

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА СОВЕТСКИХ СОЦИАЛИСТИЧЕСКИХ РЕСПУБЛИК

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени П.Н.ЛЕБЕДЕВА

ТРЕТЬЯКОВА М.И.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ МЕДЛЕННЫХ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ФОТОПЛАСТИНКАХ.

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук.

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор

Н.А.Добротин

г. Москва, 1957 год.

В В Е Д Е Н И Е.

За последние годы с помощью фотопластинок, камер Вильсона, установок со счетчиками и стопок безподложечных фотоэмульсий в космических лучах открыт целый ряд новых частиц.

Открытие в космических лучах новых нестабильных частиц тяжелых мезонов и гиперонов, делает чрезвычайно важным определение массы, знака заряда, исследование свойств, взаимных превращений, количественного соотношения между частицами различных типов, условий их образования, взаимодействия с ядрами вещества и т.д. Для решения таких задач как определение массы частиц, доли частиц различных типов, распределение по знакам заряда большое значение приобретают работы по систематическому исследованию заряженных частиц.

К концу 1951г., т.е. к моменту постановки настоящих опытов в литературе было опубликовано ряд работ по систематическому изучению состава космического излучения. Систематическое изучение спектра масс частиц космических лучей впервые начато А.И.Алиханяном, А.И.Алихановым и их сотрудниками [1,2].

Начиная с 1946г. этими авторами проводились опыты на высоте 3250м над уровнем моря с помощью разработанного ими прибора-масспектрометра.

Масса заряженных частиц определялась по импульсу и пробегу. В последующие годы прибор был значительно

усовершенствован и на основании данных серии опытов в 1950г. авторы указывали на существование, кроме протонов, π и μ - мезонов двух групп частиц с массами $\sim 550 m_e$ и $900 m_e$. Число частиц с массой $> 300 m_e$, по оценке авторов, равно примерно 15% от числа остановившихся протонов с теми же пробегами [3]. Ввиду важности вопроса о спектре масс частиц, редакцией журнала ЖЭТФ, в 1951 году была проведена дискуссия о варитронах [4]. В серии статей ряда авторов излагаются подробные данные об экспериментах с масспектрометром, а также приведен критический анализ возможных ошибок экспериментов.

В работе [5], выполненной с помощью фотопластинок масса частиц определялась по счету зерен и пробегу. По данным этой работы число частиц с массой 500-1000 m_e было больше числа π и μ - мезонов (работа опубликована в 1949 году).

В 1950г. было опубликовано 2 работы, использующие для определения массы заряженных частиц пару фотопластинок в магнитном поле.

В работе Францинетти [6] фотопластинки облучались на высоте 3350 метров. Большая часть фотопластинок была чувствительна к релятивистским частицам.

В работе Барбора [7] фотопластинки Ильфторд C_2 облучались на высоте 27 км.

Францинетти исследовал 360 остановившихся частиц. При этом оказалось, что протоны составляют $\sim 48\%$, дейтоны - 16%, частицы более тяжелые, чем дейтоны - 11%, π^\pm - мезоны 9% и μ^\pm - мезоны 16%. Для 7 частиц (шесть положительных и

одна отрицательная) получены значения масс в интервале $m_{\pi} < m < m_p$. Исходя из анализа ошибок в определении массы частиц в условиях опытов, автор приходит к заключению, что все эти значения масс могут быть обусловлены ошибками эксперимента. Дополнительным аргументом в пользу этого автор считает тот факт, что ни в одном из 7 случаев не наблюдалось вторичных частиц распада, что не является, по нашему мнению, решающим в условиях данных опытов. (Геометрия случаев и некоторая потеря чувствительности фотоэмульсий привели к тому, что на 29 остановившихся μ^+ мезонов наблюдалось только 19 электронов распада). Дополнительное определение массы частиц другими методами - по ионизации и пробегу, а также по рассеянию и пробегу, позволило бы автору достоверно идентифицировать эти частицы. По оценке автора, исходя из ошибок эксперимента число частиц "промежуточной" массы ($m_{\pi} < m < m_p$) составляет величину меньше 1% от числа протонов.

В работе Барбора частиц с массой меньше μ - мезона и больше π - мезона не обнаружено (имеются ввиду массы $< m_p$). Однако, в этой работе фактически исследовались только легкие мезоны, а не все частицы, фотопластинки использовались низкой чувствительности и быстрые вторичные частицы не могли наблюдаться, поэтому делать какие-либо заключения о доле частиц различной природы на основании этой работы не представляется возможным.

Исследованию природы частиц в стратосфере посвящена работа Фаулера и пр. [8]. Фотопластинки Ильфорд F_5 облучались на высоте ~ 21 км и изучались следы из звезд с ионизацией

1,5-4 T_{min} . Масса частиц определялась по ионизации и рассеянию. Определена масса 700 частиц. .

Процентное содержание частиц различных типов для трех энергетических интервалов приведено в табл. 1.

Т а б л и ц а 1.

тип частиц	$50 < E < 100$ Мэв	$E > 100$ Мэв	$E > 1000$ Мэв
π -мезоны	15%	32%	71%
протоны	56%	50%	26%
дейтроны и тритоны	29%	18%	3%

В данной работе нет указаний на существование заметного числа частиц с массами, промежуточными между массой π - мезона и протона.

Таким образом, данные разных работ не согласовались между собой.

Основным недостатком рассмотренных работ являлось то, что идентификация частиц производилась на основании измерения массы одним методом в результате чего ошибки эксперимента могли привести к ложным значениям масс в индивидуальных случаях. Примерами этого являются результаты первых опытов с масспектрометром и результаты работы [5] , выполненной с помощью фотопластинок, в которых получено большое разнообразие частиц по массам.

С целью изучения вопроса о точности различных методов в определении массы медленных заряженных частиц, остановившихся в фотопластинках, и условий достоверной идентификации

частиц в индивидуальных случаях нами были поставлены опыты по облучению фотопластинок C_2 протонами с энергией ~ 460 Мэв (1-я серия опытов). Изучались вторичные частицы остановившиеся в фотопластинках. Масса медленных заряженных частиц определялась тремя методами: 1) по магнитному отклонению и пробегу (метод магнитного анализа: (ρ, z)), 2) по рассеянию и пробегу (α, z) , 3) по счету зерен и пробегу (N, z) .

Во II-ой серии опытов фотопластинки НИКФИ типа P облучались космическими лучами на высоте 9,5 км. В этом случае основным методом для определения массы заряженных частиц избран метод магнитного анализа [6]. Преимущество метода магнитного анализа состоит в том, что он позволяет определять знак заряда частиц независимо от вторичных явлений и как показали предварительные опыты по изучению природы вторичных медленных заряженных частиц, образованных в фотоэмульсии при облучении протонами с энергией ~ 460 Мэв, точность в определении массы по магнитному отклонению и пробегу значительно выше, чем другими методами.

Использование фотопластинок чувствительных к релятивистским частицам (НИКФИ тип P) одновременно дает возможность наблюдать вторичные явления, образованные при распаде и захвате остановившихся заряженных частиц.

Для достоверной идентификации частиц "промежуточных" масс $(m_p < m < m_p)$ во всех случаях, когда масса частицы, определенная по магнитному отклонению и пробегу, оказалась промежуточной, ее масса дополнительно определялась двумя другими методами: по ионизации и пробегу, по рассеянию и

пробегу.

Для измерения относительной ионизации в нашей лаборатории построены специальные приборы — фотометр с узкой щелью, позволяющий измерять относительное почернение вдоль следов заряженных частиц и разрывометр, измеряющий плотность числа и длины разрывов в зависимости от пробега частицы.

В результате опытов, проведенных в 1952-55 году, исследован вопрос о точности различных методов определения масс частиц и надежность идентификации частиц на основании использования одного и нескольких методов в определении масс медленных заряженных частиц, остановившихся в фотопластинках.

Используя различные методы определения массы, мы получили распределение по массам медленных заряженных частиц ($E < 30 \text{ Мэв}$), образованных протонами с энергией $\sim 460 \text{ Мэв}$. Используя, как основной, метод определения массы по магнитному отклонению и пробегу, получено распределение по массам и знакам заряда медленных частиц ($E < 50 \text{ Мэв}$), образованных космическими лучами на высоте $\sim 9,5 \text{ км}$.

Результаты опытов описаны в настоящей работе.

В главе I рассмотрены методы определения массы медленных заряженных частиц, остановившихся в фотоэмульсии, с анализом ошибок.

В главе II приведено описание постановки опытов, приборов и приспособлений для определения характеристик следов и обработки фотопластинок.

В главе III изложены экспериментальные результаты и их обсуждение.

Глава 1.

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ В ТОЛСТОСЛОЙНЫХ ФОТОЭМУЛЬСИЯХ.

Одной из основных характеристик элементарных частиц является их масса. Для определения массы покоя заряженной частицы необходимо знать две из трех величин: 1) скорость движения частицы v , или отношение β скорости движения частицы к скорости света, 2) импульс частицы P , 3) энергию частицы E .

Скорость частицы, зарегистрированной фотоэмульсией, может быть определена по создаваемой ею ионизации, так как потери энергии заряженной частицы на ионизацию в первом приближении (почти целиком) при данном заряде зависят только от скорости импульс — по измерению угла многократного рассеяния вдоль следа, либо по магнитному отклонению; энергия — по остаточному пробегу, а в некоторых случаях по многократному рассеянию. Исходя из этого массу заряженной частицы, зарегистрированной в фотоэмульсиях можно определить следующими методами:

1. Магнитное отклонение — пробег.
2. Ионизация — пробег.
3. Многократное рассеяние — пробег.
4. Многократное рассеяние — ионизация.
5. Магнитное отклонение — ионизация.

Во всех случаях под пробегом подразумевается остаточный пробег.

В работе Поуэлла ^[9] приведен краткий обзор по методам определения масс частиц в фотопластинках.

В данной главе будут рассмотрены методы определения масс медленных заряженных частиц, остановившихся в фотоэмульсии, с анализом ошибок каждого из методов.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ ПО МАГНИТНОМУ ОТКЛОНЕНИЮ И ОСТАТОЧНОМУ ПРОБЕГУ.

Метод впервые предложен Поуэллом и Розенблюмом ^[10]. Эффективно применен для определения массы частиц космических лучей ^[6, 7, 11]. Сущность метода состоит в следующем.

Пара фотопластинок располагается параллельно друг другу эмульсиями внутрь с некоторым зазором между ними и перпендикулярно магнитному полю. Некоторые из заряженных частиц, проходящие наклонно через эмульсию одной из пластинок попадают в зазор между пластинами, в котором магнитным полем отклоняются, и останавливаются в другой пластинке. Для таких частиц можно определить импульс и измерить остаточный пробег, а по этим данным определить их массу.

Заряженная частица в зазоре между пластинками под действием магнитного поля будет двигаться по спирали, лежащей на круговом цилиндре, радиус которого будет зависеть от компоненты количества движения частицы в плоскости, перпендикулярной полю. По углу между направлениями движения частицы, в точках выхода и входа в двух эмульсиях, можно определить радиус кривизны частицы в магнитном поле. Из рисунка 1 следует, что

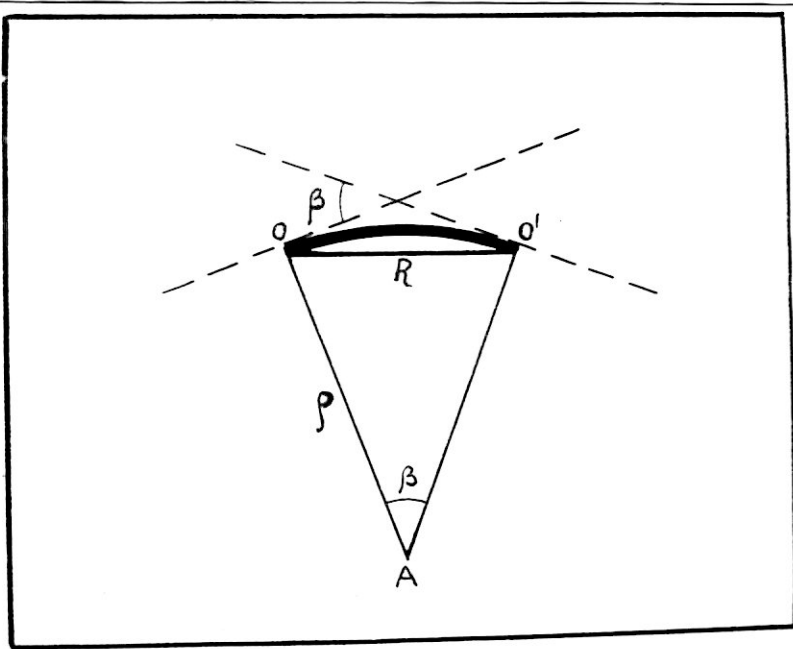


Рис. 1. Отклонение заряженной частицы в магнитном поле.

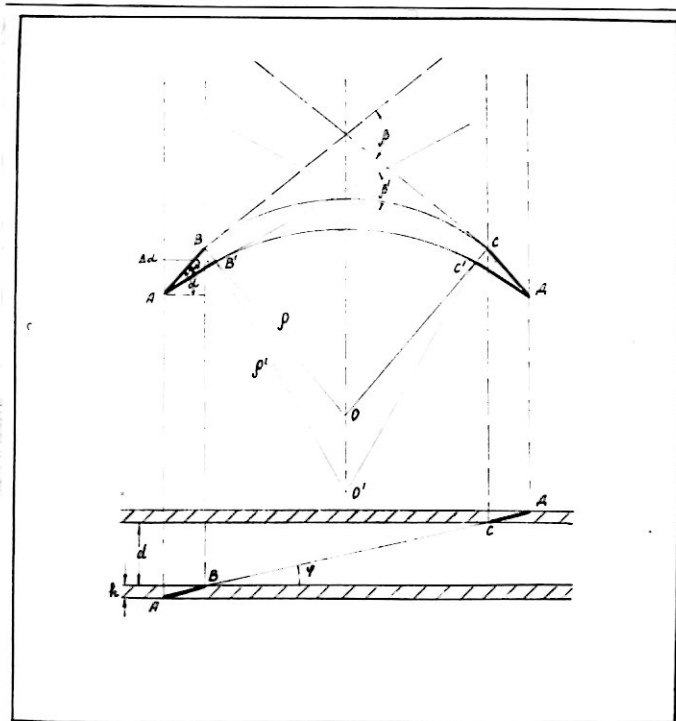


Рис. 2. Влияние искажений эмульсии на отклонение заряженной частицы в магнитном поле.

$$\rho = \frac{R}{\sin \beta/2}, \quad (1)$$

где β - угол между проекциями касательных к траектории частицы у точек входа и выхода частицы в эмульсии на плоскость, перпендикулярную магнитному полю,

R - проекция на плоскость эмульсии расстояния между точками входа и выхода частицы из эмульсии.

Импульс заряженной частицы заряда ze , движущейся в магнитном поле напряженности H , выражается следующим образом:

$$\rho = \frac{ez}{c} \cdot \frac{H\rho}{\sin \phi} \quad (2),$$

где ϕ - угол между направлением движения частицы в точке выхода из эмульсии и направлением магнитного поля, т.е. в данном случае направлением перпендикулярным к плоскости эмульсии.

Если частица останавливается во второй эмульсии, то её остаточный пробег z также может быть измерен.

Соотношение между пробегом z и энергией частицы E имеет такой вид ^[12] :

$$E = K \left(\frac{m}{M} \right)^{1-n} z^{2n} \quad (3)$$

(Это соотношение справедливо для протонов с пробегами $> 200 \mu$),

где M - масса протона,

m - масса частицы,

K, n - постоянные, характерные для сорта эмульсии.

Решая совместно уравнения (2) и (3), окончательно получаем:

$$\frac{m}{z^2} = A \left(\frac{H\rho}{\sin \phi} \right)^{\frac{2}{2-n}} z^{-\frac{n}{2-n}}$$

где

$$\alpha = \frac{2(1-n)}{2-n} \quad \text{и} \quad A = \left\{ \frac{e^2}{c^2} M^{1-n} / 2K \right\}^{\frac{1}{2-n}}$$

При $z=1$ получим:

$$m = A \left(\frac{H\rho}{\sin \phi} \right)^{\frac{2}{2-n}} z^{-\frac{n}{2-n}} \quad (4)$$

Масса частицы выражается в m_e

H - в эрстедах,

z - в микронах,

ρ - в сантиметрах.

Для пластинок Ильфорд C_2 : $K = 0,251$; $n = 0,581$ и

$A = 2,60 \cdot 10^{-4}$. Для пластинок НИКФИ типа ρ : $K = 0,265$;

$n = 0,574$ и $A = 2,635 \cdot 10^{-4}$. Для протонов пробегами

$< 200 \mu$ зависимость пробег-энергия должна быть взята из экспериментальных данных и масса определяется из соотношения

$$m = A' \left(\frac{H\rho}{\sin \phi} \right)^{\frac{2}{2-n}} \frac{z^2}{E} \quad (5)$$

где $A' = 8,793 \cdot 10^{-8}$, E - в Мэв.

ИСТОЧНИКИ ОШИБОК.

Относительная ошибка в определении массы заряженной частицы выражается следующим образом:

$$\frac{\Delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{2}{2-n} \right)^2 \left[\left(\frac{\Delta H}{H} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \sin \phi}{\sin \phi} \right)^2 \right] + \left(\frac{n}{2-n} \right)^2 \left(\frac{\Delta z}{z} \right)^2} \quad (6)$$

Относительная ошибка в напряженности магнитного поля, в пробеге, в угле погружения следа заряженной частицы в эмульсии составляет каждая в отдельности в различных условиях постановки опыта величину порядка 1-3%.

В основном же, относительная ошибка в массе частицы определяется ошибкой в определении радиуса кривизны траектории заряженной частицы в магнитном поле.

Так как $\rho = \frac{R}{2 \sin \beta/2}$, то

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \sqrt{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left[\frac{1}{2} \operatorname{ctg} \beta/2 \cdot \Delta \beta\right]^2} \quad (7)$$

Точность в определении радиуса кривизны зависит, почти полностью, от точности в определении β , так как ошибка в R составляет величину порядка 1%. Рассмотрим подробно ошибки в угловом отклонении β . Источники ошибок следующие: искажения эмульсии, рассеяние в воздушном зазоре, рассеяние в поверхностных слоях эмульсии, ложные совпадения.

1. ИСКАЖЕНИЯ ЭМУЛЬСИИ.

Искажения эмульсии, возникающие при обработке, сушке фотоэмульсий, могут привести к ошибке в измерении β .

Рассмотрим влияние искажений эмульсии на точность в определении массы частиц для различных углов наклона

следов заряженных частиц. Пусть AB и CD - проекции на плоскость эмульсии следа частицы, пересекающей обе эмульсии под углом φ к плоскости эмульсии, ρ - радиус кривизны, β - угловое отклонение частицы в магнитном

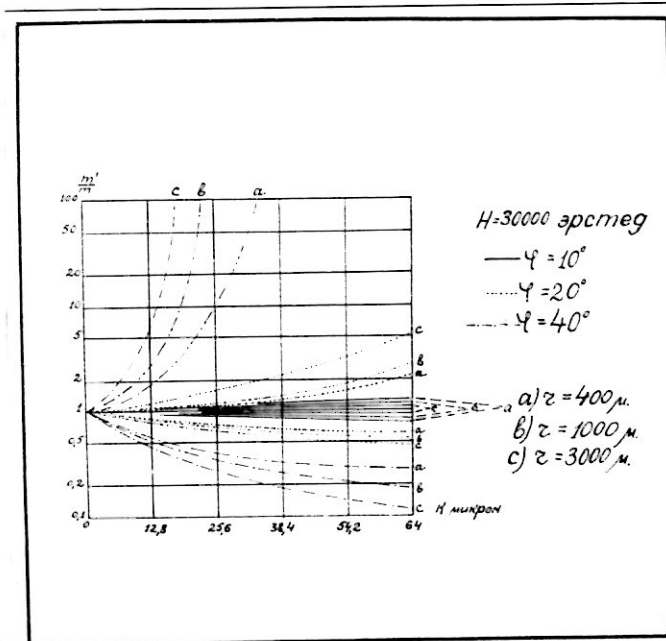


Рис. 3. Влияние искажений эмульсии на измеренное значение массы μ - мезонов в зависимости от угла наклона следа к плоскости эмульсии.
 m' - измеренное значение массы μ - мезона,
 m - истинное значение массы μ - мезона,
 K - искажения эмульсии.

поле при условии, что искажения отсутствуют, и пусть BB' , $CC' = \bar{e}$ - сдвиг эмульсии в направлении \perp проекции следов вследствие искажений, тогда кажущимися (т.е. измеряемыми) величинами будут AB' , $C'D$ и угловое отклонение β' (рис. 2). Определим $\Delta\beta$ (в предположении, что оба следа искажены одинаково)

$$\Delta\beta = 2\Delta\alpha = 2 \frac{l}{h} \operatorname{tg} \varphi, \quad \text{где} \quad (8)$$

α - угол между направлением следа (в плоскости эмульсии) и направлением маркировочной линии (условная ось OX). Из равенства (8) следует, что с увеличением угла φ , $\Delta\beta$ быстро будет расти, а значит точность в определении β падать и измеренное значение массы сильно будет отличаться от истинного.

В работе [13] приводится график (рис. 3), показывающий отношения $\frac{m'}{m}$ при различных углах наклона φ для различных пробегов μ мезонов при различных искажениях эмульсии. (m - масса мезона пробега φ , m' - кажущаяся масса).

Из рисунка 3 видно, что при малых углах наклона ($\varphi < 10^\circ$) эффект искажения эмульсии незначительно влияет на измеренные массы частиц, но при больших углах глубины ошибки очень велики. Метод определения l описан в приложении 1.

2. РАССЕЙЯНИЕ В ВОЗДУШНОМ ЗАЗОРЕ.

Влияние многократного рассеяния в воздухе на измерение радиуса кривизны траектории заряженной частицы в магнитном поле подробно рассмотрено в работе [14], где показано, что

$$\frac{\rho_H}{\rho_S} = \frac{165}{v/c} \frac{Z}{H} \left(\frac{BP}{X} \right)^{1/2} \quad (9)$$

где ρ_H - радиус кривизны, обусловленный магнитным полем,

ρ_S - радиус кривизны, обусловленный многократным рассеянием,

B - некоторая постоянная, близкая к 1.

$P=2$ - для воздуха при нормальном атмосферном давлении,

X - длина пути, пройденная частицей (в см),

Z - атомный номер.

Расчеты Бете в применении к используемым фотоэмульсиям и данным экспериментальным условиям (при $X = 1$ см,

$H = 27000$ эрстед и нормальном атмосферном давлении) приводят к результатам, данным в табл. 2, в которой приведены значения $\frac{\rho_H}{\rho_S}$ для частиц различной массы и различных остаточных пробегов.

Т а б л и ц а 2.

№ №	Остаточный пробег в μ	200 m_e	300 m_e	2000 m_e
		значения	$\frac{\rho_H}{\rho_S}$ в %	
1	100	2,8	3,1	5,0
2	200	2,55	2,83	4,5
3	300	2,30	2,56	4,16
4	400	2,12	2,34	3,85
5	500	2,06	2,30	3,70
6	700	1,83	2,03	3,51
7	900	1,71	1,86	3,13
8	1000	1,68	1,86	3,05

3. РАССЕЯНИЕ В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ ЭМУЛЬСИИ.

Направление движения частицы при выходе из одной эмульсии и входе в другую определяется по направлению следа на небольшом участке следов у поверхности эмульсии относительно условного нулевого направления. Ошибка в измерении направления следа обусловлена:

1. многократным рассеянием,
2. смещением индивидуальных зерен в следе от истинной траектории частицы ("ложное рассеяние").
3. Ошибками наблюдателя.

Для уменьшения ошибки, вносимой многократным рассеянием, направление следа измеряется на оптимальной длине интервала $t_{опт.}^{[15]}$.

Эффект смещения зерен от истинной траектории частицы был изучен в работе ^[16] для эмульсий Ильффорд C_2 и оказался меньше 3% от истинного многократного рассеяния для пробегов меньше 2000μ . Поэтому ошибкой "ложного рассеяния" можно пренебречь. Так как измерения направления следа производятся несколько раз, то как правило, ошибки наблюдателя значительно меньше ошибки, вносимой многократным рассеянием.

Прямой метод оценки всех вышеуказанных ошибок состоит в определении угловых отклонений для частиц, зарегистрированных в пластинках, экспонированных без магнитного поля.

4. ЛОЖНЫЕ СОВПАДЕНИЯ.

Под ложными совпадениями подразумеваются такие случаи, когда два несвязанных следа отнесены к одной и той же частице, т.е. один из следов не является истинным продолжением следа одной и той же частицы.

В работе [6] показано, что число ложных совпадений при плотности проходящих следов $< 100/\text{см}^2$, меньше 1%. В условиях наших опытов число ложных совпадений $< 0,5\%$.

Из анализа различных ошибок в угловом отклонении следует, что ошибка в β определяется главным образом многократным рассеянием частиц в поверхностных слоях фотоэмульсии. Метод определения массы по магнитному отклонению и пробегу в благоприятных условиях ($R \sim 2\text{см}$) позволяет определить массу $\tilde{\pi}$ - мезонов для интервала пробегов 100-3000м с ошибкой порядка 5%; для протонов порядка 10%.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ ПО ИОНИЗАЦИИ И ОСТАТОЧНОМУ ПРОБЕГУ.

Заряженная частица при прохождении через вещество теряет энергию в результате различного типа взаимодействий с атомами, лежащими вблизи линии ее движения: тормозного излучения в поле ядра тормозящего вещества, неупругих столкновений с ядрами ионизационных потерь, образования пар электронов в поле ядра. Для частиц относительно малых скоростей главную роль играют ионизационные потери и другими процессами можно пренебречь. Средние потери энергии частицей с зарядом Ze , движущейся со скоростью v , на единице пути

выражаются так:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n z^2 e^4}{mv^2} \left[\ln \frac{m v^2 Q_{\max}}{I^2(z)(1-\beta^2)} - (\beta^2 - 1) \right] \quad (10)$$

$I(z)$ - "средняя энергия возбуждения" электронов в атоме с данным Z ; для водорода $I(Z) = 13,5$ эв; для тяжелых атомов $I(Z) = 13,5$ эв.

Q_{\max} - максимальная энергия, которую летящая частица может передать электрону,

n - число электронов в единице объема.

Из (10) следует, что для частиц заряда e потери энергии на ионизацию на единицу длины траектории частицы являются функцией скорости:

$$\frac{dE}{dz} = f(v)$$

где z - пробег частицы.

Для частиц одинакового заряда и равных скоростей отношение масс равно отношению соответствующих пробегов, т.е.

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{z_1}{z_2} = K \quad (11)$$

Равным скоростям соответствуют равные ионизации.

Ионизацию, производимую заряженной частицей можно определить различными методами: по плотности зерен на участке следа, по плотности разрывов, либо по почернению следа, которое определяется путем фотометрирования. Так как каждая из этих величин в значительной степени зависит от чувствительности фотоэмульсии, ее проявления, наклона следа и ряда других факторов, то абсолютные измерения невозможны, а ведутся относительные измерения ионизации в одинаковых условиях.

По измерениям на следах нескольких частиц известной массы строится калибровочная кривая зависимости относительная ионизация пробег, затем для частицы неизвестной массы снимается зависимость относительная ионизация - пробег, (вносятся поправки на глубину залегания следа и наклон) и наносится на тот же график. Для равных относительных ионизаций

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{z_1}{z_2} = K$$

где M_1 - известная масса,

M_2 - неизвестная.

