

"Утверждаю"

ДИРЕКТОР  
Физического Института  
им. П.Н. Лебедева АН СССР  
академик

Е С

экз. № 3

*С.И. Вавилов* /С.И. ВАВИЛОВ/

5 <sup>сентября</sup> августа 1950 г.

О Т Ч Е Т

"ИСКУССТВЕННЫЕ" МЕЗОНЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ  
С ПОМОЩЬЮ УСКОРИТЕЛЯ "С-25"

Зав. лабораторией ФИАН  
Член-корр. АН СССР

*В.И. Векслер*  
/В.И. Векслер/

Руководитель: Действит. член АН УССР А.П. Комар *А.П. Комар*

Исполнители: действит. член АН УССР А.П. Комар  
инженер В.Г. Ларионова  
студент-дипломник В.М. Лихачев.

Инв. № 294 ны

АСТИЦЫ,

Москва 1950 год

ФИАН  
И Моск. №



"ИСКУССТВЕННЫЕ" МЕЗОНЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ С  
ПОМОЩЬЮ УСКОРИТЕЛЯ "С-25".

В в е д е н и е

В 1934 году ТАММОМ и ИВАНЕНКО<sup>/1/</sup> была высказана идея, согласно которой ядерные силы обусловлены испусканием и поглощением нуклонами каких-то других более легких частиц. Эта идея была в дальнейшем использована и развита КАВА<sup>/2/</sup> и др. Масса покоя частицы, служащей переносчиком нуклонного взаимодействия, должны быть равна  $\sim 300$  массам покоя электрона /  $m_e$  /.

Многочисленные исследования космических лучей с помощью счетчиков и фотопластинок привели к открытию положительных и отрицательных частиц с массой покоя в  $\sim 200$  и  $300 m_e$  <sup>/3/</sup>. Эти частицы названы соответственно  $\mu^-$  и  $\pi^-$  - мезонами. Доказано экспериментально, что срок жизни  $\pi^-$  - мезонов около  $10^{-8}$  сек., а срок жизни  $\mu^-$  - мезонов равен  $2 \cdot 10^{-6}$  сек. Доказано также, что остановившиеся  $\pi^-$  - мезоны распадаются, испуская  $\mu^-$  - мезоны определенной энергии /  $\sim 4 MeV$  / и нейтральные частицы,



масса которых точно не определена.  $\mu$  - мезоны также распадаются, испуская электроны.

С помощью фотопластинок обнаружена большая ядерная активность отрицательных  $\pi$ -мезонов; эти мезоны захватываются ядрами. В результате захвата мезонов из ядер выбрасываются заряженные / протоны, дейтоны,  $\alpha$  - частицы, и нейтральные /нейтроны/ частицы. Большая ядерная активность отрицательных мезонов и малый срок жизни как отрицательных, так и положительных мезонов позволяют предполагать, что эти мезоны являются переносчиками нуклонного взаимодействия. Это определяет актуальность и интерес изучения свойств  $\pi$ -мезонов и условий их образования.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫБОР МЕТОДИКИ

Масса  $300 m_e$  эквивалентна приблизительно  $150 \text{ MeV}$ . При наличии генератора частиц с энергией, большей, чем  $150 \text{ MeV}$ , можно, бомбардируя этими частицами нуклоны, ожидать появления  $\pi$ -мезонов как по чисто энергетическим, так и по более детальным теоретическим соображениям. Современные ускорители дают возможность получить частицы с энергией  $300$  и более  $\text{MeV}$  и существует, следовательно, реальная возможность получения "искусственных"  $\pi$ -мезонов.



Особенный интерес представляет вопрос об образовании мезонов при воздействии на ядра фотонов большой энергии. Образование мезонов при этом процессе будет показывать наличие значительного взаимодействия между электромагнитным и нуклонным полями, что весьма важно.

Длительное время некоторая часть советских и зарубежных физиков придерживалась той точки зрения, что мезоны не будут образовываться при взаимодействии фотонов и нуклонов. Одной из первых задач, поставленных с помощью ускорителя "С-25", дающего фотоны с энергией до 250 *MeV*, было установлением наличия  $\pi$ -мезонов при облучении фотонами различных энергий.

Эта задача была решена /см. предварительный отчет лаборатории "С" ФИАН/. Дальнейшая работа заключалась в решении следующих задач:

1. Определение массы "искусственных" мезонов, полученных с помощью ускорителя.

2. Определение интегральных и дифференциальных сечений образования мезонов при максимальной энергии фотонов 250 *MeV*.

Для решения первой задачи был выбран метод фотопластинок и магнитный спектрограф. Решение второй задачи



проводилось и будет проводиться теми же методами. Указанные методы выбраны как наиболее рациональные в условиях лаборатории.

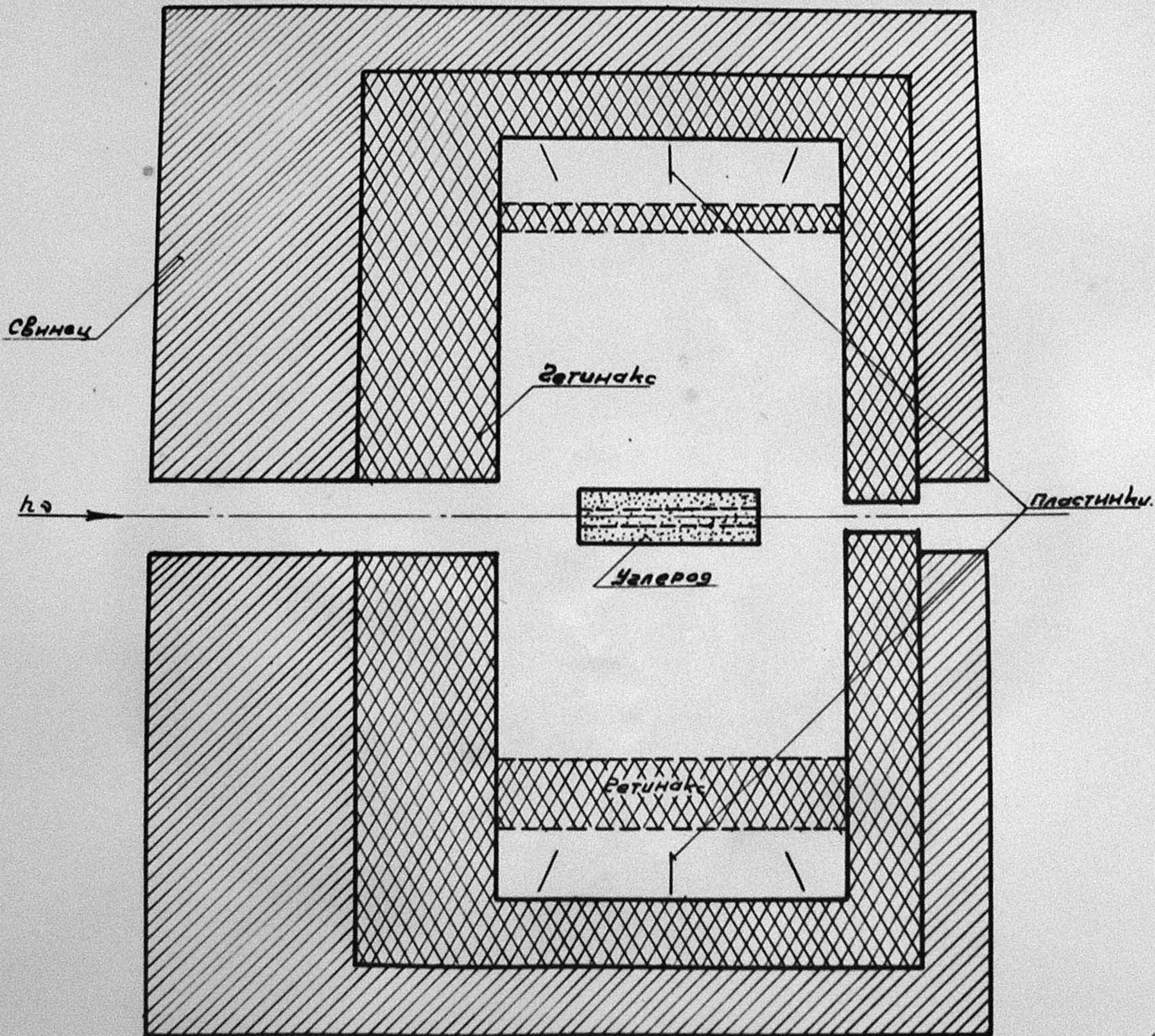
## ДЕТАЛИ МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА

