Уайт<sup>79</sup> использовали аппаратуру, схематически изображённую на рис. 5, *a*, для определения кривой возбуждения и энергетического спектра  $\pi^-$ -мезонов, образованных  $\alpha$ -частицами.

Относительная вероятность образования  $\pi$ -частиц, как функция энергии первичных  $\alpha$ -частиц, определялась посредством изме-

нения расстояния регистрирующей аппаратуры от центра вакуумной камеры циклотрона. Обычно энергия частиц, ускоренных в циклотроне, изменяется приблизительно пропорционально квадрату радиуса орбиты; поэтому, располагая подходящим образом мишень, можно получить частицы с заданной энергией. Для каждого значения энергии  $\alpha$ -частицы определялось число мезонов с кинетической энергией, лежащей в интервале от 2 до 10 *Мэв*, испущенных из мишени под углом  $45^\circ$  относительно направления движения первичных частиц. Регистрировалось число следов в фотопластинке на единицу площади за единицу времени. Полученные результаты представлены на рис. 21 (кривая *b*).

Результаты аналогичных опытов в случае образования мезонов быстрыми протонами<sup>79</sup> приведены также на рис. 21 (кривая *a*).

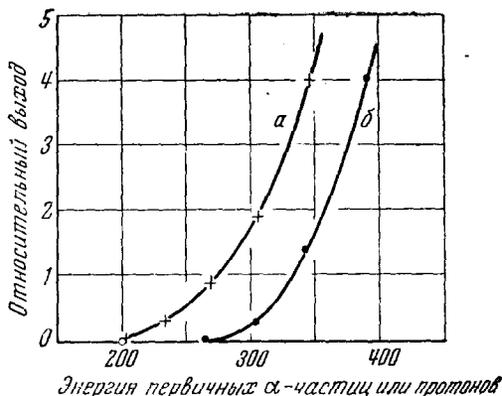


Рис. 21. Зависимость выхода  $\pi^-$ -мезонов, как функция энергии первичной частицы; кривая *a* — протоны; кривая *b* —  $\alpha$ -частицы.

Петерсон<sup>80</sup> измерял эффективное сечение для образования мезонов с энергией от 2 до 5 *Мэв* 390-*Мэв*  $\alpha$ -частицами. Автор получил, что величина сечения на ядро углерода приблизительно равна  $3,0 \cdot 10^{-32}$  см<sup>2</sup> на единицу телесного угла и 1 *Мэв*.

## 6 (2). Энергетический спектр мезонов

Джонс и Уайт определили также энергетический спектр  $\pi$ -частиц, образованных 390-*Мэв*  $\alpha$ -частицами с помощью установки, сходной с изображённой на рис. 5, а; отличие заключалось в возможности одновременной регистрации мезонов в более широком

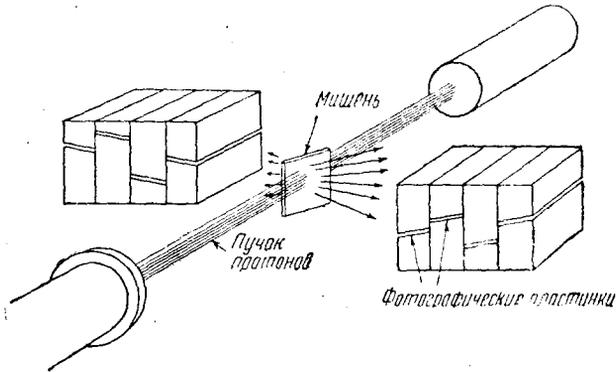


Рис. 22. Аппаратура, использованная для изучения образования мезонов пучком 345-*Мэв* протонов.

интервале *Нр*. Определялся энергетический спектр мезонов, испущенных под углами менее 30° относительно направления движения  $\alpha$ -частиц. Предварительные результаты по изучению энергетического спектра мезонов, образованных 345-*Мэв* протонами, были получены в работе<sup>52</sup>. Использованная в этой работе аппаратура схематически изображена на рис. 22. В этих опытах энергия мезонов определялась по толщине поглотителя, пройденного частицей до остановки в фотографической эмульсии. Результаты наблюдений (рис. 23) показывают, что распределение весьма походит по форме на энергетический спектр  $\pi$ -частиц, образованных протонами космических лучей высокой энергии (см. раздел 7 (3)). Приведённые результаты не учитывают ядерных столкновений  $\pi$ -частиц в поглотителе (см. раздел 7 (5)).

В работе<sup>81</sup> изучались положительные и отрицательные  $\pi$ -мезоны, образованные при облучении протонами высоких энергий углерода и углеводорода и испущенные в направлении первичного пучка. Используя мишени, содержащие одинаковое число атомов углерода, можно определить эффект, происходящий от при-

сутствия атомов водорода. Было найдено, что энергетическое распределение  $\pi$ -мезонов, образованных при взаимодействии 345-Мэв протонов с протонами и испущенных в направлении падающего пучка, имеет резко выраженный максимум при энергии около 70 Мэв. Это значение близко к максимально возможному для  $\pi$ -мезонов в соответствии с законами сохранения. Авторы обращают внимание на целесообразность более детального изучения энергетического спектра мезонов, испущенных в различных направлениях при облучении мишени  $\alpha$ -частицами заданной энергии.

В разделе 5 (4) описаны измерения по определению времени жизни  $\mu^+$ -частиц, образованных при распаде искусственных  $\pi^+$ -частиц; преимуществом указанного метода является наличие короткого «импульса» протонов, создаваемого в синхроциклотроне. Аналогичную методику нельзя использовать в случае  $\gamma$ -лучей, полученных в электронном синхротроне, вследствие того, что продолжительность «импульса» слишком велика. Однако в этом случае можно использовать кристаллические счётчики для последовательного определения следующих процессов: а) остановка  $\pi^+$ -частиц, б) испускание  $\mu^+$ -частиц, если запаздывание превышает  $3 \cdot 10^{-8}$  сек., и в) испускание запаздывающих электронов. Предварительные измерения с помощью этого многообещающего метода<sup>82</sup> дали следующие значения для среднего времени жизни  $\pi^+$ -частиц<sup>23</sup>:

$$\tau_{\pi^+} = (1,65 \pm 0,33) \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

и для распада  $\mu^+$ -мезонов:

$$\tau_{\mu^+} = 2,16 \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

### 6 (3). Отношение числа положительных $\pi$ -мезонов к числу отрицательных

Прямые наблюдения образования  $\pi$ -мезонов в фотографической эмульсии под действием космических лучей показали, что в случае испускания частиц малых энергий имеется большой избыток отрицательных частиц относительно положительных. Этот эффект можно объяснить влиянием кулоновского поля ядра, в котором

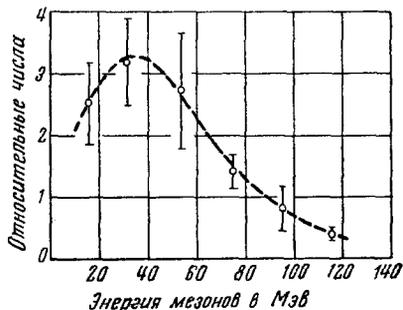
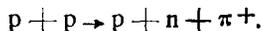


Рис. 23. Энергетический спектр искусственных мезонов, образованных протонами.

частицы были образованы. Если даже энергетические спектры обоих типов частиц в месте их рождения имеют одинаковый характер, то в области малых энергий кулоновское поле ядра, ускоряя положительные частицы и замедляя отрицательные, оказывает существенное влияние на наблюдаемый спектр. Этот эффект, зависящий от заряда ядра, изучался Баркасом, который бомбардировал 390-Мэв  $\alpha$ -частицами мишени, состоящие из элементов с различными атомными номерами. Зависимость отношения числа положительных  $\pi$ -мезонов к числу отрицательных от атомного номера представлена на рис. 24.

Для мезонов больших энергий ( $E > 50$  Мэв) эффект, связанный с кулоновским полем, должен быть мал, однако в случае бомбардировки мишеней протонами должно всё же наблюдаться различие в числе образованных положительных и отрицательных частиц. Действительно, предположим, что ядро состоит из  $N$  нейтронов и  $Z$  протонов.

Если падающий протон взаимодействует с ядерным протоном, то одна из сталкивающихся частиц переходит в нейтрон; при этом образуется положительный мезон:



С другой стороны, если первичный протон взаимодействует с нейтроном, то имеется, в соответствии с двумя уравнениями, две возможности для образования заряженных мезонов:

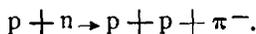
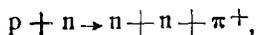


Рис. 24. Отношение числа положительных мезонов к отрицательным  $\frac{N(\pi^+)}{N(\pi^-)}$  в энергетическом интервале от 2 до 5 Мэв; мезоны образовались при столкновении 390-Мэв  $\alpha$ -частиц с ядрами, имеющими различный атомный номер<sup>82</sup>.

Если оба типа реакции равновероятны, то отношение числа образованных положительных мезонов к отрицательным равно

$$\frac{2Z + N}{N}.$$

Если ядро имеет атомный вес  $A$  и заряд  $Z$ , то можно написать:

$$\frac{N(\pi^+)}{N(\pi^-)} = \frac{A + Z}{A - Z}. \quad (10)$$

Опыты Браднера и Джонса<sup>47</sup> показывают, что отношение чис-

ла положительных мезонов к числу отрицательных для энергий от 50 до 70 *Мэв* приблизительно равно 5 вместо 3 в соответствии с формулой (10). В этих опытах мезоны образовывались при облучении графита 345-*Мэв* протонами.

#### 6 (4). Опыты с $\gamma$ -лучами

Аналогичные опыты по изучению искусственных мезонов были поставлены с помощью  $\gamma$ -лучей, образованных в 335-*Мэв* электронном синхротроне<sup>83</sup>. Результаты, полученные с помощью установки, изображённой схематически на рис. 25, показывают, что распреде-

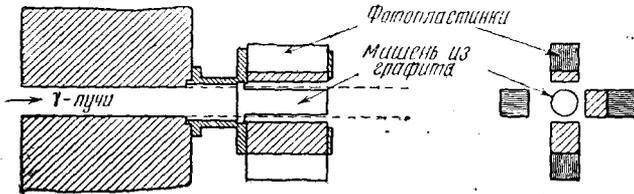


Рис. 25. Схема установки для изучения образования мезонов  $\gamma$ -лучами больших энергий<sup>83</sup>. Распределение  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов по энергиям определялось по суммарной толщине поглотителя, которую должны пройти мезоны до остановки в фотографической эмульсии<sup>82</sup>.

ление  $\pi$ -частиц по углам является изотропным. Распределение мезонов, образованных в графите, по энергиям весьма сходно в интервале до 150 *Мэв* с распределением, которое было получено при облучении быстрыми протонами, и имеет максимум при 35 *Мэв*. Было найдено, что эффективное сечение для образования мезонов равно  $5 \cdot 10^{-28}$  *см*<sup>2</sup> на стерадиан на одно ядро графита.

В случае образования мезонов фотонами число отрицательных частиц значительно больше числа положительных:

$$\frac{N(\pi^-)}{N(\pi^+)} = 1,7 \pm 0,2.$$

Эти результаты имеют важное значение для теории мезона. Как было указано Брюкнером<sup>84</sup>, экспериментальные кривые распределений мезонов по углам и энергиям хорошо согласуются с псевдоскалярным вариантом теории ядерных сил<sup>\*</sup>). Наоборот, из ска-

<sup>\*</sup>) Более полные расчёты эффективных сечений для образования мезонов  $\gamma$ -квантами и углового распределения мезонов были сделаны А. М. Балдиным и В. В. Михайловым<sup>122</sup>. См. также УФН 44, 200 (1951). (Прим. перев.)

лярного варианта следует, в противоречии с опытом, что угловое распределение имеет малую анизотропию. Следует также отметить, что сравнение результатов наблюдений с теоретическими предсказаниями позволяет исключить возможность того, что мезоны имеют спин 1.

#### 6 (5). Образование мезонов нейтронами больших энергий

Пучки нейтронов высокой энергии получались в результате обмена зарядами при столкновениях быстрых протонов и нуклонов ядер. При бомбардировке пучком 340-*Мэв* протонов, полученных в синхротронном циклотроне, образовывались нейтроны с энергией, приблизительно равной 270 *Мэв*; они могли выходить через соответствующие каналы в экранирующих материалах, окружающих ускоритель. Регистрировались расщепления, образованные при прохождении нейтронов через фотографические пластинки. Примерно на 10 000 зарегистрированных «звёзд» в одной наблюдалось образование короткопобежного мезона; это явление часто наблюдается в фотопластинках, подвергнутых воздействию космических лучей<sup>116</sup>.

#### 7. ОБРАЗОВАНИЕ $\pi$ -МЕЗОНОВ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ

##### 7(1). Испускание при ядерных взрывах $\pi$ -частиц относительно малых энергий

Вскоре после открытия  $\pi$ -мезонов, в фотопластинках наблюдались ядерные взрывы, сопровождаемые испусканием  $\pi$ -мезонов, т. е. частиц, которые мы должны в настоящее время идентифицировать как  $\pi^-$ -мезоны<sup>9</sup>. Микрофотография одного из многих сотен наблюдаемых теперь случаев приведена в конце выпуска (микрофотография IV).

Значительно более редки аналогичные случаи испускания  $\pi^+$ -мезонов, остановившихся в эмульсии; до сих пор опубликовано только несколько примеров<sup>85,86</sup>.

В случае, представленном на микрофотографии V,  $\pi^+$ -частица испускается при ядерном расщеплении. После остановки эта частица распадается, испуская  $\mu^+$ -мезон, который также останавливается, образуя при своём распаде электрон.

Можно считать, что неравенство между наблюдаемым числом «испущенных»  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -частиц малых скоростей является следствием влияния кулоновского поля, в котором образовалась частица. В ранних опытах испущенные мезоны идентифицировались в случае их остановки в эмульсии только по вызванным ими вторичным эффектам. Вероятность остановки частицы в эмульсии быстро уменьшается при увеличении скорости вылета. Все положительные частицы в результате действия кулоновских сил отталки-

ваются ядром и при этом приобретают энергию, равную по крайней мере нескольким *Мэв*. С другой стороны, отрицательные частицы должны пройти через кулоновский барьер и поэтому могут испускаться с малыми скоростями. Эффект такого типа подчёркивается быстрым возрастанием пробега частицы с увеличением начальной скорости; в результате вероятность образования случаев, аналогичных изображённому на микрофотографии V, очень мала.

До сих пор не имеется ни одного случая наблюдения образования медленной  $\mu$ -частицы при ядерном взаимодействии; однако приведённые в следующем параграфе опыты Пиччиони<sup>78</sup> и Фауллера<sup>36</sup> указывают, что по крайней мере основная часть рождённых в ливнях проникающих частиц является  $\pi$ -частицами. Рассмотренные выше особенности образования и ядерного захвата  $\pi$ -частиц согласуются с предположением об их сильном взаимодействии с нуклеонами. Поэтому  $\pi$ -мезоны имеют значительно более близкую аналогию с частицами Юкавы, чем  $\mu$ -мезоны, которые, как мы видели выше, слабо взаимодействуют с нуклеонами. Хотя, повидимому,  $\pi$ -частицы испускаются в качестве первичных продуктов взаимодействия между нуклеонами, до сих пор из опытов с космическими лучами нельзя исключить возможность того, что  $\pi$ -мезоны являются продуктом распада очень короткоживущих «первичных» частиц больших масс и что, следовательно, цепные  $\pi$ -,  $\mu$ -,  $e$ -процессы являются последними ступенями более длинной последовательности спонтанных превращений. Такую возможность трудно исключить, если предположить, что время жизни таких постулированных частиц менее  $10^{-14}$  сек.; в этом случае путь, проходимый частицей до распада, менее нескольких микрон. Даже с помощью фотографического метода, имеющего для данной цели значительно большие границы применимости, чем другие методы, невозможно обнаружить распад частиц со столь коротким временем жизни.

Хотя окончательное суждение не может быть высказано, однако наблюдение образования  $\pi$ -частиц в Беркли позволяет утверждать, что  $\pi$ -мезоны во всяком случае могут непосредственно создаваться при ядерных соударениях. Доказательство этого утверждения основывается на нижеследующих соображениях. Первоначальные наблюдения искусственного образования  $\pi$ -мезонов были проведены с помощью пучка  $\alpha$ -частиц с энергией  $\cong 360$  *Мэв*. С первого взгляда естественным является предположение об эквивалентности такой  $\alpha$ -частицы четырём нуклеонам, каждый из которых имеет энергию около 90 *Мэв*. Из законов сохранения импульса и энергии следует, что при столкновении такого нуклеона с протоном или нейтроном на образование новой частицы с конечной массой покоя может тратиться не более 45 *Мэв*. Таким образом, можно ожидать, что при столкновении 360-*Мэв*

$\alpha$ -частицы с ядрами не образуются частицы с массой покоя более  $90 m_e$ . Однако опыт показывает, что  $\pi$ -частицы образуются при бомбардировке мишеней  $\alpha$ -частицами даже меньших энергий; порог для таких процессов лежит около  $300 \text{ Мэв}$  (см. рис. 21).

Кажущееся противоречие устраняется, если принять во внимание относительное движение нуклеонов, составляющих  $\alpha$ -частицу и ядро мишени. Если разумно оценить величину этого внутреннего движения и предположить, что образование мезонов предпочтительно происходит в случае, когда относительные скорости взаимодействующих частиц имеют наибольшее допустимое значение, то наблюдаемый порог для образования мезонов удовлетворительно согласуется с тем, что рождённые частицы имеют массу  $300 m_e$ . С другой стороны, таким образом трудно объяснить образование частиц значительно больших масс, частиц, которые могли бы быть «предками»  $\pi$ -мезонов. Этот результат сильно подкрепляет предположение о непосредственном образовании  $\pi$ -частицы при ядерном взаимодействии.

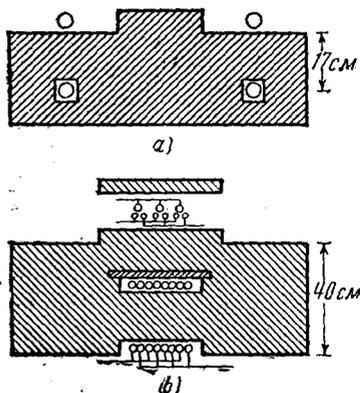


Рис. 26. Установки <sup>87, 88</sup> для наблюдения ливней проникающих частиц.

Типичные установки, предназначенные для изучения проникающих ливней, показаны на рис. 26. Регистрируются одновременные разряды в нескольких счётчиках Гейгера, расположенных в массивном свинцовом блоке так, что эти совпадения не могли вызываться каскадными «ливнями» электронов или фотонов.

Происхождение таких проникающих ливней исследовалось Фреттером и другими с помощью камер Вильсона. Наблюдались заряженные частицы, способные проникнуть сквозь несколько сантиметров свинца. Эти частицы иногда взаимодействуют с ядрами одного из свинцовых блоков; при таком взаимодействии возникают группы частиц, проходящих свинцовые пластины без образования

### 7. (2). Образование «ливней» проникающих частиц

Сравнительно давно <sup>87, 88</sup> стало известно, что «ливни» проникающих частиц образуются в воздухе частицами космических лучей \*).

\*) Это замечание автора не правильно; в цитированных работах было доказано только следующее альтернативное положение: либо имеются воздушные проникающие ливни, либо проникающие ливни образуются в окружающем счётчик фильтре. Доказательство существования воздушных проникающих ливней дано в работе советских авторов <sup>128</sup>. (Прим. перев.)