Определив отношение масс для различных относительных ионизаций получаем ряд отношений:

$$K_i = \frac{R_1^{(i)}}{R_2^{(i)}} ; \frac{R_1^{(2)}}{R_2^{(2)}} ; \dots \frac{R_1^{(i)}}{R_2^{(i)}}$$

Среднее значение \bar{K} и средняя квадратичная ошибка в определяются из соотношений [29]:

$$\bar{K} = \frac{\sum R_1^{(i)} R_2^{(i)}}{\sum (R_2^{(i)})^2} , \quad (12)$$

$$\sigma_{\bar{K}}^2 = \frac{1}{N} \left(\frac{\sum (R_1^{(i)})^2}{\sum (R_2^{(i)})^2} - \bar{K}^2 \right)$$

N - число измерений.

Соответственно методам измерения относительной ионизации и масса частицы, остановившейся в эмульсии, определяется следующими методами:

1. Плотность зерен - пробег,
2. плотность разрывов - пробег,
3. фотометрирование - пробег.

Во всех случаях имеется в виду остаточный пробег.

Рассмотрим подробнее каждый из методов.

1. ПЛОТНОСТЬ ЗЕРЕН - ПРОБЕГ.

Плотность зерен вдоль следа заряженной частицы, т.е. число проявленных зерен на единицу длины следа, пропорциональна степени потери энергии частицы, образующей след. Эта величина зависит только от скорости и заряда частицы. Поэтому для частиц с зарядом электрона наблюдаемая плотность зерен позволяет определить скорость частицы. Практически применение метода сводится к построению дифференциальной зависимости плотности зерен - пробег для частицы, массу которой необходимо определить, и калибровочной кривой плотности зерен - пробег для частиц известной массы, например протонов, либо π - мезонов и нахождения пробегов, соответствующих равным плотностям зерен. Масса определяется из соотношения (11). На следах малой длины плотность зерен определяется с большой ошибкой. Для уменьшения ошибки в числе зерен рассматривается общее число зерен на всем пробеге и зависимость общее число зерен - пробег.

Так как $\frac{dE}{dz}$ определяется только скоростью частицы, то плотность зерен на следах заряженных частиц одинакового заряда, движущихся с равными скоростями, будет одинаковой. Но участки пробегов для двух частиц с разными массами, на которых происходит одинаковое уменьшение скорости, пропорциональны их массам. Поэтому для общего числа зерен N_1 и N_2 на следах двух частиц с массами M_1 и M_2 , и остаточными пробегам z_1 и z_2 имеет место соотношение

где $\frac{z_1}{z_2} = \frac{N_1}{N_2} = \frac{M_1}{M_2}$ - отношение остаточных пробегов, отсчитанных от таких точек следов обеих частиц, в которых они движутся с одинаковыми скоростями.

Для определения массы частицы надо построить для нее интегральную кривую зависимости общее число зерен-пробег - $N = f(z)$ и сопоставить с подобной калибровочной кривой для частиц известной массы и найти на них точки, соответствующие одинаковым скоростям. Тогда отношение остаточных пробегов или чисел зерен на них даст отношение масс частиц.

Для определения таких точек строится график зависимости $\log N$ от $\log z$.

Прямая, идущая под углом 45° к осям (в любом месте), для которой $\log N = \log z$, будет пересекать обе кривые $\log N = f(\log z)$ в точках, соответствующих таким остаточным пробегам обеих частиц, для которых скорости их равны.

Метод определения массы по счету зерен и пробегу применяется либо в случае использования пластинок сравнительно низкой чувствительности, например, тип C_2 (малые пробеги, сотни, тысячи микрон), либо в случае использования электронно-чувствительных эмульсий для больших пробегов, где возможен счет зерен [18] (миллиметры - десятки миллиметров).

2. ПЛОТНОСТЬ РАЗРЫВОВ - ПРОБЕГ.

Для определения массы остановившихся заряженных частиц, зарегистрированных в электронно-чувствительных фотоэмуль-

сиях, где плотность зерен вдоль следов слишком велика - ионизация (> 100 зерен на 100μ) больше 4-5 кратной от минимальной - и считать зерна на больших участках пробегов от остановки невозможно, используется метод плотности разрывов - пробег. В этом случае ионизация определяется по плотности разрывов. Метод предложен Ходгсоном [19], в дальнейшем развит и применялся рядом авторов [20-26]. Плотность разрывов определяется двумя способами:

1. Измерение длины разрывов [19,20],
2. подсчет числа разрывов [21,22].

Зависимость между плотностью разрывов и потерями энергии выражается следующим образом:

$$d = \alpha \left(\frac{dE}{dz} \right)^\beta, \quad (\beta < 0)$$

где d - плотность разрывов, т.е. длина разрывов на единицу длины следа; α , β - постоянные, зависящие от типа эмульсии и степени проявления и должны быть экспериментально определены для каждой партии пластинок. Для потерь энергии $> 9 \text{ кэВ}/\mu$ в работе [19] получено:

$$d = 0,53 \left(\frac{dE}{dz} \right)^{-0,7}$$

В работе [22] получена аналогичная зависимость между плотностью разрывов (в данном случае число разрывов на 100μ) и потерями энергии, для одной из серий эмульсии Ильфорд M_5 , которая представлена на рис. 4. Зависимость между общим числом разрывов, или общей длиной разрывов и остаточным пробегом можно выразить соотношениями [23]:

$$\begin{aligned} \eta &= A z^q \\ L &= B z^p, \quad \text{где} \end{aligned}$$

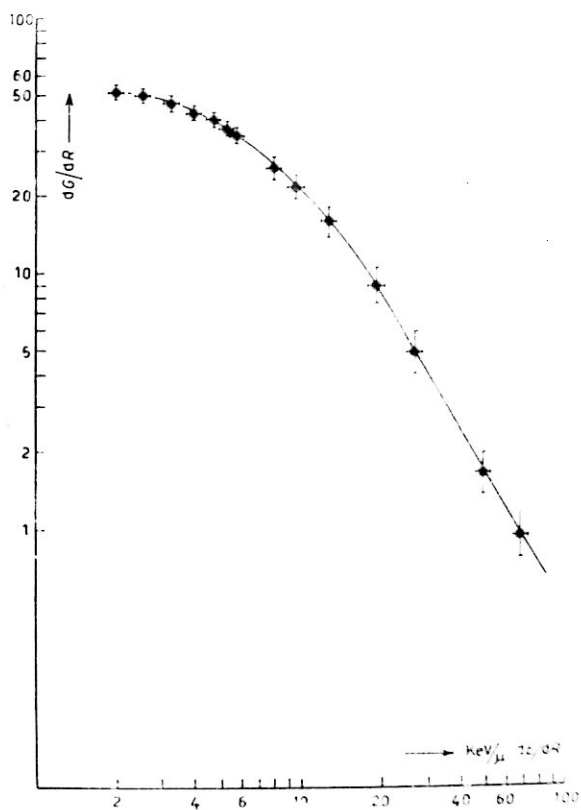


Рис. 4. Зависимость плотности разрывов - потери энергии для одной из серий эмульсии Ильфорт ψ_5 .

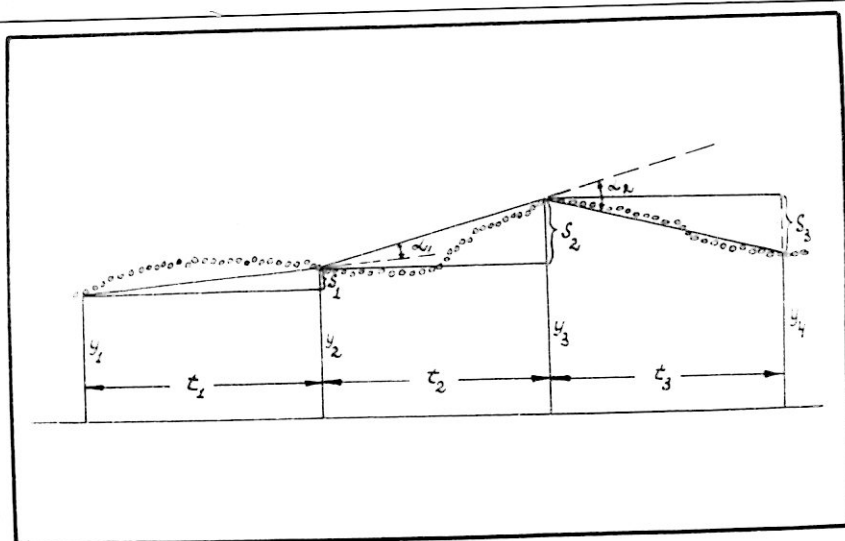


Рис. 5. К измерению многократного рассеяния координатным методом.

- \mathcal{L} - полное число разрывов,
 L - полная длина разрывов,
 \mathcal{Z} - остаточный пробег,
 A, B - постоянные.

Значения P и q , полученные различными авторами, приведены в таблице 3.

Т а б л и ц а 3.

Авторы	P	q
Modgson [19]	1,45	-
Kayas [22]	-	1,32
Baroni, Castagnoli [23]	1,43	1,29

Все данные относятся к пластинкам Ильфорд \mathcal{G}_5 .

Ряд авторов [21, 22, 23] утверждают, что счет разрывов дает ту же точность, что и измерение их длины, но выполняется значительно быстрее. Надо отметить, что авторами измерялись следы большой длины (миллиметры - десятки миллиметров)

Ходгсон [19] считает, что метод измерения длин разрывов, хотя и более трудоемкий, предпочтительнее, так как дает лучшую дискриминацию между частицами. Мы придерживаемся того же мнения. Необходимо отметить, что в случае малых пробегов ($\mathcal{Z} < 2000 \mu$) дискриминация между частицами значительно лучше, если измеряется полная длина разрывов вдоль следа, а не их число.

Из рассмотрения кривых зависимости полной длины разрывов

от пробега ^[19] для частиц различной природы следует, что для частиц с длиной следа $> 400 \mu$ измерения длины разрывов позволяют произвести полную идентификацию частиц, исключая различие между протонами, дейтонами и тритонами - с одной стороны и π и μ - мезонами - с другой.

Таким образом применение данного метода для определения массы заряженных частиц, сводится к построению дифференциальных кривых плотность разрывов-пробег, либо интегральных кривых полная длина разрывов-пробег для частиц известной и неизвестной массы. Масса частиц определяется также, как и в методе счет зерен-пробег.

3. ФОТОМЕТРИРОВАНИЕ - ПРОБЕГ.

1. Принцип фотометрического метода измерения ионизации.

Объективный метод измерения ионизации - фотометрирование следа основан на определении изменения светового потока в зависимости от степени почернения *изучаемого* следа. Принцип метода состоит в следующем: участок следа располагается в поле зрения микроскопа; на пути пучка света, освещающего след, помещают щель параллельно следу. Свет, прошедший через щель, направляется на катод фотоумножителя. Сигнал с фотоумножителя после усиления регистрируется каким-либо прибором. При этом рассматриваются два показания прибора.

Первый отсчет - интенсивность света, прошедшего через эмульсию - фоновый импульс - M_0 .

Второй отсчет - интенсивность света, прошедшего через

след - M .

Разность $h = M_0 - H$ определяет количество света, задержанного следом. Отношение $\frac{h}{H_0} = \frac{M_0 - H}{H_0}$ выражает относительное почернение следа по сравнению с фоном на данном участке.

В зависимости от ионизации, создаваемой заряженными частицами, используются различные методы фотометрирования следов

1. Измерение светового потока, проходящего через узкую щель (ширина $<$ диаметра зерна эмульсии, т.е. $< 0,5 \mu$) на геометрической оси следа. (Метод высоты импульса от поперечного профиля следа) [27, 28, 29],

2. Определение полуширины следа по поперечному профилю поглощения, полученному с узкой щелью [30] .

3. Измерение светового потока, проходящего через щель более широкую, чем след ($\geq 2 \mu$) [31-34] .

4. Воспроизведение продольного профиля поглощения [35, 28].

Первый и второй методы использовались в данной работе и и подробнее их описание будет дано в главе II.

Вышеуказанные методы обладают неодинаковой чувствительностью к различным измеряемым величинам.

1. Измерение потока света, проходящего по оси следа (метод высоты импульса поперечного профиля) является методом наиболее чувствительным к изменению интегральной длины разрывов. Относительное изменение светового потока больше в случае черных и серых, чем тонких (среды релятивистских частиц) следов.

2. Фотометрическое определение ширины следа методом поперечного профиля является полезным, когда ширина следа

быстро изменяется с ионизацией.

3. Метод широкой щели очень чувствителен к измерению ширины черных следов, а также к изменению плотности δ - электронов вдоль следов многозарядных частиц. Для полужереных и серых ($1,5 Y_{min} < Y < 5 Y_{min}$) следов изменение плотности зерен вдоль следа менее заметно, чем при измерении по методу узкой щели.

4. Метод продольного профиля представляет интерес только при наличии достаточно большого числа разрывов. Этот метод пригоден для счета разрывов и зерен либо конгломератов зерен.

Методы 2 и 3 используются с успехом для определения заряда многозарядных частиц [27,30]. Методы 1,3 в ряде работ [27,28,29,32,36] использовались для определения массы тяжелых мезонов. В этом случае строятся кривые плотность почернения-пробег для частиц известной и неизвестной массы определяются пробеги, соответствующие равным плотностям почернения и масса определяется из равенства (11).

4. ИСТОЧНИКИ ОШИБОК И ТОЧНОСТЬ В ОПРЕДЕЛЕНИИ МАССЫ.

Источники ошибок.

1. Неравномерность распределения зерен бромистого серебра в желатине эмульсии, существование так называемых "островков". Этот эффект для длинных следов такого же порядка, как и статистические флуктуации в общем числе зерен
2. Неравномерность проявления фотоэмульсий по глубине и по поверхности (при больших размерах поверхности), что мо-

жет привести к уменьшению числа зерен и их размера.

При счете зерен действует первый эффект, при фотометрировании и измерении плотности разрывов - оба.

3. При фиксировании фотопластинок в кислом фиксаже выделившееся серебро частично растворяется, особенно в следах, лежащих у поверхности ($\sim 20 \mu$ от поверхности), поэтому при измерении относительной ионизации эти участки следов необходимо не рассматривать.

4. Регрессия следов заряженных частиц, т.е. исчезновение скрытого изображения со временем. Различные следы в случае длительного экспонирования или хранения фотопластинок будут регрессировать по разному в зависимости от времени, в результате возникнут дополнительные ошибки в измерении относительной ионизации.

5. При использовании стопок бесподложечных фотослоев возникают дополнительные ошибки, связанные с различной чувствительностью отдельных слоев (даже одного полива) неодинаковостью проявления отдельных слоев и неодинаковостью вуали.

6. Так как рассматриваются проекции следов на плоскость эмульсий, то будет существовать тенденция в переоценке плотности следа, который направлен под углом к плоскости фотоэмульсии. При счете зерен необходимо относить измеренный результат к истинной длине следа. При измерении плотности разрывов для следов с углом наклона $< 20^\circ$ в непроявленной эмульсии поправку на наклон можно не вво-

диль, для следов с углом наклона $> 20^\circ$ истинная плотность разрывов определяется из соотношения [19]:

$$\frac{dL}{dz} = \frac{\cos \theta}{\cos \theta'} \left[1 + \frac{A(1 - \cos \theta')}{g_m'} \right] \left(\frac{dL}{dz} \right)' + \left(1 + \frac{\cos \theta}{\cos \theta'} \right), \quad (13)$$

где $\left(\frac{dL}{dz} \right)'$ - наблюдаемая плотность разрывов,

g_m' - средняя видимая длина разрыва,

θ, θ' - угол наклона следа к плоскости эмульсии в непроявленной и проявленной эмульсии,

A - размер зерна проявленной эмульсии.

При счете зерен, кроме источников ошибок, указанных выше, существует ряд трудностей:

1. У конца пробега частица ионизует значительно интенсивнее, так что невозможно разрешить отдельные зерна. В этой области невозможно привести точный подсчет числа зерен, и число зерен определяется как $\frac{l}{a}$, где l - длина участка следа, a - средний диаметр проявленного зерна.

2. Когда удельные потери энергии частицы очень малы, то плотность зерен становится так низка, что счет зерен становится ненадежным из-за общего фона зерен.

3. В ряде мест следа встречаются зерна разной величины, а также группы трудно разрешимых зерен (конгломераты).

Поэтому необходимо условиться, какие зерна и как считать: Если различные наблюдатели установили примерно общий критерий счета зерен, то измерения различных наблюдателей, или измерения одного наблюдателя в разное время отличаются примерно на 3-5% (для опытных наблюдателей). Необходимо также отметить, что для сравнения счета зерен различными наблюда-

телями надо сравнивать данные, полученные при одинаковых увеличениях объектива и окуляра.

При фотометрировании следов имеются дополнительные источники ошибок.

1. Изменение почернения с глубиной. Эта ошибка связана с методами 1 и 3; использующими абсолютную величину светового потока. Метод измерения ширины и метод продольного профиля не чувствителен к влиянию глубины при равномерном проявлении эмульсии.

Следы заряженных частиц с одинаковой ионизацией, расположенные на разных глубинах в эмульсии, выглядят по-разному (чем глубже, тем след менее черный). Характеристики почернения следа, регистрируемые фотоэлектрической аппаратурой, зависят от глубины залегания следа. Эта зависимость обусловлена следующими причинами:

а) В толстых эмульсиях следы, расположенные глубоко в эмульсии, кажутся не вполне черными. "Просветление" следов обусловлено дифракцией света на очень маленьких зернах фона, образующихся в процессе проявления, а также на зернах в следах, расположенных в эмульсии выше рассматриваемого следа.

б) При фокусировке на разную глубину расстояние между объективом и конденсором различно, в результате чего несколько изменяется форма светового пучка. Этот эффект мал и им можно пренебречь.

2. Изменение почернения с наклоном следа в эмульсии.

Наклонный след, с одной стороны, имеет измеряемую плотность больше действительной, с другой - не вся полезная длина следа фокусируется, в результате чего измеряемая плотность будет меньше действительной. Результирующее действие двух эффектов при используемых длинах щелей ($30\ \mu$ и меньше) приводит к занижению почернения для наклонных следов. Наклон следа вызывает необходимость вносить значительные поправки от 10% до 30% в методах 1,2,3 и меньшую поправку для метода продольного профиля.

3. Многократное рассеяние приводит к большим ошибкам при использовании узкой щели. Метод широкой щели и продольного профиля мало чувствителен к рассеянию. Необходимо добавить, что влияние многократного рассеяния особенно ощутимо при фотометрировании следов мезонов методом узкой щели. Ошибка может быть устранена применением более короткой щели ($\sim 10\ \mu$).

В ряде работ ^[27, 29, 30, 32] исследовалась зависимость почернения следа от глубины залегания следа и наклона, как при использовании узкой, так и широкой щели. Приведем для примера величины поправок, которые необходимо вносить на глубину, залегания следа (γ_1) (таблица 4) и наклон следа (γ_2) (таблица 5) для узкой и широкой щели ^[29] для пластинок Ильфорд $У_5$.

Т а б л и ц а 4.

Глубина измеряемой точки (μ)	0	50	100	150	200	250
χ_1 для узкой щели (ширина $0,25 \mu$)	0,0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25
χ_1 для широкой щели (ширина $2,5 \mu$)	0,0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05

Т а б л и ц а 5.

θ - угол наклона следа к плоскости эмульсии в проявленной эмульсии	0	$- 3^{\circ}$	$- 6^{\circ}$	$- 8,5$	$11,5^{\circ}$	$- 17$
$t_g \theta$	0,0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,30
χ_2 - для узкой щели (ширина $0,25 \mu$)	0,0	0,05	0,10	0,18	0,35	-
χ_2 - для широкой щели (ширина $2,5 \mu$)	0,0	0,01	0,02	0,04	0,055	0,105

Ошибки в определении масс частиц по ионизации и пробегу можно значительно уменьшить при условиях:

1. Отсутствия регрессии скрытого изображения со временем. Для этого пластинки должны экспонироваться в вакууме при температуре $\sim 0^{\circ}\text{C}$.
2. Равномерного проявления эмульсии по глубине. Для этого применяется в настоящее время температурный метод проявления фотоэмульсий [17].
3. Для построения калибровочных кривых выбирать следы,

находящиеся в особо благоприятных условиях: почти параллельные плоскости эмульсии, расположенные не у поверхностей эмульсии и не на краях пластинки.

При использовании стопок фотоэмульсий необходимо:

1. Иметь стандартные слои, как по чувствительности, так и по механическим свойствам.
2. Условия обработки отдельных слоев должны быть идентичны (качество химикалий, pH , температурных режимов, условий сушки и т.д.).
3. Стопка должна собираться непосредственно перед облучением, чтобы фоновые слепы можно было исключить (они не будут иметь продолжений).
4. Калибровочные кривые должны быть построены для каждого слоя.

ТОЧНОСТЬ В ОПРЕДЕЛЕНИИ МАССЫ.

Метод определения массы по счету зерен и пробегу при использовании фотопластинок типа C_2 позволяет определить массу протона с пробегом $\sim 1000 \mu$ с ошибкой 25-30%. При использовании электронно-чувствительных фотоэмульсий ошибка в определении массы протона с пробегом 6000μ методом плотности разрывов - пробег составляет несколько больше 10% [22], метод фотометрирования позволяет определить массу протона с пробегом 10000μ с ошибкой $\sim 6\%$ и массу тяжелых мезонов с пробегом 5-10мм с ошибкой 10-7% [29]. Вышеуказанные данные относятся к следам с углом наклона к плоскости эмульсии меньше 10° . В реальных условиях рассмот-

рения более крутых следов, проходящих через несколько эмульсионных слоев ошибки в определении массы методом γ, z будут значительно выше.

3. РАССЕЙЯНИЕ - ПРОБЕГ.

Заряженная частица при прохождении через среду претерпевает частые отклонения на малый угол в результате упругих столкновений с ядрами атомов, составляющих среду. В результате большого числа малых отклонений след имеет вид кривой линии.

Метод определения масс по многократному кулоновскому рассеянию был развит Гольдшмидт - Клермонт и др. [16, 37]

Метод, основанный на наблюдениях многократного кулоновского рассеяния не зависит от регрессии (исчезновение скрытого изображения) следов, степени проявления пластинок и дает возможность получить абсолютные значения массы частиц - в этом преимущество данного метода по сравнению с методом ионизация - пробег. Средний угол многократного рассеяния на элементе следа $\bar{\alpha}$ микроⁿ между последовательными хордами выражается следующим образом: [38]

$$\bar{\alpha} = \mathcal{K} \frac{z\sqrt{t}}{\rho v} \cdot 10^{-1} \quad (1) \quad (\text{в градусах}),$$

где \mathcal{K} - константа рассеяния,

z - заряд частицы, ρ - импульс, v - ее скорость.

\mathcal{K} - зависит от состава эмульсии. Обычно приводится значение константы рассеяния, отнесенное к ячейке в 100 μ .

Для медленных частиц, т.е. для $E \ll M_0 c^2$, $\rho v = 2E$ и

при $z=1$ можно записать

$$\bar{L} = C \frac{\sqrt{t}}{E} ; C = \frac{\mathcal{K}}{20} \quad (2)$$

В настоящее время для измерения угла многократного рассеяния используется координатный метод, предложенный Фаулером [38].

Сущность координатного метода состоит в следующем: пластинка помещается на поворотный столик микроскопа, с помощью которого рассматриваемый след может быть развернут параллельно одному из направлений перемещения координатного столика микроскопа, например, оси Ox . След перемещается в направлении оси Ox на определенные интервалы, например 100μ , определяются ординаты y_i , в которых изображение следа пересекает ось Oy (рис. 5). Измерения y_i производятся с помощью окулярной шкалы, либо винтового окулярного микрометра.

Первые разности

$$S_1 = y_1 - y_2$$

$$S_2 = y_2 - y_3$$

$$S_{n-1} = y_{n-1} - y_n$$

позволяют измерить наклоны i_1, i_2, \dots, i_{n-1} последовательных хорд в следе, а вторые разности

$$D_1 = S_1 - S_2$$

$$D_2 = S_2 - S_3$$

$$D_{n-2} = S_{n-2} - S_{n-1}$$

определяют изменение направлений каждых двух соседних хорд.

Средняя величина $|D|$

$$|\bar{D}| = \frac{\sum |D|}{n}$$

позволяет

определить $\bar{\alpha} : \bar{\alpha} = \frac{|\bar{\mathcal{D}}|}{t}$

Существует два метода измерения многократного рассеяния с целью определения массы заряженных частиц, остановившихся в фотоэмульсии .

1. Метод постоянной ячейки,
2. метод переменной ячейки (*Constant sagitta method*). - постоянная $|\bar{\mathcal{D}}|$.

Рассмотрим более подробно оба метода.

[16, 37]

1. Метод постоянной ячейки .

а) Из выражения для угла многократного рассеяния медленных частиц $\bar{\alpha} = c \frac{\sqrt{t}}{E}$

видно, что по мере приближения к остановке, т.е. с уменьшением E $\bar{\alpha}$ - растет, т.е. вдоль следа $\bar{\alpha}$ не остается постоянным, а значительно изменяется.

Произведение же $\bar{\alpha} E$ остается постоянным. Используя соотношение пробег-энергия и выражение для $\bar{\alpha}$, получим выражение для массы частицы в таком виде:

$$M = \left(\frac{c \sqrt{t}}{\bar{\alpha}_i E_i} \right)^{\frac{1}{1-n}}$$

Масса выражена в протонных массах.

Так как $\mathcal{D}_i = \alpha_i t$ то

$$M = \left(\frac{c t \sqrt{t}}{\mathcal{D}_i E_i} \right)^{\frac{1}{1-n}}$$

Если нас интересует отношение масс каких-либо двух частиц, то в этом случае знание константы рассеяния не требуется.

2. МЕТОД ПЕРЕМЕННОЙ ЯЧЕЙКИ.

Метод постоянной ячейки, используемый для определения многократного рассеяния вдоль следов заряженных частиц, обладает рядом недостатков:

1. Так как угол многократного рассеяния изменяется вдоль следа, то на различных участках следа необходимо определять соответствующее $\bar{\alpha}$.

Невозможно вдоль всего следа измерять многократное рассеяние на оптимальной длине ячейки, при которой получалась бы наименьшая статистическая ошибка и минимальную роль играли бы ошибки, вносимые искажениями эмульсии и приборами для измерения α (так называемые "шумы").

3. Необходимость внесения различных поправок на "шумы" и исключения больших углов для различных участков следа.

Все эти недостатки отсутствуют в методе переменной ячейки (метод постоянных вторых разностей). Метод развит независимо в трех лабораториях [39-4] и состоит в том, что по мере удаления от остановки частицы, размер ячейки следа, на котором измеряется угол многократного рассеяния, увеличивается так, что величина вторых разностей остается постоянной.

Так как угол многократного рассеяния

$$\bar{\alpha} = K z \sqrt{t} / \rho\beta \cdot 10^{-1} \quad \text{градусов}$$

и для медленных частиц $\rho\beta = 2E$

$$\text{а } E = \kappa z^{2n} M^{1-n} z^n$$

$$\bar{\alpha} = \frac{\kappa}{20} K z^{1-2n} M^{n-1} z^{-n} \sqrt{t} \quad \text{, то}$$

Для вторых разностей получим следующее выражение:

$$\bar{D} = \bar{\alpha} t = \frac{\kappa \pi}{20.180} \cdot \kappa' \nu^{-n} \varepsilon^{1-2n} M^{n-1} t^{3/2}$$

M - выражено в протонных массах.