### I. Условия экспериментов

В предварительном отчете лаборатории уже указывалось, что мезоны обнаруживались с помощью пластинок *Hford C<sub>2</sub>* с толщиной эмульсии 100 микрон. В дальнейшем при определении массы использовались также пластинки *Hford E<sub>1</sub>* с толщиной эмульсии также 100 микрон. Для уменьшения фона на пластинках, регистрирующих мезоны, использовался генератор мезонов - графитовый цилиндрический стержень длиной 125 мм, диаметром 40 мм с отверстием 10 мм. Этот стержень в дальнейшем мы будем называть радиатором. Радиатор располагался в пучке  $\gamma$ -излучения, так что пучок целиком омывал радиатор. Так как указанные типы пластинок могли регистрировать мезоны с энергией 4-5 *MeV*, то мезоны, испускаемые радиатором, замедлялись гетинаксом. Фон от парных электронов был несущественен, т.к. пластинки не чувствовали быстрых электронов, а медленные электроны экранировались гетинаксом и черной

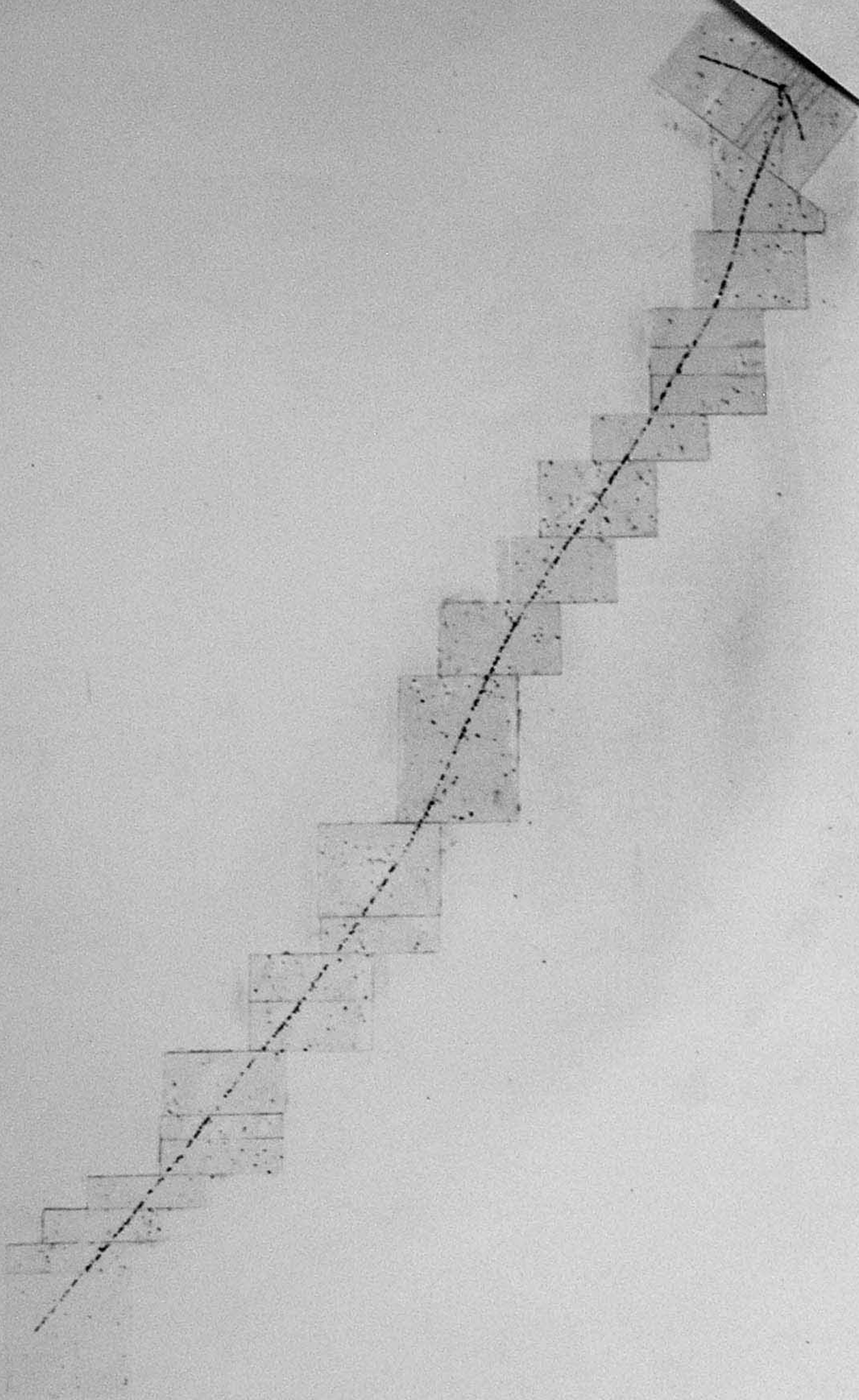


Схема опита



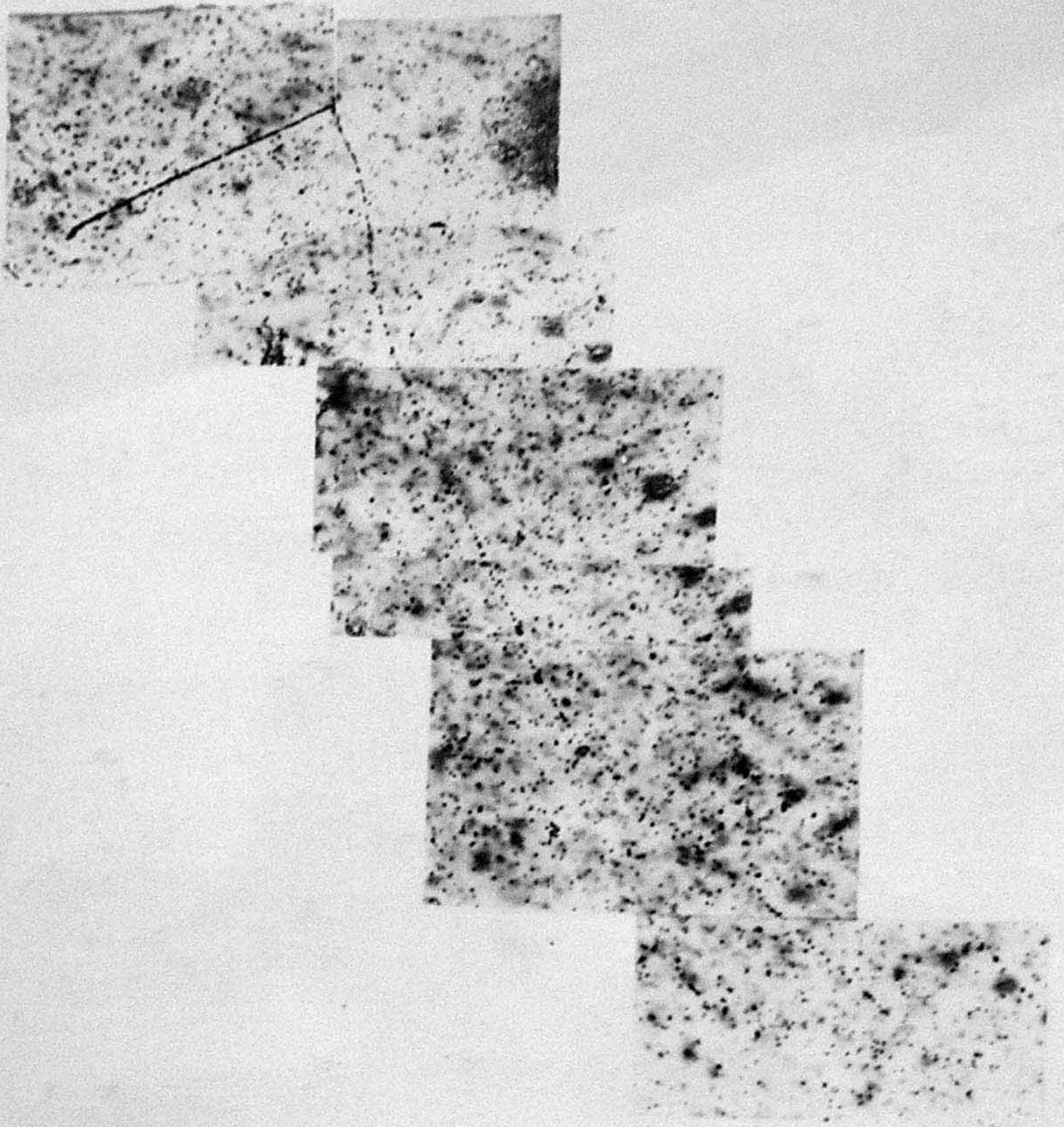
от мишени 21м 0 100мм 200мм.