каскадных ливней и, следовательно, имеющих неэлектронную природу. Обычно считают, что подобные случаи соответствуют взаимодействию быстрых нуклеонов с ядрами, приводящему к образованию многих мезонов. Такие процессы предусматриваются в теориях образования мезонов Гейзенберга, Гайтлера и Яносси, Оппенгеймера и других.

До самого последнего времени оставались невыясненными три важные особенности этого явления. Во-первых, не была установлена природа ливневых частиц, хотя и предполагалось, что ливни состоят из протонов и мезонов. Считалось, что протоны получают большую энергию при столкновениях с первичной частицей, а мезоны образуются при столкновении нуклеон — нуклеон в процессе прохождения первичной частицы через ядро. Во-вторых, не было выяснено, является ли возникновение многих мезонов при ядерном взаимодействии следствием единичного соударения нуклеона с нуклеоном или следствием последовательных многократных столкновений первичной частицы с нуклеонами ядра, причём в каждом таком соударении обычно возникает только один мезон.

Первая из таких альтернативных теорий происхождения ливней проникающих частиц (так называемая теория «множественного образования») была выдвинута Гейзенбергом<sup>89</sup> и Оппенгеймером и др.<sup>90</sup>. В этой теории предполагалось, что при соударениях между двумя нуклеонами большая часть энергии теряется в форме излучения тяжёлых «квантов»; верхний предел числа их определяется только требованиями, вытекающими из закона сохранения энергии и импульса.

С другой стороны, Гайтлер и Яносси<sup>91</sup>, не считая совершенно исключённой возможность множественного рождения, предполагают, что преобладающим процессом является многократное образование. В этом случае предполагается, что в каждом из последовательных столкновений первичной частицы с нуклеонами ядра образуется только один мезон.

Третьей особенностью проникающих ливней является то, что они часто сопровождаются мягким излучением — электронами и фотонами, которые, «размножаясь» при прохождении через свинцовые пластины, образуют характерные каскадные ливни. До самого последнего времени было неясно, возникает ли мягкое излучение вместе с проникающими частицами при ядерных столкновениях или оно имеет вторичное происхождение.

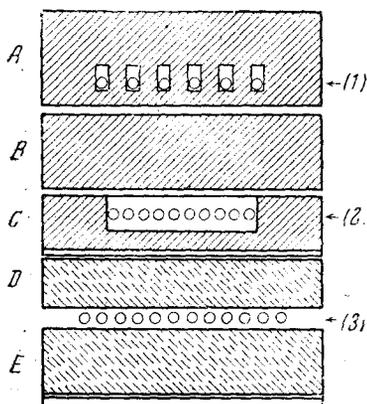
Возможности исследования указанных проблем появились в связи с наблюдениями аналогичных явлений с помощью «электронно-чувствительной» фотографической эмульсии<sup>92</sup>. Характерные микрофотографии случаев такого типа приведены в конце выпуска (микрофотографии VI, VII и VIII).

Имеются две важные особенности новых наблюдений: 1) путь ливневых частиц может быть прослежен от точки их образова-

ния, 2) можно также наблюдать вторичные процессы, сопровождающие рождение ливневых частиц: последующие «испарения» ядер и испускание протонов и  $\alpha$ -частиц относительно малых энергий.

### 7 (3). Природа ливневых частиц

Первые определённые указания на природу ливневых частиц были получены в опытах, проведённых Пиччиони<sup>78</sup>. Автор использовал установку, схематически представленную на рис. 27. Три ряда счётчиков были разделены свинцовыми блоками *A*, *B* и *C*, причём третий ряд был окружён дополнительными блоками графита или серы *D* и *E*. Метод основывался на различии в поведении в лёгких и тяжёлых элементах остановившихся  $\mu^-$ - и  $\pi^-$ -частиц. В то время как остановившиеся  $\pi^-$ -частицы взаимодействуют с ядрами как серы, так и графита,  $\mu^-$ -частицы поглощаются только ядрами тяжёлых элементов; в графите они распадаются с испусканием электрона



(см. раздел 5 (5)). Пиччиони наблюдал одиночные заряженные частицы, прошедшие через ряды счётчиков (1) и (2), но остановившиеся в блоках *D* или *E*; при этом регистрировались запаздывающие совпадения, обусловленные разрядом в счётчиках группы (3). Автор получил, что отношение числа таких случаев за единицу времени в графите к числу случаев в сере

$$\frac{N_C}{N_S} = 1,8.$$

Рис. 27. Установка Пиччиони для идентификации «ливневых» частиц.

Этот результат согласуется с нашими представлениями о поведении  $\mu$ -мезонов; электроны образуются в графите при остановке как положительных, так и отрицательных мезонов, в то время как в сере — только при остановке положительных. Полученный результат немного отличается от 2, вследствие хорошо известного избытка положительных частиц среди  $\mu$ -мезонов проникающей компоненты.

В противоположность эффекту, происходящему от одиночных проникающих частиц, ядерные взрывы, возникающие в свинцовом блоке *A* и сопровождающиеся испусканием ливневых частиц, вызывают разряды в двух или более счётчиках группы *A*. Было далее найдено, что совпадение разрядов в двух счётчиках группы *A*

с разрядом одного или более счётчиков группы *B* является следствием образования локальных ливней. В этих случаях число запаздывающих совпадений оказалось неизменным при замене графитовых блоков *D* и *E* на серные. Этот факт согласуется с предположением, что все мезоны, образующиеся в локальных ливнях, являются  $\pi$ -частицами. Действительно, если такое предположение справедливо, то как в лёгких, так и в тяжёлых элементах только положительные частицы должны превращаться в  $\mu$ -частицы, а последние распадаться с испусканием позитронов. Наоборот, полученный результат противоречит предположению о том, что значительная доля мезонов, образованных в локальных ливнях, есть  $\mu$ -частицы.

Хотя опыты Пиччиони и доказывают, что в ядерных взрывах образуются  $\pi$ -мезоны, однако из этих экспериментов нельзя заключить ни об их относительном числе в проникающей компоненте локальных ливней, ни об их распределении по энергиям. Большинство частиц проникающих ливней имеет релятивистские скорости, а хорошо известно, что это обыкновенно приводит к значительным трудностям при определении массы покоя. Однако определённые заключения могут быть сделаны из одновременного наблюдения кривизны траектории частицы в управляемой камере Вильсона, находящейся в магнитном поле (по кривизне можно судить об импульсе частицы), и её удельной ионизации, определяемой методом «подсчёта капель». Эти опыты трудно провести с достаточной точностью (см. раздел 3 (5)), и они были дополнены недавно исследованиями, проведёнными с помощью фотографических пластинок. Определение импульса частиц, наблюдаемых в фотоэмульсии, производилось по отклонению траектории от прямой вследствие многократного кулоновского рассеяния<sup>35, 37, 93</sup>. Границы применимости последнего метода значительно расширились благодаря использованию весьма простого и быстрого метода измерения рассеяния (Фауллер<sup>36</sup>). Типичный результат, полученный Фауллером, показан на рис. 10. На этом рисунке по оси ординат отложен логарифм плотности зёрен, а по оси абсцисс — параметр рассеяния  $\bar{\alpha}$ , являющийся средним отклонением на единицу длины. Измерение масс частиц производилось только в тех случаях, когда длина следа в эмульсии превышала 3 м.м. При измерении не принималось во внимание отношение частиц к «звёздам», с которыми они были связаны. Поэтому некоторые следы принадлежали первичным частицам, вызывающим ядерные взрывы, но такие случаи встречались редко, сравнительно с частотой обнаружения следов вторичных частиц. Из рис. 10 следует, что значительная доля частиц, для которых плотность зёрен вдоль следа близка к минимальной, имеет массу меньшую, чем масса протона. Далее, среднее значение массы мезонов с удельной ионизацией, превышающей минимальную, вычислѐное по расположению экспериментальных

точек относительно соответствующей протонной кривой, оказалось равным  $(283 \pm 7)m_e$  (см. рис. 11). Поэтому эти частицы могут быть идентифицированы как  $\pi$ -мезоны. Исследование показало, что если и испускаются в ядерных взрывах  $\mu$ -мезоны и электроны с энергиями менее  $150 \text{ Мэв}$ , то их доля в этом энергетическом интервале составляет менее 2% от числа  $\pi$ -мезонов. Эти наблюдения сильно подкрепляют ту точку зрения, что нуклоны и  $\pi$ -мезоны составляют подавляющую долю частиц, непосредственно образующихся в ядерных реакциях.

Уже давно известно<sup>94</sup>, что большая часть электронов мягкой компоненты на уровне моря имеет энергию менее  $200 \text{ Мэв}$  \*). Поэтому результаты этих опытов указывают, что в большинстве случаев электроны не являются прямым следствием ядерного взаимодействия, а имеют вторичное происхождение. Этими опытами не исключается возможность образования  $\gamma$ -лучей при ядерном взаимодействии. Однако, как мы увидим в следующем параграфе, мягкая компонента, сопровождающая проникающие ливни, может создаваться и другим путём, а именно, при распаде на фотоны нейтральных мезонов, создаваемых при ядерном взаимодействии вместе с ливнями заряженных  $\pi$ -мезонов.

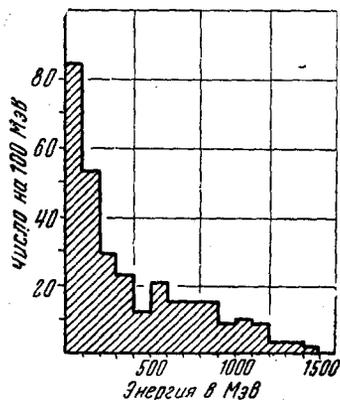


Рис. 28. Распределение по энергиям мезонов, входящих в состав ливней, наблюденное на высоте 21 км.

#### 7 (4). Энергетический спектр мезонов, входящих в состав ливней

Описанный в предыдущем разделе метод применялся для нахождения энергетического спектра мезонов, образованных в расщеплениях, вызванных частицами космических лучей большой энергии. Результаты, полученные Камерини и другими, показаны на рис. 28. Можно сравнить эти результаты с распределением по энергиям мезонов проникающей компоненты космических лучей.

Сандс<sup>95</sup>, используя результаты исследования интенсивных медленных  $\mu$ -мезонов на различных глубинах в атмосфере и распределение по энергиям частиц на уровне моря, вычислил энергетический спектр частиц в точке их образования. Если предположить,

\* ) Как было показано С. З. Беленьким<sup>124</sup>, в действительности основная часть электронов мягкой компоненты на уровне моря должна иметь энергию менее  $70 \text{ Мэв}$ . (Прим. перев.)

что  $\mu$ -мезоны являются продуктом распада движущихся  $\pi$ -мезонов, то из данных Сандса можно получить энергетический спектр  $\pi$ -мезонов в точке их образования. Вычисленная таким образом кривая находится в хорошем согласии с распределением, представленным на рис. 28. Этот результат подтверждает следующую точку зрения:  $\mu$ -мезоны проникающей компоненты являются продуктом распада движущихся  $\pi$ -мезонов, образованных при столкновении нуклеонов с ядрами атомов воздуха.

В благоприятных случаях можно измерить энергию первичных частиц, создающих ядерные взрывы в фотографической эмульсии. Статистическое изучение большого числа случаев позволяет определить энергию первичных частиц, образующих ядерные расщепления, в которых испускается  $n_s$  быстрых «ливневых» частиц. Далее, можно сравнить среднюю энергию  $\bar{E}_p$  первичной частицы, образующей ливень, с числом ливневых частиц  $n_s$ , суммарной энергией, передаваемой мезонам  $n_s \bar{E}_s$ , и с энергией, уносимой нуклеонами и  $\alpha$ -частицами «звезды». Предварительный результат исследований такого рода, произведённых Камерини и другими, представлен на рис. 29. Из этих данных можно сделать следующие выводы: а) средняя энергия мезона мало зависит от числа частиц  $n_s$ ; при увеличении энергии первичной частицы увеличивается число мезонов (примерно с той же кинетической энергией); б) доля энергии, остающаяся у первичной частицы, весьма мала. Можно предположить, что недостающая доля энергии затрачивается на образование незафиксированных нейтральных мезонов (см. раздел 8).

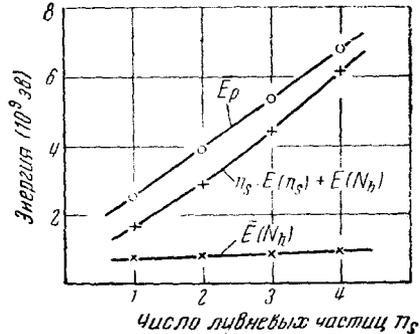


Рис. 29. Энергетический баланс звезд с различным числом частиц:  $\bar{E}_p$  — средняя энергия первичного протона;  $n_s \bar{E}_s$  — среднее значение суммарной энергии ливневых частиц и  $\bar{E}(N_h)$  — средняя энергия звезд. Легко видеть, что нехватает некоторой доли энергии; предполагается, что эта энергия была затрачена на образование нейтральных мезонов.

### 7 (5). Ядерное взаимодействие ливневых частиц

Для определения природы ливневых частиц имеет важное значение частота, с которой они испытывают ядерные соударения при прохождении через вещество.  $\mu$ -мезоны могут проникать через значительную толщину земли вследствие того, что они редко взаимодействуют с ядрами. Поэтому из предположения о том, что

испущенные в «ливнях» частицы являются  $\rho$ -мезонами, следует, что их средний пробег между последовательными взаимодействиями с ядрами значительно больше среднего пробега между последовательными прохожденими через ядра. Если считать, что частица взаимодействует с ядром всякий раз, как она через него проходит, то эффективное сечение для взаимодействия приблизительно равно геометрическому сечению ядра:  $\sigma = A^{2/3} \cdot 6,8 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ . С другой стороны, если в ливнях непосредственно образуются  $\pi$ -частицы, то эффективное сечение для ядерного взаимодействия не должно значительно отличаться от геометрического. В настоящее время известно, что около 80% ливневых частиц являются  $\pi$ -мезонами. Таким образом, наблюдение среднего пробега позволит судить о величине взаимодействия  $\pi$ -мезонов с ядрами. На микрофотографиях VI и VII представлены примеры вторичных ядерных взаимодействий «ливневых», частиц, наблюденные в фотографической эмульсии. Определению среднего пробега ливневых частиц посвящено большое число опытов, которые, однако, дали различные результаты. Метод наблюдения весьма сходен с тем, который применялся для изучения образования ливневых частиц в ядерных взрывах, происшедших внутри камеры Вильсона в свинцовых пластинках. Ливневые частицы последовательно проходят через свинцовые пластинки внутри камеры; при этом оценивается доля частиц, провзаимодействовавших с ядрами пластинок. Результаты, полученные различными экспериментаторами с помощью этого метода, включены в таблицу III. Для сравнения результатов разных опытов, в которых применялись различные фильтры, в таблицу включено отношение наблюденного «среднего свободного пробега» (с. с. п.) к значению пробега, вычисленному из предположения о том, что эффективное сечение для ядерного взаимодействия равно геометрическому.

Наблюдения с помощью фотографических пластинок<sup>31</sup> приводят к величине среднего свободного пробега, значительно меньшей, чем величина, полученная с помощью камеры Вильсона. Эти опыты указывают, что средняя длина пути для протонов и  $\pi$ -мезонов близка к геометрическому значению. Авторы, использовавшие фотопластинки, получили, что  $\pi$ -мезоны образуют обычно небольшие «звезды», и предположили, что интерпретация опытов с помощью камеры Вильсона осложняется тем фактом, что частицы, испущенные в результате вторичного взаимодействия, останавливаются внутри свинцовых пластинок, в которых они образуются. В таком случае вторичное взаимодействие не будет замечено; это обстоятельство приводит к завышению величины среднего пробега между столкновениями.

Таким образом, хотя пока неизвестно окончательное значение эффективного сечения для взаимодействия  $\pi$ -мезонов с ядрами, однако имеющиеся данные указывают на то, что вероятность взаимодействия  $\pi$ -мезонов с ядром, через которое они проходят, весьма велика.

Таблица III

Автор	Метод	Результат	Наблюдённый с.с.п.	Интервал энергии (мезоны)
			геометрич. знач.	
Пиччиони <sup>78</sup>	Счётчики на высоте гор	$1200 \text{ гсм}^{-2} \text{ Fe}$	14,0	$> 400 \text{ Мэв}$
Фреттер <sup>53</sup>	Камера Вильсона со свинцовыми пластинами на высоте гор	$750 \text{ гсм}^{-2} \text{ Pb}$ (без поправок)	4,7	$> 150 \text{ Мэв}$ $n_s \geq 2$
Ловатти, Мура, Сальвини, Таглияферри <sup>96</sup>	Камера Вильсона со свинцовыми пластинами на высоте гор	$300 \pm 100 \text{ гсм}^{-2} \text{ Pb}$ (с поправками)	1,9	$> 150 \text{ Мэв}$ $n_s \geq 2$
Брун и Мак-Кей <sup>97</sup>	Камера Вильсона со свинцовыми пластинами на высоте гор	$316 \pm 70 \text{ гсм}^{-2} \text{ Pb}$ (с поправками)	2,0	$> 150 \text{ Мэв}$
Батлер, Россер и Баркер <sup>98</sup>	Камера Вильсона со свинцовыми пластинами на уровне моря	$400 \text{ гсм}^{-2} \text{ Pb}$ (без поправок) $200 \text{ гсм}^{-2} \text{ Pb}$ (с поправками)	2,5 1,4	Средняя энергия ливня $\sim 7000 \text{ Мэв}$
Хардинг и Перкинс <sup>99</sup>	Фотографические пластинки, экспонированные подо льдом	$120 \text{ гсм}^{-2}$ льда	2,0	$> 100 \text{ Мэв}$
Камерини, Фауллер, Локк и Мюрхед <sup>31</sup>	Электронно-чувствительные пластинки, экспонированные на больших высотах	$100 \text{ гсм}^{-2}$ эмульсии	1,1	$> 150 \text{ Мэв}$

Окончательное решение этого вопроса имеет большое значение для детального исследования процессов, приводящих к образованию ливней. В случае образования мезонов при прохождении нуклеонов через тяжёлые ядра вторичное взаимодействие мезонов с нуклеонами того же ядра может играть важную роль.

### 7 (6). Множественность образования мезонов

Ранее упоминалось о проблеме множественности образования мезонов. Обсуждение этой проблемы на международной конференции в Комо в сентябре 1949 г. привело к заключению о том, что решающий опыт состоит в наблюдении образования многих мезонов при взаимодействии протона или нейтрона высокой энергии с ядром атома водорода.

Предположим, что имело место взаимодействие быстрого протона с протоном, находящимся в покое. При столкновении, в котором не возникают мезоны, появится след протона отдачи. Если же образуются заряженные мезоны, то из закона сохранения заряда следует, что число вторичных частиц должно быть чётным. Этот вывод не изменяется и при наличии обмена зарядами, приводящего к превращению одного или обоих первичных протонов в нейтроны. Иной результат получается при столкновении быстрого нейтрона с протоном; в этом случае суммарное число вторичных частиц нечётно, а первичная частица не создаёт видимого следа. Можно ожидать, что изучение случаев такого типа с помощью фотографической эмульсии сведётся к регистрации «звёзд», в которых все или почти все следы имеют плотность зёрен, равную минимальному значению. Поэтому такие случаи ускользают от наблюдения при обычных методах просмотра и могут быть замечены только при очень большом увеличении. Следуя результатам дискуссии в Комо, несколько исследователей направили своё внимание на поиски таких случаев и уже найдено некоторое количество примеров, соответствующих множественному процессу.