Так как уровень шумов ε , практически не зависит от размера ячейки при ячейках малого размера, используемых для медленных частиц, то отношение $\frac{\bar{D}}{\varepsilon}$ не зависит от t , если \bar{D} - постоянно, т.е. можно производить измерение многократного рассеяния на оптимальной ячейке вдоль всего следа.

Оптимальный размер ячейки выбирается, исходя из условия $\bar{D}/\varepsilon \approx 4$. Для определения массы неизвестной частицы измеряется $\bar{D}(M', \nu)$, исходя из схемы рассеяния частицы известной массы M со средним значением $\bar{D}(M, \nu) = \Delta$. Как показано в работе [39], если значение массы M' близко к значению M , то для интервалов пробегов от 0,1 до 10 см изменение $\bar{D}(M', \nu)$ с пробегом меньше 1%. Если же M' много меньше M , то изменение $\bar{D}(M', \nu)$ с пробегом увеличивается, но даже когда $M' \sim \frac{1}{6} M$, что соответствует случаю, когда многократное рассеяние вдоль следа \mathcal{N} - мезона измеряется по схеме рассеяния для протона, изменение $\bar{D}(M', \nu)$ не превышает 3% от среднего значения. Поэтому можно пренебречь слабой зависимостью $\bar{D}(M', \nu)$ от пробега и выразить для какой-нибудь схемы рассеяния со средним значением $\bar{D} = \Delta$ (для массы M) среднее абсолютное значение вторых разностей $\bar{D}(M')$ в зависимости от массы частицы M' :

$$\bar{D}(M') = \Delta \left(\frac{M}{M'} \right)^{1-n}$$

Если след частицы направлен под углом φ к плоскости эмульсии (имеется ввиду непроявленная эмульсия), то

$$\bar{D}(\varphi) = \Delta (\text{Sec } \varphi)^{0,975} \quad [39]$$

для интервала углов φ : $0 < \varphi < 60^\circ$

Масса неизвестной частицы M' , след которой направлен под углом φ к плоскости эмульсии выразится так:

$$M' = M \left(\frac{\Delta}{\Delta'} \right)^{\frac{1}{1-n}} (\text{Sec } \varphi)^{\frac{0,975}{1-n}} \quad (15)$$

где Δ' - среднее абсолютных значений вторых разностей для наклонного следа, полученное по измерениям многократного рассеяния по схеме M_Δ .

Для пластинок Ильфолд

$$M' = M \left(\frac{\Delta}{\Delta'} \right)^{2,276} (\text{Sec } \varphi)^{2,221} \quad [39]$$

Как показано в работе [39] минимальная ошибка в определении массы частицы по методу использования переменной ячейки будет при условии $\Delta = 2,4\varepsilon$ (ε - вторые разности, обусловленные "шумами") и выражается так:

$$\left(\frac{\delta M}{M} \right)_{\min} = \frac{2,05}{\sqrt{n_0}}, \quad (16)$$

где n_0 - число вторых разностей на данной длине следа при измерениях по схеме с оптимальным значением вторых разностей при данном уровне "шумов", а именно:

$$\Delta = 2,4\varepsilon$$

Если $\Delta = 6\varepsilon$, то

$$\frac{\delta M}{M} = \frac{1,78}{\sqrt{n}} = \frac{2,41}{\sqrt{n_0}} = 1,17 \left(\frac{\delta M}{M} \right)_{\min},$$

т.е. ошибка увеличилась на 17% относительно ее минимального значения. Однако, на практике берется

$$\Delta = 4\varepsilon - 6\varepsilon$$

В этом случае небольшими изменениями в уровне "шумов" вдоль следа и малыми различиями в измерениях, полученных различными наблюдателями, можно пренебречь. Необходимо также отметить, что метод переменной ячейки, помимо вышеуказанных преимуществ по сравнению с методом постоянной ячейки, позволяет значительно упростить обработку измерений. В настоящее время для определения массы заряженных частиц, остановившихся в фотоэмульсии, используется исключительно метод переменной ячейки.

Ошибка в определении массы π - мезона при измерениях по схеме $\Delta_{\pi} = 0,5\mu$ при $\varepsilon = 0,1\mu$ для пробегов 1000μ и 10000μ равна соответственно $\sim 30\%$ и $\sim 15\%$

3. ИСТОЧНИКИ ОШИБОК.

Вопрос об источниках ошибок и методах их исключения при измерении многократного кулоновского рассеяния вдоль следов заряженных частиц, зарегистрированных толстослойными фотоэмульсиями, подробно рассмотрен в работах [37, 42, 43].

Отклонение следа заряженной частицы от прямой линии обусловлено как многократным кулоновским рассеянием, так и рядом других факторов.

Если многократное рассеяние вдоль следов заряженных частиц измеряется координатным методом, то среднее значение

\bar{D} достаточно большого числа вторых разностей D_i , измеренных на элементе следа t_μ , выразится следующим образом:

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

где $\bar{D}_{\text{расс.}}$ обусловлено многократным рассеянием, а ε - "уровень шумов". Под "уровнем шумов" будем понимать ошибки, вызванные различными факторами, а именно:

1. Ассиметрия в распределении проявленных зерен следа относительно истинной траектории движения частицы - ε_1 .
2. Ошибки отсчета при определении положения следа - ε_2 (фактически ошибки наблюдателя и отсчетного инструмента).
3. Отклонение от прямолинейности в движении микроскопического координатного столика - ε_3 ("шум столика").
4. Смещение изображения следа при перефокусировке с помощью микрометрического винта ("шум микровинта" микроскопа) - ε_4 .
5. Искажения эмульсии - ε_5 .

Таким образом $\bar{\varepsilon}^2 = \bar{\varepsilon}_1^2 + \bar{\varepsilon}_2^2 + \bar{\varepsilon}_3^2 + \bar{\varepsilon}_4^2 + \bar{\varepsilon}_5^2$ (17)

Рассмотрим какой порядок имеет каждая из ошибок и как можно исключить некоторые из них.

1. Величина $\bar{\varepsilon}_1$ зависит от метода измерения положения следа и ионизации частицы. Если координата y_i определяется по положению одного единственного зерна, то

$$\bar{\varepsilon}_1 = \bar{z} \sqrt{6}$$

где \bar{z} - среднее расстояние центров проявленных зерен от истинной траектории движения частицы.

Значение $\bar{\varepsilon}_1$ для пластинок Ильфторд CF_5 для частиц высокой энергии порядка $0,07 \mu$. Если же положение следа определя-

ется не по центру одного зерна, а по центру тяжести n зерен на интервале t , то

$$\bar{\epsilon}_1 = \frac{\bar{\epsilon} \sqrt{6}}{\sqrt{\delta} \sqrt{t}},$$

где δ - плотность зерен.

2. Ошибка отсчетов может быть сделана очень малой путем проведения повторных измерений. Действительно,

$$\bar{\epsilon}_2 = \sqrt{\frac{\sum \epsilon_i (\bar{\epsilon}_2 - \epsilon_{2i})^2}{n(n-1)}}$$

где n - число отсчетов.

3.4. "Шум столика" и "шум микровинта" микроскопа определяются механическими качествами микроскопа и могут быть определены с помощью интерференционных методов. Для некоторых микроскопов "шум" зависит в значительной степени от элемента плены. Более подробно вопрос о "шумах" микроскопа будет рассмотрен в следующей главе.

Для лучших микроскопов [44] "шум" меньше $0,03 \mu$ и практически не зависит от элемента плены t .

5. Искажения эмульсии зависят от типа эмульсии, процесса ее изготовления, проявления, фиксирования, сушки. Величина искажений для эмульсий различной толщины и в различных местах пластинки большого размера различна. Как правило, на краях пластинки искажения значительно больше, чем в точках ближе к середине. Методы измерения искажений эмульсии рассмотрены в ряде работ [45-47]. Зависимость искажений от фотопроцессов рассмотрена в работе [46].

Описание быстрого и удобного метода измерения [47] искажений эмульсий приведено в приложении 2. Искажения эмульсии могут быть исключены различными методами [38,42,48]

Метод Фаулера [38].

Рассматриваются преобладания отклонений одного из знаков.
Общее отклонение

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}_{\text{расс.}} + \phi$$

где $\mathcal{D}_{\text{расс.}}$ - многократное кулоновское рассеяние,

ϕ - отклонение, обусловленное искажениями эмульсии.

Примерное значение ϕ может быть получено из соотношения

$$\phi = \frac{\sum \mathcal{D}}{n}, \text{ где } \sum \mathcal{D} - \text{ алгебраическая сумма отдельных значе-}$$

ний \mathcal{D} . (преобладание отклонений в одном направлении и дает отклонение из-за искажений эмульсии). Зная величину

ϕ можно определить отдельные значения $\mathcal{D}_{\text{расс.}}$ и, следовательно, приближенное значение $|\bar{\mathcal{D}}|$. Данный метод приводит к удовлетворительным результатам на следах большой длины, где число отсчетов достаточно большое (порядка сотни).

Метод третьих разностей [48].

При идентификации заряженных частиц, зарегистрированных в стопках фотоэмульсий, где часто приходится рассматривать крутые следы, искажения эмульсии могут привести к значительным ошибкам. Авторы [48] в этом случае предлагают исключить искажения эмульсии путем измерения вместо вторых разностей при определении многократного рассеяния третьих и более высоких порядков разностей.

Связь между \mathcal{D}_2 , \mathcal{D}_3 , \mathcal{D}_4 и т.д. выражается следующим образом.

Если $|\bar{\mathcal{D}}_2| = \Delta$, то

$$|\bar{\mathcal{D}}_3| = \sqrt{\frac{3}{2}} \Delta$$

$$|\bar{\mathcal{D}}_4| = 2 \Delta \quad \text{и т.д.}$$

\mathcal{D}_2 - измеряют отклонения следа от прямой.

\mathcal{D}_3 - отклонение следа от окружности некоторого радиуса.

\mathcal{D}_4 - отклонение от кривой, чья кривизна изменяется линейно.

Таким образом, Δ определенное по \mathcal{D}_3 , не будет зависеть от постоянной кривизны. Как указывают авторы, вклад эффекта искажений эмульсии в 3-и разности (в \mathcal{D}_3) будет \sim в 3000 раз меньше, чем во 2-е (т.е. в \mathcal{D}_2). Для крутых следов протонов ($32-52^\circ$) получаются хорошие результаты по определению массы.

Таким образом среднее значение вторых разностей, соответствующих истинному многократному рассеянию, выразится так:

$$\bar{\mathcal{D}}_{\text{расс.}} = \sqrt{\bar{\mathcal{D}}^2 - \bar{\mathcal{E}}^2} \quad (18)$$

$\bar{\mathcal{D}}$ - измеряемые экспериментально 2-е разности, $\bar{\mathcal{E}}$ - "шумы", $\bar{\mathcal{E}}$ - определяется либо из (17), либо измеряется среднее значение вторых разностей вдоль пологих следов очень быстрых частиц, где истинным рассеянием можно пренебречь. Измеряться в этом случае будут фактически "шумы".

Г л а в а П.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАТЕРИАЛА.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ ЧАСТИЦ ПО МАГНИТНОМУ ОТКЛОНЕНИЮ И ПРОБЕГУ.

1. Экспериментальная установка.

Фотопластинки Ильфорд C_2 с толщиной эмульсии 100_{μ} и размером $5 \times 8 \text{ см}^2$ облучались протонами с энергией ~ 460 Мэв (1 серия опытов). Фотопластинки НИКФИР с толщиной эмульсии 200_{μ} и размером $7,8 \times 7,8 \text{ см}^2$ облучались космическими лучами на высоте 95 км (П-я серия опытов). Фотопластинки облучались в магнитном поле, контрольные — без поля. Используемая установка изображена на рис. 6. Установка аналогична той, которая применялась в работе Францинетти [6]. Пара фотопластинок помещалась в специальную кассету (1) эмульсиями друг к другу на расстоянии 3 мм , кассета вдвигалась по направляющим пластинодержателя (2) между полюсами электромагнита (3). При облучении космическими лучами над пластинками помещался свинцовый фильтр толщиной 8 см в виде полуцилиндра (4), который служил генератором мезонов. Магнитное поле создавал электромагнит. При облучении фотопластинок космическими лучами электромагнит устанавливался в специальном контейнере на самолете. Температура кассеты во время опытов поддерживалась $15 \pm 5^{\circ}\text{C}$ путем попеременного включения и выключе-

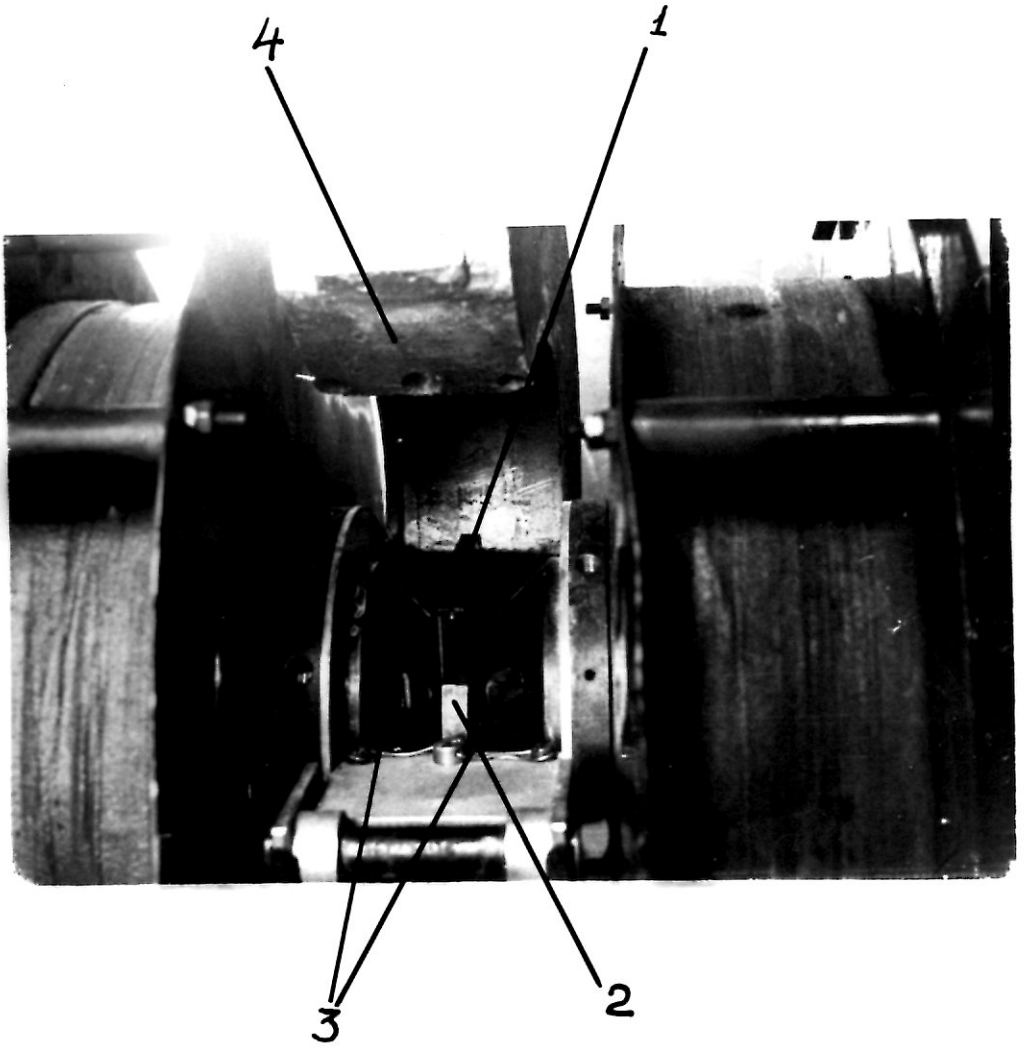


Рис. 6

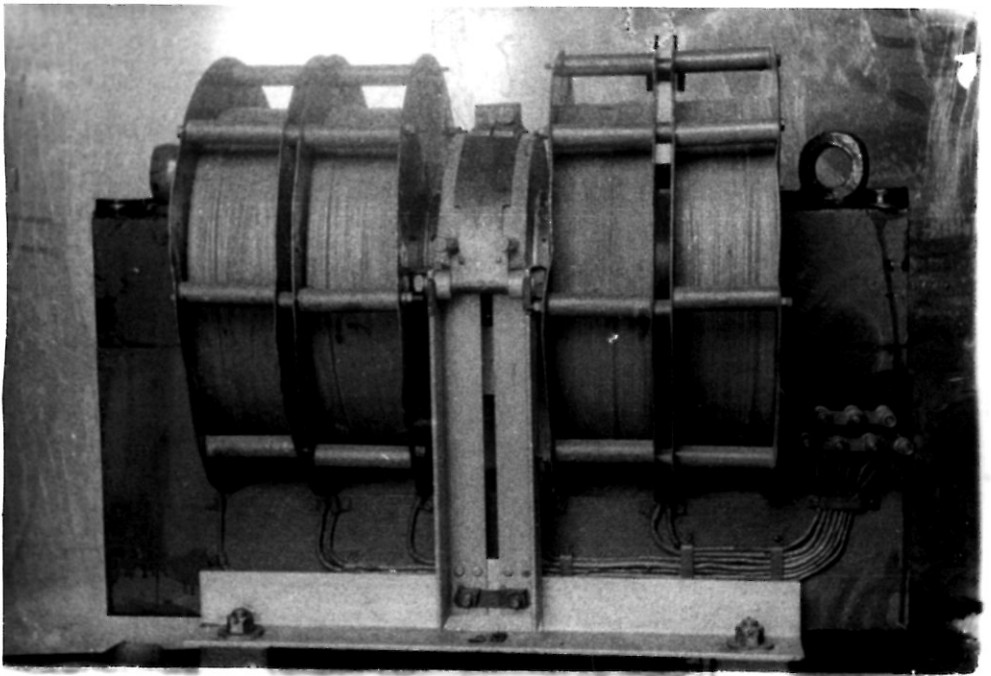


Рис. 6
Общий вид установки.

чения вентилятора, который обдувал кассету струей холодного воздуха. Температура кассеты и катушек электромагнита измерялась с помощью электрических термометров.

Общая длительность полета ~ 5 часов, из них на высоте $\sim 9,5$ км установка находилась $\sim 3,5$ часа. Каждая пара фотопластинок находилась в полете один раз. При облучении фотопластинок протонами время облучения было 1 минута, температура кассеты 15°C .

2. Электромагнит и режим его работы.

Электромагнит состоит (рис. 7) из железного сердечника (А) с зазором между полюсами в 7 мм. Диаметр полюсов 70 мм. На каждый из полюсов насажено по 2 катушки. Для обмотки катушек использовался медный провод ПБЛ ϕ 3,05 мм. Вес катушек 220 кг, вес железного сердечника ~ 270 кг.

Наконечники полюсов (В) изготовлены из специального магнитного сплава пермендюра. Обмотки катушек электромагнита могут соединяться либо последовательно, либо параллельно и соответственно питаться постоянным током напряжения $110\sqrt{}$ либо 27 вольт. При облучении фотопластинок космическими лучами обмотки катушек были соединены параллельно и питались постоянным током от бортовой сети напряжением $27\sqrt{}$.

При включении электромагнита, медный провод обмотки начнет нагреваться, вследствие чего сопротивление обмотки будет расти, а ток в цепи электромагнита при данном напряжении будет падать. На рис. 8 приведен график зависимости температуры, сопротивления и тока в обмотке при постоянном напряжении,

Схема електромагнита.

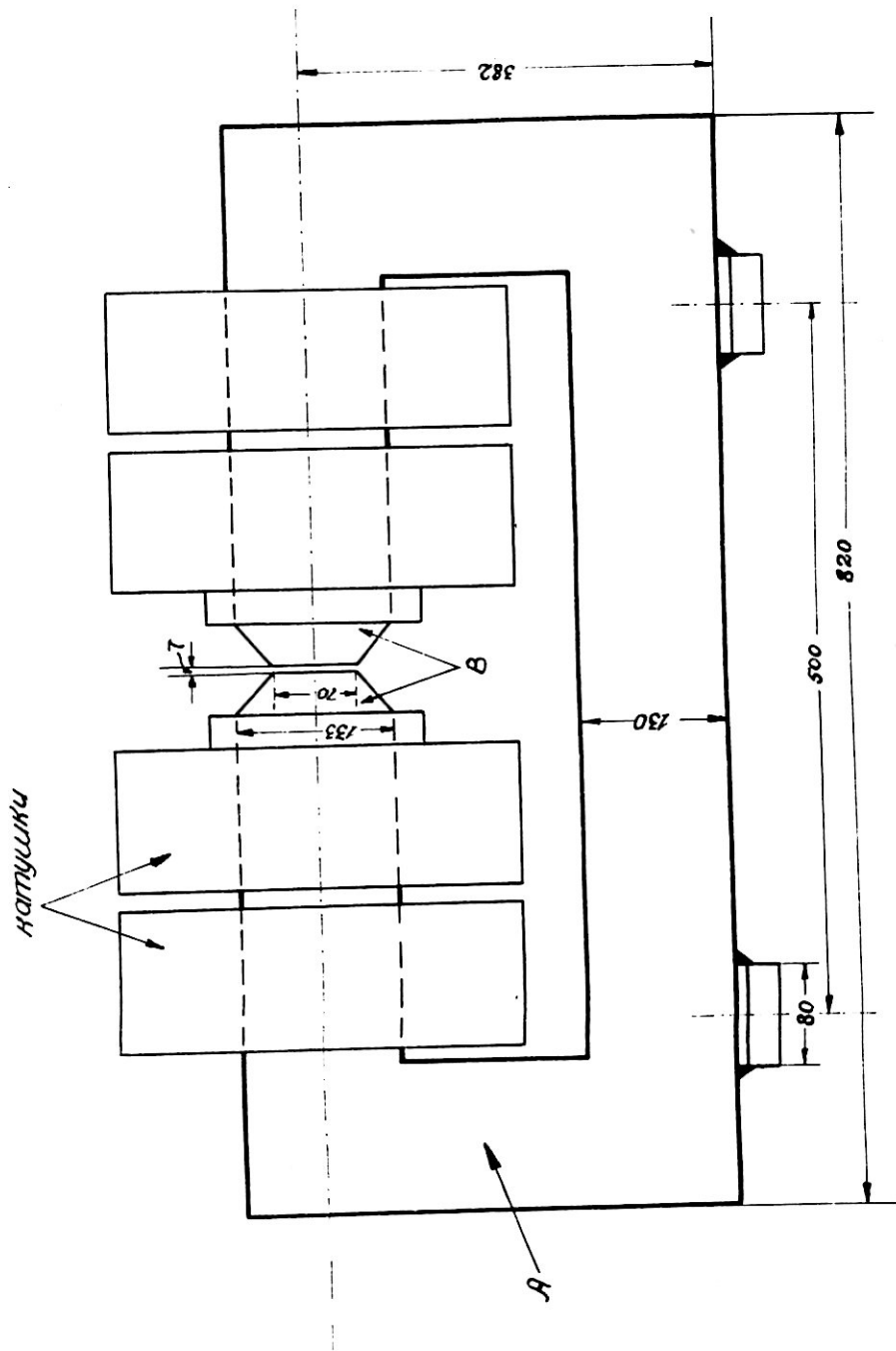


Рис. 7

ГРАФИК ЗАВИСИМОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ, СОПРОТИВЛЕНИЯ
 И СИЛЫ ТОКА В ОБМОТКЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТА ПРИ ПОС-
 ТОЯННОМ НАПРЯЖЕНИИ $U = 27,5V$
 (ПРИ НЕПРЕРЫВНОЙ РАБОТЕ В ТЕЧЕНИЕ 6-ТИ ЧАСОВ).

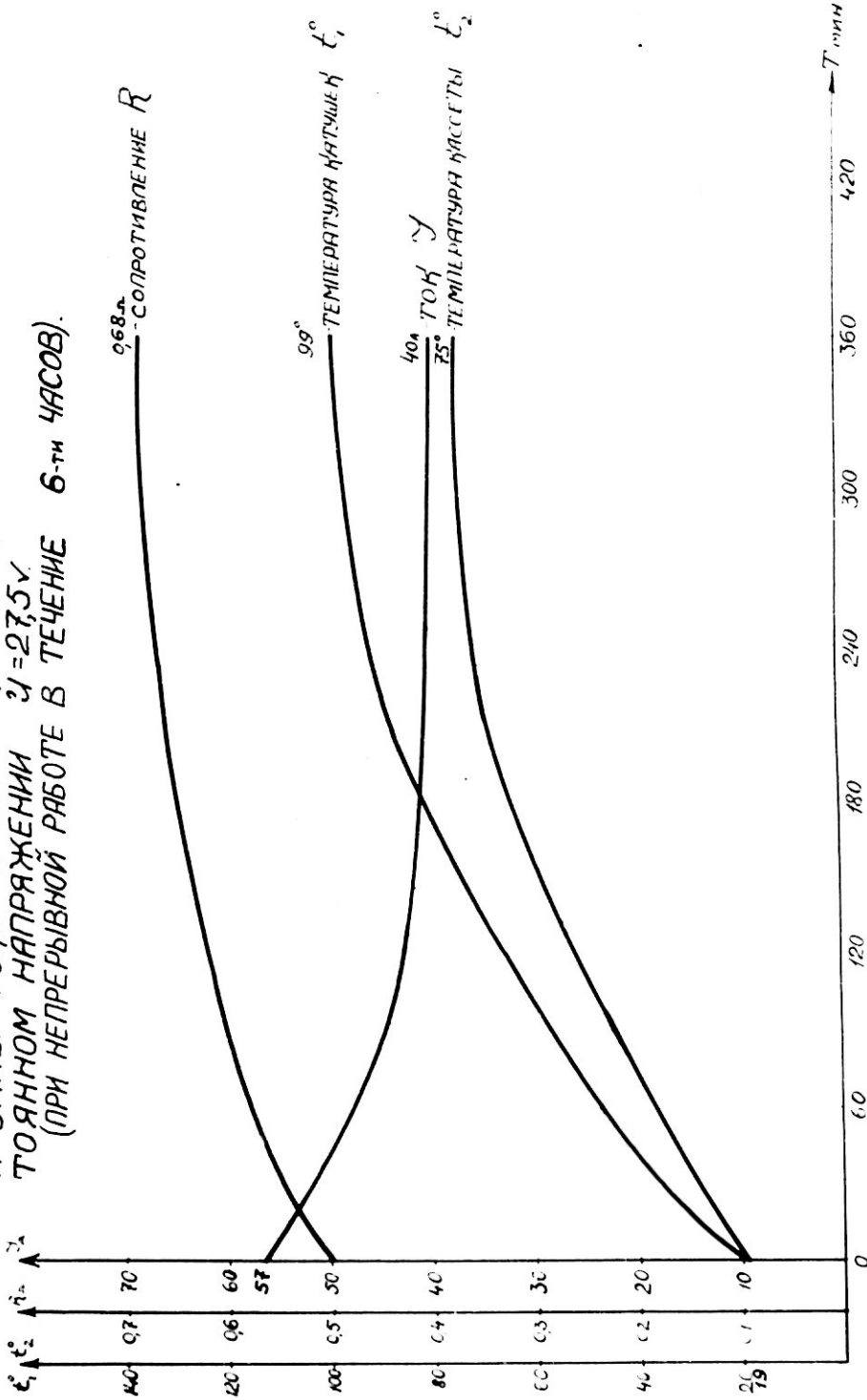


Рис. 8

а также температуры кассеты, при непрерывной работе электромагнита в течение 6 часов. Как видно из графика величина силы тока в первые 3 часа после включения электромагнита значительно падает. При этом может изменяться и напряженность магнитного поля в зазоре электромагнита.