Puc 2a





Puc 26.



бумагой. Схема расположения радиатора, замедлителя и фотопластинок показана на рис. 1. Расстояние от радиатора до мишени синхротрона около 2,5 метров. Перед устройством с пластинками был расположен плоский экран толщиной в 150 мм свинца, а вокруг плоские экраны в 50 мм свинца. Входная и выходная диафрагмы для  $\gamma$ -излучения были оформлены так, чтобы свести рассеянное излучение к минимуму, т.е. сделаны ступенчатыми.

После экспозиции пластинки проявлялись т.н. методом двух ванн и затем просматривались под микроскопом типа Люмипан.

Для абсолютной надежности мы считали мезонами только такие частицы, которые давали извилистый, сильно рассеянный след в эмульсии, оканчивающийся звездой на том конце, где наблюдалась максимальная плотность зерен серебра. Пример такого следа мезона в эмульсии пластинок *Hford* C2 показан на рис. 2а и 4в. Мезоны с такими следами в литературе по космическим лучам вначале называли  $\beta$ -мезонами. В дальнейшем выяснилось, что  $\beta$ -мезоны являются отрицательными  $\pi$ -мезонами. Так как заранее нельзя утверждать, что массы наблюдавшихся нами мезонов равны массам  $\pi$ -мезонов, то было предпринято настоящее исследование.



Для определения массы мезонов нами были использованы два независимых метода:

- а/ метод счета зерен серебра в следе мезона;
- б/ метод рассеяния.

2. Метод счета зерен серебра.

Первый метод может быть использован при условиях:

1/ Наличия оканчивающихся в эмульсии следов эталонных частиц с известными зарядом и массой;

2/ обычном предположении о том, что потеря энергии частицы с зарядом  $/e/$ , кинетической энергией  $E$  и пробегом  $R$  зависит только от ее скорости и не зависит от ее массы, т.е.  $\frac{\partial E}{\partial R} = f_1(v)$ . Не трудно доказать, что в этом случае

$$\frac{\partial E}{\partial R} = f_2\left(\frac{R}{m}\right) \quad \text{и} \quad E = m\phi\left(\frac{R}{m}\right)$$

/ 1 /

3/ естественном предположении о том, что линейная плотность зерен  $\frac{\partial W}{\partial R}$  на элементе длины траектории является только функцией  $\frac{\partial E}{\partial R}$

$$\frac{\partial W}{\partial R} = \psi\left(\frac{\partial E}{\partial R}\right)$$

/ 2 /



Интегрируя это уравнение по всему следу, получим:

$$N = m \sigma F \left( \frac{R}{m} \right) \quad / 3 /$$

где  $N$  — полное число зерен серебра в следе.

В качестве эталонных следов мы выбрали следы протонов, в изобилии существующих на всех пластинках. Следы протонов, возникших при работе синхротрона, определены нами при сравнении их со следами протонов отдачи, полученными при облучении пластинок нейтронами от радон-бериллиевого источника. Такую операцию сравнения достаточно провести один, два раза, после чего опытный экспериментатор легко определяет эти следы без сравнения с первичными эталонными следами.

Опыт как наш, так и других исследователей<sup>4/</sup> показывает, что число зерен на остаточном пробеге  $N_R$  можно выразить следующей формулой:

$$N_R = K m^{1-n} R^n \quad / 4 /$$

где  $K$  — константа, зависящая от сорта эмульсии и условий проявления,  $m$  — масса частицы, образующей след,  $n$  — постоянное число, мало меняющееся при изменении массы час-



тицы, особенно, если брать не очень большие интервалы пробегов /200-300  $\mu$ /. Величина  $n$  определяется из опыта по графику экспериментальных значений  $\lg N_2 = f(\lg R)$  для эталонных частиц, - в нашем случае, протонов. Следует тут же заметить, что для мезонов  $n$  будет несколько отличаться, но это отличие не вносит значительных ошибок. О малом отличии значений  $n$  для эталонных протонов и мезонов можно судить по параллельности кривых  $\lg N_2 = f(\lg R)$  для протонов и мезонов, показанных на рис. 3а и 3в / 3в - для космических мезонов/.

Достаточная же точность формулы /4/ в область пробегов, где она применима, легко усматривается по рис. 4а и 4в / 4в - для космических мезонов/, где нанесены значения  $\frac{N_2}{R^n} = k \mu^{1-n}$  как функции  $R$ . Очевидно, что если правая часть действительно постоянная, то экспериментальные точки будут лежать на прямых, параллельных оси  $R$ . Для протонов это очень хорошо соблюдается, для мезонов - несколько хуже, т.к. для следов мезонов при больших пробегах  $n$  принятое начинает отличаться от  $n$  истинного.

В таблице I приведены численные усредненные значения  $N_2$  и  $R$  для протонов и мезонов для пластинок с эмульсией *Hford E<sub>1</sub>*, в таблице II - аналогичные значения для другой пластинки с той же эмульсией, для протонов и космических мезонов.