В частной беседе проф. Гейзенберг сообщил мне, что он и его сотрудники обнаружили звезду, образованную быстрой частицей, с шестью расходящимися следами. Пять из этих следов имеют минимальную плотность зёрен, а шестой след принадлежит медленной  $\pi^-$ -частице. Эти особенности согласуются с предположением о том, что такой случай соответствует столкновению протона с протоном, в котором образовалось четыре  $\pi$ -мезона. Сходный случай показан на микрофотографии IV; кроме медленной  $\pi$ -частицы, создавшей вторичное расщепление, образовалось пять быстрых частиц и одна сильно ионизирующая. В другом, наблюдавшемся в Бристоле случае звезда имела восемь следов (один соответствовал первичной и семь — вторичным частицам), причём все следы имели минимальную ионизацию. Такой случай не может быть до конца идентифицированным, так как число следов вторичных частиц нечётно. Однако разумно

предположить, что девятый след, связанный со «звездой», не был замечен вследствие неблагоприятного направления движения частицы. Известно, что трудно обнаружить след, идущий под большим углом к поверхности эмульсии.

Необходимо отметить, что наблюдаемые взаимодействия  $\alpha$ -частиц большой энергии с ядрами трудно объяснить влиянием только многократных процессов. Брадт и другие<sup>100</sup> наблюдали такое столкновение в фотографической эмульсии, экспонированной с помощью шаров-зондов на высоте  $\cong 27$  км, когда  $\alpha$ -частица вызвала ядерный взрыв, сопровождаемый рождением узкого ствола, содержащего 23 частицы; можно предположить, что большинство из них  $\pi$ -мезоны. Сходный случай, в котором  $\alpha$ -частица создала 35 быстрых частиц, показан на микрофотографии VIII. В этом случае были испущены только три сильно ионизирующие частицы. В последующем разделе доказывается, что образование заряженных мезонов сопровождается рождением значительного числа нейтральных мезонов. Кажется невероятным, что чисто многократный процесс может привести к образованию около 40 мезонов в последовательных соударениях с нуклеонами ядра, в результате которых было испущено только три протона. Далее, некоторые предварительные данные указывают на то, что  $\alpha$ -частицы больших энергий со значительной вероятностью вызывают эффекты, подобные изображенному на микрофотографии VIII; однако испускание относительно малого числа заряженных нуклеонов не совсем обычно. Таким образом, в настоящее время имеется ряд указаний на множественное образование  $\pi$ -мезонов в индивидуальном столкновении нуклеон—нуклеон. Однако относительный вклад многократного или множественного процессов в образовании ливней и детальная картина процессов, происходящих внутри ядра, остаются невыясненными. Для решения этой проблемы недостаточно определения среднего пробега  $\pi$ -частицы между двумя столкновениями, так как отсюда можно найти только верхнюю границу для радиуса сил, действующих между  $\pi$ -частицей и одиночным нуклеоном.

#### 7 (7). Образование ливней под большими толщами земли

Джорж<sup>117</sup> показал недавно, что под значительными толщами земли имеют место ядерные взрывы, сопровождаемые испусканием релятивистских частиц. На глубине 30 м под землей были приготовлены электронно-чувствительные пластинки; затем на этой же глубине они экспонировались и проявлялись. Таким образом, исключались явления, которые могли бы быть следствием пребывания эмульсии на уровне моря.

Приготовленные таким образом пластинки регистрировали 10—2 ядерных расщепления в 1 см<sup>3</sup> эмульсии за день; около  $\frac{1}{5}$  расщеплений сопровождалось испусканием ливневых частиц. Примерно

в четверти случаев можно было отличить след первичной частицы от вторичных. Природа ливневых частиц осталась неопределённой, однако тип ливней оказался весьма сходным с наблюдаемым на больших высотах; поэтому разумно предположить, что ливневые частицы являются  $\pi$ -мезонами.

Трудно предположить, что эти расщепления были произведены протонами и  $\pi$ -мезонами больших энергий, которые прошли бы 30 м земли, не поглотившись в результате ядерного взаимодействия. С другой стороны, поток  $\mu$ -мезонов на таких глубинах имеет значительную интенсивность. Далее, недавние опыты в Беркли показали, что  $\gamma$ -лучи при взаимодействии с ядрами образуют мезоны. Поэтому разумно предположить, что «ливни» возникают в результате электромагнитного взаимодействия  $\mu$ -мезонов с ядрами. Из найденной величины потока этих частиц и числа зарегистрированных ливней можно показать, что эффективное сечение для такого процесса по порядку величины равно  $10^{-29}$  см<sup>2</sup>. Много звёзд, наблюдаемых на этой глубине, но не сопровождаемых «ливнями», могли вызываться вторичными  $\pi$ -мезонами и быстрыми нуклеонами<sup>101</sup>.

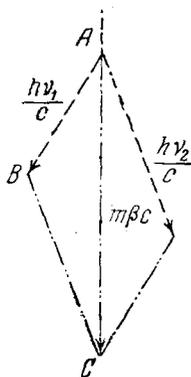


Рис. 30. Баланс импульсов при распаде нейтрального мезона на два кванта.

## 8. НЕЙТРАЛЬНЫЕ МЕЗОНЫ

### 8 (1). Распад нейтрального мезона на фотоны

В первом разделе настоящей работы указывалось, что если основные особенности теории Юкавы верны, то вследствие приблизительного равенства сил между нуклеонами с одинаковыми и различными зарядами необходимо предположить существование как нейтральных, так и заряженных мезонов. Недавние исследования<sup>102</sup> дали серьёзные указания в пользу образования при ядерном взаимодействии большой энергии нейтральных частиц с массой около  $300 m_e$ ; эти нейтральные частицы имеют время жизни менее  $10^{-11}$  сек. и распадаются на два фотона. Прежде чем перейти к детальному изучению опытных фактов, целесообразно рассмотреть основные характеристики того излучения, которое следует ожидать при таком распаде частицы.

Если нейтральный мезон, движущийся с заданной скоростью, распадается на два фотона, то энергия фотона зависит от направления его движения относительно линии движения мезона. Проблема аналогична задаче об излучении движущегося источника; длины волны и распределение интенсивности определяются хорошо известным принципом Допплера.

Пусть  $m_0$  — масса покоя частицы,  $\beta c$  — её скорость и  $m\beta c$  — её импульс, где

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Далее предположим, что энергии обоих фотонов равны  $h\nu_1$  и  $h\nu_2$ , а соответствующие углы между направлениями движений фотонов и направлением движения нейтрального мезона —  $\Theta$  и  $\Phi$ . Векторная сумма импульсов обоих фотонов  $\frac{h\nu_1}{c}$  и  $\frac{h\nu_2}{c}$  (рис. 30) равна импульсу мезона  $m\beta c$  ( $AB + BC = AC$ ). Из закона сохранения энергии следует:

$$h\nu_1 + h\nu_2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = Bm_0 c^2 = \text{const.}$$

Таким образом,  $AB + BC = \text{const}$ , и геометрическое место точек  $B$  есть эллипс. Легко показать, что энергия фотона, испущенного под углом  $\Theta$ , определяется соотношением

$$h\nu = \frac{m_0 c^2}{2B(1 - \beta \cos \Theta)}.$$

Кривые, изображённые на рис. 31, б, представляют вычисленные распределения энергии для различных углов излучения и различных значений энергии нейтральных мезонов  $Bm_0 c^2$ ; энергия покоя мезона полагалась равной 140 Мэв.

Испусканию фотонов вперёд и назад относительно направления движения нейтрального мезона соответствуют максимальное и минимальное значения энергии  $\gamma$ -лучей, определённые соотношениями

$$h\nu_{\text{макс}} = B \frac{m_0 c^2}{2} (1 + \beta); \quad h\nu_{\text{мин}} = B \frac{m_0 c^2}{2} (1 - \beta).$$

Таким образом, даже для малых значений кинетической энергии спектральное распределение испущенного излучения имеет значительную ширину. Вычисленная форма спектра для различных значений  $B$  показана на рис. 31, а; каждая кривая соответствует монопонергетической группе нейтральных мезонов.

Можно также показать, что интенсивность излучения, испущенного под углом  $\Theta$  (число фотонов в единице телесного угла), определяется соотношением

$$I(\Theta) = \frac{k}{B^3(1 - \beta \cos \Theta)^2},$$

где

$$k = \text{const.}$$

Кривые, представляющие распределение интенсивности, обладают сильной асимметрией для значений  $B$ , больших 2; эти кривые показывают преобладание фотонов, испущенных под малыми углами к направлению движения нейтральных мезонов.

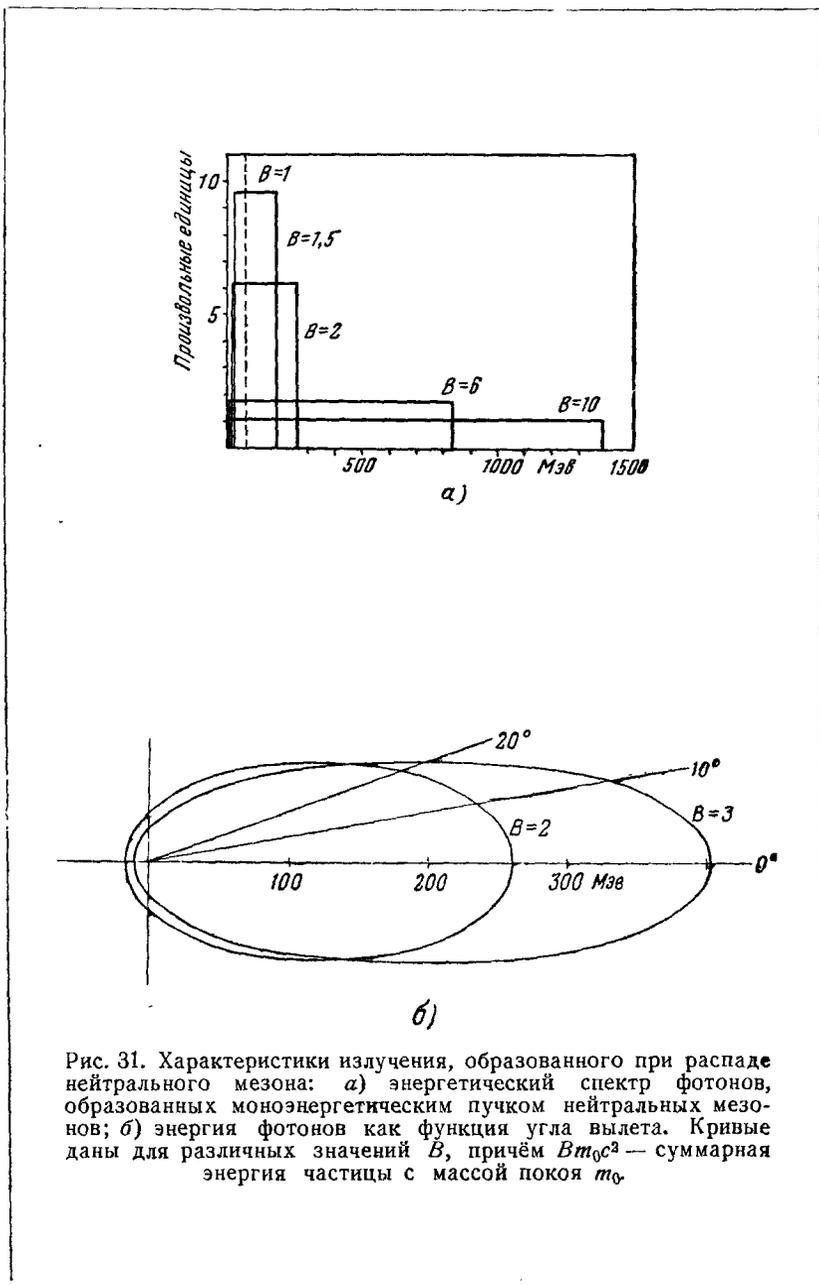


Рис. 31. Характеристики излучения, образованного при распаде нейтрального мезона: а) энергетический спектр фотонов, образованных моноэнергетическим пучком нейтральных мезонов; б) энергия фотонов как функция угла вылета. Кривые даны для различных значений  $\beta$ , причём  $\beta m_0 c^2$  — суммарная энергия частицы с массой покоя  $m_0$ .

### 8 (2). Экспериментальное доказательство существования нейтральных мезонов

В опытах Бьоркленда и других<sup>102</sup> быстрые протоны, образованные в синхроциклотроне, сталкивались с веществом. Во время действия генератора вследствие различных ядерных процессов имеется интенсивный обратный ток излучения; поэтому генератор

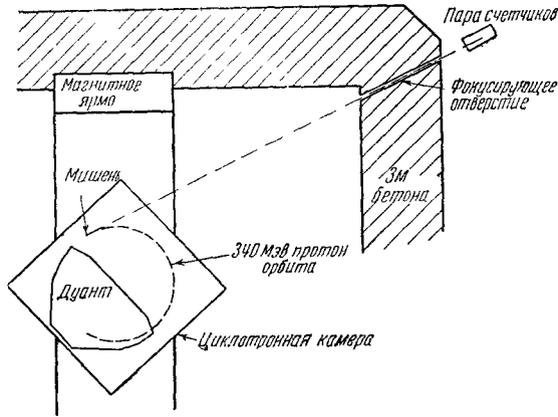


Рис. 32. Расположение аппаратуры для наблюдений  $\gamma$ -излучения, образованного при столкновении 340-Мэв протонов с веществом.

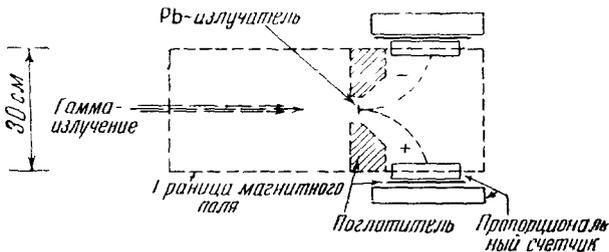


Рис. 33. Аппаратура для определения интенсивности  $\gamma$ -лучей и энергии фотонов<sup>102</sup>.

окрыт толстым слоем поглощающего материала. В поглотителе имеются каналы, расположенные таким образом, что часть излучения, возникающего в непосредственной близости от мишени, может проникать через них наружу (рис. 32). Выходящие  $\gamma$ -лучи попадают на установку, показанную на рис. 33. Эта установка состоит из четырёх счётчиков, включённых в схему совпадений и расположенных в магнитном поле.

При попадании фотона высокой энергии на тонкий свинцовый «излучатель» имеется значительная вероятность образования пары позитрон — электрон. Обе частицы отклоняются магнитным полем в противоположных направлениях; каждая из них может пересечь одну из двух пар счётчиков. Таким образом, пара позитрон — электрон с энергиями, лежащими внутри определённых интервалов, может вызвать одновременные разряды во всех четырёх счётчиках (четверные совпадения). С помощью этих совпадений можно измерить интенсивность  $\gamma$ -лучей высокой энергии, прошедших через каналы.

Помещая между счётчиками каждой пары металлические пластинки соответствующей толщины, можно оценить энергии пар электрон — позитрон. Увеличение энергии электронов требует увеличения толщины поглотителя, необходимой для заданного уменьшения частоты совпадений. Измерение зависимости интенсивности от толщины поглотителя позволяет определить энергию фотонов.

Были приняты меры для наблюдения  $\gamma$ -излучения, образованного при бомбардировке мишени протонами большой энергии в двух направлениях. В одном случае исследовались фотоны, излучённые в направлении, близком к направлению движения первичного протона, в другом — в направлении, близком к обратному.

Полученные результаты можно подытожить следующим образом: а) при исследовании зависимости интенсивности  $\gamma$ -лучей, испущенных в заданном направлении, от энергии протонов, бомбардирующих мишень, получено, что образование фотонов становится возможным, начиная с некоторого определённого «порога». Этот «порог» имеет почти то же значение, что и для образования заряженных мезонов. Интенсивность излучения быстро возрастает при увеличении энергии протонов над «порогом»; б) энергия  $\gamma$ -излучения, наблюдаемого в заданном направлении, имеет определённое спектральное распределение с хорошо заметным максимумом (рис. 34). Для фотонов, испущенных в направлении движения протонов, средняя энергия кванта значительно больше, чем для фотонов, испущенных в обратном направлении. Далее наибольшая интенсивность наблюдается для излучения, испущенного вперёд. Эти и другие особенности опытов могут быть просто истолкованы, если предположить, что  $\gamma$ -излучение образуется при распаде нейтральных мезонов, созданных вместе с заряженными мезонами при ядерном соударении высокой энергии. Было выдвинуто предположение, что нейтральный мезон весьма нестабилен и имеет время жизни менее  $10^{-11}$  сек. Предположение о столь малом времени жизни необходимо, так как можно показать, что наблюдаемые  $\gamma$ -лучи образуются внутри мишени толщиной 3 мм; отсюда следует, что распад мезона при прохождении им этого расстояния должен быть весьма вероятен.

Наблюдённые энергии фотонов и интенсивности излучения согласуются с предположением о том, что нейтральные мезоны

испускаются изотропно в системе центра тяжести сталкивающихся нуклеонов.

Заключения, сделанные авторами из изложенных выше опытов, были убедительно подтверждены двумя недавними результатами, полученными в Беркли Штейнбергером и др.<sup>78</sup> Эти авторы показали, что фотоны высоких энергий, возникающие при бомбардировке мишени протонами значительных энергий, образуются парами. Зависимость энергии фотонов от угла между направлением

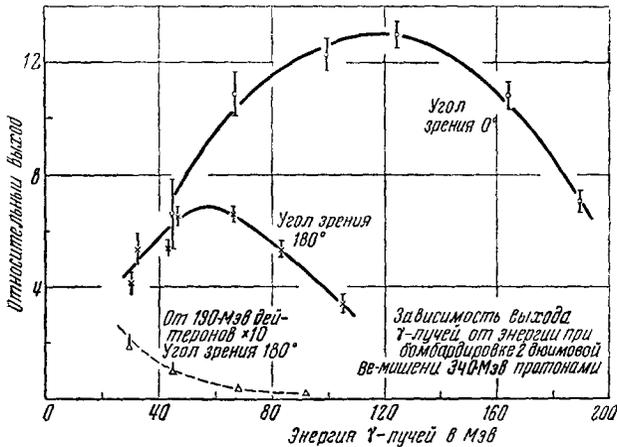
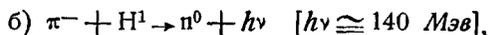
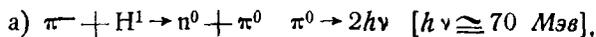


Рис. 34. Характеристики излучения, образованного при бомбардировке углерода 340-МэВ протонами. Показано спектральное распределение для двух направлений испускания фотонов относительно линии движения генерирующих частиц.

движения фотонов и первичных частиц согласуется с предположением о происхождении  $\gamma$ -излучения при распаде нейтральных мезонов.

Пановский и другие<sup>46</sup> изучали захват  $\pi$ -мезонов сжатым водородом. Было найдено, что процесс захвата приводит к образованию нейтронов и нейтральных мезонов; последние обнаруживаются путём наблюдения  $\gamma$ -лучей, возникших при распаде. Значительно реже мезоны образуют нейтрон и один фотон.