В условиях проведения полетов, которые производились в различные времена года, когда начальная температура установки могла быть и отрицательной, изменение в величине тока могло быть даже больше, чем в случае, изображенном на графике (рис. 8).

Для поддержания режима работы электромагнита во время полета постоянным, электромагнит предварительно перед полетом прогревался 3-4 часа. При этом температура обмотки была $\sim 50^{\circ}\text{C}$, Режим работы электромагнита во время полетов: сила тока в обмотке $(43 \pm 1)\text{A}$, напряжение - 22v . При облучении фотопластинок протонами электромагнит питался током $(11,3 \pm 0,1)\text{A}$ при напряжении 80v .

3. Магнитное поле.

Магнитное поле в 27000 эрстед поддерживалось электромагнитом в объеме $\mathcal{V} \cdot (3,5)^2 \cdot 0,7\text{ см}^3$. Зависимость напряженности магнитного поля от величины силы тока приведена на рис. 9. Напряженность магнитного поля измерялась с помощью флюксметра и специально изготовленной катушки (рис. 10). Основание катушки из плексигласа. Обмотка - 70 витков тонкой медной проволоки с изоляцией эмаль-шелк и наружным диаметром 0,3мм. Средняя площадь каждого витка $\sim 0,25$

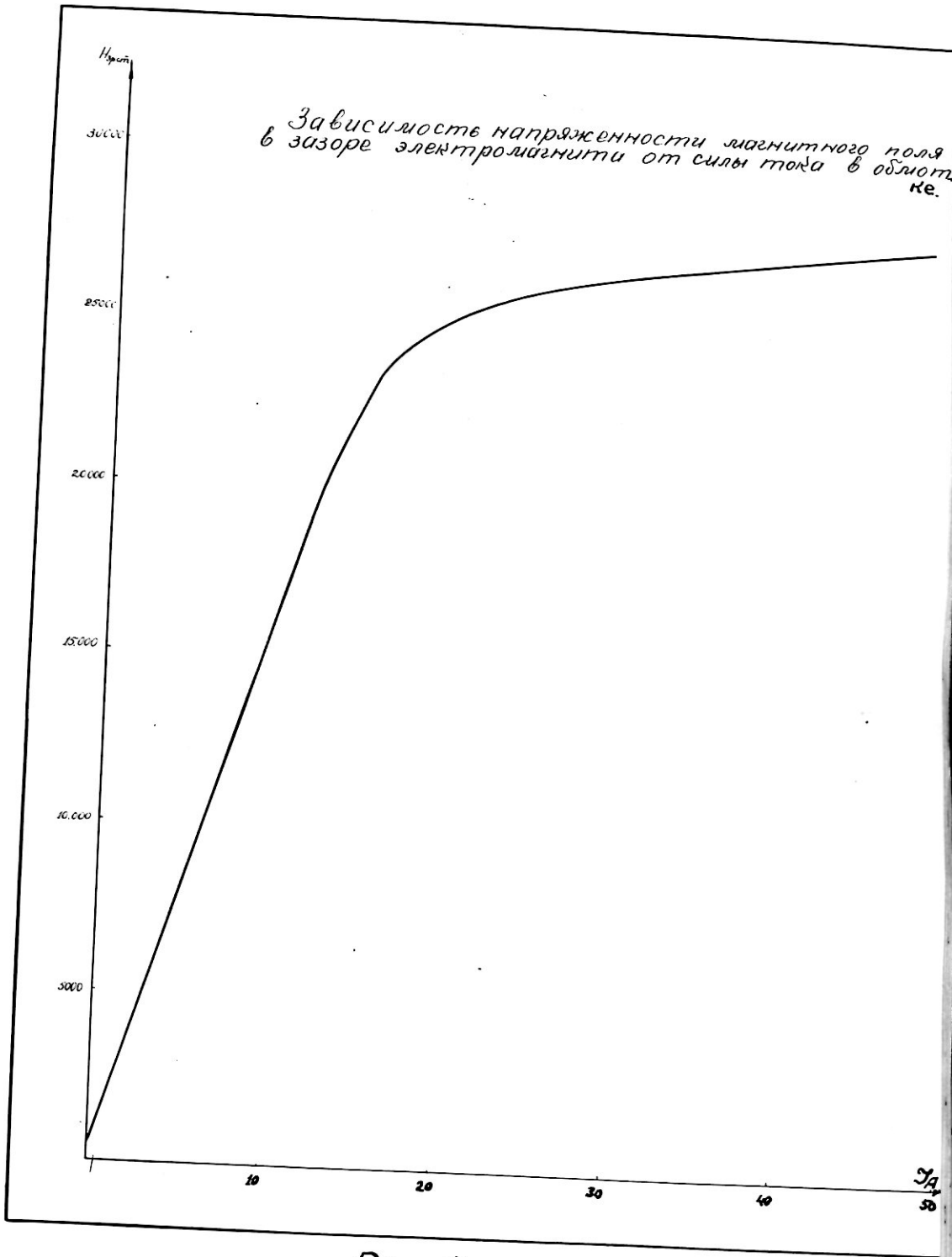


Рис. 9

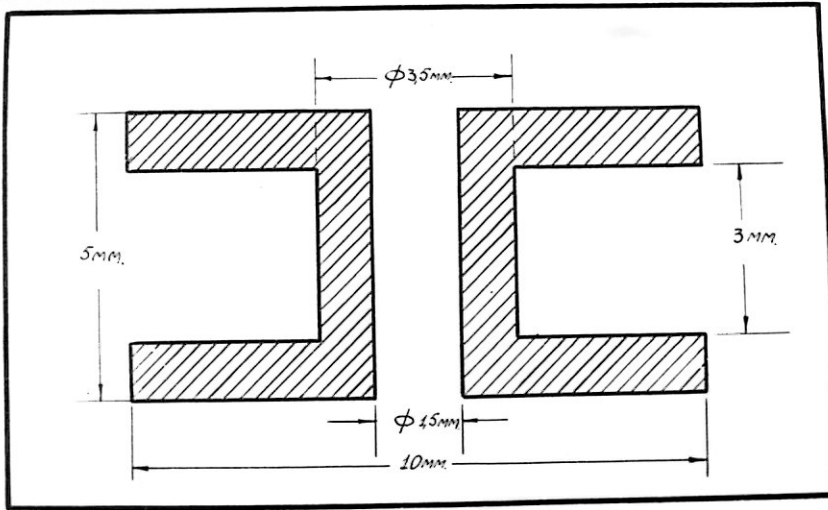


Рис. 10. Сечение катушки для измерения магнитного поля флюксометром.

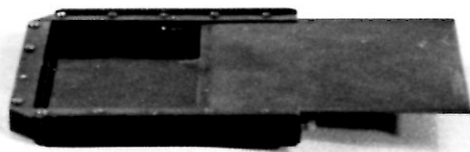


Рис. 11. Кассета.

см². Градуировка флюкметра производилась с помощью электромагнита ИЯПАН, магнитное поле которого при различных токах было достаточно точно известно. Ошибка в измерении напряженности магнитного поля составляла $\sim 1\%$. Колебания в силе тока во время полетов не превышали 1А, что соответствует колебаниям в напряженности магнитного поля $\pm 0,4\%$ *). При облучении фотопластинок протонами напряженность магнитного поля практически оставалась постоянной.

4. Кассета.

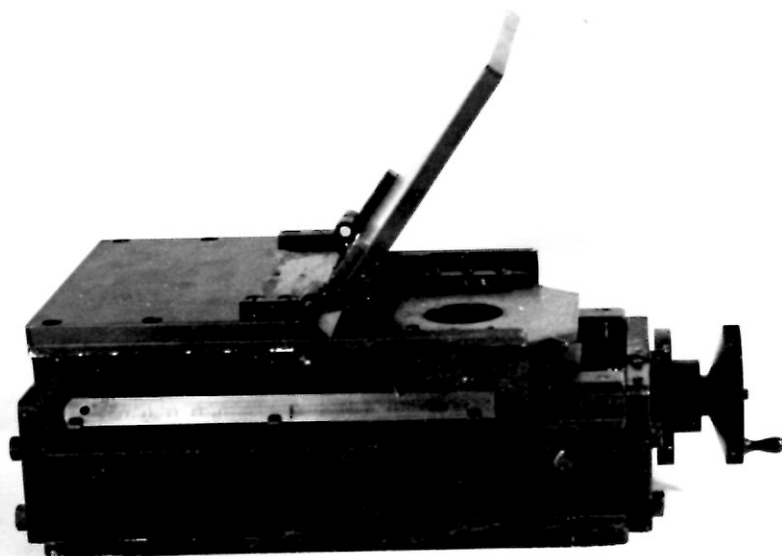
Для точного фиксирования пластинок друг относительно друга использовалась специальная кассета (рис.11), в которую помещались пластинки на расстоянии 3мм друг от друга, эмульсиями внутрь, причем, каждая из пластинок с боковых сторон прижималась пружинками к стенкам кассеты в двух взаимно-перпендикулярных направлениях, а сверху пластинки прижимались крышками кассеты. Проверка показала, что в такой кассете относительное перемещение пластинок отсутствует.

5. Маркировка фотопластинок.

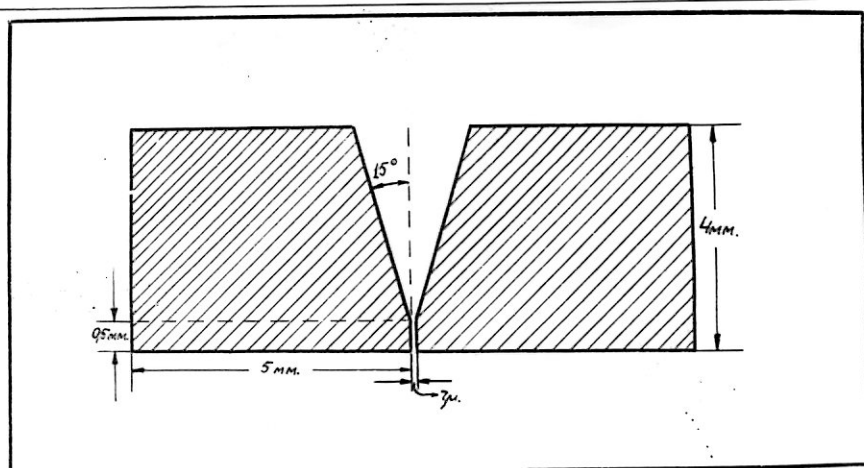
Для установления пары следов, образованных одной частицей, необходимо знать точную геометрическую связь между двумя пластинками. Для этого на пластинки с помощью рентгеновских лучей наносилась координатная сетка, т.е. производилась маркировка пластинок. Кассета с пластинками помещалась на маркировочный столик (рис. 12 а) и облучалась рентгеновыми лучами, падающими перпендикулярно плоскости эмульсии. Основную часть маркировочного столика является щель, образованная

*) магнитное поле однородно между полюсами почти вплоть до краев полюсов. "Краевые эффекты, если и существуют, то на расстоянии меньшем 5мм от краев полюсов.

Рис. 12. Маркировочный столик.



а) Общий вид.



б) Сечение вольфрамовых призм щели.

2-мя хорошо отшлифованными вольфрамовыми призмочками, длина которых 8 см. Сечение призм показано на рис. 12(б). Щель вмонтирована в латунную крышку маркировочного столика. При сборке щели между краями вольфрамовых призмочек прокладывалась алюминиевая фольга толщиной 7μ , т.е. ширина щели была 7μ . С помощью винта кассета могла перемещаться по щели на любое заданное расстояние, которое отсчитывалось по лимбу (полный оборот винта соответствовал 2 мм). Маркировочный столик сверху и с боковых сторон был покрыт свинцовым экраном толщиной в 5 мм для защиты всей пластинки от рентгеновых лучей. В свинцовом экране против вольфрамовой щели была прорезана щель длиной 8 см и шириной ~ 2 мм.

Использовался вертикальный параллельный пучок рентгеновых лучей от медицинской рентгеновской установки. Режим облучения. напряжение 70 кВ, ток ~ 30 мА, экспозиция одной линии 10 секунд. Маркировочные линии наносились на расстоянии 3 мм друг от друга. Ширина линий $\sim 10-15 \mu$.

6. Обработка фотоэмульсий.

При выборе метода обработки фотоэмульсий преследовались две цели: минимум искажений и равномерность проявления по глубине. Фотопластинки C_2 проявлялись методом 2-х ванн, фотопластинки НИКФИ типа Р обрабатывались сухим температурным методом. Одновременно с парой фотопластинок в той же ванне проявлялись контрольные пластинки, которые позволяли судить о фоновых следах до облучения.

В таблице 6 приведены данные о режиме обработки фотопластинок Ильфорд C_2 с толщиной эмульсии 100μ и составе проявителя.

Т а б л и ц а 6 .

Режим обработки фотопластинок $C_2 100 \mu$.

№ №	Операция	Реактив	Температура	время
1.	Пропитка	1 раствор	$18,0 \pm 0,5^{\circ}C$	30'
2.	Проявление	II раствор	$18,0 \pm 0,5^{\circ}C$	30'
3.	Остановка проявления	2% раствор уксусной кислоты	$19-20^{\circ}C$	15'
4.	Промывка	Дистиллированная вода	$19-20^{\circ}C$	15'
5.	Фиксирование	30% раствор гипосульфита	$21-22^{\circ}C$	2 часа
6.	Промывка	Дистиллированная вода, смена через 30'	Постепенное понижение с 22° до $18^{\circ}C$	2ч15'

Состав проявителя.

1 раствор	II раствор	№ - 19
Метол 0,6 г	№ - 19 200см ³	Метол 2г
Сульфит б/в 12г	Вода 800см ³	Сульфит б/в 75г
Гидрохинон 2,5г	Сода б/в 8г	Гидрохинон 8г
Бромистый калий 1г		Сода б/в 37г
Вода до 1000см ³		Бромистый калий 5г
		Вода до 1000см ³

Сушка фотопластинок производилась в закрытом шкафу естественно в течение 2-х суток при температуре $18-19^{\circ}C$.

В таблице 7 приведены данные о режиме обработки фото-

пластинок НИКФИ типа Р .

Т а б л и ц а 7.Режим обработки фотопластинок НИКФИ
типа Р, 200 м .

№ № ста- дии процес- са	Процесс	Температура	Время
1	2	3	4
1.	Пропитка в дистиллирован- ной воде	3-5 ⁰ С	25 ¹
2.	Пропитка в амидоловом про- явителе.	3-5 ⁰ С	25 ¹
3.	Сухое проявление	24 ⁰ С	25 ¹
4.	Стоп ванна (2% раствор уксусной кислоты).	4-5 ⁰ С	25 ¹
5.	Промывка водой	4-5 ⁰ С	25 ¹
6.	Фиксирование в 40% раст- вора гипосульфита.	~5 ⁰ С	8 часов, фик- сирование до просветления, смена фикса- жа через 1ч и через 2ч после начала фиксирования
7.	Дробное фиксирование, раст- вор гипосульфита 20% 10% 5% 2,5%	~5 ⁰ С	30 ¹ 30 ¹ 30 ¹ 30 ¹
8.	Промывка в проточной воде (очень слабый ток).	~5 ⁰ С	10 часов
9.	Промывка в дистиллирован- ной воде.	5-18 ⁰ С (постепенное повышение тем- пературы).	2 часа
10.	Пропитка в 5% растворе глицерина.	18 ⁰ С	2 часа

После пропитки в глицерине поверхность эмульсий промывалась дистиллированной водой и пластинки сушились в закрытом шкафу при температуре $\sim 18^{\circ}\text{C}$ в течение 2-х суток. Сушка пластинок естественная.

Рецепт проявителя.

Амидол - 2,5г.

Сульфит б/в - 10г.

Лимонная кислота - 1 г.

Дистиллированная вода до 1000 см³:

Для данного проявителя $\text{pH} = 6,6$. Для некоторых эмульсий изготовлялся проявитель с $\text{pH} = 6,8-7,0$. Необходимо отметить что эмульсии НИКФИ требуют строгого соблюдения величины pH и температуры сухого проявления, причем для разных поливов эти величины могут быть различными.

7. Просмотр фотопластинок.

Фотопластинки каждой пары просматривались на микроскопе МБИ-2. Просмотр велся при увеличении $10 \times 10 \times 1,5$ (1,5 - дополнительное увеличение бинокулярной насадки) по квадратам, образованным маркировочными линиями. Регистрировались все следы остановившихся частиц, идущих от поверхности эмульсии. По положению, направлению (α) и углу наклона φ следа к плоскости эмульсии, который представляет след остановившейся частицы в одной из эмульсий (рис. 13), можно определить область Σ в другой эмульсии, где должно быть найдено продолжение следа $\text{C} \text{D}$. Если плотность проходящих следов в пластинках невелика, то следу остановившейся части

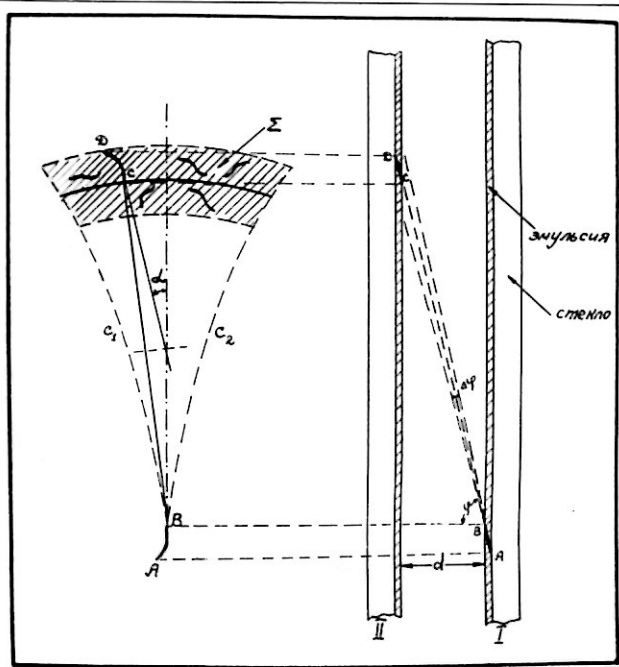


Рис. 13. Пара следов заряженной частицы в двух пластинках.

AB - след остановившейся частицы в пластинке 1.

CD - продолжение следа в пластинке II.

цы будет соответствовать в другой пластинке действительное продолжение следа AB , имеющее тот же наклон, направление, ионизацию.

В условиях опытов вероятность того, что продолжение следа образовано другой частицей, меньше 0,5%.

По углу наклона φ фактически определяется проекция пути рассматриваемой частицы в зазоре между эмульсиями ^{на плоскость эмульсии}. Поиски продолжений следов остановившихся частиц в нашей лаборатории велись следующим образом: Пластинки данной пары складывались эмульсиями внутрь, так, чтобы соответствующие маркировочные линии совпадали, и располагались на поворотном столике (рис. 14), приспособленном к микроскопу МБИ-2. Просматривались обе пластинки одновременно с помощью объектива 10^X (0,3) и окуляра 10^X . Находился рассматриваемый след остановившейся частицы AO и поворотным столиком пара пластинок поворачивалась так, чтобы направление AO совпадало с направлением одной из осей координатного столика микроскопа. На продолжении прямой AO на расстоянии, соответствующем проекции пути в зазоре для данного следа, должно находиться продолжение следа рассматриваемой частицы, в отсутствие магнитного поля. При наличии магнитного поля в зависимости от знака ^{заряда} частицы, ее массы и скорости, заряженная частица будет отклоняться от первоначального направления движения и продолжение будет попадать в некоторую область Σ или Σ' (рис. 15). Просматривались области Σ и Σ' и фиксировались след, соответствующий ^{следа} остановившейся ^{частицы}, по ионизации,

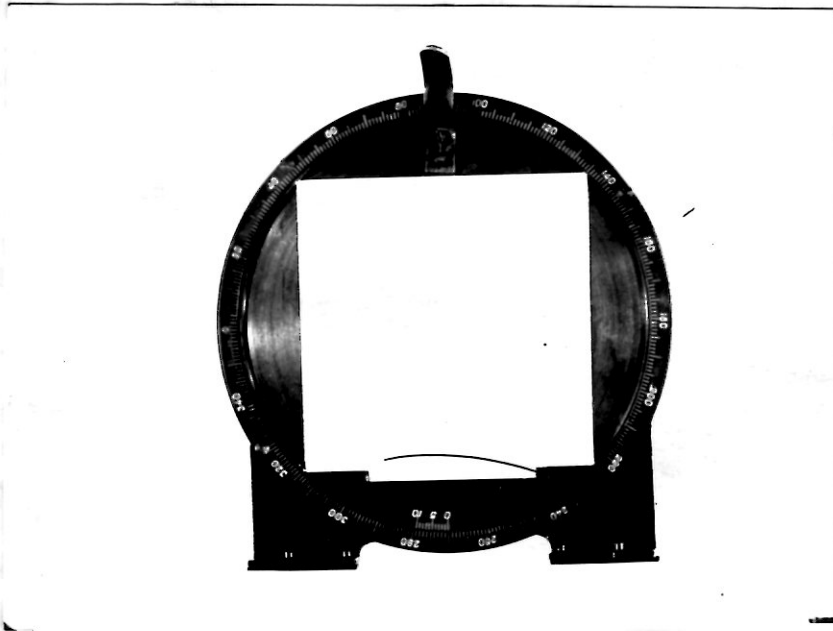


Рис. 14. Поворотный столик.

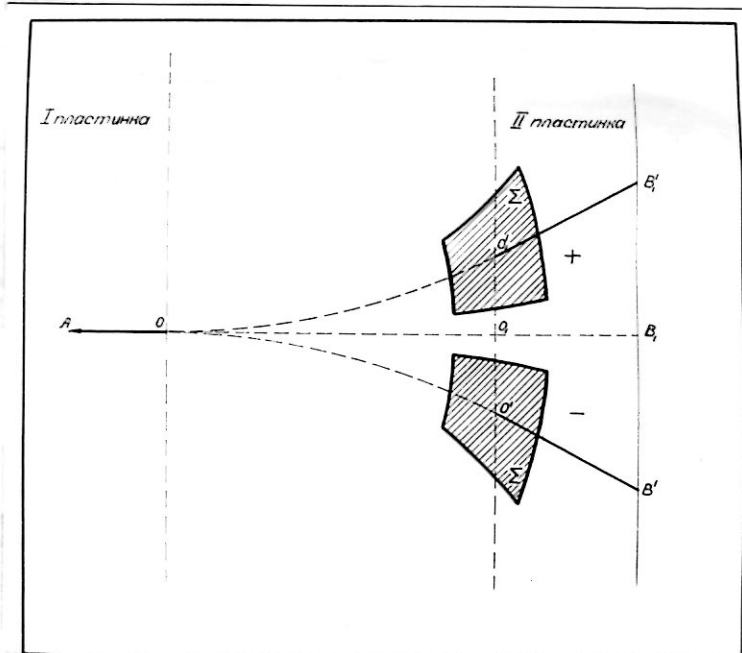


Рис. 15. К поискам продолжений следов остановившихся частиц с помощью поворотного столика.

углу наклона, направлению. Длина проекции пути в зазоре определялась следующим образом: при рассмотрении следов с данным объективом (каждый объектив имеет определенную глубину резкости) на следах одновременно будут четко фокусироваться различные участки в зависимости от глубины погружения следа в эмульсию. Следы рассматривались с объективом 20x0,4, или 20x0,65. Каждый наблюдатель предварительно по проходящим следам известной длины (толщина эмульсии и зазор между эмульсиями известны) устанавливал зависимость между длиной участка следа, одновременно фокусирующегося и длиной проекции пути в зазоре. В дальнейшем наблюдатели пользовались таблицами. Пример такой таблицы для одного из наблюдателей приводится ниже.

Т а б л и ц а 8.

№ №	участок следа, одновременно фокусирующийся (в делениях окулярной шкалы)	Длина проекции проходящего следа (в μ)	Проекция пути в зазоре R (в мм).
1.	3	200	3,5
2.	4	300	5,0
3.	5,5	400	6,7
4.	6	500	8,0
5.	7,5	600	9,7
6.	10	750	12,5
7.	14	950	15,5
8.	15,5	1000	16,4

Точность в определении R зависит от глубины погружения следа: для крутых следов (с углом $> 30^\circ \sim 10-15\%$, для

очень пологих следов (угол $< 10^0$) до 50% (доля таких следов мала). Из таблицы 8 можно также определить примерную длину следа - продолжения (при условии, что продолжение рассматриваемого следа проходит через всю эмульсию).

Если для рассматриваемого следа остановившейся частицы найдено продолжение (для частиц, зарегистрированных эмульсией до облучения, продолжения следов остановившихся частиц отсутствуют), то сразу же снимается расположение точек входа и выхода частицы в эмульсии относительно маркировочной сетки. Для окончательного установления факта, является ли найденное продолжение истинным, производится измерение глубины погружения следа на равных интервалах у поверхности для пары следов, соответствующих данной частице. Одновременно с измерением глубины погружения следа измеряется угол входа следа в эмульсию, или выхода из эмульсии (т.е. углы α и α') относительно маркировочной линии. Глубины измерялись с помощью микронного индикатора (цена деления 2μ) или малогабаритного миниметра (цена деления 1μ). Углы измерялись с помощью гониометра АМ9-4 с окуляром 15^{\times} . При этом используется иммерсионный объектив 60 (1,0). Основная трудность при микроскопической обработке пары фотопластинок состоит в поисках продолжений следов остановившихся частиц, зарегистрированных в одной из пластинок.

В разных лабораториях поиски продолжений следов велись по-разному. В работе [6] пластинки тщательно просматривались и строились карты следов всех частиц, пересекающих поверх-

ность эмульсии (проходящие следы) и следов частиц, останавливающихся в одной из эмульсий. По положению, направлению α и углу наклона γ следа остановившейся частицы к плоскости эмульсии определялась область, в которой должно находиться продолжение и в этой области выбирался подходящий след.

В работе [7] обработка велась аналогичным образом с той разницей, что карты следов составлялись с помощью пантографа [49] с увеличением 1:20. При обработке 1-й пары пластинок мы пользовались первым методом [6], при обработке второй пары - вторым методом [7]. Однако оба метода требуют огромной затраты времени, причем большая часть работы бесполезна (для наглядности можно указать, что в каждой пластинке фиксируется ~ 100 любых следов остановившихся частиц, идущих от поверхности, а при просмотре приходится фиксировать несколько тысяч следов проходящих частиц, только некоторые из которых могут быть парой следа остановившейся частицы. Кроме этого, эмульсии НИКФИ, которые мы использовали в опытах, к моменту полетов имели значительный фон следов остановившихся частиц, так как минимальное время, которое проходило от полива эмульсии до полета составляло одну неделю (время испытания эмульсий). Следы этих частиц не имели продолжений, однако, поиски этих продолжений велись, что в значительной мере увеличивало время поисков продолжений следов остановившихся частиц данной пары пластинок. О числе фоновых следов мы могли судить по контрольным пластинкам. Для сокращения времени поисков про-

должений следов остановившихся частиц нами использовался поворотный столик, описанный выше. Применение поворотного столика дает выигрыш во времени в 3-4 раза. Для сокращения общего времени микроскопической обработки пластинок нами были предприняты следующие шаги:

1. При просмотре пластинок для остановившихся частиц, идущих от поверхности, определялась проекция пути в зазоре R по фокусировке, причем, следы тяжелых частиц имеющих проекцию пути в зазоре < 6 мм в дальнейшем не обрабатывались.