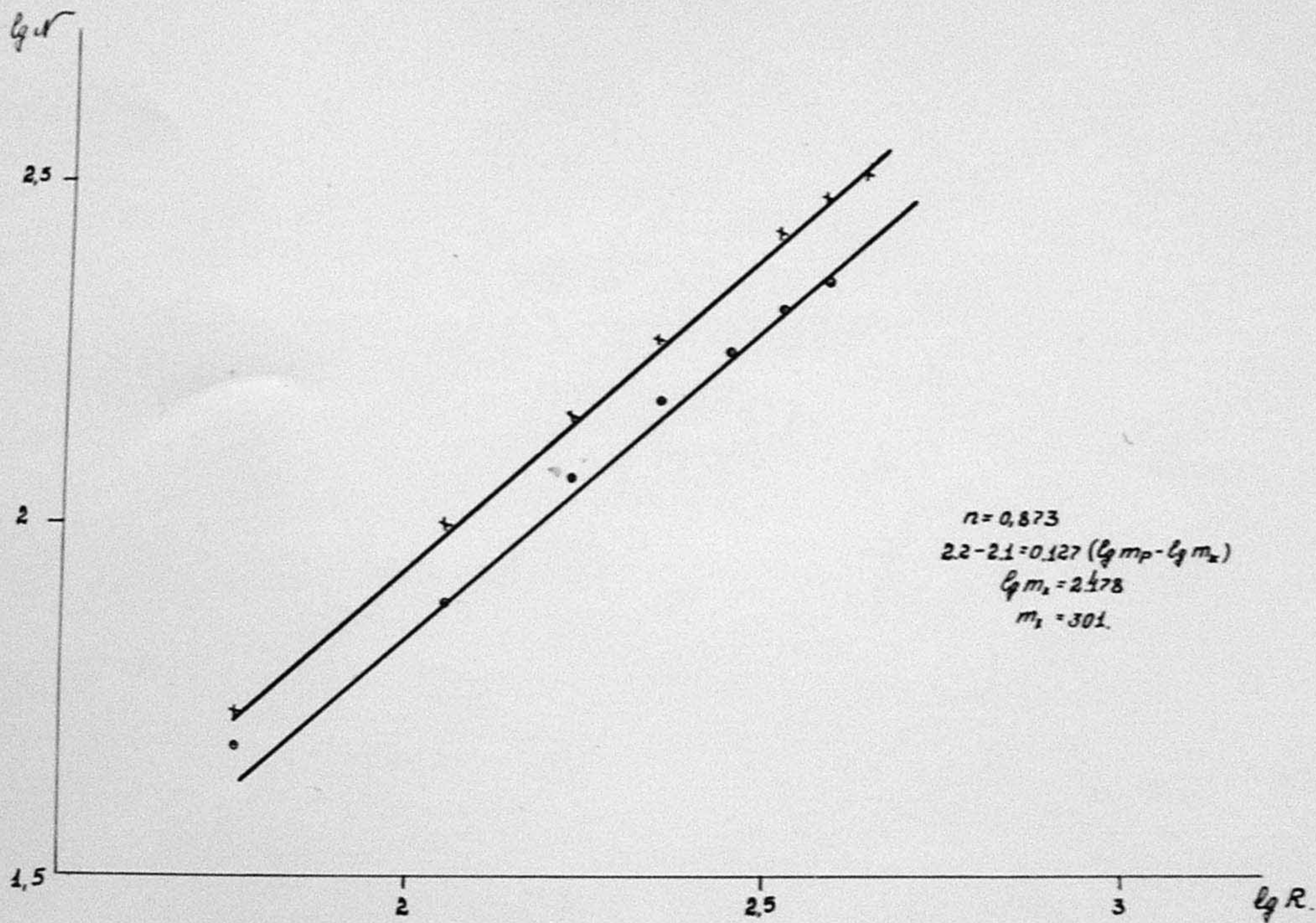


Рис 3а



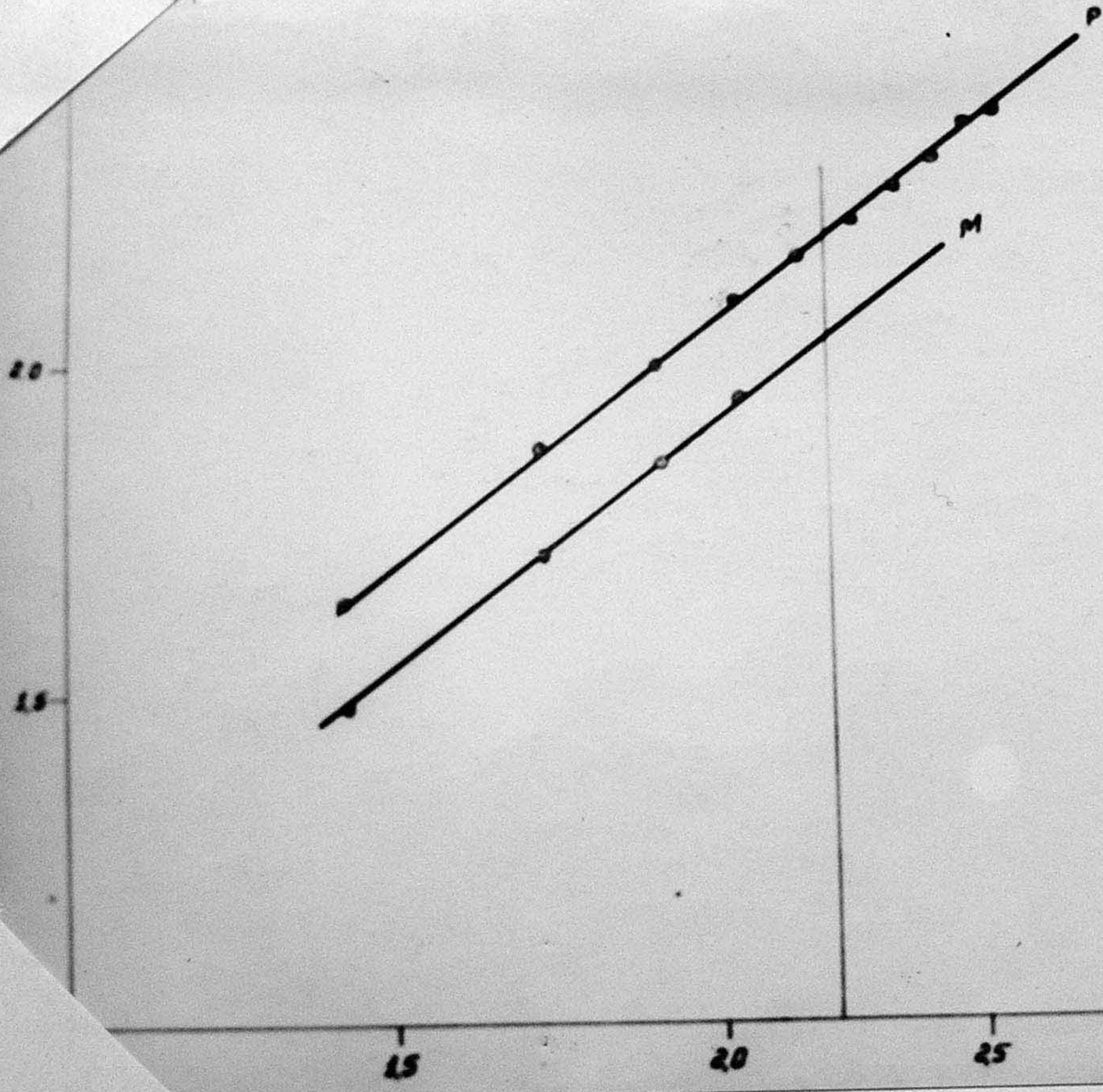


Fig 36.