Обе реакции могут быть записаны в следующей форме:



где  $\pi^0$  означает нейтральный мезон. Зная значение масс трёх частиц, участвующих в реакции (а), можно утверждать, что масса

$\pi^0$ -частицы меньше массы заряженного мезона. Далее, опыт позволяет оценить степень неоднородности энергии  $\gamma$ -лучей, образованных в реакции (а). Мы видели, что степень неоднородности весьма чувствительна к кинетической энергии нейтрального мезона отдачи, а наблюдения показывают, что скорость отдачи мала. Следовательно, масса  $\pi^0$ -частицы только немного меньше массы заряженного мезона; предварительные результаты показывают, что  $m_{\pi^+} - m_{\pi^0} \cong 4m_e$ , следовательно,  $m_{\pi^0} \cong 270 m_e$ .

### 8 (3). Образование нейтральных мезонов частицами космических лучей

Ранее сообщалось (раздел 7(6)) об образовании узкого «ствола» ливневых частиц, возникшего при столкновении  $\alpha$ -частицы большой энергии с ядром<sup>100</sup>. Этот случай наблюдался в эмульсии одной из пластинок, входившей в целый ансамбль пластинок, что позволило наблюдать последовательное прохождение «ствола» через ряд пластинок. Авторы нашли, что на расстоянии нескольких сантиметров от точки, где произошёл ядерный взрыв, образуются пары электронов. Электроны обладают большой энергией и движутся в направлении, составляющем с осью ливня малый угол. Мы назвали наблюдаемые пары частиц — электронами, хотя их природа и осталась неустановленной окончательно. Однако разумно предположить, что это действительно пары электронов, образованных  $\gamma$ -лучами. На расстоянии одной радиационной единицы авторы наблюдали девять таких пар; отсюда можно заключить, что 56 ливневых частиц сопровождалось примерно 35 фотонами.

Мы видели из опытов Фауллера<sup>86</sup>, что по крайней мере 80% заряженных частиц проникающих ливней являются мезонами и что электроны отсутствуют вовсе, либо их очень мало. Далее, предположение о прямом образовании  $\gamma$ -лучей при ядерном взаимодействии высокой энергии наталкивается на серьезные теоретические трудности. С другой стороны, наблюдения Брэдта и других объясняются без труда, если предположить, что  $\gamma$ -лучи, образующие наблюдаемые пары, обуславливаются спонтанным распадом нейтральных мезонов; при этом число нейтральных мезонов сравнимо с числом заряженных  $\pi$ -мезонов. Детальный анализ особенностей этого случая приводит к заключению о том, что среднее время жизни нейтральных мезонов меньше, чем  $3 \cdot 10^{-13}$  сек.

### 8 (4). Масса и энергия нейтральных мезонов, образованных в проникающих ливнях

Недавно Карлсон, Хупер и Кинг<sup>103</sup> описали метод, посредством которого, в принципе, можно получить независимое доказательство существования нейтральных мезонов и определить их время жизни. Эти авторы определяли энергетический спектр

$\gamma$ -лучей в атмосфере на высоте 21 км посредством измерения энергии отдельных пар электронов, образованных в эмульсии. Предполагая, что это излучение возникает при распаде нейтральных мезонов, образованных при ядерном взаимодействии, и что спектр его не искажен существенно наличием фотонов тормозного излучения, можно определить: а) массу нейтрального мезона и б) энергетический спектр частиц вблизи точки их образования. Метод основывается на следующих соображениях. На рис. 31, а показано вычисленное распределение энергии фотонов, образованных при распаде моноэнергетических групп нейтральных мезонов, для различных значений полной энергии  $Bm_0c^2$ . Для неоднородного

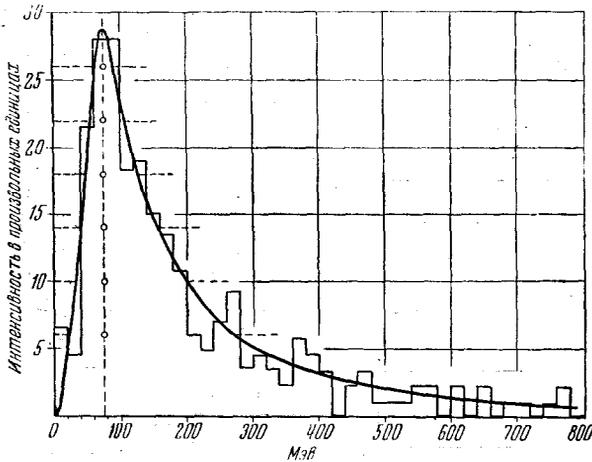


Рис. 35. Спектр  $\gamma$ -лучей в воздухе на высоте 21 км<sup>108</sup>.

пучка мезонов в распределении фотонов по энергии имеется максимум при энергии  $\frac{1}{2} m_0c^2$ . Пусть теперь  $E_1$  и  $E_2$  — два значения энергии, соответствующие одному и тому же произвольно выбранному значению интенсивности излучения. В таком случае можно показать, что независимо от выбранного значения интенсивности

$$(E_1 \cdot E_2)^{\frac{1}{2}} = \frac{m_0c^2}{2}.$$

Из предположения о том, что  $\gamma$ -излучение образуется при распаде нейтральных мезонов, следует, что спектр фотонов должен иметь особенности, отражающие установленное выше соотношение.

На рис. 35 показано энергетическое распределение фотонов на высоте 21 км. Было выбрано пять пар значений энергии для

различных значений интенсивностей; соответствующие этим интенсивностям значения величин  $(E_1 \cdot E_2)^{\frac{1}{2}}$  показаны на рисунке кружками. Обнаружилось замечательное согласие между различными значениями. Определённое таким методом среднее значение массы нейтрального мезона оказалось равным

$$m_{\pi^0} = (295 \pm 20) m_e.$$

Опираясь на определённое таким образом значение массы нейтрального мезона, можно использовать полученный спектр  $\gamma$ -лучей для нахождения энергетического распределения нейтральных мезонов в точке их образования. Полученный таким образом спектр показан на рис. 36. На этом же рисунке имеется соответствующая кривая для заряженных мезонов, образованных в ливнях, наблюдаемых на тех же фотографических пластинках. Из рис. 36 видно, что нет существенной разницы между формами обоих распределений. Это указывает на то, что нейтральные и заряженные мезоны образуются в процессах сходного типа.

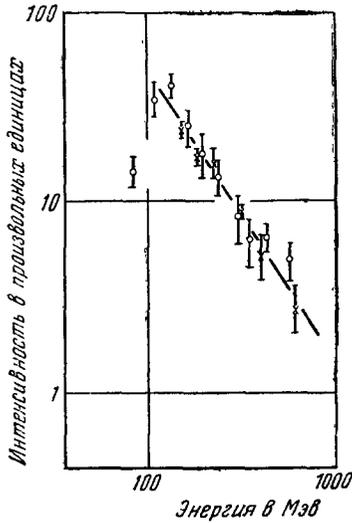


Рис. 36. Энергетическое распределение заряженных (кружки) и нейтральных (крестики)  $\pi$ -мезонов в атмосфере на высоте 21 км. Интенсивность отложена в произвольных единицах.

Эти наблюдения являются убедительным доказательством того, что во взрывных расщеплениях, образованных протонами и  $\alpha$ -частицами большой энергии, заряженные  $\pi$ -частицы сопровождаются нейтральными мезонами того же типа, что и образованные искусственно. Весьма существенным условием для успеха применения метода Карлсона, Хупера и Кинга является наблюдение на столь больших высотах, что спектр  $\gamma$ -излучения не изменяется существенно из-за образования каскадных ливней.

#### 8 (5). Время жизни и частота образования нейтральных мезонов

Доказательство существования нейтральных мезонов, представленное в предыдущем параграфе, хотя и достаточно убедительное, имело всё же косвенный характер. Поэтому представляется весьма существенным получение независимого доказательства

существования нейтральных мезонов. Для этой цели, а также для измерения времени жизни частиц, Карлсон и другие провели наблюдение пар электронов, образованных  $\gamma$ -лучами, возникшими в ядерных взрывах в эмульсии вблизи звёзд.

Предположим, что однородный пучок мезонов с массой покоя  $m_0$  движется с такой скоростью, что энергия каждой частицы равна  $Vm_0c^2$ . Мы видели, что для значений  $V > 2$   $\gamma$ -излучение сохраняет в основном направление движения нейтрального мезона. Однако вследствие особенностей распада нейтральных мезонов линия движения фотонов обычно отклоняется от линии движения частицы, генерирующей ливень. Далее, в случае фотонов с энергиями в рассматриваемых нами интервалах электроны, образованные при конверсии, образуют весьма узкую пару с углом расхождения  $\sim 0,1^\circ$ . Таким образом, эти пары указывают линию движения  $\gamma$ -лучей с ошибкой, имеющей тот же порядок величины, т. е. около  $0,1^\circ$ . Следовательно, обратная проекция средней линии пары, вообще говоря, проходит не через центр связанного с ним расщепления, а на расстоянии  $r$  от него (рис. 37). Простой анализ позволяет найти ожидаемое распределение значений величины  $r$  для заданного значения энергии нейтральных мезонов и, следовательно, вычислить среднее время жизни. Замечательной особенностью этого метода является независимость распределения величин  $r$  от энергии при  $V > 2$ . Следовательно, вычисленное распределение значений  $r$  мало зависит от распределения мезонов по энергиям, если все нейтральные частицы имеют энергию более  $100 \text{ Мэв}$ . Этот факт может быть объяснён следующим образом: хотя направление испущенного  $\gamma$ -излучения и имеет тенденцию при увеличении  $V$  приблизиться к направлению движения мезона, однако в этом случае имеет место релятивистское увеличение шкалы времени, что и нейтрализует первую тенденцию.

Наблюдённое распределение значений  $r$  показано на рис. 38; из этого рисунка следует, что если  $\gamma$ -лучи образуются при распаде нейтральных мезонов, то их среднее время жизни должно быть меньше, чем  $5 \cdot 10^{-14}$  сек.; более точно время жизни нейтральных мезонов приблизительно равно  $2,5 \cdot 10^{-14}$  сек.; этот результат не зависит существенно от ошибок опыта.

Дальнейшие исследования показывают, что интервал значений  $r$  действительно соответствует конечному времени жизни,

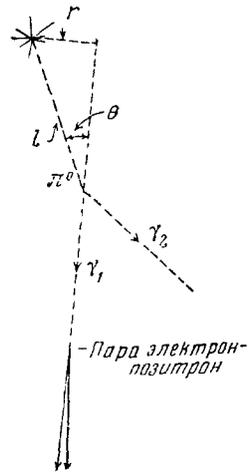


Рис. 37. Принцип метода определения времени жизни нейтральных мезонов.

имеющему такой порядок величин; результаты этих опытов можно считать независимым доказательством существования нейтральных мезонов.

Карлсон и другие из частоты образования пар электронов вблизи звёзд заключили, что отношение числа нейтральных



Рис. 38. Определение времени жизни нейтральных мезонов. Величина  $r$  — перпендикуляр, опущенный из «звезды» на биссектрису угла между линиями движения электронов пара. Концентрация случаев, для которых  $r < 40 \mu$ , вызывается «связанными» парами. Такие случаи доказывают, что  $\gamma$ -лучи образуются в ядерных взрывах и позволяют определить интенсивность таких  $\gamma$ -лучей.

мезонов к числу заряженных мезонов, испускаемых в ядерных взрывах

$$\frac{N(\pi^0)}{N(\pi^\pm)} = 0,45 \pm 0,1.$$

Этот результат находится в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями.

#### 8(6). Спин и другие свойства $\pi^0$ -частиц

Выше (раздел 8(2)) были кратко изложены опыты Пановского и других<sup>46</sup> по захвату водородом  $\pi^-$ -частиц с испусканием  $\gamma$ -лучей. Схема распада нейтрального мезона на две частицы, являющаяся непосредственным следствием процесса захвата, не согласуется с предположением о том, что  $\pi^0$ -частицы имеют спин 1. Поэтому естественно предположить, что подобно заряженным частицам нейтральные мезоны имеют спин 0. Далее, характеристики процесса захвата, в результате которого испускаются нейтрон и  $\pi^0$ -частица малой кинетической энергии, указывают на равенство числа отрицательных и нейтральных  $\pi$ -мезонов.

Интересной и своеобразной особенностью аналогичных опытов, в которых водородный газ был заменён на водородные соединения, явилось отсутствие фотонов. Ожидалось, что если  $\pi^-$ -частицы останавливаются в таком соединении (например, в гидриде лития), то многие из них захватываются литием, образуя ядерное расщепление. Однако захват некоторой части мезонов водородом должен был бы приводить к испусканию  $\gamma$ -излучения. Авторы предположили, что отсутствие излучения объясняется миграцией

нейтрального комплекса, состоящего из протона и  $\pi^-$ -частицы в кристаллической решётке. Такая миграция продолжается до тех пор, пока  $\pi^-$ -частица не попадёт в состояние с наименьшей энергией в системе протон—мезон. В результате такой диффузии комплекс сталкивается с соседним тяжёлым атомом. При таком столкновении имеется большая вероятность того, что  $\pi^-$ -частица будет захвачена протоном одного из тяжёлых атомов, а затем и всем ядром. Предположение о существовании такого нейтрального комплекса между протоном и отрицательным мезоном было высказано Франком<sup>104\*</sup>) для объяснения  $\pi$ - $\mu$ -случаев процессами, отличными от распада  $\pi$ -частицы.

### 9. ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ МЕЗОНОВ ДРУГИХ ТИПОВ

В течение последних пяти лет физики, работающие в разных лабораториях, представили данные, которые указывали на существование частиц с массой, промежуточной между массами  $\pi$ -мезонов и протонов. Хотя мы встречаемся с несколькими типами частиц, однако все эти частицы удобно называть  $\tau$ -мезонами. Иногда доказательство основывается на отдельных случаях, наблюдаемых в камерах Вильсона или фотографических пластинках; до самого последнего времени неудовлетворительной особенностью всех наблюдений было отсутствие соответствия между любой парой из описанных случаев. Поэтому вопрос о существовании  $\tau$ -мезонов оставался открытым. Однако несколько наблюдаемых недавно случаев подтвердили результаты более ранних работ. Поэтому можно утверждать, что имеются серьёзные указания в пользу существования частиц с массой порядка  $1000 m_e$ .

#### 9(1). Доказательство существования $\tau$ -мезонов

а) Первое наблюдение  $\tau$ -мезонов было сделано Лепринс-Ринге и Леритге<sup>105</sup>, которые получили в управляемой камере Вильсона, помещённой в магнитное поле, снимок столкновения быстрой частицы космических лучей с электроном. Из анализа снимка авторы заключили, что масса движущейся частицы, обладавшей положительным зарядом, порядка  $1000 m_e$ .

б) Рочестер и Батлер<sup>106</sup> наблюдали в камере Вильсона два случая. В одном из них в газе камеры возникают две частицы, выходящие из одной точки; угол между направлениями движения обеих частиц около  $65^\circ$ . Из предположения о том, что точка пересечения является точкой их образования, следует, что частицы обладают зарядами разных знаков. Из кривизны путей в магнит-

---

\*) Свойства нейтрального комплекса разобраны в статье Д. Д. Иваненко и А. А. Соколова<sup>135</sup>.

ном поле и удельной ионизации, определённой по плотности капель вдоль следа, можно заключить, что обе вторичные частицы имеют массу около  $300 m_e$ . Для объяснения снимка авторы предположили, что частицы возникли при спонтанном распаде «налету» нейтральной частицы с массой  $\geq 800 m_e$ . Во втором случае в газе камеры наблюдался резкий излом в направлении движения частицы. Очень трудно объяснить излом ядерным рассеянием; авторы показали, что данный случай не противоречит предположению о распаде налету заряженной частицы с массой около  $1000 m_e$  с испусканием вторичной заряженной частицы и одной или нескольких нейтральных частиц.

в) Брадт и Петерс в результате измерения плотности зёрен в большом числе следов частиц в фотографических пластинках, экспонированных на значительных высотах, высказали на конференции в Бристоле в 1948 г. предположение о том, что при ядерных взрывах иногда испускаются частицы с массой около  $700 m_e$  и малой кинетической энергией. Однако к этим результатам нужно относиться с большой осторожностью вследствие предварительного экспонирования пластинок и эффекта регрессии. Отсутствие следов спонтанного распада или взаимодействия с ядрами на конце пробега частиц является также неудовлетворительной особенностью этих наблюдений. В результате последующих опытов авторы отказались от своих утверждений, объяснив их предварительным экспонированием пластинок и регрессией.

Другие экспериментаторы провели сходные наблюдения, получив, однако, разные результаты. Фриезен с сотрудниками (частное сообщение) в Лунде не получил в фотографических пластинках, экспонированных с помощью шаров-зондов на больших высотах, данных, свидетельствующих в пользу существования частиц с массами в интервале  $500-1500 m_e$ . Броун и Фауллер, изучая пластинки, экспонированные на высоте  $3300 \text{ м}$ , получили аналогичный результат. С другой стороны, Алиханян, Алиханов и сотрудники, используя этот метод, высказали утверждение, что ими был получен результат, который подтверждает вывод о существовании «варитронов».

г) Лепринс-Ринге и сотрудники<sup>107</sup> наблюдали в фотографической эмульсии случай, характеризуемый следующими особенностями: 1) одна из зафиксированных частиц имеет, повидимому, массу меньшую, чем масса протона; 2) в конце следа этой частицы наблюдалось расщепление, при котором была испущена  $\pi^-$ -частица; 3) эта  $\pi^-$ -частица образовала вторичное расщепление. Предполагая, что первый след действительно принадлежал частице, вызвавшей расщепление, из баланса энергии можно определить массу этой частицы; масса оказалась равной примерно  $700 m_e$ .

д) Броун и другие наблюдали в «электронно-чувствительной» эмульсии случай, повидимому, соответствующий спонтанному распаду на три частицы остановившейся частицы с массой около  $1000 m_e$ . Такое истолкование основывается на том, что суммарный импульс вторичных частиц в пределах ошибок равен нулю, а суммарная их энергия соответствует энергии, освобожденной при исчезновении массы покоя первичной частицы. Одна из вторичных частиц остановилась в эмульсии, образуя ядерное расщепление; следовательно, эта частица —  $\pi^-$ -мезон. По измерению рассеяния и плотности зёрен вдоль пути вторую частицу, обладавшую значительно большей энергией, можно также отождествить с  $\pi$ -мезоном.

После значительного промежутка времени, в течение которого не было определённой точки зрения по существу разбираемого вопроса, были получены новые экспериментальные данные, подтверждающие наблюдения Рочестера и Батлера. Так, Андерсон и другие<sup>108</sup> наблюдали на высоте 3300 м в камере Вильсона двадцать примеров «V-образных» следов, обусловленных, повидимому, подобно случаю, наблюдаемому Рочестером и Батлером, распадом нейтральных мезонов  $\tau^0$ . В некоторых случаях распад  $\tau^0$ -мезона сопровождался ядерным расщеплением в свинцовой пластинке, расположенной в камере. Разумно предположить, что оба события связаны и что  $\tau^0$ -мезоны образуются при расщеплении ядер. Авторы утверждают, что если это предположение верно, то особенности «вилки» указывают, на то, что испускание нейтральных частиц при спонтанном распаде первичной нейтральной частицы происходит редко. Андерсон и сотрудники сообщили о нескольких примерах, соответствующих второму из описанных Рочестером и Батлером типов  $\tau$ -мезона; как упоминалось ранее, снимок, соответствующий этому типу, интерпретировался как распад заряженного мезона с массой около  $700 m_e$  на заряженный мезон меньшей массы и на одну или несколько нейтральных частиц.