2. Расположение следов относительно маркировочных линий снималось сразу после нахождения продолжения данного следа, при этом пластинки сложены эмульсиями внутрь и просматриваются обе вместе. При обработке первых пар пластинок каждая из пластинок рассматривалась отдельно.

3. Характеристики следа: глубина погружения и направление следа относительно маркировочных линий определялись одновременно. Применение поворотного столика и вышеуказанных приемов обработки позволило значительно сократить время обработки и в значительной мере избежать выполнения бесполезной работы.

8. Вычисление масс частиц и ошибки в определении массы частицы.

Масса частиц с единичным зарядом определялась по формулам (4) или (5), относительная ошибка по формуле (6) главы 1. Рассмотрим ошибки по величине в условиях данных опытов.

1. Ошибка в измерении напряженности магнитного поля 1%.
2. Ошибка в измерении остаточного пробега 2-3%, в неко-

торых случаях $\sim 5\%$. Истинный пробег вычислялся по формуле $l_{\text{ист.}} = \frac{l_0}{\cos \varphi}$, где l_0 - проекция следа в плоскости эмульсии, а φ - средний угол следа с плоскостью эмульсии в непроявленной эмульсии, и определяется из соотношения

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{h_0 \kappa}{l_0}$$

где h_0 - глубина погружения следа в проявленной эмульсии,

κ - коэффициент усадки, т.е. отношение толщины эмульсии до обработки к толщине эмульсии после обработки. Толщина эмульсии до обработки определялась с помощью микрометра (цена деления 10μ) с точностью $\sim 5\%$, после обработки измерялась с иммерсионным объективом 60 (1,0) малогабаритным миниметром (цена деления 1μ) или микронным индикатором (цена деления 2μ) с точностью 1% . Коэффициент усадки для эмульсий НИКФИ типа Р был 2,1-2,4, для эмульсий C_2 - $2,7 \pm 0,1$. Для каждой пары фотопластинок определялся соответствующий коэффициент усадки.

3. Угол φ определялся из соотношения

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{d}$$

где R - проекция на плоскость эмульсии пути в зазоре рассматриваемой частицы, d - расстояние между эмульсиями. В условиях опытов $d = 2,90 \pm 0,03 \text{ мм}$. Расстояние между точками выхода из эмульсии частицы и входа в другую определяется с помощью миллиметровой линейки по карте, на которую нанесены все пары следов с их расположением относительно координатной сетки. Сторона квадрата координатной сетки равна $3,00 \pm 0,01 \text{ мм}$. Ошибка в определении $R \sim 1\%$. Угол φ по величинам R и d определяется с ошибкой $< 1^\circ$, т.е. $\Delta \varphi \leq 1^\circ$

$$\text{и } \frac{\Delta \sin \varphi}{\sin \varphi} \leq 0,01$$

4. Ошибка в радиусе кривизны.

Так как $\rho = \frac{R}{2 \sin \frac{\alpha - \alpha'}{2}}$, то

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \sqrt{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left[\frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha - \alpha'}{2} \cdot \Delta(\alpha - \alpha')\right]^2}$$

Ошибка в R : $\frac{\Delta R}{R} \approx 0,01$ (т.е. $\sim 1\%$).

Ошибка в угловом отклонении, как правило, значительно больше

Из всех вышеуказанных ошибок определяющую роль, как правило, играет ошибка в определении радиуса кривизны. В этом случае можно считать, что

$$\frac{\Delta m}{m} = 1,4 \frac{\Delta \rho}{\rho}$$

Ошибка в радиусе кривизны при данном $\alpha - \alpha'$ определяется ошибкой в определении углов α и α' .

Как было указано в главе 1 ошибка в α и α' может быть обусловлена: 1) искажениями эмульсии, 2) рассеянием в воздушном зазоре, 3) рассеянием в поверхностных слоях эмульсии.

Оценим каждую из ошибок.

1. Об искажениях эмульсии можно судить по сдвигу маркеро-
ровочных линий поверхностных слоев относительно стекла. Просматривались только те пары фотопластинок, которые имели малые искажения (сдвиг поверхностных слоев относительно стекла $< 10 \mu$). Метод определения изменения в направлении следа $\Delta \alpha$, обусловленного искажениями эмульсии приведен в приложении 1. В условиях опытов $\Delta \alpha$ для большинства следов $0,1 - 0,3^\circ$.

2. Рассеяние в воздушном зазоре.

Вопрос об ошибках в массе, обусловленных рассеянием заряженных частиц в воздушном зазоре, подробно рассмотрен в главе 1. Фотопластинки C_2 облучались при нормальном атмосферном давлении, фотопластинки НИКФИ типа Р при давлении ~ 300 г/см². Ошибка в массе, обусловленная рассеянием в воздушном зазоре, в первом случае составляла 2-5%, во втором 1-3%.

3. Рассеяние в поверхностных слоях эмульсии.

Ошибка в измерении углов α и α' обусловлена главным образом многократным рассеянием частиц в поверхностных слоях эмульсии. Для уменьшения ошибки углы измерялись на оптимальной ячейке. Выражение для оптимальной ячейки имеет вид

$$t_{opt.(\mu)} \approx 11,8 \sqrt[3]{(P\beta)^2 \varepsilon^2}$$

где P - импульс частицы, $\beta = \frac{v}{c}$.

В условиях опытов $\varepsilon = 0,2 - 0,3 \mu$. Для мезонов $t_{opt.} \sim 8 - 25 \mu$, для протонов соответственно 14-40 μ для интервала пробегов 100-1500 μ . Теоретическое значение среднего угла многократного рассеяния между хордами на интервале следа в $t \mu$ имеет вид:

$$\bar{\alpha}_t = \frac{\mathcal{K} z \sqrt{t}}{P\beta}$$

где \mathcal{K} - константа рассеяния.

$$\mathcal{K} \approx 24 \frac{\text{град. Мэв.}}{100 \mu}$$

для эмульсий НИКФИ.

Если считать, что ошибка в $\alpha - \alpha'$ обусловлена только многократным рассеянием в поверхностных слоях фотоэмульсии, то теоретическое значение $\Delta(\alpha - \alpha') = \Delta\alpha \cdot \sqrt{2}$. Теоретическое значение $\Delta\alpha$ равно $\bar{\alpha}_t$ для интервала, на котором измеряется α . Для проверки соответствия расчетной ошибки

$\Delta(\alpha - \alpha')$ и экспериментальной были рассмотрены следы из фотопластинок, облученных без магнитного поля. В одной паре фотопластинок рассмотрено 17 следов остановившихся частиц, в другой 28, в том числе 6 мезонов. Для каждой частицы составлялось отношение

$$\frac{\Delta(\alpha - \alpha')_{\text{экспер.}}}{\Delta(\alpha - \alpha')_{\text{расч.}}}$$

и затем определялось среднее значение отношений. Оказалось,

что $\frac{\Delta(\alpha - \alpha')_{\text{экспер.}}}{\Delta(\alpha - \alpha')_{\text{расч.}}} = 0,6$ (для 17 следов),

$$\frac{\Delta(\alpha - \alpha')_{\text{экспер.}}}{\Delta(\alpha - \alpha')_{\text{расч.}}} = 0,7 \text{ (для 28 следов).}$$

В фотопластинках, которые облучались в магнитном поле зарегистрировано некоторое количество фоновых частиц за время от полета до проявки, которые фактически не претерпевают магнитного отклонения. Для 10 таких частиц (в том числе 3 мезона)

$$\frac{\Delta(\alpha - \alpha')_{\text{экспер.}}}{\Delta(\alpha - \alpha')_{\text{теор.}}} = 0,5$$

Отличие вышеуказанного отношения от 1 обусловлено тем, что направление следов измерялось по центру тяжести зерен, а при расчете $\Delta(\alpha - \alpha')$ угол многократного рассеяния берется между хордами. Исходя из вышеизложенного ошибка в $\alpha - \alpha'$ определялась из выражения $\Delta(\alpha - \alpha') = \bar{\alpha}_t$. Необходимо отметить, что в

$\Delta(\alpha - \alpha')_{\text{экспер.}}$ входят все ошибки в определении $\alpha - \alpha'$. Зна-

чения средне-квадратичной ошибки в массе для протонов, дейтонов и π - мезонов в зависимости от пробега в условиях настоящих опытов приведены в таблице 9 .

Т а б л и ц а 9 .

Пробег $z \mu$	100-500		500-1000		1000-2000	>2000	10000
$\bar{R} \text{ см.}$	0,5	1,0	1,0	1,5	1,8	>2	4
$\frac{\Delta m}{m} \%$	p	- ~30	- ~22	~18	<16	~5	
	d	- ~13	- ~13	~12	<12	~8	
	π	~30	-	~15	-	~10	<10 ~4

Значения $\frac{\Delta m}{m}$ для $z = 10000 \mu$ вычислены в предположении $R = 4 \text{ см.}$, для всех других пробегов приведены экспериментальные величины \bar{R} . Из таблицы 9 видно, что практически при определении массы по методу ρ, z с увеличением пробега ошибка в определении массы уменьшается, так как в среднем большему пробегу соответствует большее значение R .

II. Определение массы частиц по рассеянию и пробегу и по ионизации - пробегу.

В первой серии опытов по рассеянию и пробегу и по ионизации и пробегу определялась масса всех остановившихся частиц с пробегом $> 300 \mu$.

Во II серии опытов в тех случаях, когда значение массы частицы, полученное по магнитному отклонению и пробегу, оказывалось в интервале 400-1000 m_e (с вторичными частицами и без них), или частица по каким-либо признакам была "необыч-

ной", "особой" - ее масса определялась другими методами, а именно: 1) по рассеянию и пробегу и 2) по ионизации и пробегу.

1. Определение массы по рассеянию и пробегу.

Многokратное рассеяние вдоль следов остановившихся заряженных частиц измерялось координатным методом.

1-я серия опытов.

Использовался метод постоянной ячейки. Измерения многократного рассеяния производились на микроскопе Лумипан с объективом 90^{\times} (апертура 1,25) и окуляром 15^{\times} . Общее увеличение ~ 2000 .

На столик микроскопа устанавливался поворотный столик (рис. 14), в котором крепилась пластинка. Его поворот осуществлялся независимо от координатного столика микроскопа, что давало возможность развернуть след параллельно оси Ox , в направлении которой и перемещался след на равные интервалы.

В одном из окуляров помещалась окулярная шкала, по которой отсчитывались длины ячеек, второй окуляр заменялся винтовым окулярным микрометром АМ-9-2 (подвижная нить перемещается перпендикулярно направлению перемещения столика микроскопа) с ценой деления $0,052 \mu$, который служил для измерения координат следа. Из последовательного ряда полученных ординат y_i -ых составляются вторые разности. Так ^{как} для остановившихся частиц энергия частицы вдоль следа изменяется, а значит изменяются и вторые разности, то рассматривались произведения $\mathcal{D}_i E_i$ и масса остановившихся частиц определялась из соотношения:

$$\frac{m_x}{m_p} = \left[\frac{(\overline{\mathcal{D}_i E_i})_p}{(\overline{\mathcal{D}_i E_i})_x} \right]^{2,27} \quad (4)$$

где m_x , m_p - массы неизвестной частицы и протона

$(\overline{\mathcal{D}_i E_i})_p$ - среднее значение $\mathcal{D}_i E_i$, полученное из измерений примерно на 10 следах протонов, $(\overline{\mathcal{D}_i E_i})_x$ - среднее значение $\mathcal{D}_i E_i$ для неизвестной частицы.

Ошибка в измерении многократного рассеяния вдоль следов заряженных частиц обусловлена как статистической ошибкой, так и ложным рассеянием. Длина ячейки выбирается таким образом, чтобы общая ошибка была минимальной.

На практике оптимальную длину ячейки определяют следующим образом. Известно, что угол многократного рассеяния должен быть пропорционален \sqrt{t} , где t - длина ячейки, ложное же рассеяние не следует такому закону, поэтому зависимость $\alpha_{\text{расс.}} \sim \sqrt{t}$ будет иметь место для измеряемых углов, если ложное рассеяние пренебрежимо мало по сравнению с истинным.

Измеряя угол многократного рассеяния вдоль следов на различных длинах ячейки, строят график $\frac{\alpha(t)}{\sqrt{t}} = f(t)$. Ячейка, начиная с которой, кривая переходит в прямую, параллельную оси t , и будет минимальной возможной ячейкой.

В случае измерений на следах остановившихся частиц строится график зависимости $\frac{E_i \alpha_i}{\sqrt{t}} = f(t)$ для различных частиц и по графику определяется оптимальная длина ячейки.

На рис. 16 приведены кривые $\frac{E_i \alpha_i}{\sqrt{t}} = f(t)$ для протонов с энергией 14 Мэв (пробег $\sim 1000 \mu$) и μ -мезо-

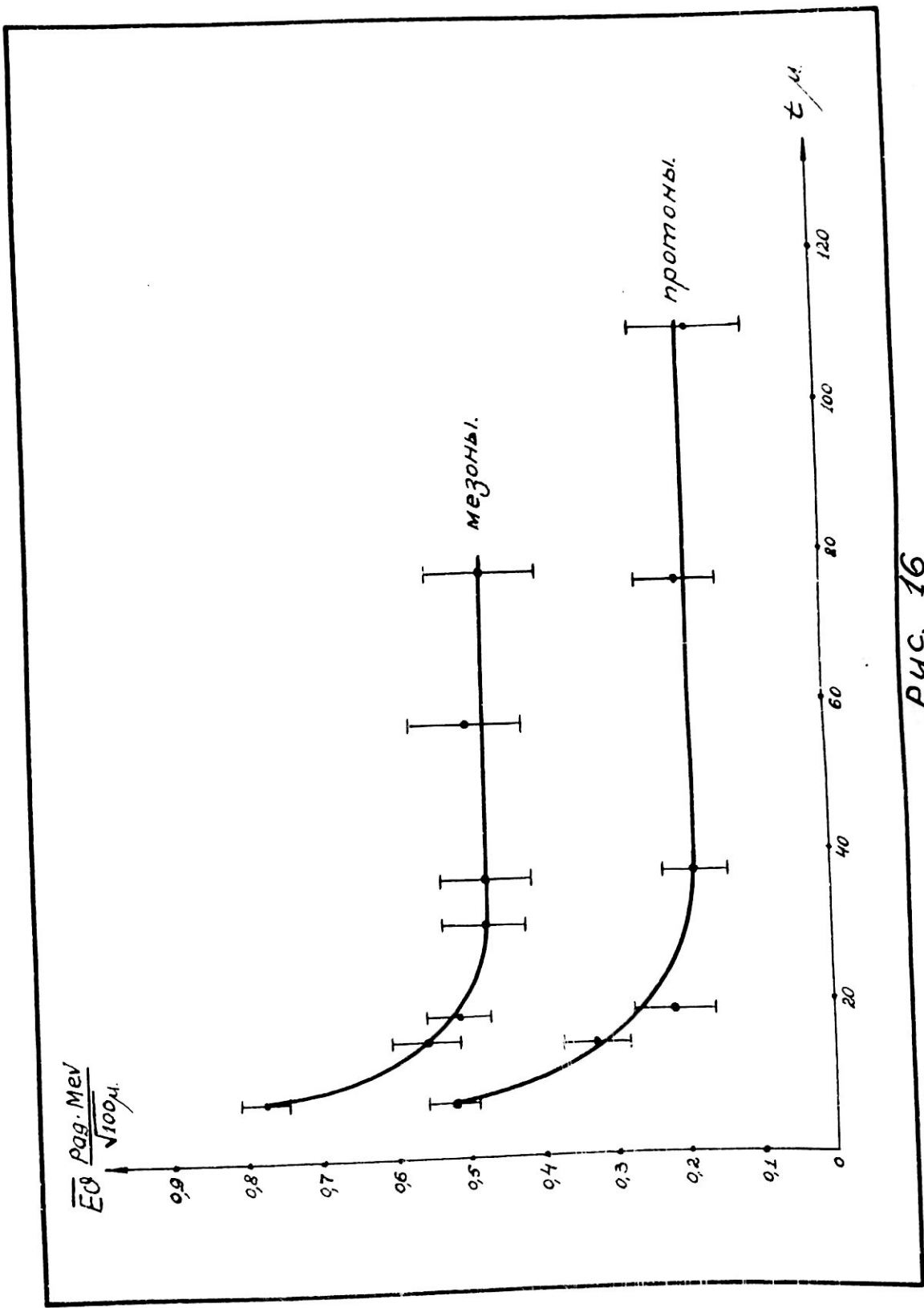


Рис. 16

нов с энергией 4 Мэв (пробег $\sim 600 \mu$).

Из рис. 16 видно, что оптимальной длиной ячейки для протонов является $\sim 40 \mu$, для мезонов $\sim 30 \mu$. Практически из-за удобства измерений интервала использовалась ячейка длиной 37μ для всех частиц.

Для оценки ложного рассеяния проводились измерения угла многократного рассеяния на следе протона с энергией ~ 450 Мэв (следы протонов регистрировались фотопластинкой Ильфорт CF_5) на различных длинах ячеек. Длина следа равна 3см. Если учесть истинное рассеяние протона такой энергии, то получим что $\bar{\mathcal{D}}_{\text{ложн.}} = 0,035 \mu$ на интервале 37μ . Это значение много меньше $\bar{\mathcal{D}}$ для изучаемых следов, например, для протонов с пробегом 1000μ $\bar{\mathcal{D}} = 0,52 \mu$ на последних интервалах. Таким образом, в условиях опытов ложным рассеянием можно пренебречь. Непосредственное определение массы μ - мезонов из измерений многократного рассеяния вдоль следов 10μ - мезонов из π - μ - распада и 10 протонов с пробегом $\sim 1000 \mu$ дает для среднего значения массы μ - мезона:

$$m_{\mu} = (211 \pm 22) m_e$$

Анализ полученных данных показывает, что ошибка в определении массы остановившихся частиц определяется статистической ошибкой в величине угла многократного рассеяния.

Масса неизвестных частиц определялась по формуле (4). Для определения $[\overline{E_i \mathcal{D}_i}]_p$ были проведены измерения многократного рассеяния на следах 13 протонов с пробегами от 600 до 2000μ , отобранных из частиц, масса которых была опре-

делена по магнитному отклонению и пробегу. Ошибка в определении $[E_i D_i]_p$ оказалась равной $\sim 3\%$. На каждом следе промеры повторялись трижды.

Ошибка в определении массы частиц вычислялась по формуле:

$$\frac{\Delta m}{m} = 2,27 \frac{\overline{\Delta E_i D_i}}{E_i D_i} \quad (5)$$

П-я серия опытов.

Для определения массы остановившихся частиц использовался метод переменной ячейки ($D = \text{const.}$). Измерения многократного рассеяния производились на микроскопе МБИ-8.

Измерение координат отдельных точек следа производилось с помощью объектива $60\times$ и винтового окулярного микрометра АМ-9-4 с ценой деления $0,076 \mu$ при общем увеличении 1260. Перемещение следа осуществлялось измерительным винтом, отсчет интервалов производился по барабану измерительного винта, либо по окулярной шкалке. Как указывалось в главе 1 измеренное значение вторых разностей \bar{D}_i состоит из истинного многократного рассеяния и ложного рассеяния - "шумов", в том числе и шумов микроскопа.

Рассмотрим более подробно "шумы" микроскопа - "шум столика" - отклонение от прямолинейности хода измерительной части столика микроскопа и "шум микровинта" - отклонение от прямолинейности хода вертикальных направляющих тубуса микроскопа. "Шумы" измерялись интерференционным методом [50,51]. При измерениях использовался интерферометр Линника [52] и применялась методика измерения шумов, разработанная Беловицким и

др. [53]. Для количественной оценки уровня шумов $\bar{\varepsilon}_3$ и $\bar{\varepsilon}_4$ и выяснения зависимости их от длины отрезка ($\bar{\varepsilon}_3$), либо от изменения глубины рассматриваемого объекта ($\bar{\varepsilon}_4$) по данным интерференционных измерений были вычислены средние значения вторых разностей $\bar{\varepsilon}_3$ и $\bar{\varepsilon}_4$. Оказалось, что для нашего микроскопа $\bar{\varepsilon}_3$ и $\bar{\varepsilon}_4$ растут с увеличением интервала t . В таблицах 10 и 11 приведены данные о величинах $\bar{\varepsilon}_3$ и $\bar{\varepsilon}_4$.

Т а б л и ц а 10 .

Зависимость $\bar{\varepsilon}_3$ от t для интервала перемещения 0-30 мм.

Интервал t_{μ}	50	100	200	500	1000
вторые разности $\bar{\varepsilon}_{3, \mu}$	0,031	0,054	0,124	0,173	0,205

Т а б л и ц а 11 .

Зависимость $\bar{\varepsilon}_4$ от изменения глубины залегания следа.

глубина h_{μ}	5	10	15	20
$\bar{\varepsilon}_{4, \mu}$	0,036	0,050	0,062	0,085

Из таблиц видно, что уровень шумов микроскопа МБИ-8 достаточно высок. Для сравнения на рис. 17 приведены данные для других микроскопов (для величины $\bar{\varepsilon}_3$) в том числе пружинного столика микроскопа [53], имеющего очень низкий

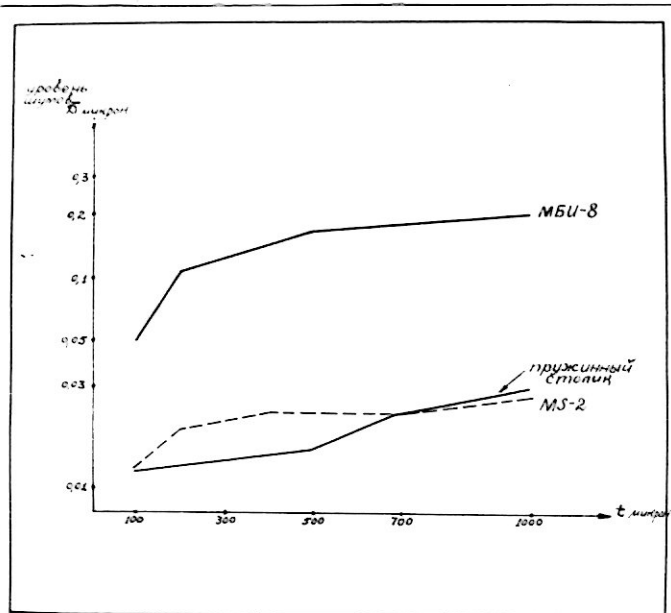


Рис. 17. Шумы столиков различных микроскопов.

уровень "шумов" (фактически для этого микроскопа "шумами" столика можно пренебречь).

Для легких мезонов измерения многократного рассеяния производились по схеме $\bar{D} = 0,5 \mu$ для π -мезонов, для тяжелых частиц по схеме $\bar{D} = 0,5 \mu$ для протонов; для частиц с массой $m_{\pi} < m_x < m_p$ по схеме $\bar{D} = 0,5 \mu$ для π -мезонов или протонов в зависимости от того, к какому значению ближе оказалась масса частицы, определенная по магнитному отклонению и пробегу. Ошибки в определении массы частиц определяются статистическими ошибками, в величине угла многократного рассеяния, так как для медленных частиц в условиях опытов и приборов другими ошибками можно пренебречь (в том числе и "шумом" микроскопа и искажениями эмульсии).

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ ПО ИОНИЗАЦИИ И ПРОБЕГУ.

1-я серия опытов.

Масса частиц остановившихся в фотоэмульсии определялась по интегральным кривым общее число зерен $N(z)$ - пробег (z), построенных для частиц неизвестной массы и протонов. Калибровочная кривая для протонов строилась по 13 следам частиц, масса которых была определена по магнитному отклонению и пробегу. Относительная ошибка в определении массы определялась из соотношения:

$$\frac{\Delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\Delta z}{z}\right)^2 + 3,5^2 \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2} \text{ статист.} + \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 \text{ наблюдателя.}$$

Ошибка в пробеге.

Статистический разброс пробегов для протонов одинаковой энергии для пробегов с $\bar{R} = 1 \text{ мм}$ равен примерно 1,5%. Ошибка в

измерении проекции следа частицы $\sim 1-2\%$. Ошибка в истинной длине следа за счет наклона слепов к плоскости эмульсии меньше 5%, так как рассматривались следы с длиной $> 300 \mu$, при этом истинный угол наклона меньше 17° .

Ошибка в числе зерен.

Счет зерен на каждом следе производился дважды. Повторные измерения числа зерен на следе одним наблюдателем (след протона с пробегом $\sim 500 \mu$, число зерен ~ 550) отличаются на 3-5%, данные разных наблюдателей отличаются \sim на 5%. Если повторные измерения производились одним наблюдателем через длительный интервал времени, то различие в числе зерен достигало 10%. Таким образом, при счете зерен допускаются большие субъективные ошибки, так как фактически невозможно установить общий критерий счета зерен в разные времена и для разных наблюдателей. Надо отметить также, что счет зерен производился для всех следов при одном и том же общем увеличении 1350 (объектив 90x1,3, окуляр 10^x, биноккулярная насадка 1,5), так как при различных увеличениях получаются разные величины числа зерен.

П-я серия опытов.

Ионизация, создаваемая заряженными частицами в электронно чувствительных фотоэмульсиях, определялась путем измерения плотности разрывов на специальном приборе - разрывометре, либо путем фотометрирования следов на фотометре. Рассмотрим эти приборы и их применение.

Разрывометр и его применение.

Измерение длины разрывов вдоль следов заряженных частиц с помощью винтового окулярного микрометра слишком трудоемкая операция, требующая много времени. С целью сокращения времени используются приборы [23,24], позволяющие измерять суммарную длину и число разрывов вдоль следов заряженных частиц.

В нашей лаборатории построен прибор, сконструированный инженером А.И. Галактионовым, позволяющий одновременно измерять общую длину участка следа заряженной частицы, число и общую длину разрывов на данном участке. При этом можно измерять либо все разрывы, либо разрывы с длиной $> \varepsilon$ ($\varepsilon = 0; 0,2 \mu ; 0,4 \mu ; 0,8 \mu ; 1 \mu$). Общий вид разрывометра приведен на рис. 18, блок-схема на рис. 19.