Рис 4а



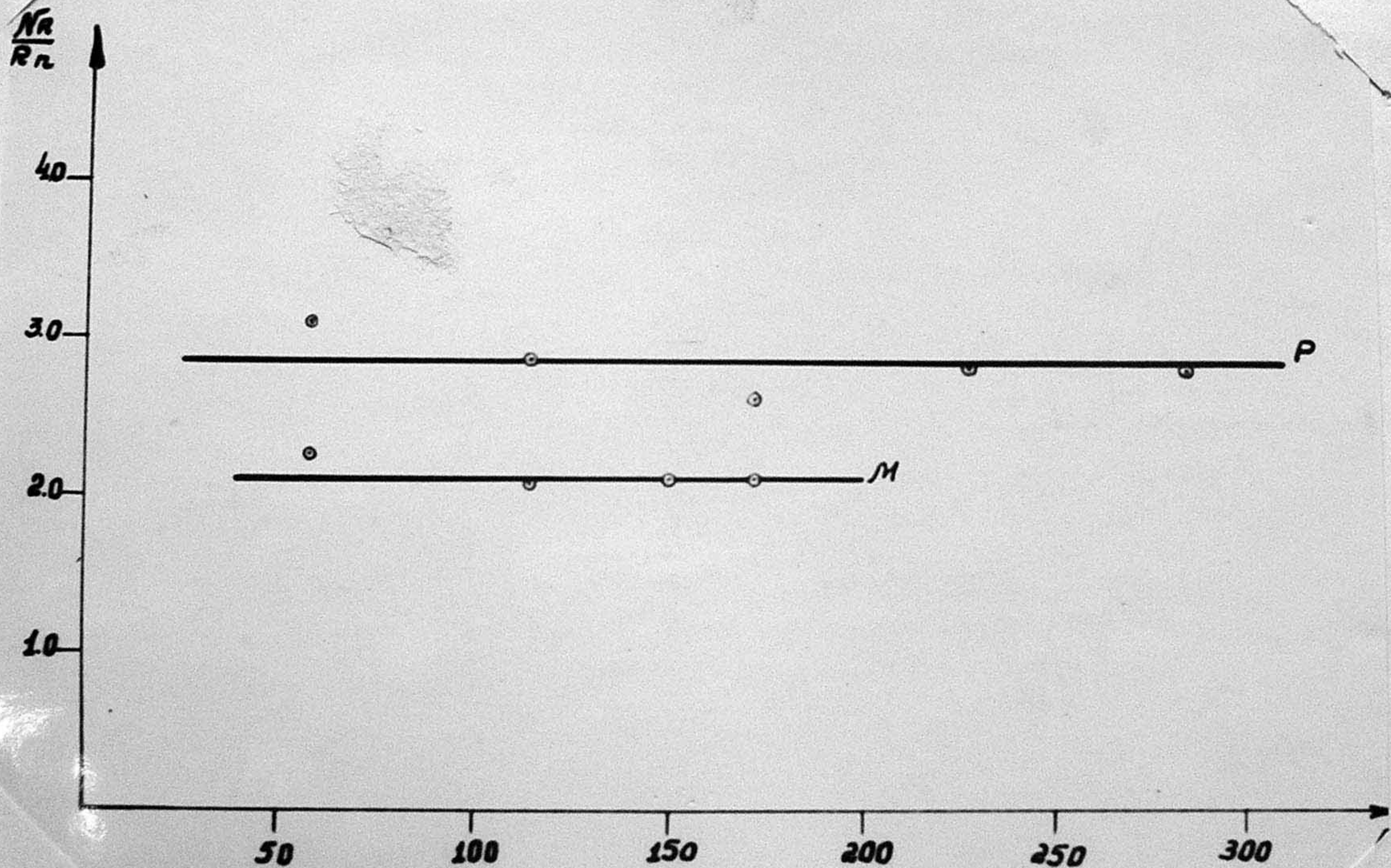


Рис 4б.





Рис 4а



Т а б л и ц а I

$R_{\mu}$	$\lg R$	$N_{\mu p}$	$\lg N_{\mu p}$	$\frac{N_{\mu p}}{R^n}$	$N_{R\mu}$	$\lg N_{R\mu}$	$\frac{N_{R\mu}}{R^n}$
57	1,756	54	1,792	1,59	48,5	1,685	1,42
114	2,055	100	2,000	1,60	76	1,880	1,22
151	2,235	143	2,155	1,60	116	2,065	1,30
228	2,355	185	2,267	1,60	150	2,185	1,30
285	2,455	223	2,348	1,59	177	2,247	1,25
342	2,534	262	2,418	1,61	203	2,307	1,26
399	2,600	295	2,470	1,59	220	2,342	1,19
456	2,658	333	2,523	1,60	241	2,382	1,16
513	2,710	372	2,570	1,60	255	2,407	1,10
570	2,756	404	2,606	1,59	272	2,435	1,09
627	2,797	440	2,644	1,60	281	2,450	1,02

Обычно для эталонного уравнения определяется  $\frac{1}{N_R}$  сред. по нескольким следам протонов, тщательно выбранными. Следы протонов выбираются такие, которые находятся вблизи центра пластинок, приблизительно на одной глубине эмульсии, лишены резких флуктуаций плотности зерен. Сезерчено очевидно, что для каждой пластинки выбираются свои эталонные следы.



Т а б л и ц а П.

Протоны

/ усреднено по 5 протонным следам/

---

---

57	74	1,87	1,756	24	3,08
114	126	2,10	2,056	44	2,87
171	170	2,23	2,232	66	2,58
228	202	2,306	2,358	72	2,82
285	245	2,39	2,455	87	2,82

Мезоны

/усреднено по следам 17 мезонов/

57	58	1,764	1,756	23,8	2,42
114	102	2,002	2,056	41,5	2,45
171	142	2,156	2,232	57,8	2,45
228	178	2,258	2,358	73	2,43



Очевидно также, что явление регрессии, вводящее много затруднений при интерпретации следов от космических частиц, в нашем случае несущественно, т.к. между экспозицией и проявлением проходит не больше одного дня. Для исключения фона следов, обусловленных космическими лучами, в наших последних опытах этот фон снимался специальной обработкой эмульсии. Определение массы проводилось путем определения отношения  $\frac{N_{RP}}{N_{RM}}$  при равных значениях  $k$

• В самом деле, согласно уравнения /4/, получим:

$$\lg \frac{N_{RP}}{N_{RM}} = (1-k) \lg \frac{m_p}{m_m} \quad / 5 /$$

Точность этого метода определяется погрешностью счета зерен и погрешностью в определении  $k$

$$\frac{\sigma_m}{m} = \frac{1}{1-k} \left( \frac{\Delta N_{RP}}{N_{RP}} + \frac{\Delta N_{RM}}{N_{RM}} \right) \quad / 6 /$$

Ошибка в счете зерен - статистическая и может быть оценена на самое большее в 5%. Это дает для

$$\frac{\sigma_m}{m} \approx 50\%$$

/для измерения по отдельным следам/.

При наличии большого количества следов, точность естественно сильно повышается.



Ошибка в определении  $\lambda$  - систематическая. Систематическая ошибка сразу становится заметной, если она велика. Это проверено на следах заведомых  $\pi$ -мезонов, полученных от космических лучей на Памире.

### с/ Метод определения массы по рассеянию

Сущность метода рассеяния заключается в измерении угла отклонения заряженной частицы, проходящей через участок среды длиной  $\Delta t$  и испытывающей многократные упругие соударения с ядрами среды, от первоначального направления движения. Так как число столкновений весьма велико, то след рассеиваемой частицы в эмульсии искривляется и практически приходится измерять углы между соседними участками кривой /рис.5/. При строгом подходе к этой задаче следовало бы измерять углы между касательными, проведенными, например, к средним точкам участков. Практически из-за конечной величины зерен приходится измерять углы не между касательными, а между линиями, близкими к касательным, что вносит определенную ошибку.



Не излагая всей довольно сложной теории этого метода исследования, приводим только основные результаты теории, существенные для понимания принципа экспериментального метода.

Согласно Вильямсу<sup>/5/</sup>, вероятность отклонения на величину  $\alpha$ , если  $\alpha$  мало, имеет приблизительно распределение Гаусса, переходящее в распределение, описываемое Ретзерфорда при больших  $\alpha$ . Среднее арифметическое значение  $\bar{\alpha} = \frac{f(l, N, Z, \sigma t)}{E}$ , где  $\beta = \frac{v}{c}$ ;  $\sigma t$  толщина рассеивателя / в нашем случае длина отрезка следа /,

$N$  - число атомов в  $\text{см}^3$  рассеивателя,

$Z$  - число элементарных зарядов в ядре рассеивателя,

$E$  - средняя кинетическая энергия рассеиваемой частицы.

Очевидно, что  $\bar{\alpha}$  изменяется с изменением остаточного пробега. Вместо  $\alpha$  целесообразно пользоваться другой величиной  $\varepsilon = \frac{\alpha \cdot E}{f}$ . Значение  $\varepsilon$  имеет ту же функцию распределения вероятности, что и  $\alpha$  и  $\bar{\varepsilon} = I$ .