Результаты Броуна и др. получили подтверждение в недавней работе Хардинга<sup>109</sup>, экспонировавшего фотографические пластинки под 3 м льда на Юнгфрауих. Хардинг нашёл два случая, когда частица с массой около  $1000 m_e$  после остановки в эмульсии распалась на три заряженных частицы, причём линии их движения лежали в одной плоскости. Подробный анализ показывает, что особенности следов согласуются с предположением о спонтанном распаде на три заряженных  $\pi$ -частицы.

Из данных, полученных Хардингом, в одном случае можно измерить суммарную кинетическую энергию вторичных частиц; было найдено значение, согласующееся с данными Броуна и др.:  $\approx 80 \text{ Мэв}$ . Если вторичные частицы —  $\pi$ -мезоны, то это значение энергии соответствует массе первичного  $\tau$ -мезона

порядка  $(985 + 20) m_e$ . Таким образом, имеющиеся данные согласуются с предположением о трёх типах распада. Эти схемы распада представляются следующими уравнениями:

$$1) \tau^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$$

Рочестер и Батлер, 1 тип  
или

$$\tau^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$2) \tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$$

Рочестер и Батлер, 2 тип  
или

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

$$3) \tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \text{ Броун и др.}$$

Следует заметить, что первые четыре уравнения имеют весьма спекулятивный характер.

Ряд экспериментаторов изучали природу мезонов, образованных в ядерных расщеплениях, произведённых частицами космических лучей (протонами и  $\alpha$ -частицами больших энергий).

Было установлено, что  $\tau$ -мезоны достаточно стабильные, чтобы остановиться в твёрдом веществе, образуются в ядерных расщеплениях редко сравнительно с  $\pi$ -мезонами. Три случая такого типа наблюдались на высоте 3300 м Броуном и другими и Хардингом под значительными толщинами вещества; весьма возможно, что такие частицы в этом случае образуются только с большой кинетической энергией. Тогда наблюдение их возможно только при наличии вокруг фотографических пластинок значительной массы вещества. В случаях, описанных Рочестером и Батлером и Андерсоном

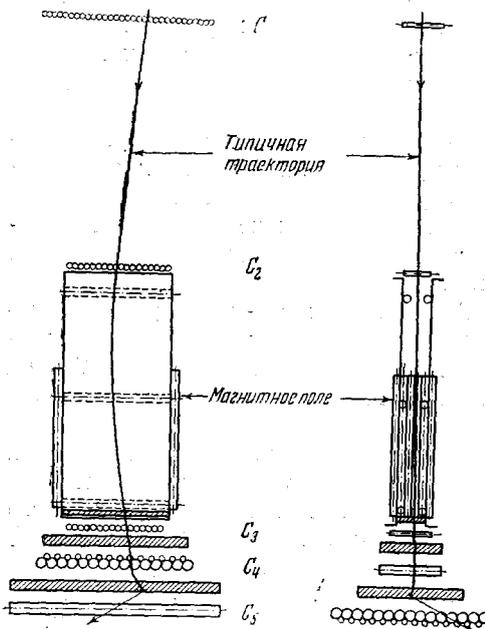


Рис. 39. Установка Алиханяна, Алиханова и Вайсенберга для определения масс заряженных частиц космических лучей.

и другими, время жизни частиц едва ли менее  $10^{-10}$  сек., а в случае, приведённом Броуном и другими, — не менее, чем  $10^{-12}$  сек.

## 9(2). Варитроны

Упомянутые выше опыты Алиханяна и других<sup>110, 111</sup> проводились на высоте 3250 м с помощью установки, схематически изображённой на рис. 39. Заряжённые частицы космических лучей, движущиеся по направлениям, составляющим малые углы с вертикалью, проходили через ряды счётчиков  $C_1$  и  $C_2$ .

Наблюдая разряды в индивидуальных счётчиках, можно определить направление движения частиц. После прохождения ряда  $C_2$  частица движется между полюсами постоянного магнита, создающего поле напряжённостью около 7000 гаусс.

Частица отклоняется так, что попадает в счётчик ряда  $C_3$ , не лежащий в направлении первоначального движения. По кривизне пути можно определить импульс частицы с точностью, обусловленной конечными размерами счётчиков.

После прохождения магнитного поля частицы пересекают свинцовые пластины, расположенные между рядами  $C_3$  и  $C_4$ ;  $C_4$  и  $C_5$ . Можно, измеряя толщину свинца, которую прошли частицы до остановки, определить их пробег. Точность определения пробегов ограничивается толщиной свинцовых пластин. Считая, что частицы останавливаются исключительно вследствие ионизационных потерь энергии, можно в принципе, комбинируя оба наблюдения, определить массу частиц покоя.

Вследствие конечной толщины свинцовых пластин значения отклонений частиц одной массы, остановившихся в определённом слое свинца, будут распределены так, как показано на рис. 40, а. При интерпретации своих экспериментальных результатов авторы заключили о существовании крутых «обрывов» в их кривых рас-

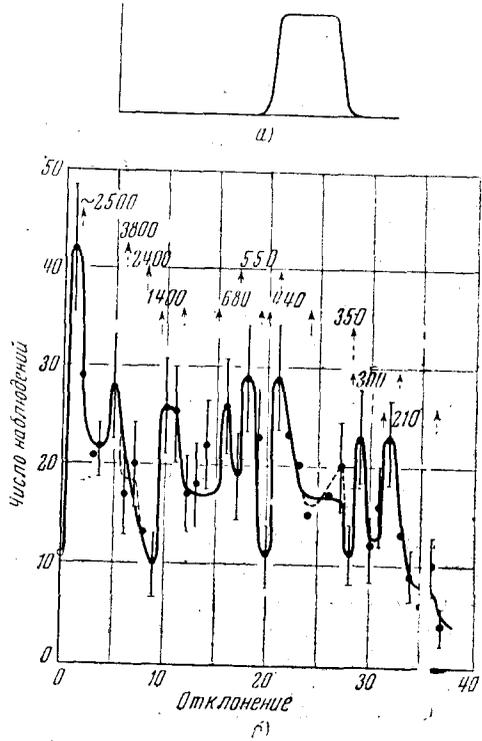


Рис. 40. Типичный результат Алиханяна и др.

пределения и, как следствие этого, о существовании многих типов заряженных мезонов, которые авторы назвали «варитронами». Это название указывает на разнообразие масс покоя частиц. Типичный пример одного из наблюдаемых распределений показан на рис. 40, б.

В предварительном сообщении, сделанном недавно Броде<sup>55</sup>, излагаются результаты опыта, аналогичного описанному выше. В опытах Броде импульс частицы определялся по кривизне траектории в камере Вильсона, расположенной в магнитном поле; остановки частиц изучались при их прохождении через свинцовые пластины, находящиеся в камере Вильсона. Кроме  $\mu^+$ - и  $\mu^-$ -мезонов и протонов, Броде наблюдал шесть положительно заряженных частиц с массой около  $1000 m_e$ . Однако недавно он пришел к выводу, что эти шесть частиц также являются быстрыми протонами.

Результаты Алиханяна и сотрудников находятся в противоречии с данными, полученными Франчинетти<sup>56</sup> и другими авторами, чьи опыты обсуждались ранее\*).

Следует заметить, что в опытах со счётчиками трудно быть гарантированным от влияния не предусмотренных процессов, которые могут вызвать разряды в счётчиках. В опытах Алиханяна и других возможно, например, что некоторые случаи вызывались частицами, двигавшимися вверх. Такие частицы иногда образуются при ядерных соударениях быстрых протонов и нейтронов, проходящих через поверхностные слои земли; известно, что такие частицы имеют заметную интенсивность (Камерини и др.<sup>44</sup>).

Вторым возможным источником ошибок в этих опытах являются неионизационные потери энергии основного потока частиц, направленного вниз. Некоторые из них могут внезапно останавливаться в результате ядерных соударений. С другой стороны, электроны, испускаемые при спонтанном распаде  $\mu^+$ -частицы, могут вызвать разряд в одном из счётчиков нижнего ряда и, следовательно, имитировать увеличение пробега. Вследствие этих и других возможных процессов, а также небольшой статистической точности наблюдений, полученных до сих пор, и отсутствия подтверждающих результатов, полученных с помощью аналогичных установок, разумно отнести к упомянутым данным с большой осторожностью<sup>112</sup>.

Опыты Броде позволяют провести более подробное исследование следов частиц и физических процессов, происходящих в установке. Возможно также исключить некоторые неясности, которые имеют место при опытах со счётчиками. Однако и в этом случае частицы, останавливающиеся в свинцовых пластинах, могут быть источником вторичных процессов, которые не будут замечены.

\*) Данные, полученные Алиханяном, Алихановым и сотрудниками, находятся также в противоречии с результатами ряда работ советских авторов<sup>126</sup>.

## 9(3). Выводы

Вопрос о существовании мезонов других типов, кроме  $\pi$ - и  $\eta$ -частиц, имеет важное значение для развития ядерной физики. Изложенные выше результаты указывают на существование частиц других типов, достаточно стабильных, чтобы останавливаться в плотном веществе прежде, чем они распадутся «налету».

Однако они встречаются реже, чем  $\pi$ -частицы. Для того чтобы установить свойства  $\tau$ -частиц и уничтожить сомнения в их существовании, весьма важно улучшить точность и уменьшить статистические ошибки наблюдений. Это поможет уменьшению трудностей, встречающихся на пути создания удовлетворительной мезонной теории, происходящих от недостатка точных знаний. Как указывалось в начале статьи, открытие  $\pi$ -мезона оказалось возможным вскоре после увеличения чувствительности фотографического метода. Следовательно, можно сказать, что остаётся мыслимая возможность существования других типов частиц с ещё более коротким временем жизни, чем  $\pi$ - и  $\tau$ -мезоны, и наблюдение которых представляет ещё большие трудности.

## 10. ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОНОВ В АТМОСФЕРЕ

В результате открытий последних пяти лет представляется возможным дать ясную картину основных процессов, сопровождающих прохождение космических лучей через атмосферу. Едва ли настоящая картина сохранится в полном объёме; наоборот численные подсчёты показывают, что многие детали ещё нуждаются в объяснении. Изучение этих деталей возможно поведёт к обнаружению новых фундаментальных явлений, и на этом пути можно ожидать различных неожиданностей. Несмотря на это, всё же следует предположить, что наиболее важные особенности настоящей картины правильны.

## 10 (1). Первичная компонента космических лучей

Открытия Фрейера и других<sup>113</sup> и Брадта и Петерса<sup>114</sup> показали, что кроме протонов больших энергий, составляющих значительную долю первичного излучения, в нём содержатся также в большом числе тяжёлые ядра. На микрофотографиях X—XI показан след одной из таких частиц, зарегистрированный в фотографической пластинке, экспонированной на высоте более 30 км.

На рис. 41 представлены предварительные результаты Брадта и Петерса по изучению спектра масс частиц первичной компоненты. Из рис. 41 следует, что около 55% частиц первичного излучения являются ядрами, более тяжёлыми, чем протоны.

Брадт и Петерс недавно указали, что в спектре масс первичной компоненты имеются значительные пропуски; в частности, относительный вклад Li, Be, B и F мал сравнительно с долей соседних элементов. Этот факт интересен не только сам по себе, он также доказывает, что большинство первичных частиц не претерпевает ядерных столкновений при прохождении ими мирового пространства. С другой стороны, детальная структура спектра масс остаётся неопределённой (см. например, микрофотография XII). Все теории происхождения космических лучей должны объяснить эти особенности первичной компоненты.

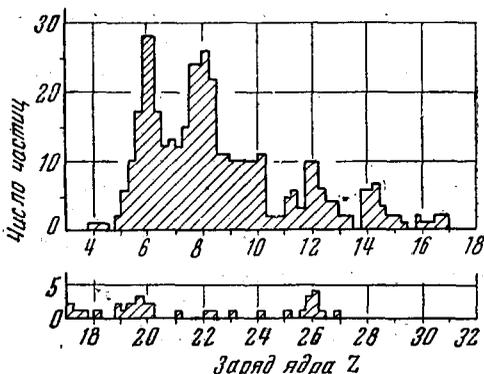


Рис. 41. Распределение тяжёлых частиц первичной компоненты космических лучей по зарядам (Брадт и Петерс<sup>114</sup>).

Вследствие существования магнитного поля земли, на данную магнитную широту в атмосферу может попасть частица, обладающая энергией большей, чем некоторая минимальная энергия, являющаяся функцией широты. Например, для  $50^\circ$  северной широты такая минимальная энергия для протонов равна  $1500 \text{ Мэв}$ . Энергия тяжёлых частиц ограничивается аналогичными обстоятельствами, но существенно зависит

от значения величины  $\frac{Ze}{M}$ , где  $Ze$  — заряд, а  $M$  — масса частицы.

Достаточно удовлетворительным приближением является предположение о том, что для элементов со средним атомным весом

$\frac{Ze}{M}$  равно половине соответствующего значения для протона; при

таком предположении минимальная энергия тяжёлых частиц равна  $500 \text{ Мэв}$  на нуклеон. Поэтому минимальная энергия ядер, входящих в состав первичной компоненты, увеличивается с их массой. Следовательно, если мы ограничим наше рассмотрение частицами с энергией больше определённого значения (скажем,  $10^{11} \text{ Мэв}$ ), то тяжёлые ядра внесут значительно больший вклад, чем полный поток частиц. Более подробное исследование этого вопроса зависит от определения энергетического спектра частиц первичной компоненты; решение этой проблемы имеет большой интерес для решения проблемы о происхождении космических лучей.

## 10 (2). Расщепления тяжёлых частиц первичной компоненты

Вследствие того, что тяжёлые частицы несут большой заряд, они теряют много энергии на ионизацию и имеют большое эффективное сечение для взаимодействия с ядрами. В результате они редко проникают на глубины ниже 18 км. Далее, вследствие большой вероятности соударений с ядрами, тяжёлые частицы редко достигают конца своего пробега до разрушения из-за столкно-

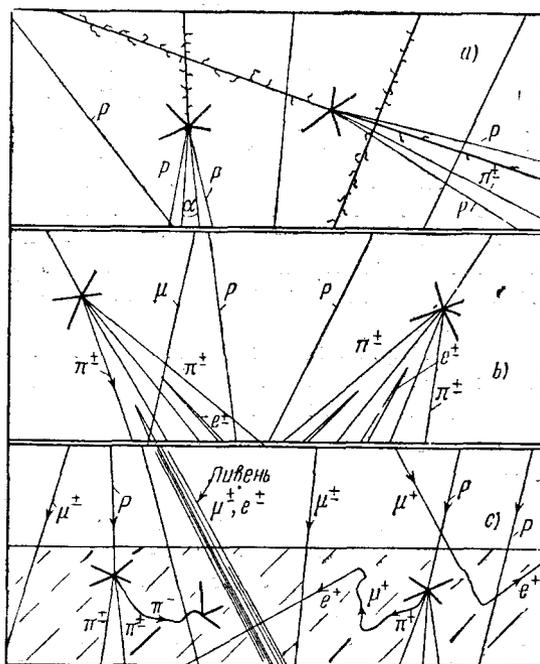


Рис. 42. Схематическое изображение процессов, происходящих в атмосфере.

вений; таким образом, след частицы, показанный на микрофотографиях X—XI является исключением. Имеется большое разнообразие типов ядерных взрывов, происходящих вследствие столкновений тяжёлых частиц большой энергии (Брадт и Петерс<sup>114</sup>); некоторые примеры воспроизведены на микрофотографиях IX и XII. В некоторых случаях падающее ядро распадается полностью на составляющие нуклеоны. В других случаях распад значительно менее полный, повидимому, вследствие большого параметра удара (см. микрофотографию XII). Столкновения иногда приводят к образованию ливневых  $\pi$ -мезонов, аналогично образованию ливней

нейтронами, протонами и  $\alpha$ -частицами, движущимися с релятивистскими скоростями. Вследствие того, что одновременно сталкивается большое число нуклеонов, число мезонов в таких ливнях может быть очень велико. В результате процессов такого типа через атмосферу, кроме первичных протонов движутся одновременно ливни релятивистских нуклеонов. Эта фаза развития вторичных процессов представлена на рис. 42, *a*.

### 10 (3). Происхождение жёсткой и мягкой компонент

Отдельные быстрые нуклеоны могут проникнуть до значительно больших глубин атмосферы, чем тяжёлые ядра. Однако вследствие ядерных соударений их интенсивность уменьшается экспоненциально с пройденной массой воздуха. Частицы, взаимодействуя с ядрами, образуют расщепления и ливни быстрых заряженных  $\pi$ -мезонов, многие из которых имеют энергию менее 1000 *Мэв*.  $\pi$ -частицы вследствие своего малого времени жизни обычно при движении через атмосферу распадаются «налету» после прохождения расстояния менее 100 *м* от точки своего образования. При таком распаде рождаются  $\mu$ -мезоны, составляющие основную часть жёсткой компоненты космических лучей.

Ядерные взрывы сопровождаются также испусканием нейтральных  $\pi$ -мезонов с очень коротким временем жизни. Спонтанный распад этих частиц на фотоны и последующее каскадное размножение электронов и фотонов вследствие образования пар и тормозного излучения приводит к созданию основной части «мягкой» компоненты. Следовательно, и жёсткая и мягкая компоненты образуются в одинаковых ядерных процессах. Энергетические распределения заряженных и нейтральных  $\pi$ -частиц весьма близки друг к другу. Число нейтральных частиц примерно равно половине числа заряженных мезонов, поэтому в жёсткую и мягкую компоненты переходит почти одинаковая доля энергии, что согласуется с наблюдениями Росси<sup>62</sup>. Все эти процессы схематически представлены на рис. 42, *b*.

Мы можем предположить, что многие из быстрых нуклеонов, рождённых при расщеплении «первичных» тяжёлых ядер большой энергии, способны образовывать ливни  $\pi$ -мезонов. Если это так, то этот процесс ответственен за образование широких проникающих ливней, состоящих из многих сотен  $\pi$ -мезонов, сопровождаемых мягким излучением. При столкновении первичного ядра образуется и много нуклеонов. Некоторые из этих нуклеонов последовательно образуют затем в атмосфере ливни проникающих частиц, появляющиеся как бы одновременно; эта кажущаяся одновременность является следствием того, что нельзя проследить с помощью обычной аппаратуры их появление на различных глубинах. Широкие проникающие ливни могут образовыв-

ваться как первичными тяжёлыми ядрами, так и первичными протонами достаточно больших энергий. Если будет произведено точное измерение распределения частиц первичной компоненты по заряду и энергии, то окажется возможным оценить относительный вклад обоих процессов.

Имеются некоторые данные о том, что прямое образование заряженных и нейтральных  $\pi$ -частиц в ядерных взрывах большой энергии сопровождается рождением  $\tau$ -мезонов значительных энергий с частотой порядка 1% от частоты появления  $\pi$ -частиц.

Эти мезоны, по крайней мере в некоторых случаях, могут спонтанно распадаться на  $\pi$ -частицы с временем жизни около  $10^{-10}$  сек.

$\mu$ -мезоны больших энергий вследствие своего слабого взаимодействия с ядрами могут проникать на большие глубины под землёй. Иногда, взаимодействуя с ядрами, они могут порождать ядерные взрывы, сопровождаемые испусканием ливней; однако возможно, что такое взаимодействие носит характер электромагнитного взаимодействия с протонами ядра.

Направленный вниз поток заряженных частиц и фотонов на больших глубинах в атмосфере сопровождается потоком «нейтрино» — нейтральных частиц с малой массой покоя. В настоящее время о судьбе «нейтрино» нет никаких данных.