Разрывометр работает в сочетании с микроскопом МБИ-8. Наличие винта точного перемещения в данном микроскопе позволяет осуществлять плавное перемещение без рывков и заеданий при очень низких скоростях. Поворотный столик микроскопа дает возможность развернуть след в нужном направле-

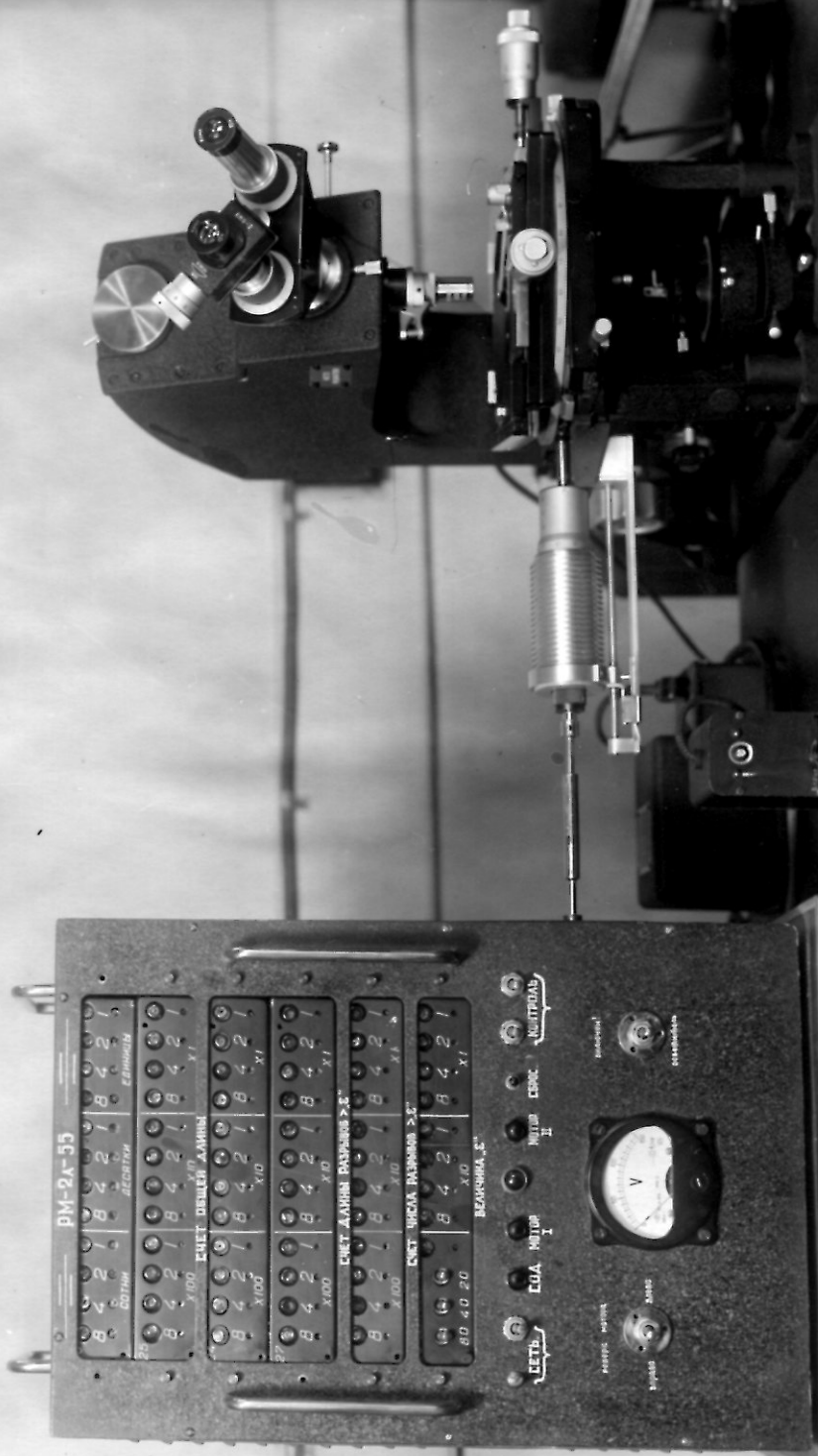


Рис. 18. Общий вид разрывомера.

нии.

Для перемещения столика микроскопа, используется двух-фазный асинхронный сервомотор типа 2 АСМ-200 с регулируемой скоростью мотора и реверсированием. Выходная ось мотора соединена резиновой муфтой с входной осью редуктора. Редуктор уменьшает скорость вращения в 6480 раз. На входную ось редуктора насажен диск с 8 прорезями фотоэлектрического генератора импульсов, вращающийся между осветителем и фотоэлементом (СЦВ-3). Импульсы с фотоэлемента после усиления попадают на счетчики. В качестве счетчиков использованы пересчетные схемы П.Н.Кораблева "ПК-1000" на МТХ-90. Выходная ось редуктора соединяется шарнирным соединением с винтом точного перемещения микроскопа МБИ-8. Минимальная скорость движения столика $v_{min} = 0,25 \text{ } \mu\text{/сек}$, изменение скорости при работе прибора возможно в пределах $1-5 v_{min}$. Скорость перемещения столика и число генерируемых импульсов строго пропорциональны между собой (одному микрону перемещения соответствует 100 импульсов). Наличие переменной скорости позволяет подходить к краям разрывов с минимальной скоростью и этим повысить точность измерения длины разрывов, а большие участки следа или разрывов проходить на большой скорости.

Процесс измерений на приборе состоит в следующем.

След, подлежащий измерению, устанавливается примерно по направлению перемещения столика микроскопа. В одном из окуляров микроскопа в центре поля зрения имеется нить,

расположенная в направлении, перпендикулярном движению. След располагается на некотором расстоянии от нити и включением мотора приводится в движение по направлению к нити. В момент, когда след подойдет к нити, включается счетчик общей длины (СОЛ). Счетчик длины разрывов (СЛР) включается на время прохождения разрыва через нить. При каждом включении счетчика длины разрывов одновременно срабатывает счетчик числа разрывов. Через каждые 100μ мотор автоматически останавливается и наблюдатель записывает показания счетчиков. После этого экспериментатор может сбросить показания счетчиков нажатием общей кнопки, либо продолжать измерения. Испытание работы счетчиков показало, что при одновременном включении отсчеты различных счетчиков совпадают. Общая длина следа измеряется соответствующим счетчиком с ошибкой меньше 0,5%. Повторные измерения общей длины разрывов на некотором участке следа отличаются в среднем на 3-5%, в некоторых случаях это отличие достигает 10%, т.е. при определении относительной ионизации по измерению длины разрывов большую роль играют субъективные ошибки. При измерениях используется переменная скорость перемещения столика микроскопа, что позволяет значительно ускорить процесс измерений. Измерения на данном разрывомере дают выигрыш во времени в 4-5 раз по сравнению с измерением длины разрывов с помощью винтового окулярного микрометра.

При использовании переменной скорости измерения на 100μ следа производятся за 2,5-3 минуты. Результаты измерений длины разрывов в зависимости от пробега на следах

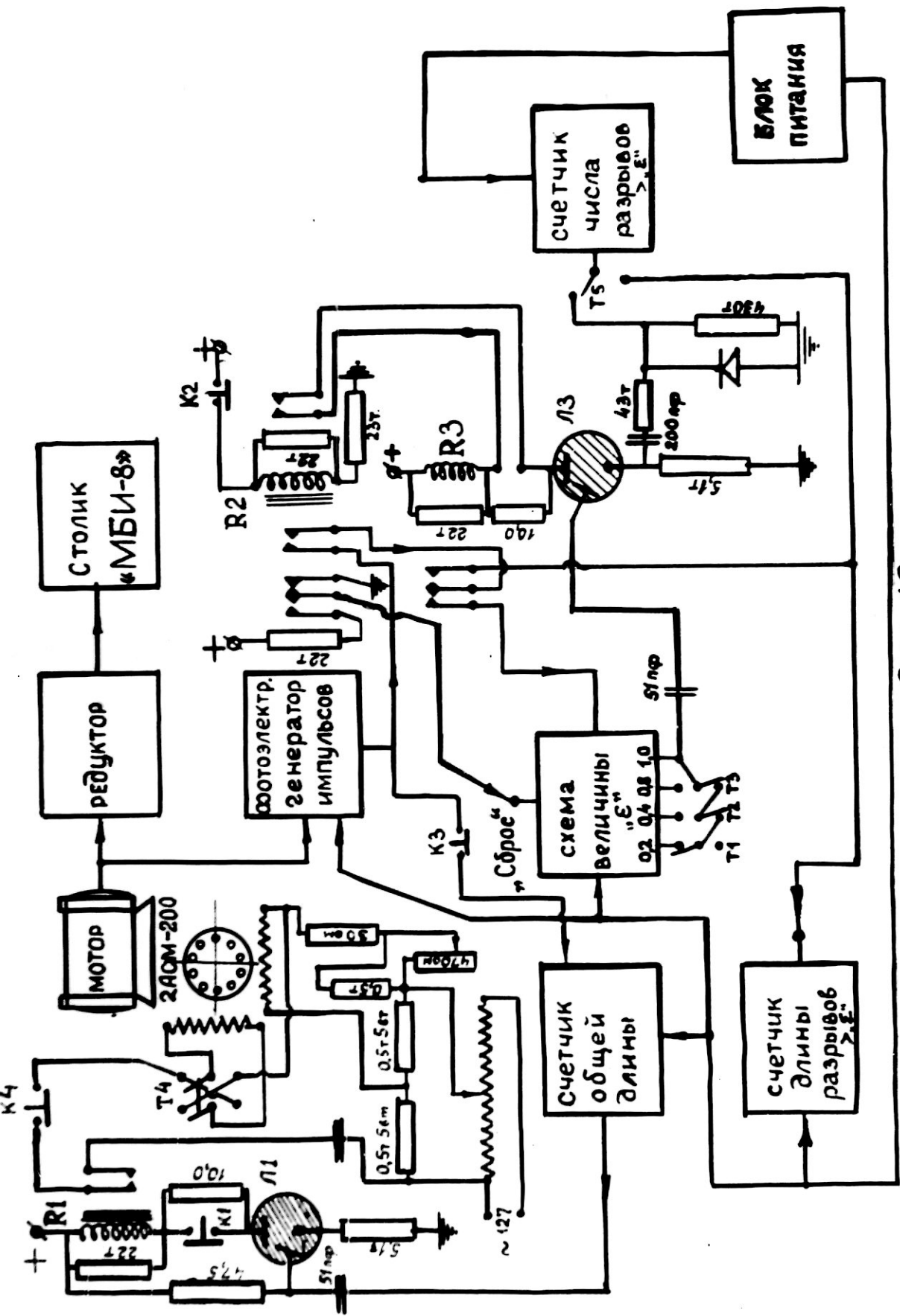


Рис. 19
БЛОК — СХЕМА РАЗРЫВОВОМЕТРА

Дифференциальные кривые титаности разрывов — пробег для μ -мезонов и протонов.

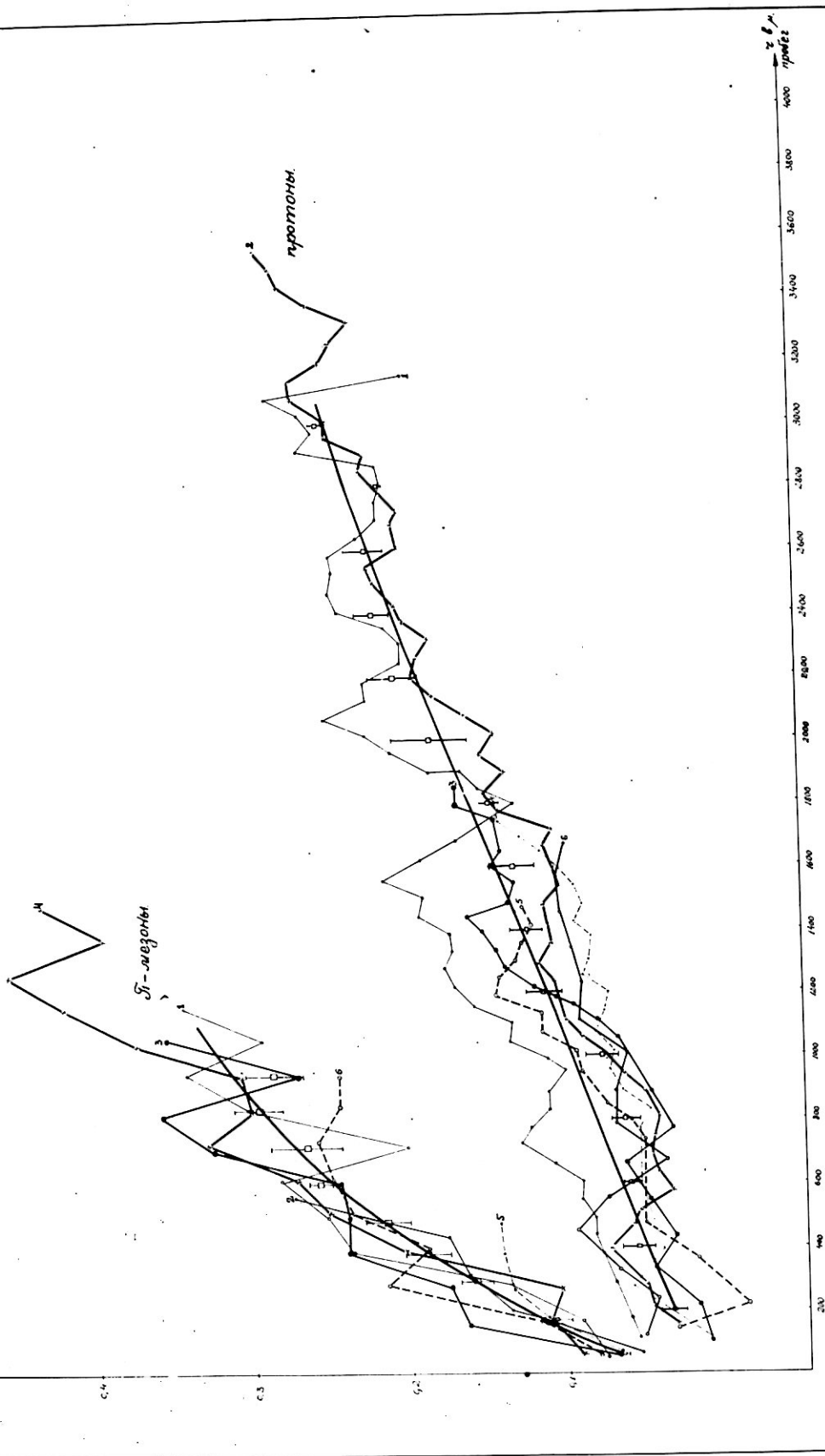
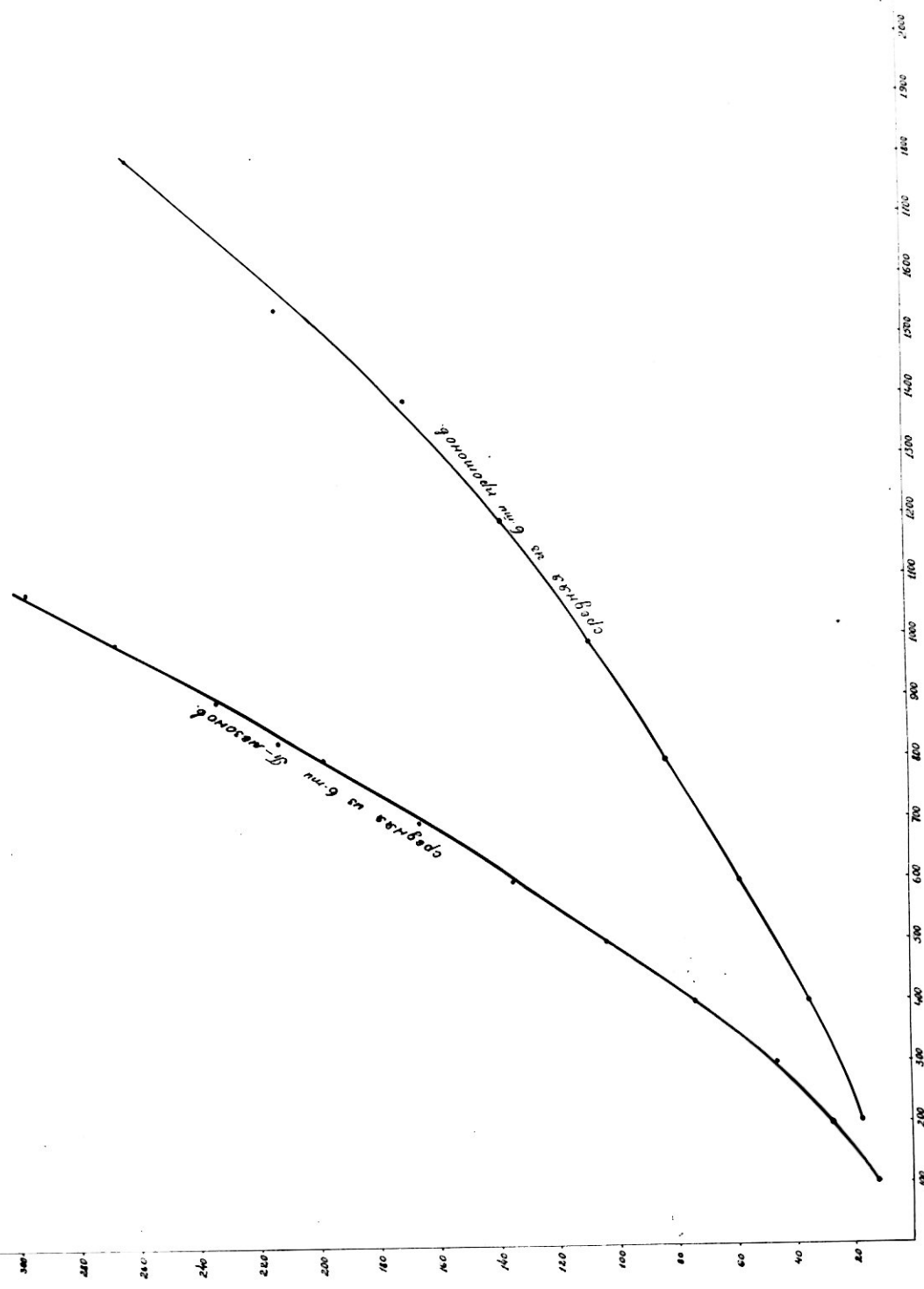


Рис. 20

Виды
разрывов
(г.м.)

Интегральные кривые длины разрывов-пробегов для пратонов и Б-мезонов.



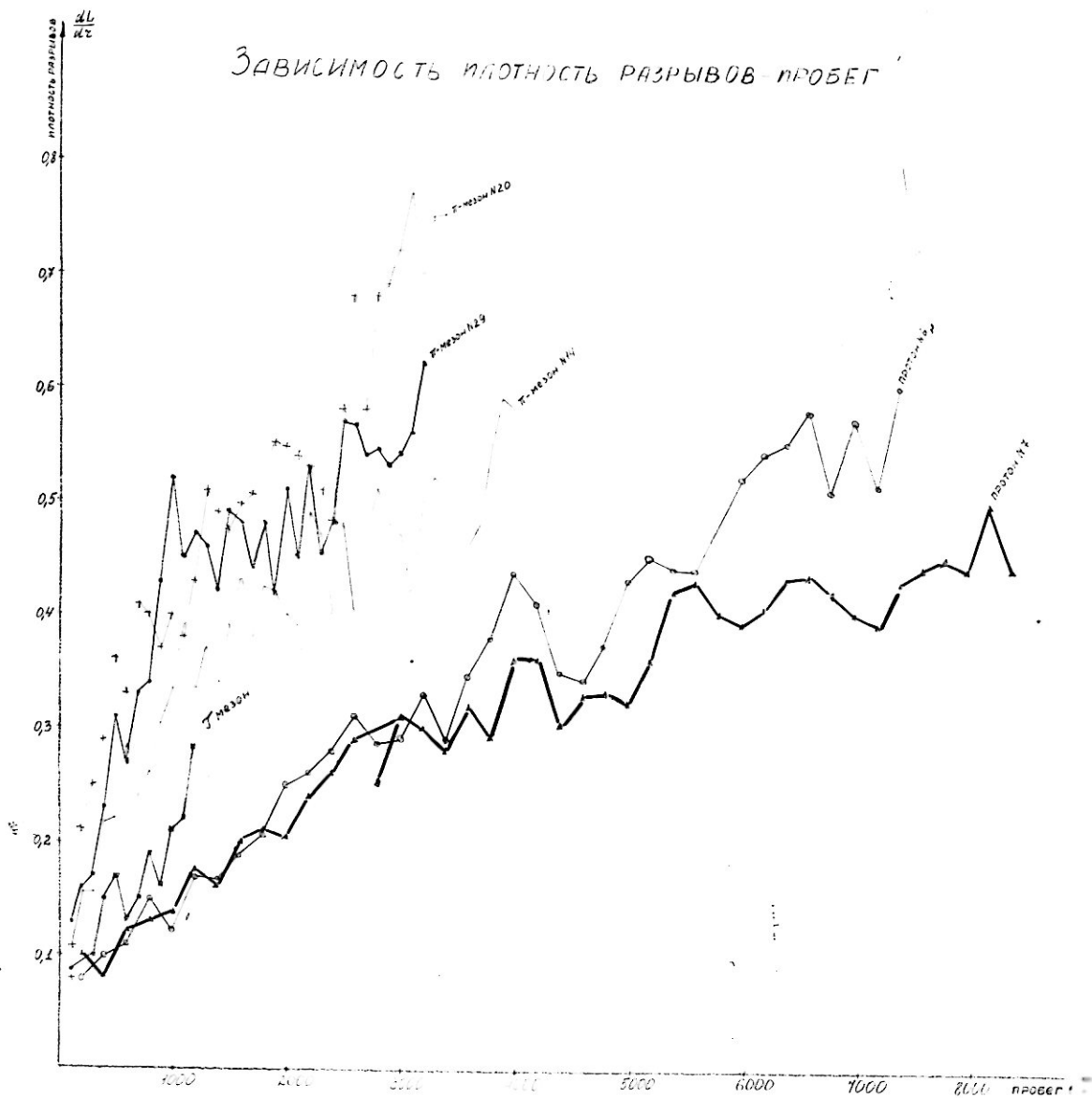


Рис. 22

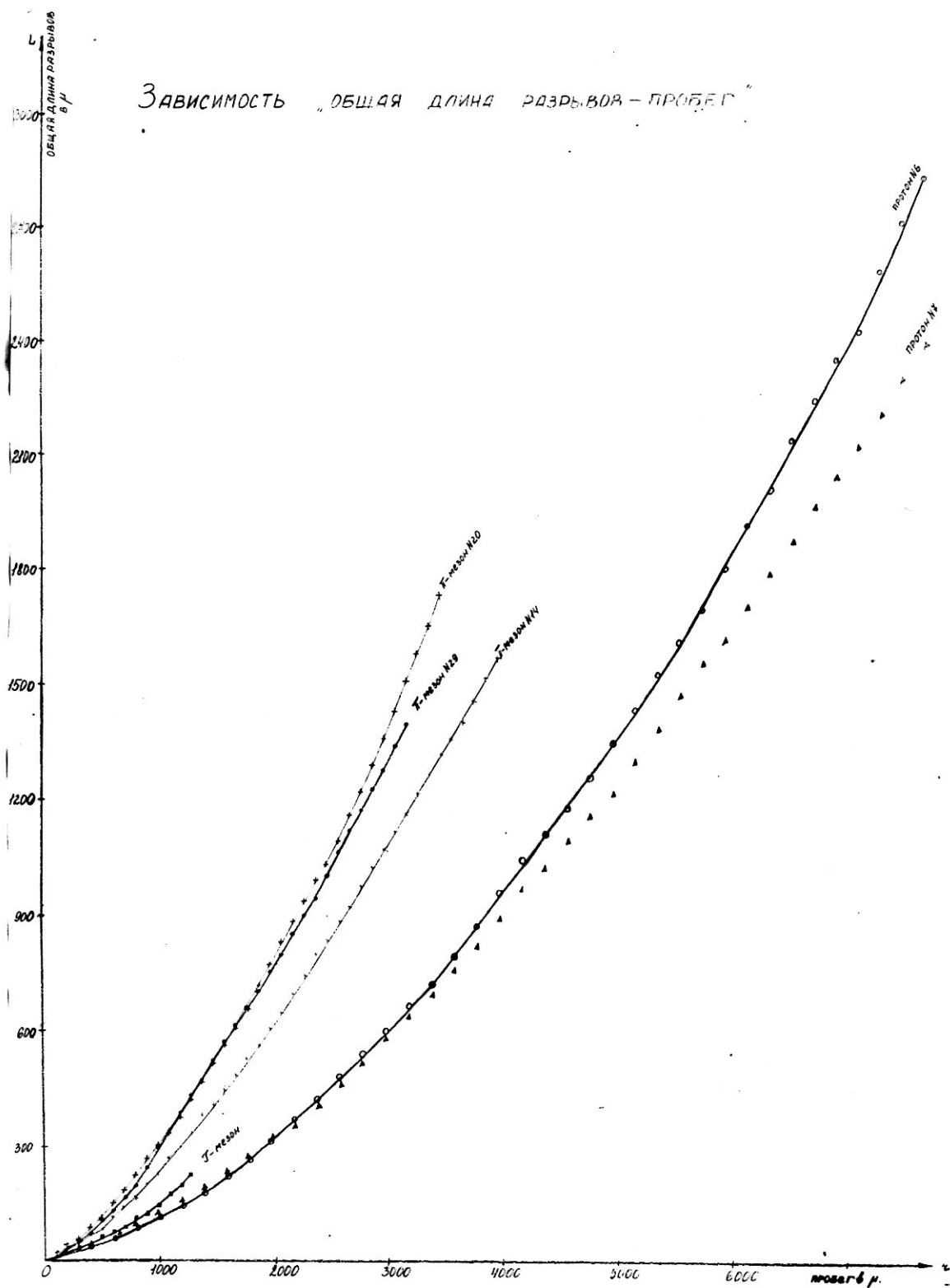


Рис. 23

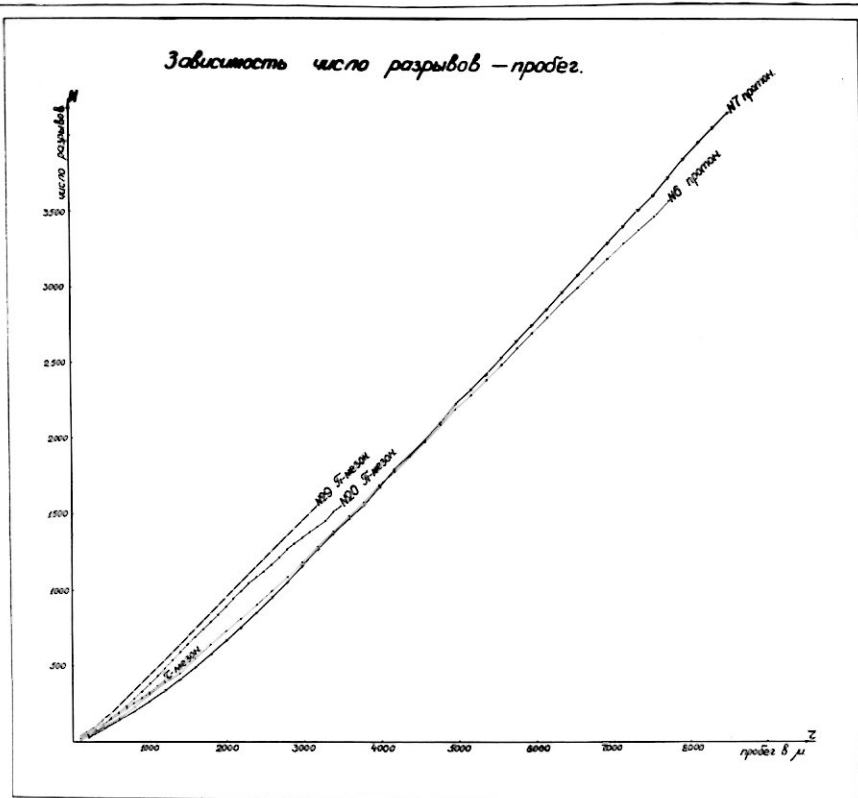


Рис. 24.

π - мезонов и протонов из фотопластинок НИКФИ типа Р с толщиной эмульсии 200μ , облученных космическими лучами на высоте $\sim 9,5$ км, приведены на рис. 20 и 21. Из рис. 20 следует, что $\frac{m_p}{m_\pi} = 6,1 \pm 0,3$. На рис. 22, 23, 24 приведены результаты измерений длины и числа разрывов в зависимости от пробега на следах π - мезонов, протонов и τ - мезона из одного фотоэмульсионного слоя стопки, собранной из слоев эмульсии НИКФИ типа Р с толщиной 400μ , облученной космическими лучами в стратосфере.