Рассмотрим траекторию однократно заряженной частицы /неизвестной массы  $m_u$ . Пусть частица испытывает отклонения  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_i$  на последовательных участках  $\sigma t$  в эмульсионной пластинке. Если частица имеет массу  $m_u$ , то по кривой  $F = f(R)$  для однозарядных частиц можно



вычислить скорость для любой точки пробега в определенном интервале пробегов. По экспериментальным данным для этой частицы вычислим величину  $\bar{\varepsilon}$ , которая, очевидно, будет равна 1. Если предположить, что тот же самый трек образован частицей с какой-то известной массой  $m$ , то  $\bar{\varepsilon}$  не будет уже равно 1.

Значения  $\bar{\varepsilon}$  и  $\bar{\varepsilon}_4$  дают возможность вычисления при использовании соотношения

$$\frac{\bar{\varepsilon}_4}{\bar{\varepsilon}} = \frac{E_4}{E} \frac{f(\beta, N_1, \dots, N_i, z_1, \dots, z_i, st)}{f_m(\beta, N_1, \dots, N_i, z_1, \dots, z_i, st)} \quad / 8 /$$

Отношение  $\frac{f'}{f_m}$  не очень чувствительно к изменению массы и может быть принято равным 1.

Таким образом, получим

$$\frac{\bar{E}_4}{E} = \frac{1}{\bar{\varepsilon}} \quad / 9 /$$

Из изменений с помощью фотоэмульсий для частиц с зарядом  $e$ , при равном остаточном пробеге, известно, что

$$\frac{E_4}{E} = \left( \frac{m_4}{m} \right)^{0,44} \quad / 10 /$$

Подставляя это значение в формулу /9/, получим



$$M_a = m \cdot \varepsilon^{-2,27}$$

/ 11/

По треку частицы, разбирая его на участки  $dt$ , сравнительно легко определить  $\bar{L}$ . Зная атомный состав эмульсии, можно вычислить величину  $f(\rho, M, \dots, N_i, z_i, \dots, z_i, dt)$

Величина

$$\bar{L} = \frac{e^2 \sqrt{\pi}}{E} \left( E \sum_i z_i^2 N_i \ln \frac{\psi_{i \max}}{\psi_{i \min}}, dt \right)^{\frac{1}{2}}$$

/ 12/

Граничный угол определяется так: частица, проходящая заданную толщину среды и испытывающая в среднем одно столкновение, должна отклоняться на величину, большую  $\psi_{i \max}$ .

Согласно Вильямсу

$$\psi_{i \max} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^2}{E} z_i \sqrt{N_i dt}$$

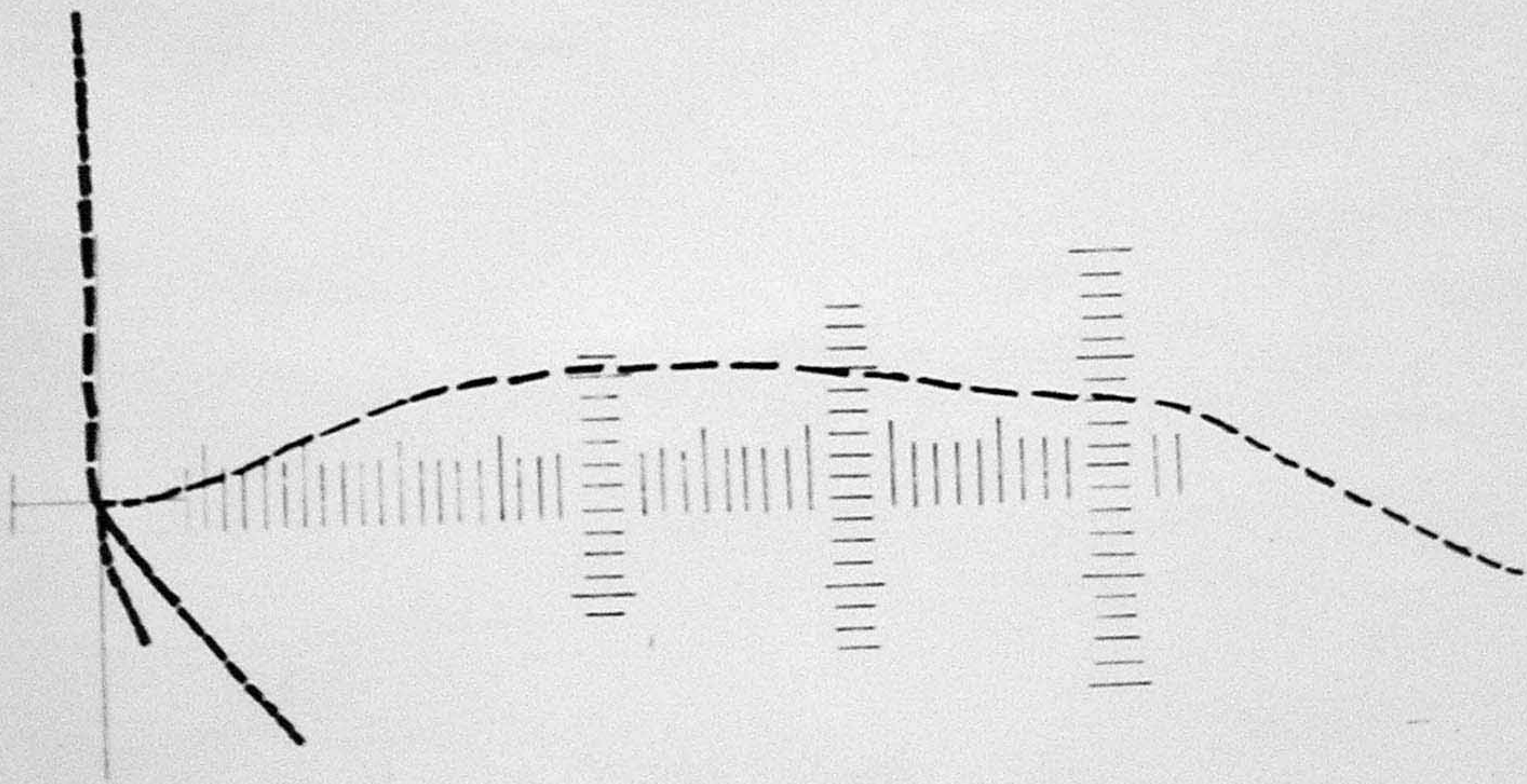
/ 13/

Величина

$$\psi_{i \min} = \frac{\lambda}{a_i} = \frac{h z_i^{\frac{1}{3}}}{m v a_0}$$

/ 14/





Page 5



где  $a_i$  - величина порядка радиуса атома. Она характеризует углы рассеяния,  $\psi_i > \psi_{lim}$ , при которых экранировка ограничивает рассеяние. Для проекции на плоскость

$$(\psi_{lim})_{max} = \frac{\psi_{lim} a_i}{\sqrt{z}} = \frac{1}{\sqrt{z}} z^{1/3} \quad / 15/$$

Окончательное удобное для вычислений выражение получим в таком виде:

$$I = \frac{f(\beta, N_1, \dots, N_i, z_1, \dots, z_i, \sigma t)}{E} =$$

$$= \frac{e^2 \sqrt{\pi}}{E} \left[ \sigma t \left( \ln 2 \sqrt{\pi} \frac{v_0}{v} a_0 \Gamma \sigma t \sum_{(i)} z_i^2 N_i + \sum_{(i)} z_i^2 N_i \ln z_i^{4/3} \Gamma N_i \right) \right]^{1/2} \quad / 16/$$

Атомарный состав пластинок *Hford* C-2, которыми мы пользовались, взят из статьи *Волга* 16/.

Величину угла рассеяния мы определяли с помощью шкалы, изображенной на рис. 5, совмещая начало участка с началом шкалы и отсчитывая значения ординаты  $y$ , являющей-



ся средним значением истинных весьма малых  $\mu$ .