## 11. ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Опыты, проведённые в течение последних трёх лет, установили, что  $\pi$ -мезоны имеют свойства, близкие к тем, которые были предсказаны для «тяжёлых квантов». Частицы эти образуются при столкновениях нуклеон—нуклеон; они взаимодействуют со всеми или почти со всеми нуклеонами, с которыми они сталкиваются; если они останавливаются в твёрдом веществе, то, несмотря на малое время жизни  $\cong 10^{-8}$  сек., они обычно успевают взаимодействовать с ядрами всех элементов (даже с водородом) раньше, чем произойдёт распад. Поэтому одно время казалось, что, модифицируя первоначальную теорию Юкавы, можно создать удовлетворительную мезонную теорию, которая будет последовательно описывать частицы и их отношение к ядерным силам.

С этой целью были развиты многочисленные варианты теории Юкавы; в математическом формализме этих теорий мезонное поле характеризовалось либо скаляром (первоначальная теория), либо вектором, либо псевдоскаляром (члены, зависящие от спина, прибавлялись к членам первоначальной «скалярной теории» сил, действующих между двумя нуклеонами); разрабатывались также и многие другие варианты. Недавние опыты по образованию  $\pi$ -мезонов  $\gamma$ -лучами, по захвату  $\pi$ -частиц газообразным водородом, а также схема распада  $\pi^0$ -частицы на два фотона дают важные сведения, доказывающие, что многие варианты мезонной теории несовместимы с описанными фактами.

Несмотря на значительный прогресс вследствие новых открытий, остаётся вопрос—являются ли по существу правильными основные черты первоначальной идеи Юкавы. Хотя и имеется возможность отождествить  $\pi$ -мезоны с «тяжёлыми квантами» ядерного поля, однако в развитии таким путём формализме не находится места для  $\mu$ -мезонов. Эти частицы имеют массу  $215 m_e$ ; они слабо взаимодействуют с ядром, так что могут проходить через сотни ядер без расщеплений; они имеют полуцелый спин и распадаются с испусканием электрона и, вероятно, двух нейтрино; они имеют время жизни  $2,1 \cdot 10^{-6}$  сек.; отрицательные мезоны, останавливаясь в элементах с  $Z$  более 15, взаимодействуют с ядрами до распада. При таком взаимодействии испускается нейтрино и нейтрон. Недостаточность наших теперешних представлений хорошо иллюстрируется тем фактом, что они едва ли смогут объяснить существование и свойства  $\mu$ -мезонов.

Эти трудности существовали ещё тогда, когда мы не столкнулись с дополнительными осложнениями, связанными с существованием других типов частиц. Однако дополнительные доказательства существования  $\tau$ -мезонов указывают, что положение значительно сложнее, чем это представлялось ранее; существуют заряженные и незаряженные частицы с массой около  $1000 m_e$ , которые, по крайней мере в некоторых случаях, распадаются с испусканием  $\pi$ -частиц.

В таблице IV представлены наиболее важные свойства различных типов частиц, объяснить которые должна теория.

Мы не имеем оснований предполагать, что частицы, включённые в таблицу IV, исчерпывают все возможные формы мезонов. Например, известно, что нейтральные  $\pi$ -частицы имеют время жизни менее  $5 \cdot 10^{-14}$  сек. С помощью экспериментальных средств, находящихся в нашем распоряжении, будет чрезвычайно трудно установить независимое существование многих форм мезонов. И не рассматривая такие возможности, ясно, что всякая теоретическая концепция должна объяснять разнообразие и свойства мезонов, представленных в таблице IV, хотя на настоящей ступени наших представлений об этом предмете это разнообразие представляется последовательностью произвольных, почти не связанных между собой фактов, которые в действительности должны, однако, быть звеньями единой цепи явлений, неизвестных в настоящее время.

«Экспериментальные науки, — говорит Клерк Максвелл, — непрерывно обнаруживают нам новые данные о процессах, происходящих в природе, и мы должны иметь новые подходящие мыслимые формы этих данных».

Возможно, что ещё остаются неизвестными важные данные, которые должны открыть новые пути к решению проблемы мезонов. Поэтому большой интерес представляют новые протон-

Таблица IV

Типы и свойства мезонов, обнаруженных на опыте \*)

Тип	Ссылка	Масса в $m_e$	Среднее время жизни в вакууме	Спин	Схема распада
$\mu^+$	Андерсон	$212 \pm 4$	$2,15 \cdot 10^{-6}$ сек.	$\left(\frac{1}{2}\right)$	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$
$\mu^-$	—	$212 \pm 4$	$2,15 \cdot 10^{-6}$ сек.	$\left(\frac{1}{2}\right)$	$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$ $\mu^- + x_A^z \rightarrow x_{A-1}^{z-1} + \nu + \bar{\nu}$ (в тяжёлых материалах)
$\pi^+$ $\pi^-$	Латгес и др.	$276 \pm 4$ $278 \pm 4$	$1,6 \cdot 10^{-8}$ сек. $1,0 \cdot 10^{-8}$ сек.	(0) (0)	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ $\pi^- + x_A^z \rightarrow$ «звезда» $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ $\pi^- + p \rightarrow h\nu + n$ (в водороде)
$\pi^0$	Бьоркланд и др.	$\sim 270$	$< 5 \cdot 10^{-14}$ сек.	(0)	$\pi^0 \rightarrow 2 h\nu$
$\tau^\pm$	Рочестер и Батлер	$\sim 900$	$\sim 2 \cdot 10^{-10}$ сек.	?	$(\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0)$ ? $(\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 + \pi^0)$ ?
$\tau^0$	Рочестер и Батлер	900	$2 \cdot 10^{-10}$ сек.	?	$(\tau^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-)$ ? $(\tau^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)$ ?
$\tau^+$	Броун и др.	1033	$10^{-12}$ сек.	(0)	$(\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-)$

\*)  $\nu$  — частица, не являющаяся протоном и обладающая малой массой.Свойства, не доказанные ещё окончательно или являющиеся следствием различного рода предположений, показаны в скобках. Различие в значениях времени жизни  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ - частиц не установлено окончательно.

синхротроны, находящиеся в стадии разработки. Частицы, образованные в действующих в настоящее время синхротронах, не обладают достаточной, в соответствии с законом сохранения, энергией, чтобы создать частицы с массой около  $1000 m_e$ . Однако проект бирмингамского протонсинхротрона рассчитан на получение протонов с энергией более  $1000 Mэв$ , что даст возможность получить искусственные  $\tau$ -мезоны.

Проектированные в Бруксхавене и Беркли машины, основанные на аналогичном принципе, рассчитаны, соответственно, на ускорение протонов до энергий  $3000$  и  $6000 Mэв$ . Однако даже если новые машины и будут успешно осуществлены, то останется необходимость в естественном источнике для изучения ядерных превращений, образованных частицами больших энергий. Опыты, производимые с помощью управляемой камеры Вильсона в магнитном поле, и успехи нового метода определения энергии быстрых частиц в фотографической эмульсии позволяют детально изучить расщепления, производимые протонами и  $\alpha$ -частицами с энергией в интервале от  $10^9$  до  $10^{11}$  эв, а иногда даже частицами большей энергии. В результате этих успехов нельзя провести резкую границу, разделяющую ядерную физику от физики космических лучей. Последняя должна рассматриваться как ядерная физика в области сверхвысоких энергий.

Ввиду возможностей такого технического развития и большого сосредоточения людских и материальных ресурсов вокруг изучения процессов, происходящих при высоких энергиях, можно надеяться на быстрое развитие наших представлений о мезонах. Эти частицы, которые распадаются, будучи свободными, играют важную роль, обеспечивая стабильность ядер.

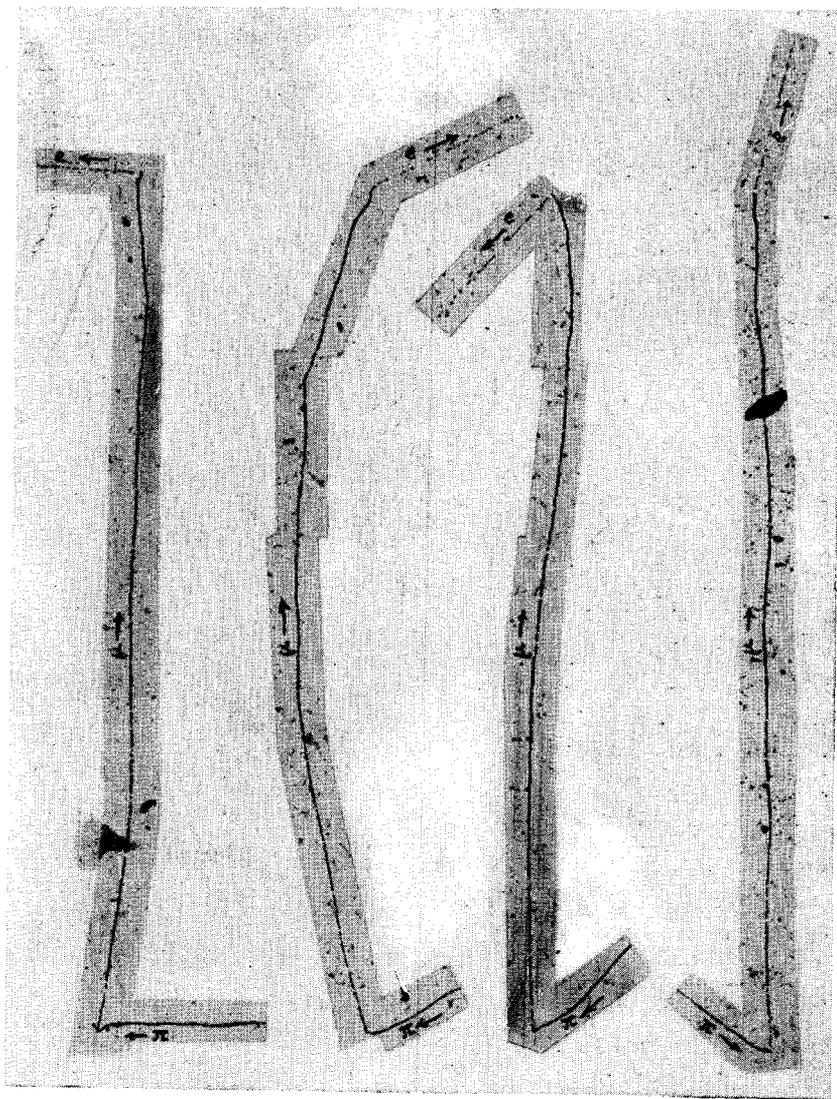
#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. Heitler, Rep. Prog. Phys. **5**, 361 (1939).
2. R. E. Peierls, Rep. Prog. Phys. **6**, 78 (1940).
3. H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17**, 48 (1935).
4. H. T. Flint, Rep. Prog. Phys. **5**, 402 (1939).
5. H. Fröhlich, W. Heitler, N. Kemmer, Proc. Roy. Soc. **A166**, 154 (1938).
6. C. D. Anderson, S. Neddermeier, Phys. Rev. **51**, 884 (1937).
7. P. M. S. Blackett, G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc. **A139**, 669 (1933).
8. C. M. G. Lattes, P. F. Fowler, P. Cuer, Proc. Phys. Soc. **59**, 883 (1947).
9. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, Nature **160**, 453, 486 (1947); Proc. Phys. Soc. **61**, 173 (1948).
10. P. Auger, P. Ehrenfest, A. Freon, H. Fournier, Comptes Rendus **204**, 257 (1937).
11. E. I. Williams, G. E. Roberts, Nature **145**, 102 (1940).
12. F. Rasetti, Phys. Rev. **59**, 613; **60**, 198 (1941).
13. B. Rossi a. N. Nereson, Phys. Rev. **62**, 417 (1942).
14. R. Chaminade, A. Freon, R. Maze, Comptes Rendus **218**, 402 (1944).

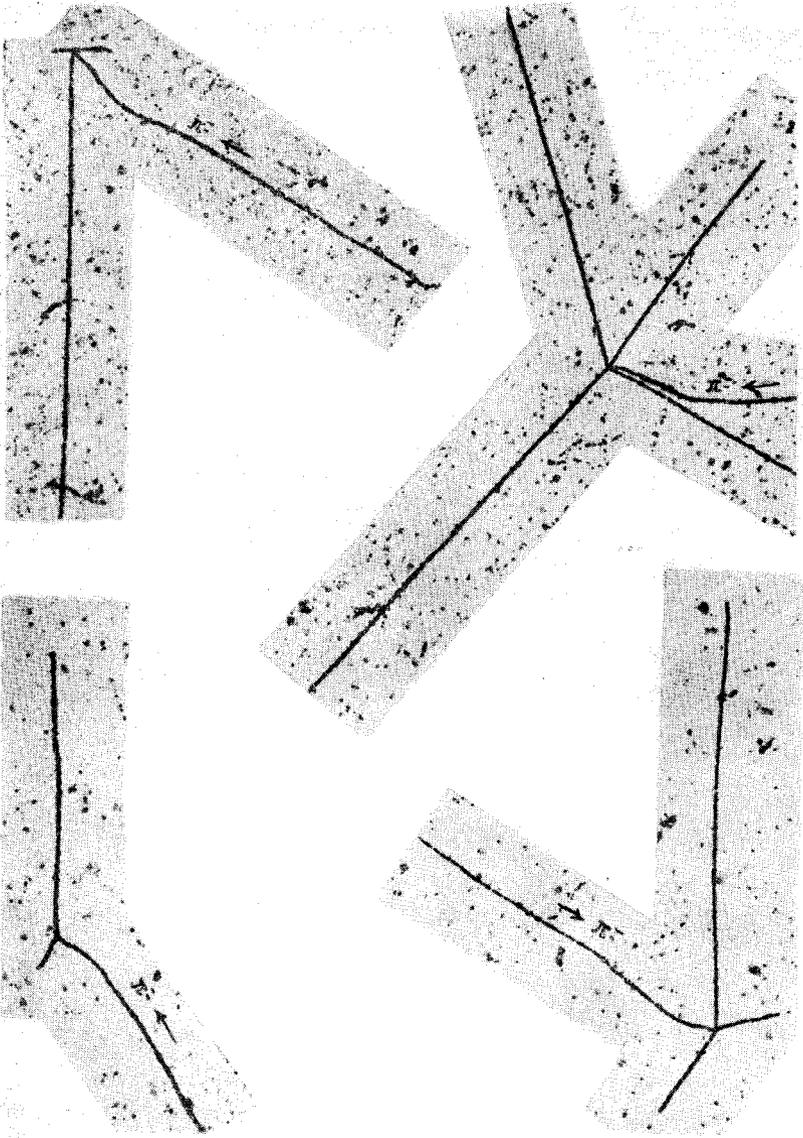
15. S. Tomonaga, G. Araki, *Phys. Rev.* **58**, 90 (1940).
16. M. Conversi, E. Pancini, O. Piccioni, *Phys. Rev.* **71**, 209 (1947).
17. E. Fermi, E. Teller, V. Weisskopf, *Phys. Rev.* **71**, 314 (1947).
18. H. Frohlich, *Nature* **160**, 255 (1947).
19. S. Sakata, T. Inoue, *Proc. Theor. Phys.* **1**, 143 (1946).
20. C. Moller, *Det. Kgl Danske Videnskabernes Selskab.* **18**, № 6 (1940).
21. R. E. Marshak, H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **72**, 506 (1947).
22. D. H. Perkins, *Nature* **159**, 126 (1947), *Phil. Mag.* **40**, 101 (1949).
23. G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, *Nature* **159**, 186 (1947).
24. C. M. G. Lattes, M. Muirhead, G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, *Nature* **159**, 694 (1947).
25. E. Gardner, C. M. G. Lattes, *Science* **107**, 270 (1948).
26. R. Berriman, *Nature* **162**, 992 (1948).
27. I. K. Bowker, *Phys. Rev.* **73**, 87 (1950).
28. V. Goldschmidt-Clermont, D. T. King, M. Muirhead, D. H. Ritson, *Proc. Phys. Soc.* **61**, 138 (1948).
29. I. Babour, *Phys. Rev.* **76**, 320 (1949).
30. C. Franzinetti, *Phil. Mag.* **41**, 86 (1950).
31. U. Camerini, P. H. Fowler, W. O. Lock, H. Muirhead, *Phil. Mag.* **41**, 413 (1950).
32. W. H. Barkas, A. S. Bishop, H. Bradner, F. M. Smith, *Phys. Rev.* **77**, 462 (1950).
33. E. I. Williams, *Proc. Phys. Soc.* **A169**, 153 (1939); *Phys. Rev.* **78**, 84 (1950).
34. R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell, D. Ritson, *Nature* **163**, 47, 82 (1949).
35. U. Camerini, T. Coor, I. H. Davies, P. H. Fowler, W. O. Cock, H. Muirhead, N. Tobin, *Phil. Mag.* **40**, 1013 (1949).
36. P. H. Fowler, *Phil. Mag.* **41**, 169 (1930).
37. V. Goldschmidt-Clermont, *Nuovo Cimento.* **7**, 1 (1950).
38. A. S. Bishop, H. Bradner, F. M. Smith, *Phys. Rev.* **76**, 588 (1949).
39. C. O'Gallagher, *Phil. Mag.* **41**, 838 (1950).
40. D. T. King, *Phil. Mag.* **41**, 165, 526 (1950).
41. H. Bradner, *Review of Work on Artificially Produced Mesons*, Berkeley, October (1949).
42. I. R. Richardson, *Phys. Rev.* **74**, 1720 (1948).
43. E. A. Martinelli, W. K. H. Panofsky, *Phys. Rev.* **77**, 465 (1950).
44. U. Camerini, H. Muirhead, C. F. Powell, D. H. Ritson, *Nature* **162**, 433 (1948).
45. F. L. Adelman, S. B. Jones, *Phys. Rev.* **75**, 1468 (1949).
46. W. K. H. Panofski, L. Aamodt, H. F. York, *Phys. Rev.* **78**, 825 (1950).
47. H. Bradner, S. B. Jones, *Phys. Rev.* **78**, 90 (1950).
48. I. Heidmann, L. Leprince-Ringuet, *Comptes Rendus* **226**, 1716 (1948).
49. M. G. K. Menon, H. Muirhead, O. Rochat, *Phil. Mag.* **41**, 583 (1950).
50. S. Tamor, *Phys. Rev.* **77**, 412 (1950).
51. G. Wentzel, *Phys. Rev.* **75**, 1810 (1949).
52. C. Richman, H. Wilcox, *Phys. Rev.* **78**, 85 (1950).
53. W. Fretter, *Phys. Rev.* **70**, 625 (1946).
54. I. G. Rettallack, R. B. Brode, *Phys. Rev.* **75**, 1716 (1949).
55. R. B. Brode, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 37 (1949).
56. R. W. Tompson, *Phys. Rev.* **77**, 430 (1948).