Из рис. 23 следует, что

$$\frac{m_p}{m_\pi} \approx 6,5 ; m_\tau \approx 0,5 - 0,6 m_p$$

Из рис. 23 и 24 следует, что для данных эмульсионных слоев интегральные кривые общая длина разрывов - пробег дают значительно лучшее разделение частиц по их природе, чем кривые общее число разрывов - пробег.

Обращает на себя внимание тот факт, что для частицы №14 значение массы, полученное по плотности разрывов и пробегу (рис. 23), равно $\sim 2 m_\pi$. Значение массы этой же частицы, определенное методом рассеяния - пробег, дает $(240 \pm 40) m_e$. Наличие частицы распада (μ - мезон с пробегом $\sim 600\mu$) при вышеуказанном значении массы, полученном методом α , τ , позволяет утверждать, что эта частица - π - мезон. Такой большой разброс в ионизации для π - мезонов из данной стопки обусловлен, вероятно, неравномерностью чувствительности и проявления по пластинке. Данный пример показывает, что в индивидуальном случае один метод определения массы может привести к

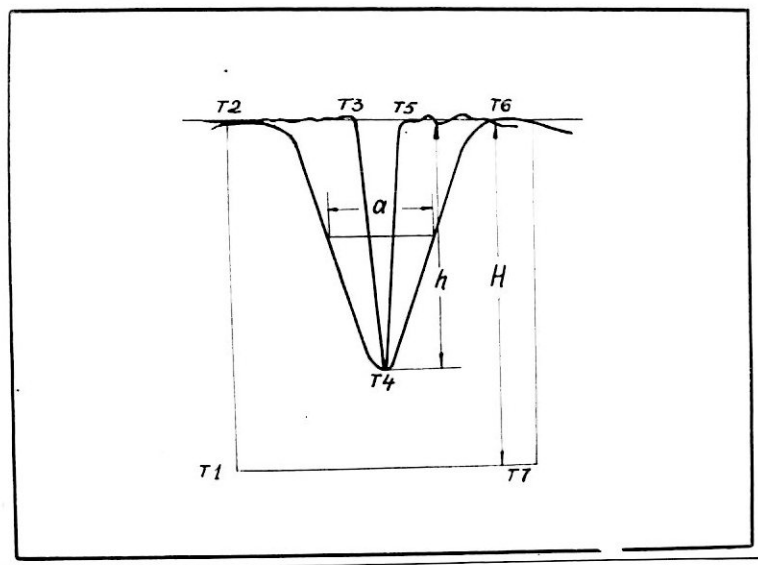


Рис. 25. Форма импульса на экране осциллографа.

ошибочной идентификации частицы, даже в том случае когда пробег частицы достаточно большой (для частицы №14 $z=4000 \mu$). Необходимо также обратить внимание на тот факт, что для крутых следов измеренная относительная ионизация может значительно отличаться от истинной. Например, если угол наклона следа в непроявленной эмульсии 35° , то при измеренной плотности разрывов 0,1 истинная будет 0,23, т.е. почти в 2,5 раза больше.

2. Фотометр и его применение.

1. Устройство и работа прибора.

Для фотометрирования следов заряженных частиц в фотоэмульсии в нашей лаборатории в 1954г. создан фотометр с узкой щелью, позволяющий получать поперечный профиль и ширину следа. Схема прибора предложена А.Е.Чудаковым, 1-й вариант прибора сконструирован П.В.Вакуловым и Б.А.Войковским, 2-й вариант - А.И.Галактионовым и Б.А.Войковским. Измерения по фотометрированию следов заряженных частиц в фотопластинках приведены дипломницей МИФИ - Карповой В.И. в бесподложечных слоях - дипломником МГУ Сачковым В.С..

2-й вариант прибора имеет дополнительное радиотехническое устройство - интегратор, (разработан А.И.Галактионовым), позволяющий определять по измерительному прибору общее по чернение измеряемого участка следа. Общий вид фотометра (2-й вариант) приведен на рис. 26, блок-схема - на рис. 27.

Идея работы прибора заключается в следующем. Изучаемый участок следа располагается в центре поля поля зрения бино-

кулярного микроскопа типа МБИ-2 параллельно измерительной щели. Световой поток проходит через след, об"ектив $90\times$ (1,3), измерительную щель (ширина $\sim 0,1 \mu$, длина 14μ в плоскости об"екта) и попадает на катод фотоумножителя ФЭУ 19. Сигнал с фотоумножителя через усилитель постоянного тока подается на вертикально отклоняющие пластины осциллографа. Перемещение следа в направлении перпендикулярном щели осуществляется оптическим путем с помощью стеклянной призмы (размеры $3 \times 6 \times 8 \text{ мм}$) с двумя зачерненными гранями $3 \times 8 \text{ мм}$.

Призма вращается на одной оси вместе с лепестком конденсатора переменной емкости, изменяя величину тока в нем по закону равнобедренного треугольника.

На одну из пластин конденсатора подается синусоидальное напряжение с частотой 1 мГц, с другой при вращении лепестка снимается промодулированное синусоидальное напряжение. Форма пластин и лепестка выбрана такой, чтобы это напряжение изменялось по линейному закону от 0 до max и от max до 0. Это промодулированное напряжение далее детектируется, фильтруется, усиливается и подается на горизонтально отклоняющие пластины осциллографа. В результате на экране осциллографа получаем импульс, форма которого показана на рис. 25. N_0 характеризует фоновое значение светового потока, прошедшего через эмульсию. Высота импульса h соответствует количеству света, задержанного следом. Отношение $\frac{h}{N_0}$ характеризует степень почернения следа.

a - ширина впадины импульса на половине высоты h , определяется на осциллограмме при радиотехническом увеличении ее в 4 раза, S - площадь впадины, импульса определяющая общее почернение изучаемого участка следа.

Синхронизация поворота стеклянной призмы с отклонением луча осциллографа по горизонтальной оси осуществляется выбором формы пластин и формы лепестка емкостного датчика. Точность измерений достигается стабилизацией питающего напряжения осветителя, фотоумножителя, осциллографа и электронных узлов, а также поддержанием N_0 постоянным при всех измерениях.

Для точной установки изучаемого участка следа параллельно щели, последняя может поворачиваться специальным микро-винтом на $\pm 15^\circ$. Относительное положение следа и щели определяется наблюдателем по шкале, расположенной в левом окуляре. При повороте щели шкала поворачивается на такой же угол.

Процесс измерения на фотометре состоит в следующем:

1. Изучаемый след с помощью поворотного столика при увеличении $20 \times 15 \times 1,5$ располагается примерно параллельно измерительной щели (направление щели совпадает с направлением перемещения координатного столика по оси OX).

2. Изучаемый участок следа при увеличении $90 \times 15 \times 1,5$ располагается примерно параллельно щели и примерно совмещается со щелью.

3. Устанавливается уровень N_0 .

4. Производится точная установка на фокус по максимальному значению впадины h на осциллограмме.

5. Поворотом щели устанавливается точная параллельность следа щели по максимуму h .

6. Проверяется постоянство H_0 .

7. Поворачивая призму (вручную) зарисовывается поперечный профиль следа.

8. Переключая радиотехническую схему зарисовывается профиль следа с шириной в 4 раза большей.

Если измеряется только величина h , то расширенный профиль снимать не надо. Кроме этого можно зарисовку не производить, а по осциллограмме измерить h и H_0 .

9. Вращая призму мотором снимаем показания интегратора. Чтобы избежать механических толчков и колебаний, весь прибор, кроме осциллографа расположен на столе, который стоит на специальном фундаменте.

II. Зависимость видимого почернения следа заряженной частицы от глубины его залегания в эмульсии.

Нами изучалась зависимость $\frac{h}{H_0}$, a и S от глубины залегания следа в фотопластинках типа НИКФИ P с толщиной эмульсии 280μ и безподложечных эмульсионных слоях типа НИКФИ P с толщиной $\sim 400 \mu$, облученных космическими лучами в стратосфере. Вся эмульсия фотопластинки (толщина после проявления $\sim 120 \mu$) была разбита на 6 слоев и в каждом слое найдены (не меньше пяти) пологие следы (угол наклона $\sim 3^\circ$) остановившихся протонов с длиной пробега больше 500μ . Измерения проводились, отступив от остановки 200μ , на пяти соседних интервалах по 14μ . Для каж-

БЛОК — СХЕМА ФОТОМЕТРА.

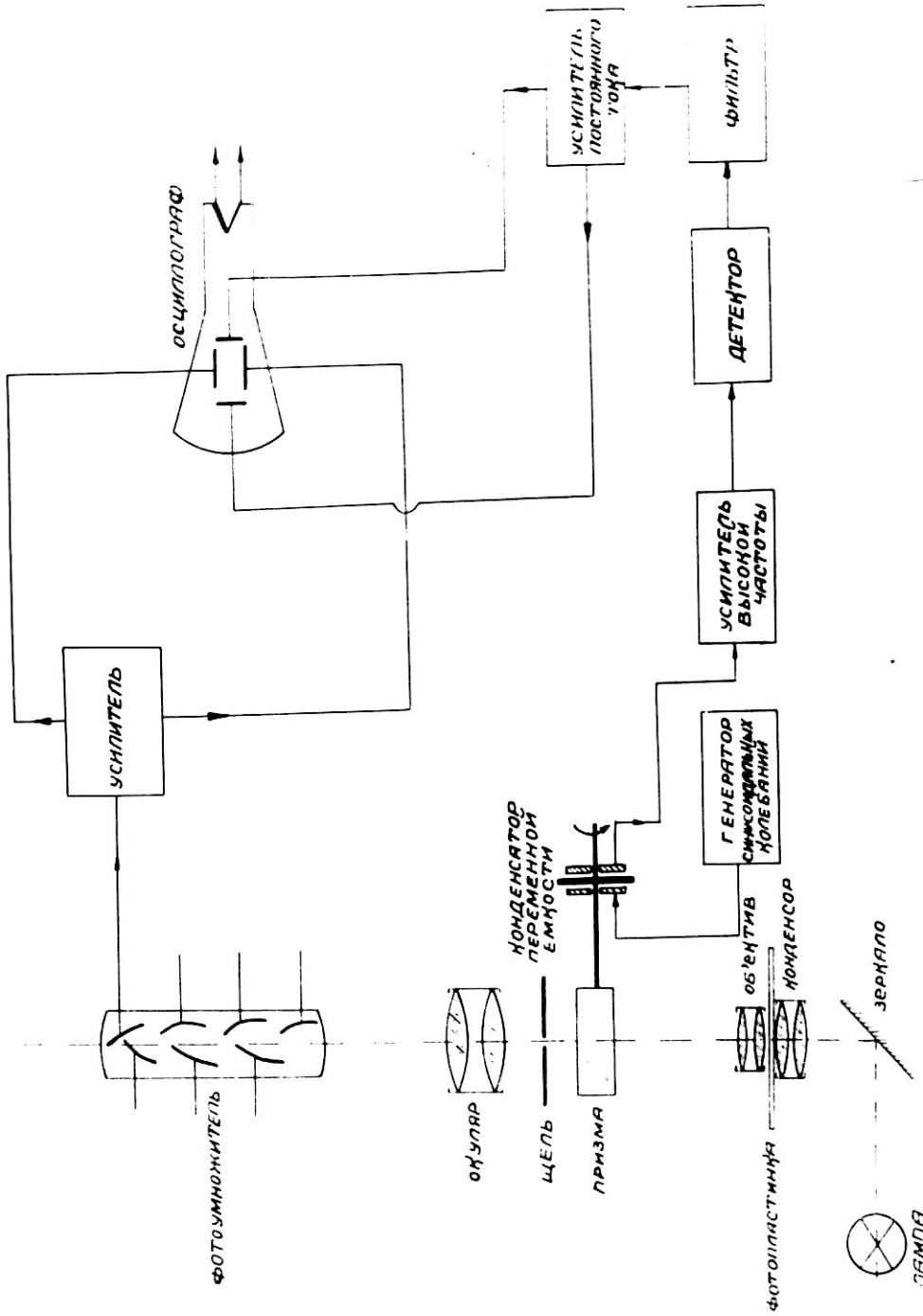


Рис. 27

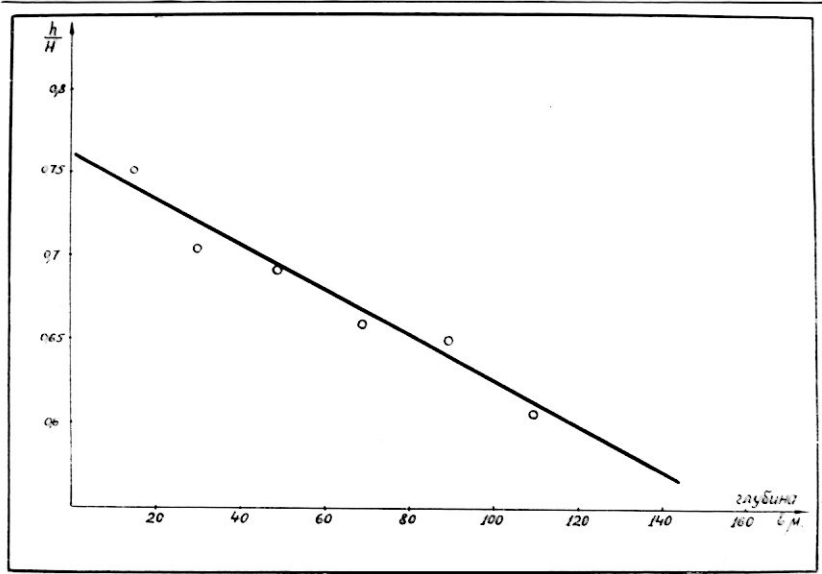


Рис. 28. Зависимость $\frac{h}{H_0}$ от глубины залегания следа для фотопластинок.

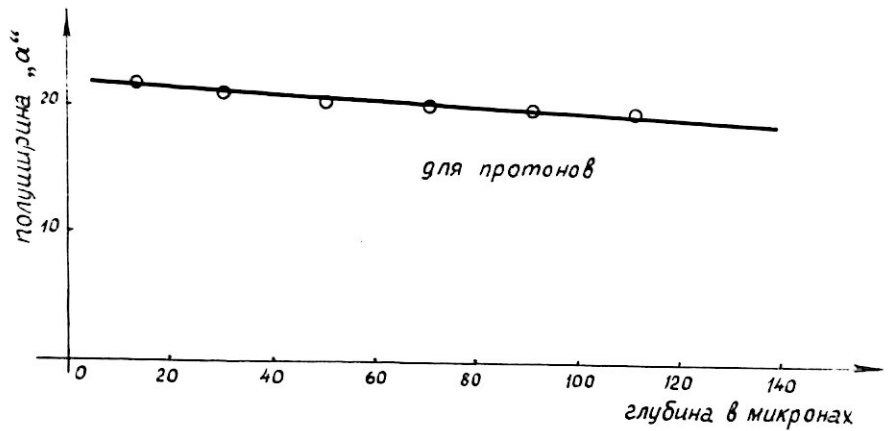


Рис. 29. Зависимость "a" (полуширины следа в условных единицах) от глубины залегания следа для фотопластинок.

лого слоя определялось среднее арифметическое значение $\frac{h}{H_0}$ и ширины следа. Ошибка в определении $\frac{h}{H_0}$ и a в каждом слое примерно 1%. Зависимость $\frac{h}{H_0}$ и a от глубины залегания следа в эмульсии приведена на рис. 28 и 29.

Для бесподложечных эмульсионных слоев снималась зависимость от глубины $\frac{h}{H_0}$ и S . Для определения этой зависимости в отличие от пластинок подбирались не менее 3-х следов на данной глубине, а не в слое. Ошибка в определении $\frac{h}{H_0}$ порядка 1%, S - 1-2%. Зависимость $\frac{h}{H_0}$ и S от глубины приведена на рис. 30, 31.

Как видно из рис. 28 при переходе от поверхности к стеклу в фотопластинке толщиной 280 μ величина $\frac{h}{H_0}$ уменьшается в 1,21 раза, ширина следа изменяется очень мало. Для эмульсий большей толщины изменение $\frac{h}{H_0}$ с глубиной погружения будет значительно больше. Например, для эмульсий Ильфорт CF_5 с толщиной эмульсии 600 μ , $\frac{h}{H_0}$ у стекла примерно в 2 раза меньше, чем у поверхности для следов одинаковой плотности [28]. Чтобы уменьшить этот эффект авторы [28] предложили специальное освещение. Вместо всего поля зрения освещается узкая полоска, равная примерно ширине следа. При этом $\frac{h}{H_0}$ у стекла меньше, чем у поверхности всего в 1,14 раза. Для бесподложечных слоев ход кривых $\frac{h}{H_0}$ и S аналогичен, однако отличается от хода $\frac{h}{H_0}$ для фотопластинок. Как видно из рис. 30 и 31 кривые имеют вначале плато для глубин от 0 до 60 μ , а затем спад по линейному закону. В отличие от фотопластинки

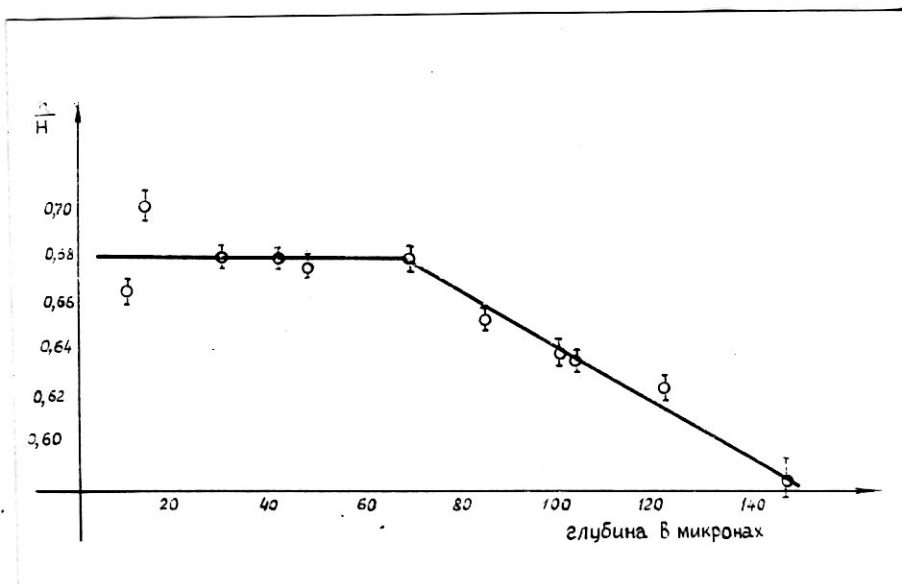


Рис. 30. Зависимость h/H_0 от глубины залегания следа для эмульсионных слоев.

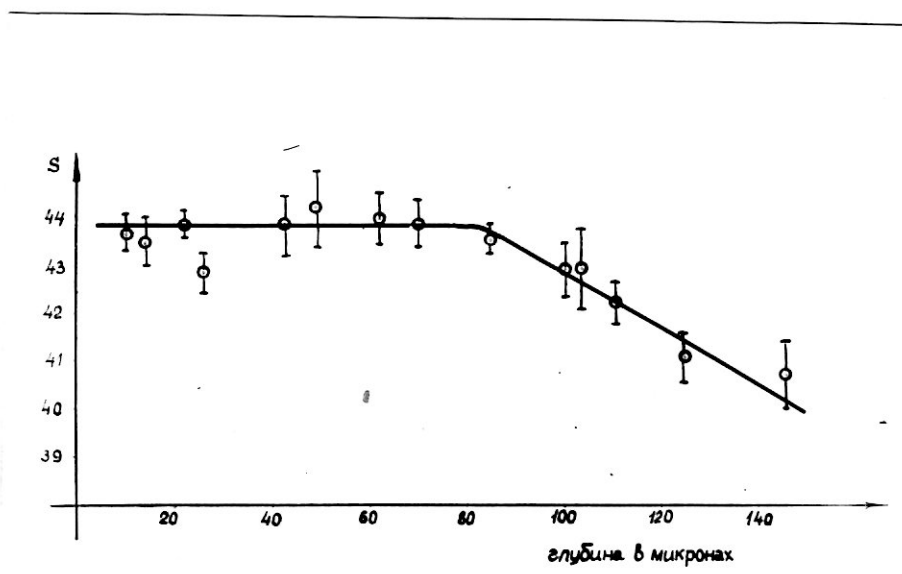


Рис. 31. Зависимость "S" от глубины залегания следа для эмульсионных слоев.

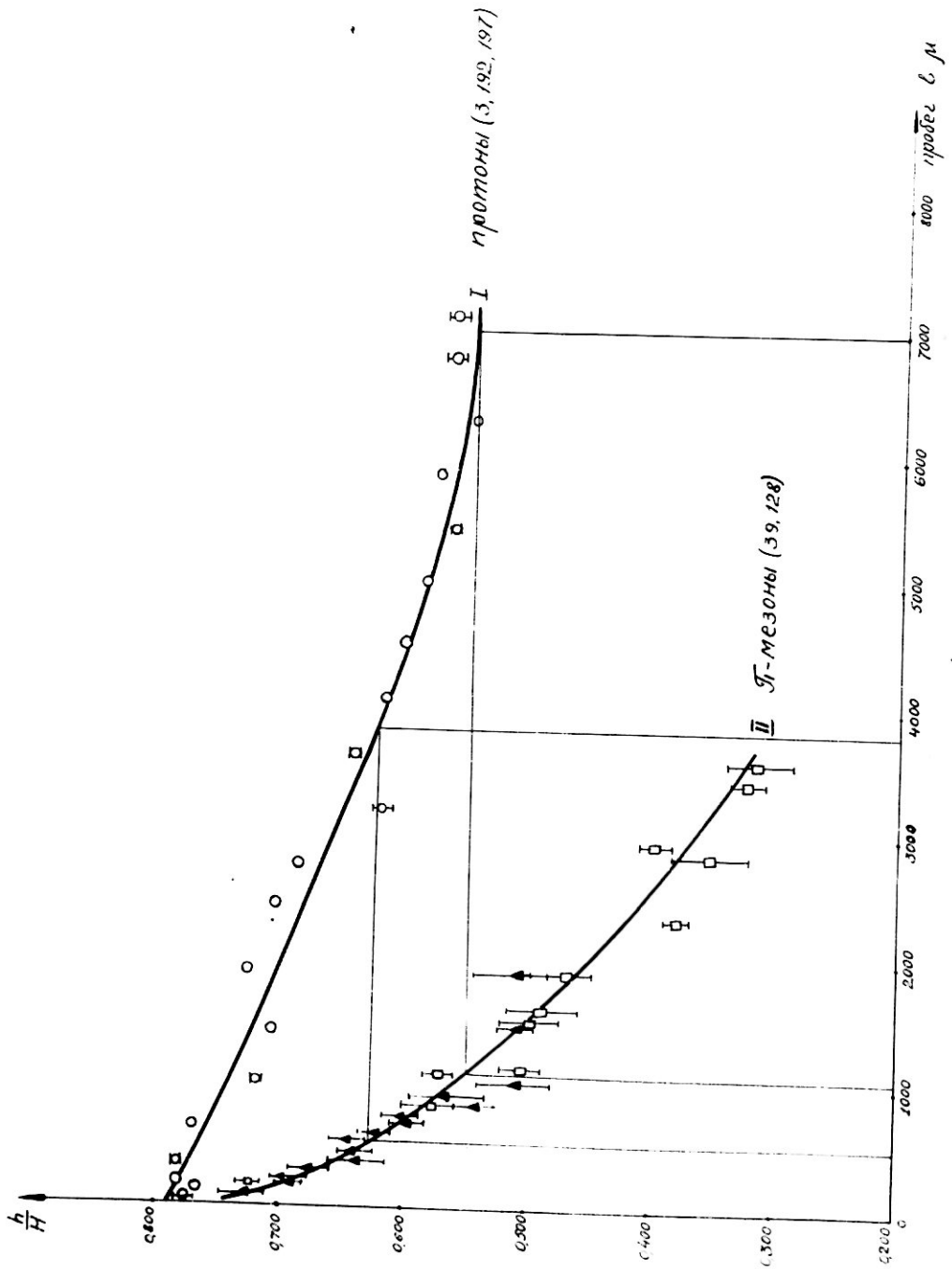


Рис. 32

эмульсионные слои сначала обрабатывались, а затем наклеивались на стекло, т.е. химические процессы (проявление, фиксирование и др.) шли с двух сторон. В дальнейшем, при фотометрировании следов вводилась поправка на глубину залегания следа в эмульсии.

Метод узкой щели также очень чувствителен к наклону следа и многократному рассеянию.

Чтобы уменьшить влияние многократного рассеяния, использовалась щель длиной 14μ и первые 40μ от остановки следа не фотометрировались. Поправка на наклон не вводилась так как фотометрировались следы, или участки следов с углом наклона $< 5^\circ$ в проявленной эмульсии, правда и в этом случае ошибка в почернении следа из-за наклона полностью не исключалась. Чтобы исключить поправку на наклон, авторы применяют наклонный столик микроскопа.

3. Фотометрирование следов протонов, π - мезонов и $\bar{\tau}$ - мезона.

Фотометрировались следы заряженных частиц, остановившихся в фотопластинках НИКФИ типа Р толщиной эмульсии 280μ и в бесподложечных слоях НИКФИ типа Р толщиной эмульсии 400μ , облученных в стратосфере. Измерения $\frac{h}{H_0}$, a и S производились на 4-5 соседних интервалах по 14μ и по ним вычислялось среднее значение. Результаты измерений приведены ниже. На рис. 32 приведен график зависимости $\frac{h}{H_0}$ от пробега для протонов и π - мезонов из фотопластинок. Кривая 1 - средние значения для 3-х протонов,

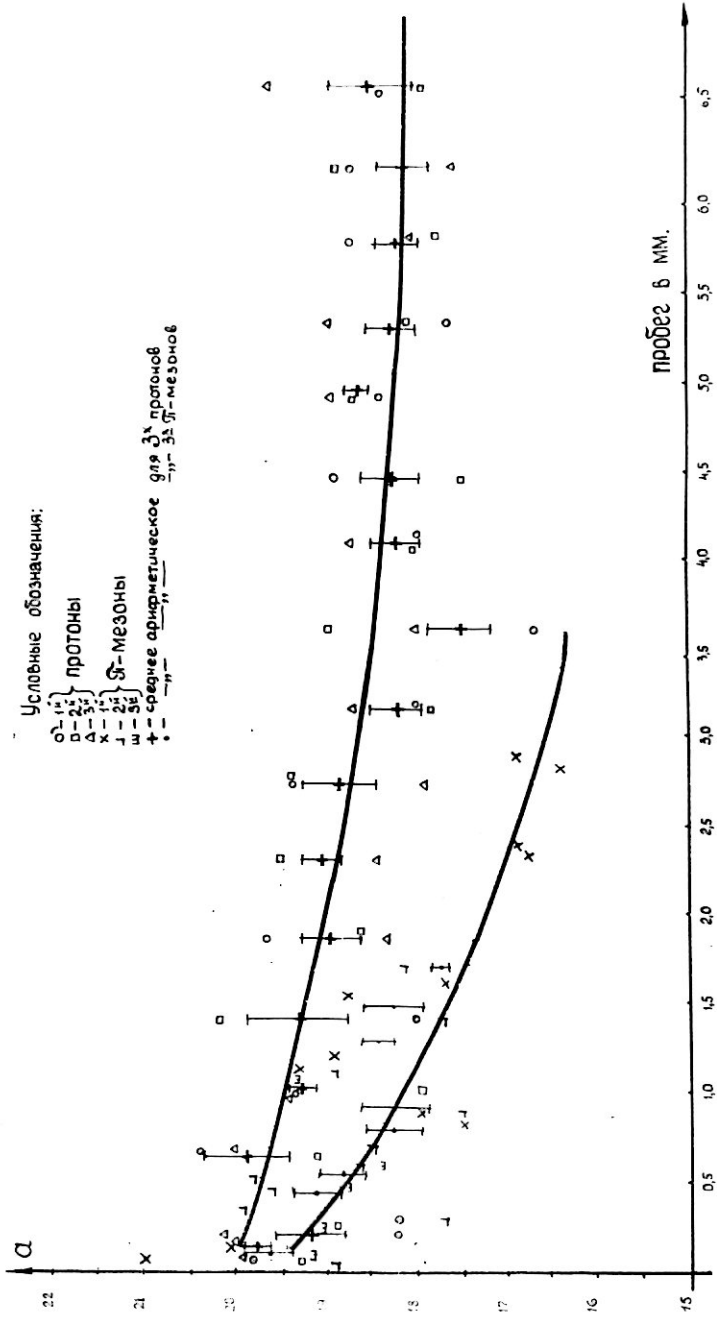


Рис.33. Зависимость " α " от пробега τ для протонов и ρ - мезонов из фотопластинок.