Согласно Росси и Грейзену /17/

$$\overline{\frac{dF}{dt}} = \frac{\sqrt{3} \bar{y}}{\sigma t}$$

/ 17/

Исключая с помощью /17/ , получим вместо /17/ следующее выражение

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sqrt{3} \bar{y} E}{\sigma t \cdot f(\beta, N_1, \dots, N_i; z_1, \dots, z_i; \sigma t)} \quad / 18/$$

Ошибка в определении массы может быть определена по трекам протонов. Эта ошибка, как видно из таблицы III, не превышает 25%.

Т а б л и ц а III.

№ тр. № пп	$\sigma t$ в микр.	$\bar{\varepsilon}$	Масса в единицах мр.
1	40	0,94	1,16
2	40	1,00	1,00
3	40	1,04	0,92
4	40	1,08	0,83
5	40	0,91	1,23
6	70	1,06	0,86

Среднее 1,00 /что, конечно, является случайностью/.

Ошибка  $\sim \pm 25\%$ .



### Методика определения сечения

Эта методика, в основном, осталась та же, что и описанная в предварительном отчете. По наблюдаемому на пластинке числу мезонов рассчитывался дифференциальный выход, а затем, в предположении изотропного распределения, рассчитывался полный выход и интегральное сечение. Такое определение, бесспорно, не является точным, т.к. у нас есть основания полагать, что распределение не является изотропным по принципиальным соображениям и неизотропным практически, ввиду того, что мезоны, выходящие под разными углами к первичному пучку, обладают различной энергией. Различная энергия обусловит различные потери на поглощение и рассеяние при одинаковых расстояниях пластинок от генератора мезонов.

Работа по определению дифференциальных и интегральных сечений продолжается. Вычисление числа мезонов, образовавшихся в радиаторе, проводилось для расположения, указанного на чертеже 6. При вычислении цилиндрический радиатор предполагается линейным.

Если  $N_0$  — число мезонов заданной энергии, испускаемое единицей длины радиатора,  $l, s$  — проекция пластинки на плоскость, параллельную оси радиатора, то число мезонов



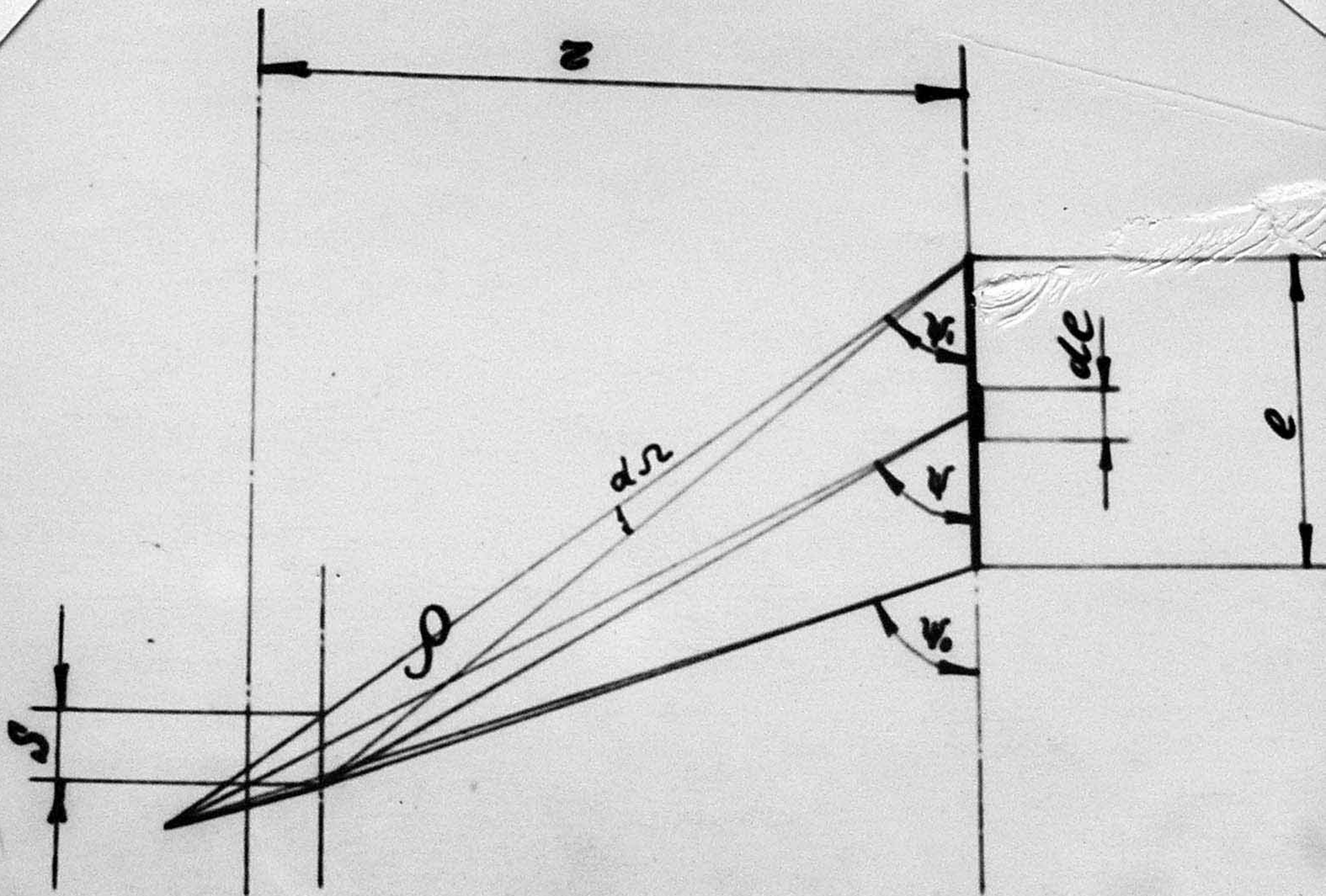


Рис 6.



$dN$ , попавших на пластинку, будет равно

$$dN = \frac{N_0 dl d\Omega}{4\pi}$$

/ 19 /

где  $dl$  - элемент длины радиатора, а  $d\Omega$  - телесный угол, указанный на чертеже /рис.6/.

Выражая  $dl$  и  $d\Omega$  через  $r$  и  $\psi$ , и интегрируя по  $\psi$ , получим в предположении независимости сечения от энергии и угла вылета /что явно неточно/

$$N = \frac{N_0 S (\cos \psi_1 - \cos \psi_2)}{4\pi r}$$

/ 20 /

Отсюда определим

$$N_0 = \frac{4\pi r N}{S (\cos \psi_1 - \cos \psi_2)}$$

/ 21 /

Вычислив  $N_0$  по известному  $N$  и зная время экспозиции и число рентген в минуту, даваемое ускорителем, можно вычислить сечение, если перевести рентгены в число фотонов, способных генерировать мезоны. 1 рентген/минуту