57. E. C. Fowler, R. L. Cool, I. C. Street, *Phys. Rev.* **74**, 101 (1948).
58. I. L. Zar, I. Hershkowitz, E. Beresin, *Phys. Rev.* **74**, 111 (1948).
59. I. Steinberger, *Phys. Rev.* **74**, 500 (1948).
60. R. B. Leighton, C. D. Anderson, A. I. Seriff, *Phys. Rev.* **75**, 1432 (1949).
61. I. H. Davies, W. O. Lock, H. Muirhead, *Phil. Mag.* **40**, 1250 (1949).
62. B. Rossi, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 537 (1948).
63. M. Cosyns, C. C. Dilworth, G. P. S. Occhialini, M. Shoenberg, N. Page, *Proc. Phys. Soc.* **A62**, 801 (1949).
64. W. I. Chang, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 133 (1949).
65. I. Tiomno, L. A. Wheeler, R. R. Rau, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 144 (1949).
66. L. Michel, *Proc. Phys. Soc.* **A63**, 514 (1950).
67. E. P. Hincks, B. Pontecorvo, *Phys. Rev.* **73**, 257 (1948).
68. R. D. Sard, W. B. Ittner, A. M. Conforto, M. F. Crouch, *Phys. Rev.* **74**, 97 (1948).
69. R. E. Marshak, *Phys. Rev.* **75**, 1136 (1949).
70. R. Serber, *Phys. Rev.* **75**, 1459 (1949).
71. G. E. Valley, B. Rossi, *Phys. Rev.* **73**, 177 (1948).
72. L. W. Alvarez, A. Longacre, V. G. Ogren, R. E. Thomas, *Phys. Rev.* **77**, 752 (1950).
73. I. Steinberger, W. K. H. Panofsky, I. Steller, *Phys. Rev.* **78**, 802 (1950).
74. G. E. Valley, *Phys. Rev.* **72**, 772 (1947).
75. H. K. Ticho, M. Shein, *Phys. Rev.* **73**, 81 (1948).
76. I. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **71**, 320 (1947).
77. K. Wang, S. B. Jones, *Phys. Rev.* **74**, 1547 (1948).
78. O. Piccioni, *Phys. Rev.* **74**, 1754 (1948).
79. S. B. Jones, R. S. White, *Phys. Rev.* **75**, 1468 (1948); **78**, 12 (1950).
80. I. M. Peterson, *Phys. Rev.* **75**, 1463 (1948).
81. W. F. Cartwright, I. E. Hooper, D. T. King, *Phil. Mag.* **41**, 701 (1950).
82. W. L. Kraushaar, I. E. Thomas, V. R. Henri, *Phys. Rev.* **73**, 486 (1950).
83. I. Steinberger, A. S. Bishop, *Phys. Rev.* **48**, 493 (1950).
84. K. A. Brueckner, *Phys. Rev.* **79**, 64 (1950).
85. L. Leprince-Ringuet, *Rep. Como. Conf.* (1949).
86. C. F. Powell, *Rep. Como. Conf.* (1949).
87. G. Watagin, M. D. de S. Santos, P. A. Pompeia, *Phys. Rev.* **57**, 339 (1940).
88. L. Janossy, *Proc. Phys. Soc.* **A179**, 361 (1941).
89. W. Heisenberg, *Zeits. f. Physik* **126**, 563 (1949).
90. H. W. Lewis, I. R. Oppenheimer, S. A. Wouthausen, *Phys. Rev.* **73**, 127 (1948).
91. W. Heitler, L. Janossy, *Proc. Phys. Soc.* **A62**, 364, 669 (1949); см. также I. Hamilton, W. Heitler, H. W. Peng, *Phys. Rev.* **64**, 78 (1943).
92. R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Heitler, D. T. King, C. F. Powell, *Phil. Mag.* **40**, 862 (1949).
93. G. P. S. Occhialini, *Rep. Como Conf.* (1949).
94. P. M. S. Blackett, I. G. Wilson, *Proc. Roy. Soc.* **A165**, 209 (1938).
95. M. Sands, *Phys. Rev.* **77**, 180 (1950).
96. A. Lowati, A. Mura, I. Salvini, G. Tagliafferri, *Phys. Rev.* **77**, 284 (1950).

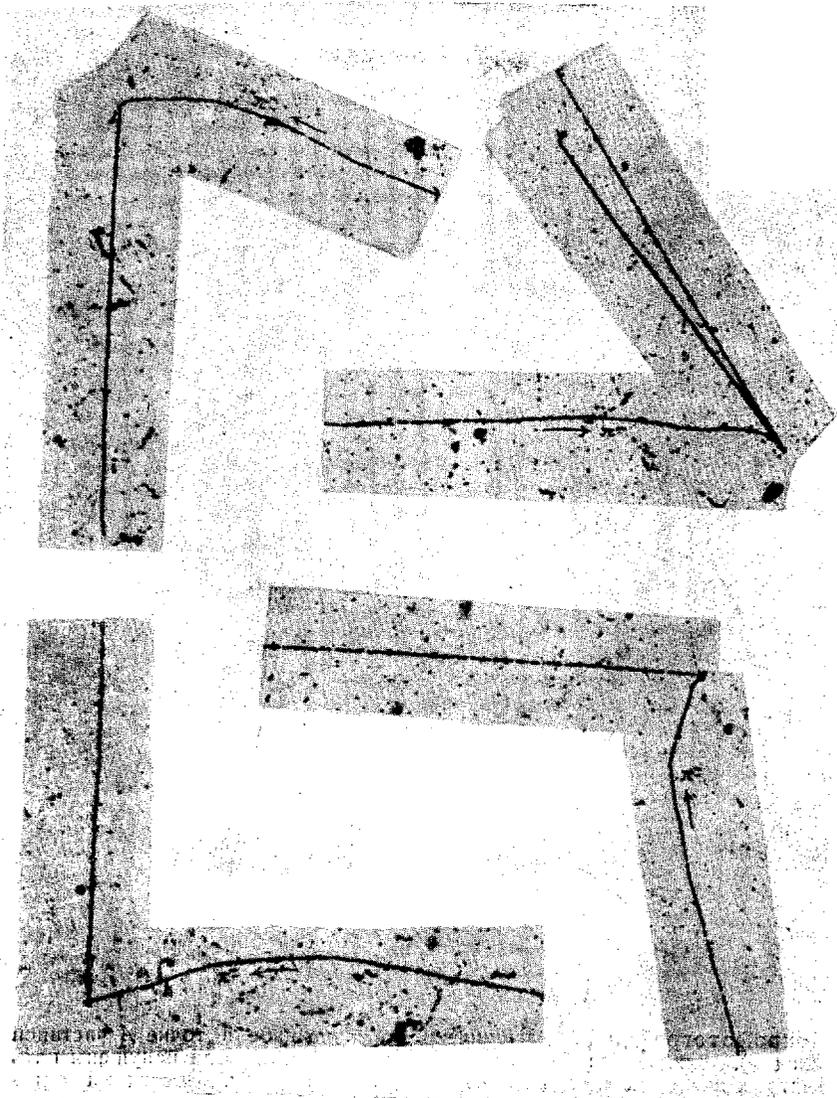
97. W. W. Brown, A. S. H. Kay, *Phys. Rev.* **77**, 342 (1950).
  98. C. C. Butler, W. G. v. Rosser, K. H. Barker, *Proc. Phys. Soc.* **A63**, 145 (1950).
  99. I. B. Harding, D. H. Perkins, *Nature* **164**, 285 (1949).
  100. H. L. Bradt, I. Kaplon, B. Peters, *Helv. Phys. Acta* **23**, 24 (1950).
  101. E. P. George, I. Evans, *Proc. Phys. Soc.* (в печати).
  102. R. Bjorkland, W. E. Grandall, R. I. Moyer, H. F. York, *Phys. Rev.* **77**, 213 (1950).
  103. A. G. Carlson, T. E. Hooper, D. T. King, *Phil. Mag.* **41**, 701 (1950).
  104. F. G. Frank, *Nature* **160**, 525 (1947).
  105. L. Leprince-Ringuet, M. Lheritier, *Comptes Rendus* **219**, 618 (1944).
  106. G. D. Rochester, C. C. Butler, *Nature* **160**, 855 (1947).
  107. L. Leprince-Ringuet, H. Tsang-Pong, L. Yannean, D. Morellet, *Comptes Rendus* **226**, 1897 (1948).
  108. A. I. Seriff, R. B. Leighton, C. Hjiao, E. W. Cowan, C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **73**, 290 (1950).
  109. I. B. Harding, *Phil. Mag.* **41**, 405 (1950).
  110. А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, В. Морозов, А. Христьян, *ДАН* **61**, 35 (1948).
  111. А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, А. Вейсенберг, *ЖЭТФ* **18**, 301 (1948).
  112. I. Daudin, *J. phys. et rad.* **11**, 25 (1950).
  113. P. Freier, E. I. Lofgren, E. P. Ney, F. Oppenheimer, H. L. Bradt, B. Peters, *Phys. Rev.* **74**, 213 (1947).
  114. H. L. Bradt, B. Peters, *Phys. Rev.* **74**, 1828 (1948); **75**, 1779 (1949); **77**, 54 (1950).
  115. C. D. Anderson, R. V. Adams, P. E. Lloyd, R. R. Rau, *Phys. Rev.* **72**, 724 (1947).
  116. F. M. Smith, E. Gardner, H. Bradner, *Phys. Rev.* **77**, 562 (1950).
  117. E. P. George, A. C. Jason, *Cosmic Radiation*. (сборник), London, 1949, стр. 31.
-



**Микрофотография I.** Четыре примера последовательного  $\pi$ - $\mu$ - $e$ -распада. Отчётливо видно увеличение плотности зёрен на конце пробега  $\mu$ -мезона, а также малая плотность зёрен в следах электронов.

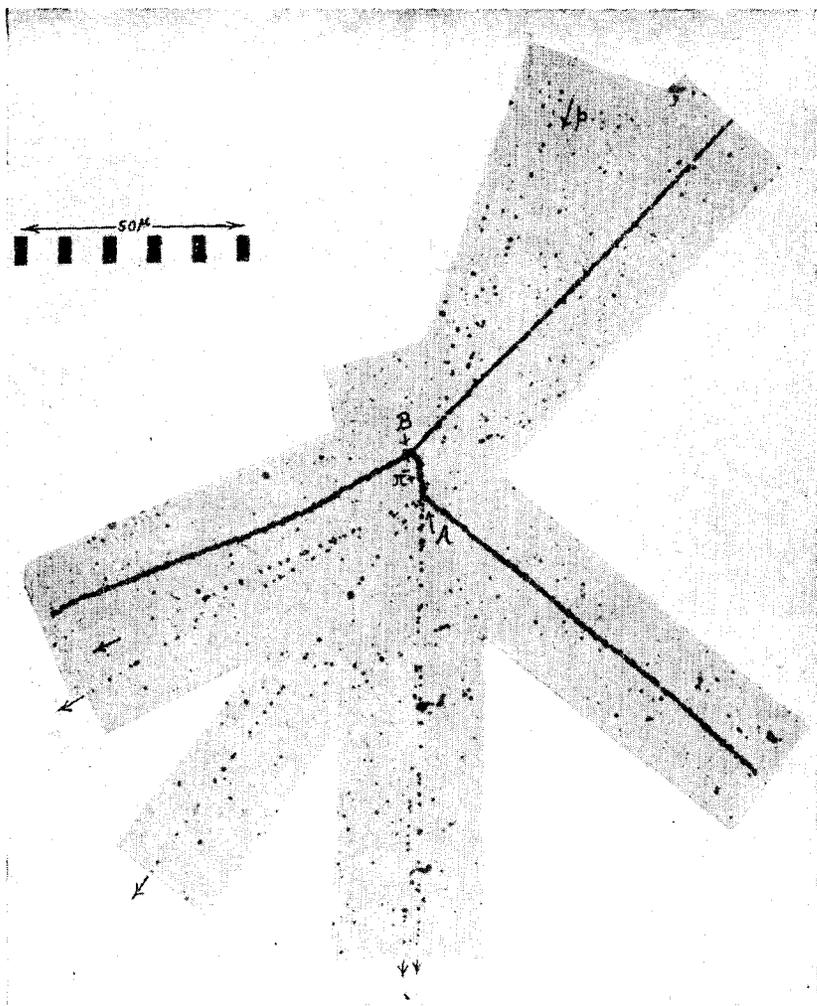


**Микрофотография II.** Расщепления ядер лёгких элементов, присутствующих в эмульсии (углерод, кислород и азот), при захвате  $\pi$ -частиц.

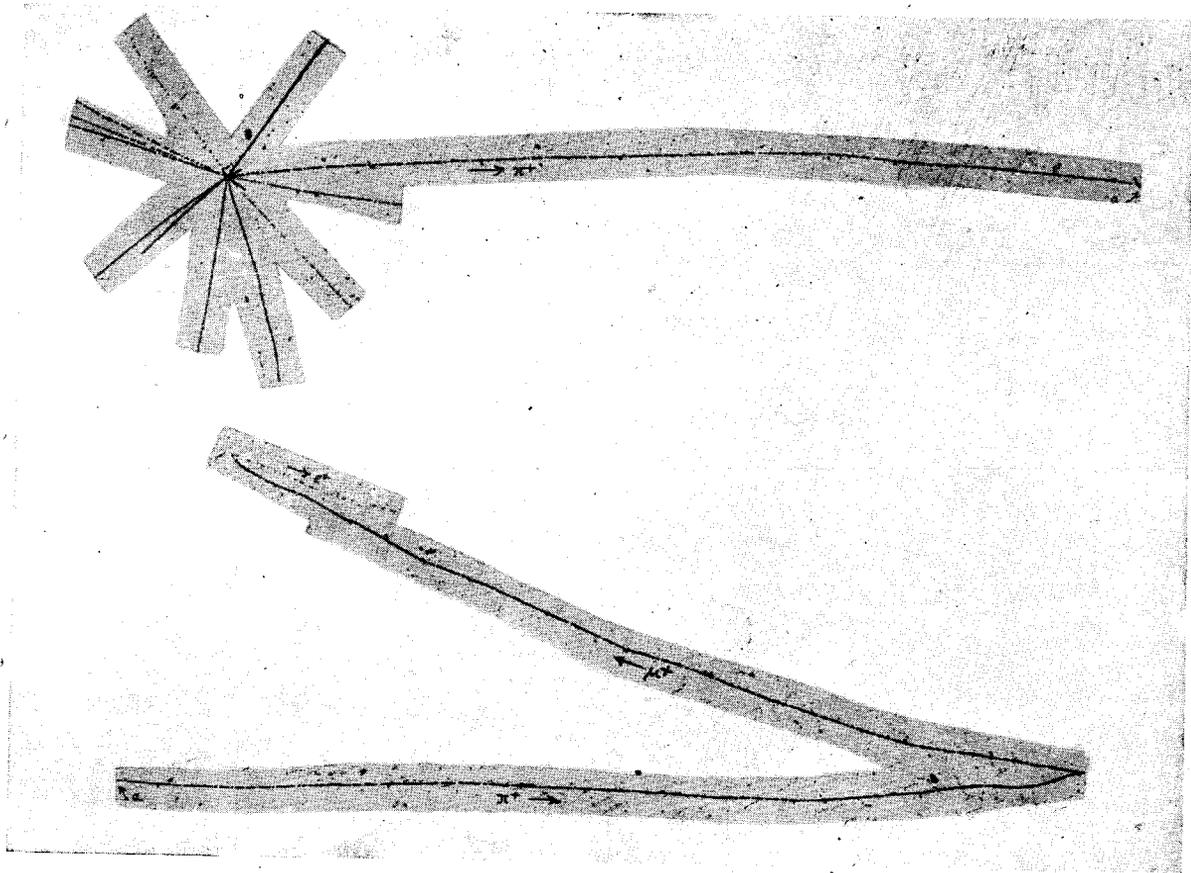


**Микрофотография III. Расщепление ядер тяжёлых элементов при захвате  $\pi$ -частиц.**

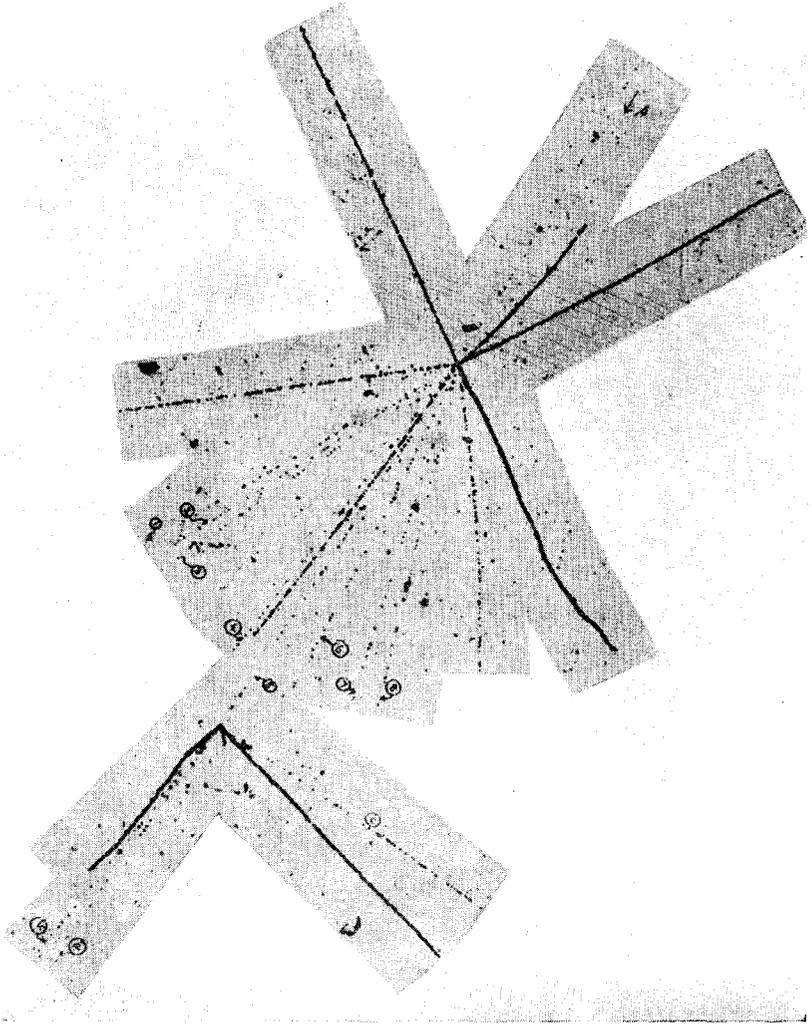
К статье С. Ф. Поуэлла „Мезоны“.



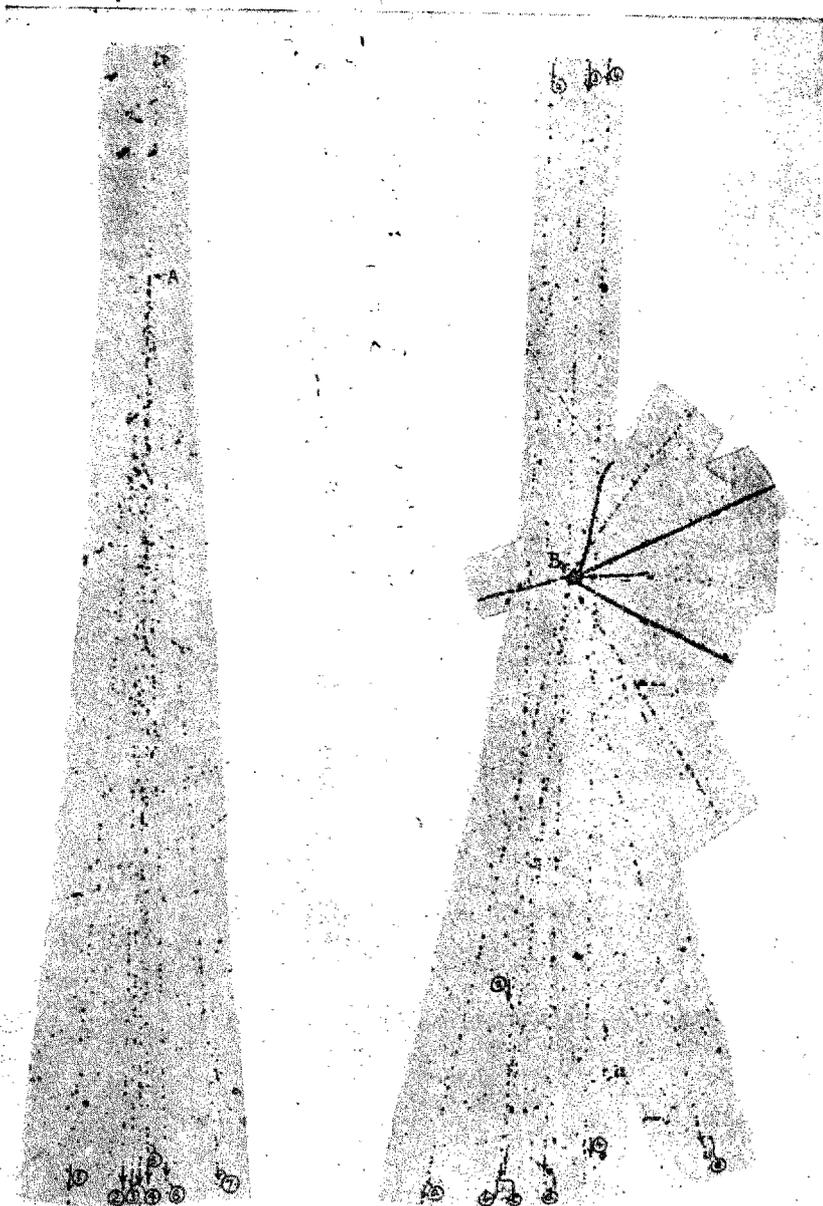
Микрофотография IV. Расщепление, образованное в точке А частицей (след  $p$ ), движущейся с релятивистской скоростью. Были испущены пять быстрых ливневых частиц и отрицательный  $\pi$ -мезон. Последний останавливается в точке В и образует вторичное расщепление. Кроме того, испущена одна неидентифицированная сильно ионизирующая частица, вероятно протон.