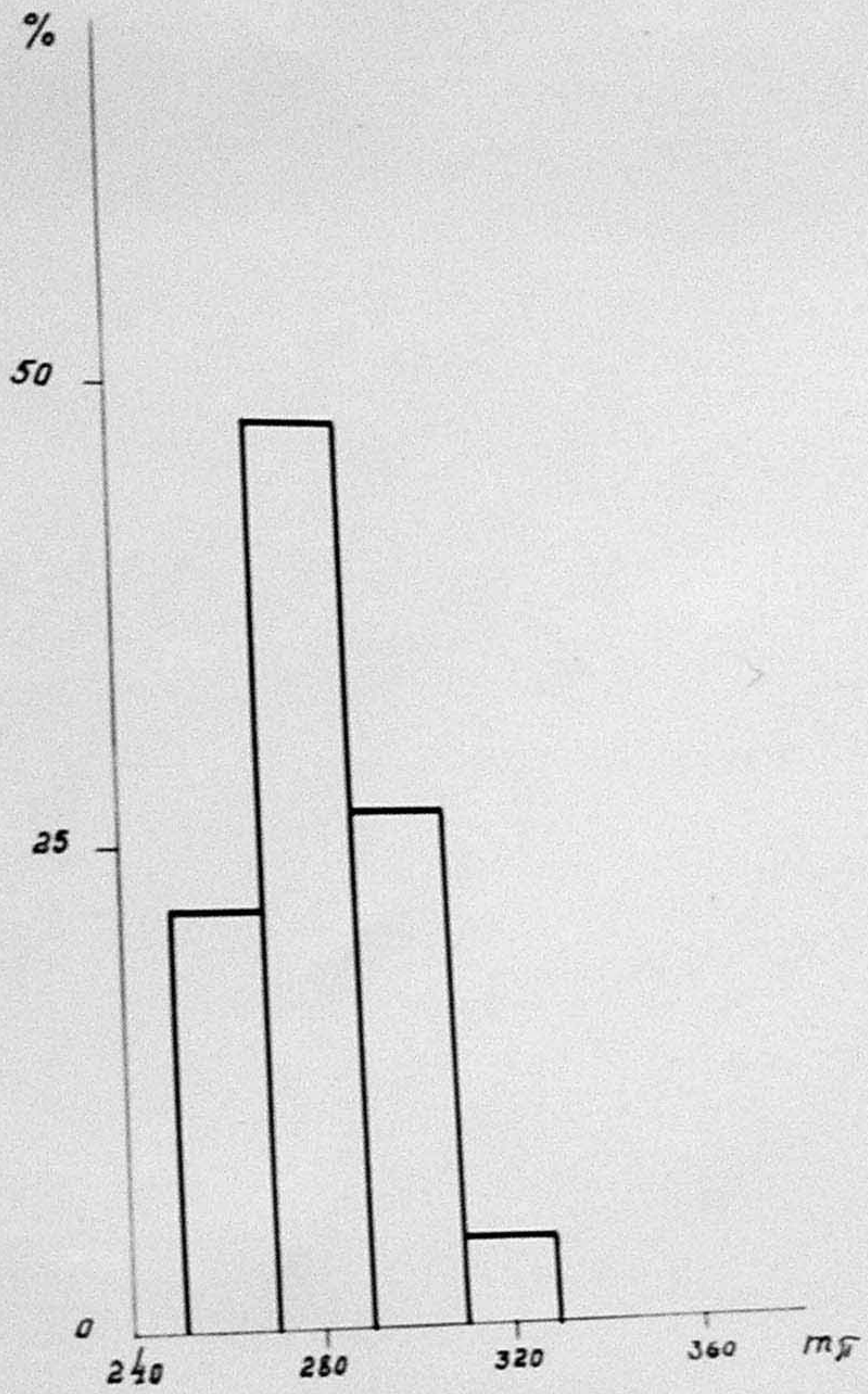


Рис. 7



эквивалентен в нашем случае  $10^8$  фотонов.

Ускоритель при работе давал 6 рентген/минуту.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ВЫВОДЫ

а/ Масса мезонов

В таблице IV и рис. 7 приведены значения масс мезонов, полученных при взаимодействии  $\gamma$ -излучения от установки "C-25" с углеродом. Эти значения получены путем счета зерен, экспериментального определения показателя  $n$  по графику  $\lg N_R = f(\lg R)$  и дальнейшего вычисления по экспериментальным значениям  $N_{Rp}$  и  $N_{Rn}$  массы мезонов, согласно ф-ле /5/. Величина  $n$  для разных пластинок изменяется от 0,75 до 0,8.

Т а б л и ц а IV

№ мезона	Тип эмульсии	длина трека мезона в микронах	Масса $m_e$
1	C 2	58	326
2	E 1	60	276
3	"	130	276
4	"	150	276
5	"	250	276
6	"	57	289



1	2	3	4
7	"	180	252
8	"	80	252
9	"	80	257
10	"	93	257
11	"	60	257
12	$C_2$	57	279
13	"	162	297
14	"	60	279
15	"	70	279
16	"	300	290
17	"	130	290
18	$E_1$	115	292
19	"	60	292
20	"	58	292
21	"	630	301
22	"	70	301
23	$C_2$	550	270

Среднее  $284 \text{ Me}$  •

Несмотря на небольшое число мезонов, средняя масса получается  $284 \text{ Me}$ , что указывает на то, что наблюдаемые нами фотомезоны являются  $\pi$  - мезонами.

По данным таблицы II тем же методом с помощью пластинок, экспонированных и проявленных в других условиях, определено значение массы космических  $\pi$  - мезонов. Счет зерен проводился другим экспериментатором. Значение



массы по усредненным по 17 следам величинам  $N_{\mu}$  получается несколько больше  $352 m_e$ , но все же в пределах значений, упоминавшихся в литературе. Очевидно, что несколько большее среднее значение массы космических

$\pi$  - мезонов обусловлено недостаточностью статистики. Для столь грубого метода необходимо значительное количество треков для обработки, которыми не располагали.

В таблице У показаны значения масс  $\pi$  - мезонов, полученных с помощью установки "С-25", определенными методом рассеяния. В этой же таблице приведены экспериментально определенные значения  $\bar{m} = \cos \theta \frac{\Sigma E}{\Sigma t}$

Т а б л и ц а У

№ п/п	Число измер.	$\sigma t$ в микр.	$\Sigma$	Масса в единицах $m_e$
1	11	19,0	2,24	296
2	15	29,0	2,3	280
3	8	28,0	2,34	267
4	12	25	2,23	296
5	7	16	2,11	330

Среднее  $294 \pm 25\%$

В таблице У I показаны значения масс космических  $\pi$  - мезонов, полученных методом рассеяния. Как видно,



Среднее значение массы по этой таблице не очень сильно отличается от среднего значения массы в таблице У.

Т а б л и ц а У I

№ пп	Число измерений	$\sigma t$ в микрон	$\epsilon$	Масса
1	15	20	2,4	250
2	9	40	2,03	370
3	15	40	2,2	307
4	5	40	2,4	250
5	15	40	2,7	190
Среднее	273 $\pm$ 25%			

Рассмотрение данных таблиц показывает, что и метод рассеяния дает практически те же значения массы, что и метод счета зерен.

Таким образом, можно считать установленным, что массы мезонов, получавшихся при взаимодействии  $\sigma$ -излучения от установки "С-25" с ядрами в пределах ошибок опыта, равна массе  $\pi$ -мезонов, наблюдавшихся в космических лучах и образующихся при бомбардировке ядер тяжелыми частицами /протонами и  $\alpha$ -частицами/.



6/ Ориентировочное сечение образования мезонов.

Ускоритель дает, согласно измерениям с плоской ионизационной камерой, 6/рентген/минуту. В среднем получается 1 мезон на  $2 \text{ см}^2$  при облучении 15 минут, т.е. при 90 рентгенах. Это соответствует  $9 \cdot 10^9$  фотонов. Интегральное сечение получается  $10^{-29} \text{ см}^2$ . Эта цифра-ориентировочная, ввиду указанных грубых предположений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И.Е. Тамм. *Nature* 133, 981, 1934.  
Д.Д. Иваненко - там же 129, 798, 1934.
2. Н. Уикава *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* 17, 48, 1935
3. Г.Б. Кданов. *Успехи Физ. Наук.* 39, 512, 1949.
4. С.М. У. Lattes, G. P. S. Occhiabini and C. F. Powell  
*Proc. Phys. Soc.* 61, 173, 1948
6. Д.Х. Узбб. *Успехи Физических Наук.* 38, 77, 1949.
5. G. J. Williams *Proc. Roy. Soc. A* 169, 531, 1939  
705-me *Phys. Rev.* 58, 292, 1940
7. Б.Росси и К. Грейзен. *Взаимодействие космических лучей с веществом.* Изд. Иностран. литературы, 1948, стр. 49.

Оргет составил. А. Кошар.