Микрофотография V. Ядерный взрыв, сопровождающийся испусканием  $\pi^+$ -частиц. Показаны две части следа частицы, соединяющиеся в точке *a*.  $\pi^+$ -частица испытывает последовательный  $\pi^+$ - $\mu^+$ - $e^+$ -распад.

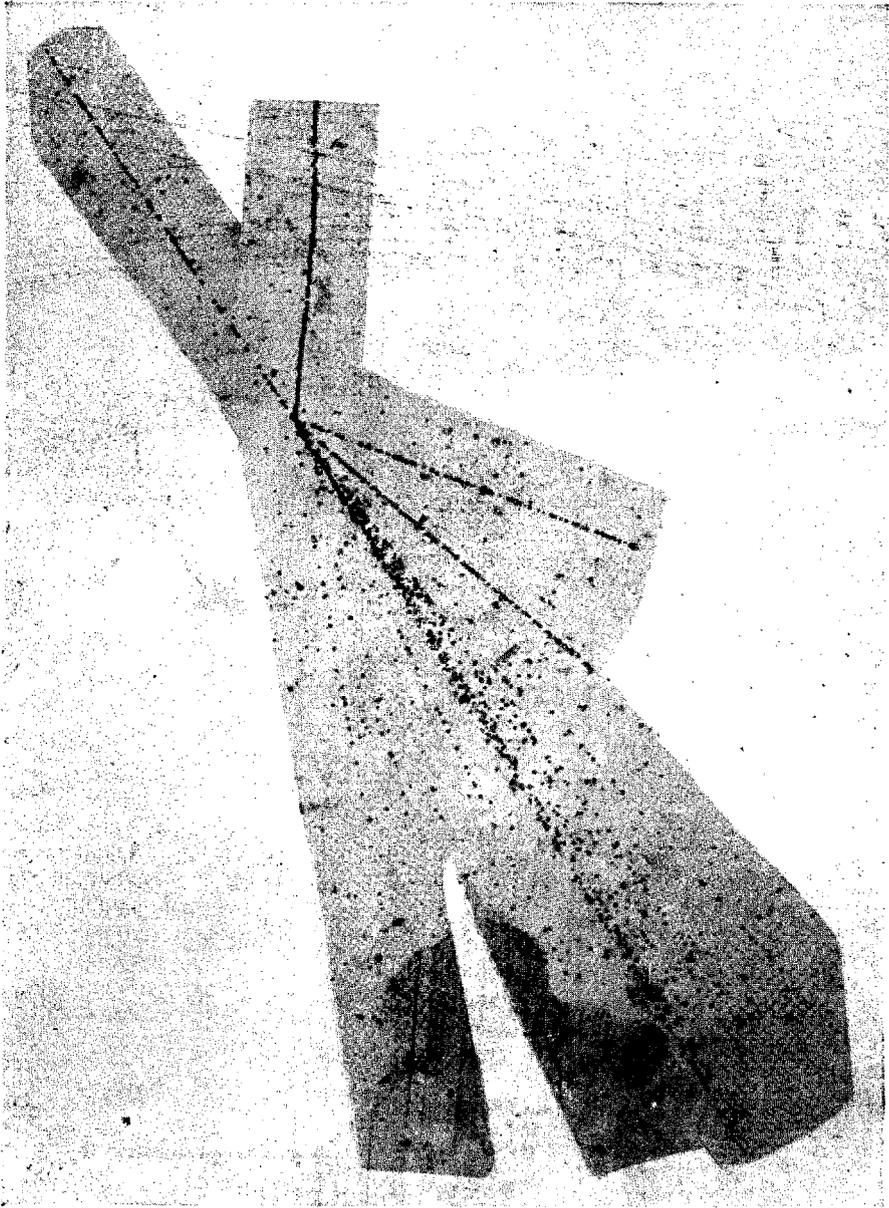


**Микрофотография VI.** Характерная двойная звезда. Одна из ливневых частиц, созданная в ядерном взрыве, образует вторичное расщепление.



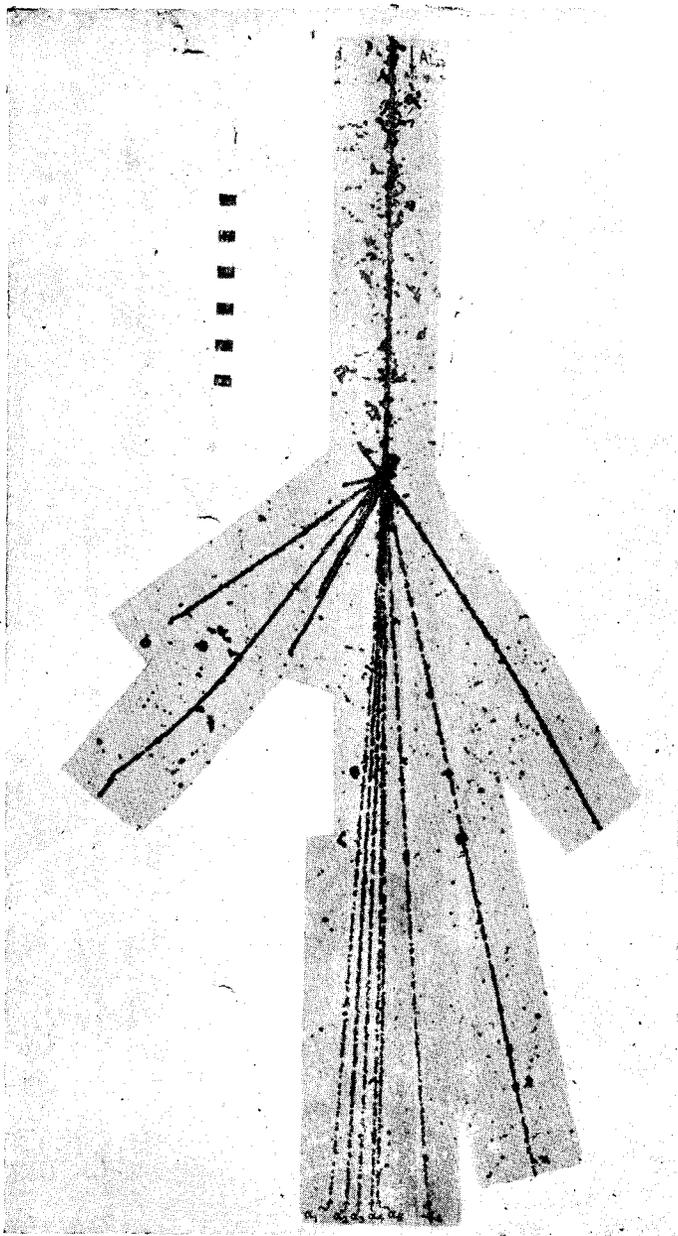
Микрофотография VII. В результате ядерного столкновения в точке *A* быстрая частица (след *P*) образовала ливень из семи частиц. Ливневая частица *З* создала вторичный ливень в точке *B*. Ливень в точке *A* создаётся, возможно, в результате взаимодействия протона с протоном.

К статье С. Ф. Поуэлла „Мезоны“



**Микрофотография VIII.  $\alpha$ -частица большой энергии, след которой виден в левом верхнем углу микрофотографии, взаимодействует с ядром и образует 35 ливневых частиц, большинство из которых движется в узком конусе.**

К статье С. Ф. Поуэлла „Мезоны“



Микрофотография IX. Ядро алюминия ( $Z = 13 \pm 2$ ) испытывает соударение, в результате которого испускаются шесть  $\alpha$ -частиц, движущихся внутри узкого конуса с примерно равными скоростями. Возможно что они принадлежат первичному ядру.

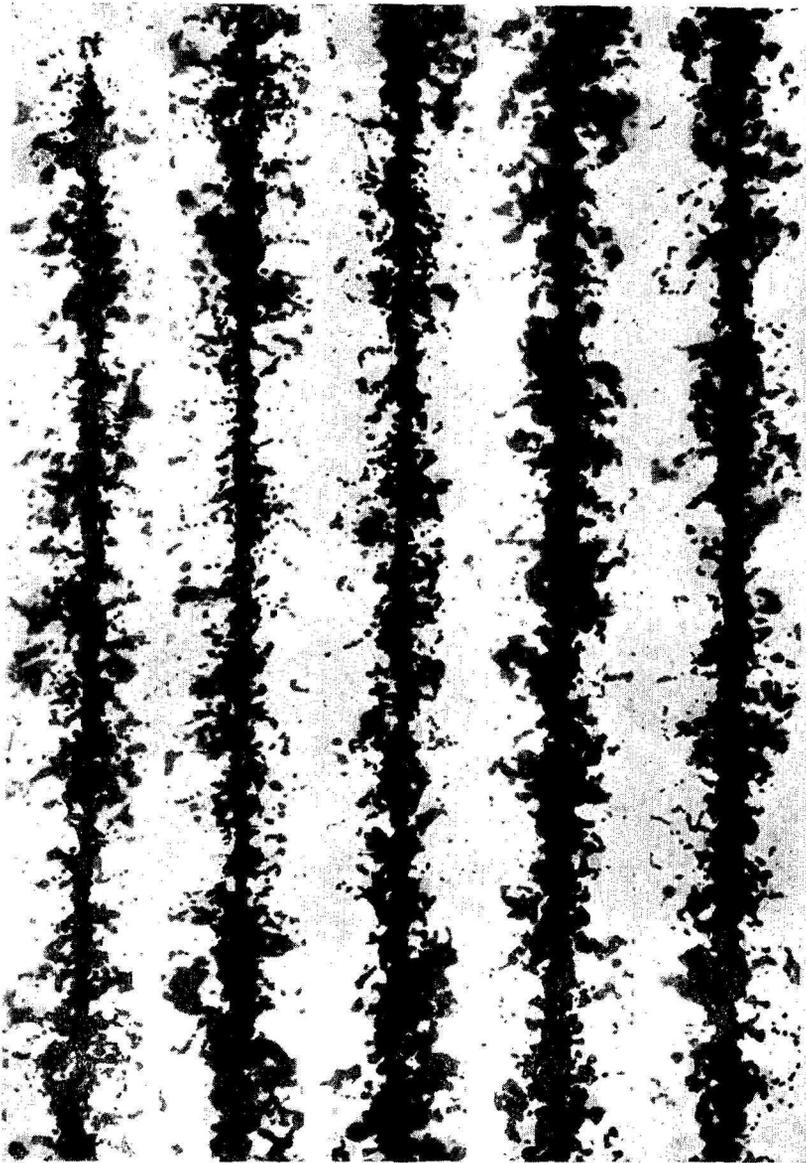
1

2

3

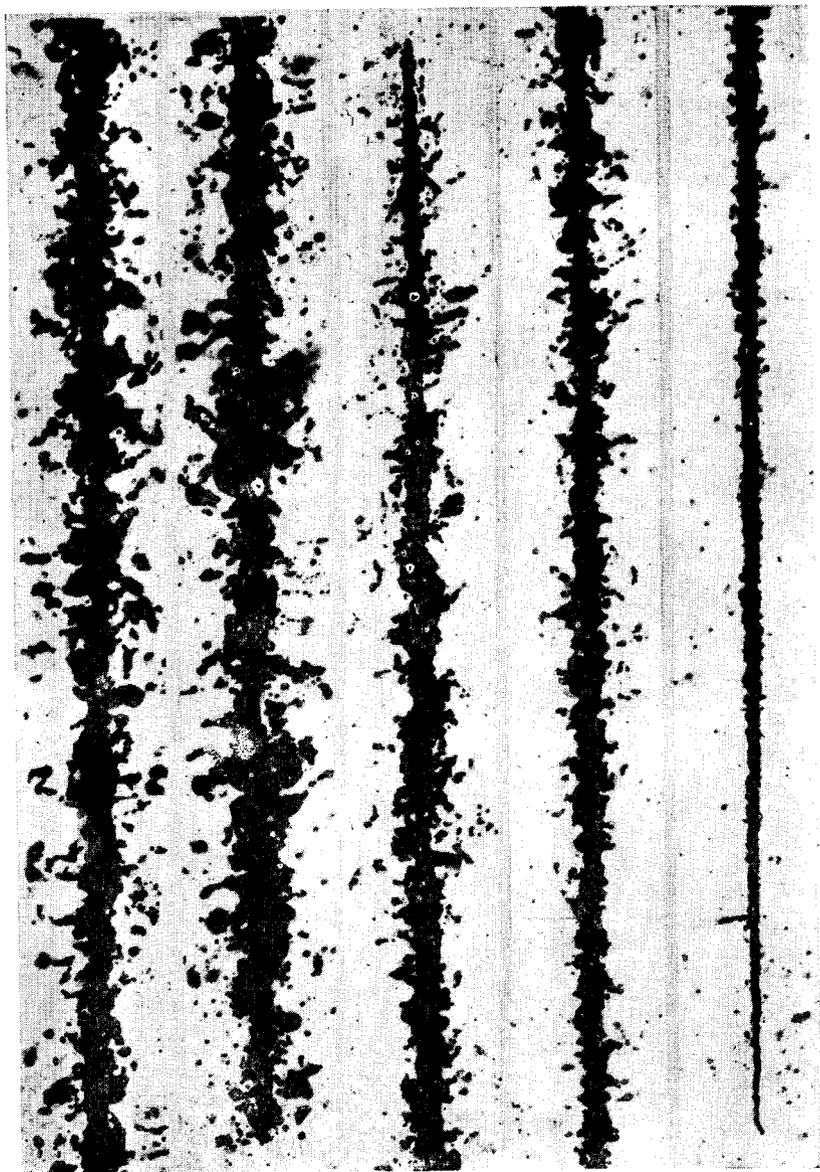
4

5

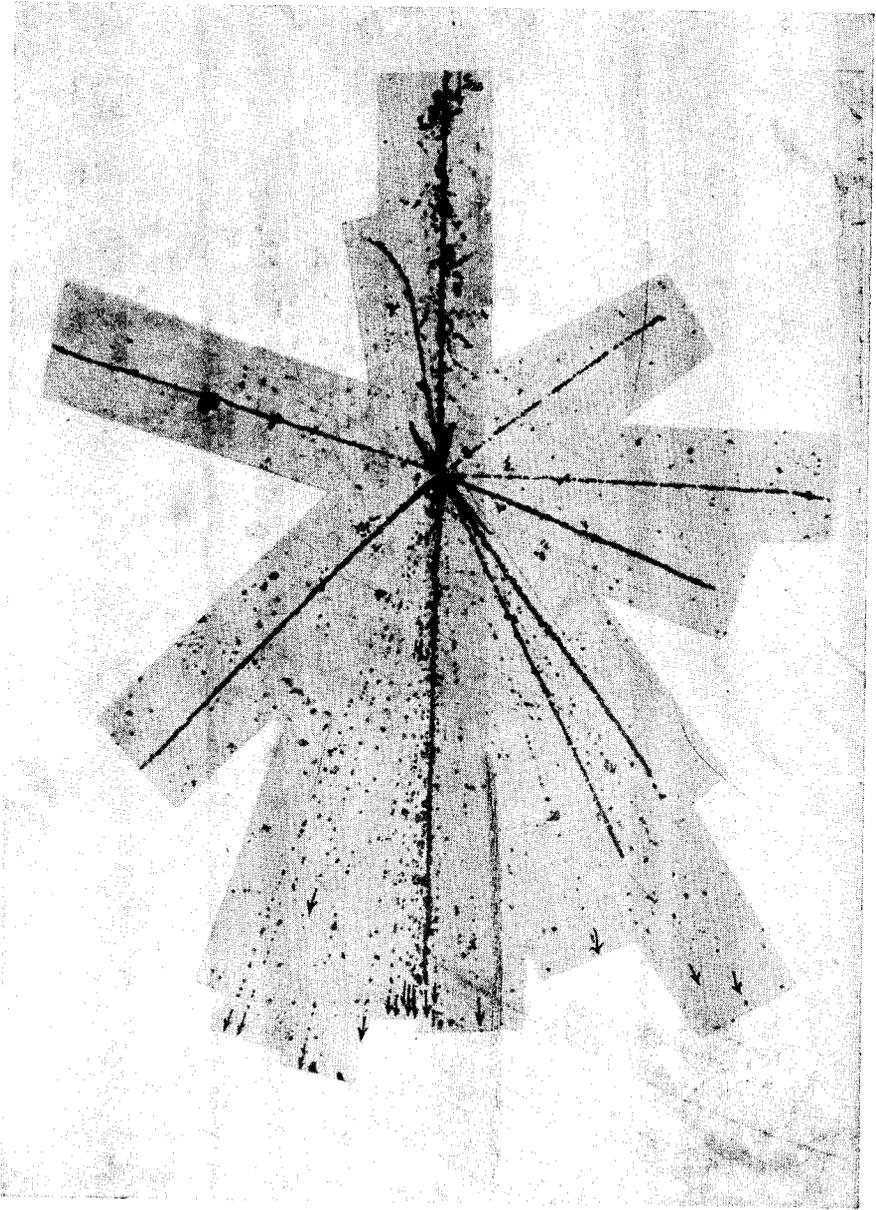


Микрофотографии X—XI. Последовательные участки следа ядра железа наливается в правом нижнем. Обрыв в следе между участками 7 и 8 еиями. Хорошо видно уменьшение пробегов  $\delta$ -электронов с уменьшением электронов

К статье С. Ф. Поуэлла „Мезоны“.



( $Z=26 \pm 2$ ), которое входит в эмульсию в верхнем левом углу и обусловлен движением частицы в воздушном зазоре между двумя эмульсоридами частицы, а также другие особенности, сопровождающие захват ядром.



**Микрофотография XII.** Ядро серы ( $Z = 16 \pm 1$ ) сталкивается в эмульсии с ядром серебра или брома. В результате столкновения образуется ядро фтора и 25 ливневых частиц — протонов,  $\pi$ -мезонов.