Кривая П - средние значения для 2-х π - мезонов.

Сравнивая пробеги протонов и π - мезонов для одних и тех же значений $\frac{h}{N_0}$ получаем, что в интервале пробегов 520-1100 μ для π - мезонов и 3800-7000 μ для протонов среднее отношение масс протона и π - мезона равно $6,7 \pm 0,4$.

На рис. 33 приведена зависимость ширины следа a от пробега для протонов и π - мезонов. Для протонов при изменении пробега от 50 до 7000 μ ширина следа уменьшается примерно на 10%, для π - мезонов при изменении пробега от 80 до 3000 μ ширина следа уменьшается примерно на 15%. При равных скоростях ширины следов протонов и π - мезонов в пределах ошибок одинаковы.

На рисунках 34 и 35 приведена зависимость $\frac{h}{N_0}$ и S от пробега для 3-х протонов, 3-х π - мезонов и τ - мезона из бесплодочечных эмульсионных слоев.

В интервале пробегов 300-1000 μ для π - мезонов и 2000-6500 μ для протонов получено для отношения масс протона и π - мезона:

$$\frac{m_p}{m_\pi} = 6,4 \pm 0,6 \quad \text{из зависимости } \frac{h}{N_0} \quad \text{от пробега } z.$$

$$\text{И } \frac{m_p}{m_\pi} = 6,6 \pm 0,5 \quad \text{из зависимости } S \quad \text{от пробега } z.$$

Для массы τ - мезона относительно протона получено:

$$m_\tau = (1050 \pm 175) m_e \quad (\text{по } \frac{h}{N_0}, z),$$

$$m_\tau = (985 \pm 120) m_e \quad (\text{по } S, z).$$

Из рассмотрения вышеприведенных данных следует, что для однозарядных частиц достаточной характеристикой почернения следов может являться величина $\frac{h}{N_0}$, которую можно изме-

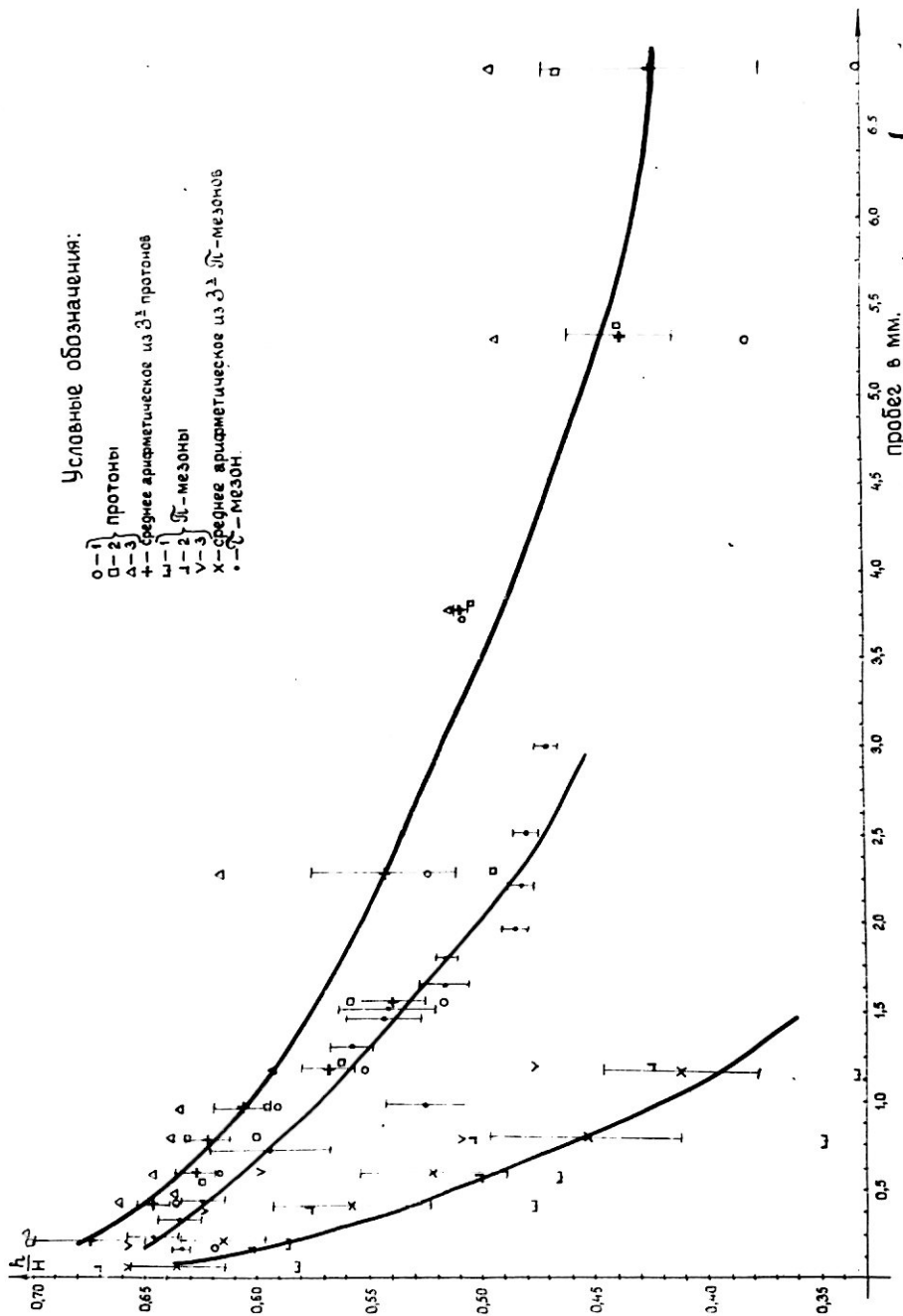


Рис. 34. Зависимость $\frac{h}{H}$ от пробега для протонов, π - мезонов и π - мезона из эмульсионных слоев.

рять без зарисовки поперечного профиля следа.

Из сравнения зависимостей $\frac{h}{N_0}$ и S от z следует, что для однозарядных частиц их ход аналогичен, однако при измерении S разброс отдельных измерений меньше и разделение частиц различной природы несколько лучше. Это обусловлено тем, что при измерении площади различный наклон следа приводит к значительно меньшей ошибке, чем при измерении $\frac{h}{N_0}$. В случаях $z > 1$, когда ширина следа заметно изменяется с пробегом, измерение S будет давать более полную характеристику относительной ионизации, создаваемой частицей, чем измерение $\frac{h}{N_0}$.

Из сравнения ошибки в определении среднего отношения масс протона и π -мезона из фотопластинок и бесподложечных слоев следует, что для бесподложечных слоев (имеется ввиду исследуемая стопка) вышеуказанная ошибка примерно в 2 раза больше, чем для фотопластинок. Из рис. 34 видно, что для протонов и π -мезонов из бесподложечных слоев наблюдается значительно больший разброс величины $\frac{h}{N_0}$ для частиц одного типа, чем для частиц из фотопластинок, что обусловлено вероятно неравномерностью чувствительности и проявления по пластинке. Надо также отметить, что след Σ -мезона промерен в 2-х слоях, причем при переходе из одного слоя в другой величина $\frac{h}{N_0}$ изменилась примерно в 1,25 раза, что вероятно обусловлено различной чувствительностью слоев.

На рис. 34 и 35 для Σ -мезона величины $\frac{h}{N_0}$ и S

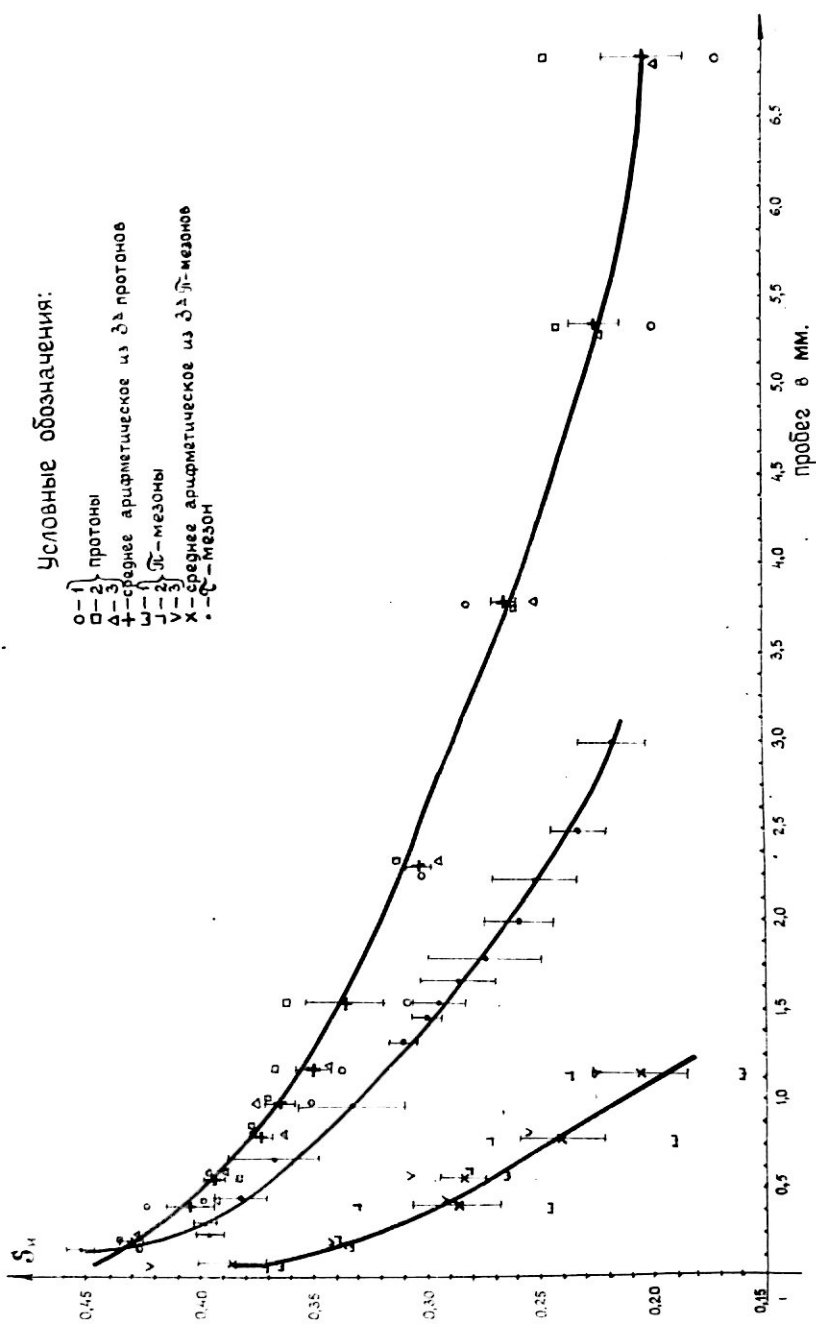


Рис. 35. Зависимость "S" от пробега для протонов, π^+ - мезонов и ρ^+ - мезона из эмульсионных слоев.

указаны с учетом соответствующей поправки.

Таким образом из фотометрических измерений и измерений плотности разрывов при определении массы частиц, остановившихся в стопках, по ионизации и пробегу, возникают большие трудности, связанные с калибровкой слоев, учетом их неоднородности, как по одному слою, так и при переходе от слоя к слою. В таком случае, метод определения массы по ионизации и пробегу может привести к ложной оценке массы индивидуальной частицы. Метод фотометрирования следов заряженных частиц является объективным методом определения относительной ионизации, однако он пригоден только для пологих следов (наклон $< 5^\circ$ в проявленной фотоэмульсии). Сравнивая методы определения относительной ионизации по измерению плотности разрывов и плотности почернения следа фотометрическим путем можно прийти к заключению, что для однозарядных частиц метод плотности разрывов может дать не хуже точность при условии, что включение разрывов будет осуществляться фотоэлектрически, а не наблюдателем.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССЫ ЧАСТИЦ, ОСТАНОВИВШИХСЯ В ФОТОЭМУЛЬСИИ.

Точность различных методов в определении массы остановившихся заряженных частиц в зависимости от пробега для электронно-чувствительных фотоэмульсий приведена в таблице 12.

Таблица 12.

Относительная ошибка (в %) в определении массы протонов и π - мезонов различными методами для различных пробегов в фотоэмульсии.

Пробег Z_{μ}	Протоны			π - мезоны		
	ρ, τ	Δ, τ	γ, τ	ρ, τ	Δ, τ	γ, τ
100	} ~30	—	Ошибка в массе в значительной степени ^{зависит от} чувствительности эмульсии	} ~30	—	} ~20
300		50			50	
500		45			40	
1000	} 22	35	— " —	} ~15	30	} ~15
2000	} 18	30		} ~10	25	
3000	} < 16	25		} < 7	20	
5000	} < 16	22	~ 15	} < 7	17	~ 7
10000		~ 5	17		~ 6	~ 4

Из сопоставления различных методов определения массы заряженных частиц, остановившихся в фотоэмульсии, следует, что для пробегов $< 10000 \mu$ наилучшую точность дает метод определения массы по магнитному отклонению и пробегу. Хотя ошиб-

ки метода \mathcal{J}, \mathcal{Z} для пробегов $\sim 10000 \mu$ примерно сравниваются с ошибками метода \mathcal{P}, \mathcal{Z} , однако указанные в таблице ошибки метода \mathcal{J}, \mathcal{Z} приведены для случая очень пологих следов (угол наклона $< 10^\circ$) при условии, что калибровка фотопластинок произведена по десяткам следов. В реальных условиях ошибка метода \mathcal{J}, \mathcal{Z} будет значительно больше, так как придется рассматривать более крутые следы, следы илущие в ряде эмульсионных слоев. В этом случае дополнительные ошибки могут возникнуть за счет наклона, различной чувствительности отдельных слоев, неодинаковости и неравномерности проявления, а также за счет ошибок в калибровке каждого слоя.

Метод \mathcal{J}, \mathcal{Z} обладает плохой различающей способностью по отношению к остановившимся тяжелым частицам—протонам, дейтонам, тритонам, так как на пробегах в несколько мм плотность их следов будет практически одинаковой. Метод определения масс по магнитному отклонению и пробегу очень эффективен для разделения тяжелых частиц—протонов, дейтонов, тритонов. Практически для дейтонов и тритонов ошибка в массе по методу \mathcal{P}, \mathcal{Z} слабо зависит от пробега и составляет величину порядка 10–15%. Ошибки в определении массы методом \mathcal{P}, \mathcal{Z} , указанные в таблице 12, можно уменьшить за счет увеличения зазора между фотоэмульсиями, увеличения напряженности магнитного поля. Интервал пробегов можно увеличить используя фотоэмульсии большей толщины. Эффективность установки по количеству зарегистрированных случаев за единицу времени можно повысить путем увеличения размеров полюсов электромагнита.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ НЕИЗВЕСТНЫХ ЧАСТИЦ.

Как указывалось выше, во II-ой серии опытов использовались фотопластинки НИКФИ типа P с толщиной эмульсии 200μ . По методу I, r мы определяли массу тех частиц, для которых по магнитному отклонению и пробегу масса оказалась в интервале $400-1000 \mu$, или по каким-либо причинам частица была необычной, "особой". Это относится к частицам "промежуточной" массы (см. гл. III). При измерении плотности разрывов для следов с углом наклона $> 20^\circ$ в непроявленной эмульсии вводилась поправка на наклон. При фотометрировании вводилась поправка на глубину залегания следа в эмульсии (для эмульсии НИКФИ типа P 200μ плотность почернения вчоль следов у стекла и поверхности отличалась на 10%).

В условиях настоящих опытов регрессия и неравномерность проявления эмульсии по глубине практически не играли роль. Чтобы исключить по возможности ошибки, обусловленные различием в чувствительности и проявлении отдельных эмульсий, для калибровки выбирались пологие следы известных частиц в той же пластинке, что и изучаемая частица. При выборке следов для калибровки надо учитывать, как это следует из наших экспериментальных данных, что из всех тяжелых медленных заряженных частиц, остановившихся в фотоэмульсии, примерно $1/3$ являются дейтонами. (Это относится и к частицам, исходящим из однолучевых звезд возникших в эмульсии). Среднее значение массы частиц и ошибки в определении массы определялись из соотношения ^{(12) гл. I}

Результаты по определению массы частиц по методу $\frac{y}{z}$ приведены в гл. III в разделе "Частицы "промежуточной" массы".

Г л а в а Ш.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

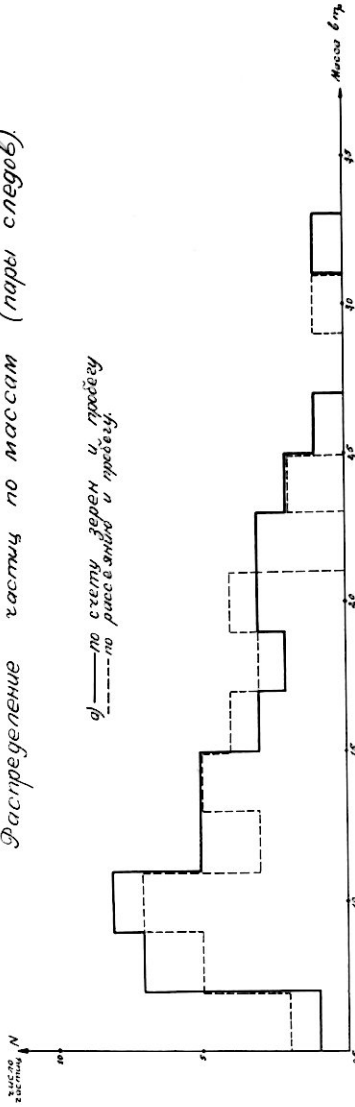
1-я серия опытов.

1. Пары следов.

Под парой будем понимать следы одной частицы в двух пластинках. Это относится к тем частицам, масса которых определялась по магнитному отклонению и пробегу. Под одиночным следом будем понимать след остановившейся частицы в одной из пластинок. По магнитному отклонению и пробегу определен масса 48 частиц. Рассматривались частицы с остаточным пробегом $> 100 \mu$ в одной из эмульсий и $R \geq 8 \text{ мм}$. Масса большинства этих частиц определялась также по счету зерен и пробегу, а также по рассеянию и пробегу с целью сравнения точности в определении массы различными методами. При этом рассматривались следы в двух пластинках. Результаты по определению массы частиц различными методами приведены в таблице 21 приложений 3.

Распределение частиц по массам, полученное различными методами, приведено на рис. 36. Как видно из рис. 36, ошибки в определении масс медленных заряженных частиц ($E < 20 \text{ Мэв}$) по магнитному отклонению и пробегу минимальны по сравнению с другими методами. Эти данные относятся к частицам с $m \geq m_p$. В работе [6] получен аналогичный результат для легких мезонов. Для среднего значения массы прото-

Распределение кастыц по массам (пары следов).



б) по магнитному отпавлению и пробегу.

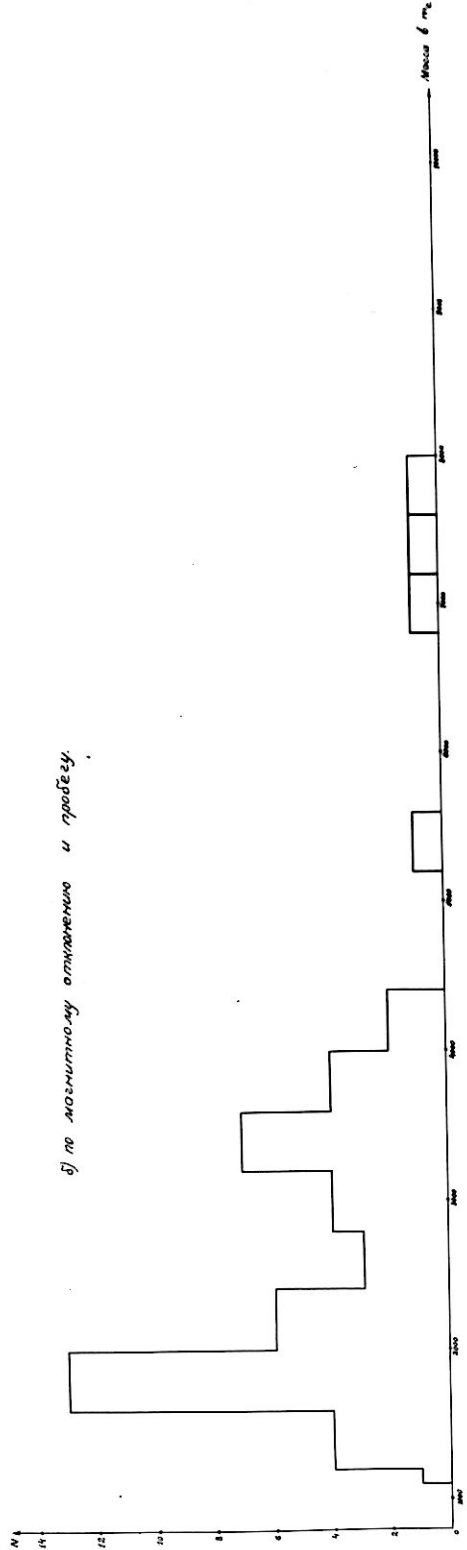


Рис. 36

нов и дейтонов, определенной по методу ρ, z получено соответственно:

$$\bar{m}_p = (1850 \pm 70) m_e ; \quad (27 \text{ частиц})$$

$$\bar{m}_\alpha = (3630 \pm 130) m_e ; \quad (14 \text{ частиц}).$$

Из рассмотрения таблицы 21 приложений следует, что метод ρ, z в большинстве случаев ($\approx 95\%$) позволяет достоверно идентифицировать индивидуальную частицу. Если массу медленных заряженных частиц ($z < 2000 \mu$) определять одним из методов - по N, z , либо α, z , то в число ошибочно идентифицированные случаев будет в среднем 10-15%.

В таблице 13 приведены примеры случаев, когда результаты по определению массы, полученные одним из методов, не согласуются с данными, полученными другими методами. Случаи 82а, 82б относятся к одиночным следам (оба следа исходят из одной звезды - 3-х лучевой).

Таблица 13.

N случая	Значение массы (в m_p), полученное различными методами			Пробег z в микро- нах	Идентификация
	ρ, z	N, z	α, z		
63	$1,12 \pm 0,33$	$1,85 \pm 0,45$	$0,81 \pm 0,36$	560	ρ
158	$1,82 \pm 0,50$	$1,00 \pm 0,25$	$0,91 \pm 0,40$	553	ρ
209	$1,90 \pm 0,60$	$1,79 \pm 0,50$	$0,370 \pm 0,20$	460	d
82а	-	1,0 (1,2)	3,8 (3,9)	400	?
82б	-	0,71	0,98	600	ρ

Исходя из указанных в таблице 13 значений масс частиц и величины ошибок следует, что вероятность того, что частица

является дейтоном в случае 63 будет меньше 1%, в случае 158 - меньше 0,2%. В случае 209 вдоль следа наблюдается ряд однократных рассеяний, что, вероятнее всего, и привело к значительному завышению рассеяния, и следовательно, занижению массы. Из таблицы 13 видно, что для частицы 82а наблюдается значительное расхождение в массах (в скобках приведены значения масс, полученные повторно), в то время как для частицы 82б значения масс согласуются, что свидетельствует о том, что следы этой звезды не были подвержены регрессии. Причина расхождения в массах в случае 82а неясна.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных, следует, что для достоверной идентификации индивидуальной частицы ее масса должна быть определена несколькими методами. Если частица претерпевает ионизационную остановку и два метода определения массы дают согласующиеся результаты, то достоверность идентификации индивидуальной частицы значительно повышается.

2. Одиночные следы.

Масса частиц определялась по счету зерен и пробегу и по рассеянию и пробегу. Обработывались следы всех остановившихся частиц (в том числе и из звезд), с длиной пробега больше 300μ .

Из общего рассмотрения исключались следы, которые подверглись регрессии (в этом случае масса частицы, определенная по счету зерен и пробегу была значительно меньше, чем по рассеянию и пробегу). Одновременно с рабочими пластинками

проявлялись контрольные, что позволило произвести примерную оценку количества фоновых следов.

Обработано из пары пластинок (УП и УШ) 184 следа. В таблице 14 приведены данные о количественном соотношении тяжелых частиц различной природы и распределение их по энергиям.

Таблица 14 ж).

Природа частицы	Распределение частиц по энергиям					Общее количество частиц N	% от N
	< 9	$9-10^{MeV}$	$10-15$	$15-20$	20		
P	$50(18)^{\pm 4}$	$18(6)^{\pm 4}$	$29(9)^{\pm 2}$	$11(3)$	$10(1)^{\pm 1}$	$118^{\pm 9}$	64%
d	-	$12(2)^{\pm 2}$	$33(10)^{\pm 5}$	$10(4)^{\pm 1}$	$3^{\pm 1}$	$58^{\pm 9}$	31,5%
$m > m_d$	-	-	$5^{\pm 1}$	-	$3(2)$	$8^{\pm 1}$	4,5%

Результаты 1-й серии опытов собраны в таблице 15, где приведено число и доля частиц различных типов среди всех изученных.

Таблица 15.

Тип частиц	Методы определения массы			
	число частиц	% от всех частиц	N, α, ν	для $\approx 300 \mu$
				число частиц
P	27(5)	56,3	$118^{\pm 9}(37)$	61,5
d	14(5)	29,2	$58^{\pm 9}(16)$	30,5
$m > m_d$	6(2)	12,5	$8^{\pm 1}(2)$	4,5
π и μ	1	2	7	3,5

ж) Числа в скобках относятся к частицам, исходящим из "звезд" эмульсии.

В скобках указано число частиц из звезд, возникших в эмульсии.

Из таблицы 15 следует, что среди вторичных медленных заряженных частиц, образованных протонами с энергией ~ 460 Мэв, число дейтонов составляет примерно половину от числа протонов (для всех пробегов). Если сравнить число протонов и дейтонов для равных энергетических интервалов, а именно для интервала энергий 5-15 Мэв, то для случая пар следов это отношение равно $\sim 0,6$.

В работе Францинетти [6], где рассмотрен спектр масс медленных заряженных частиц, образованных космическими лучами на высоте ~ 3500 м, (масса частиц определялась тем же методом) получено для одной серии пластинок отношение $\frac{n_d}{n_p} \approx 0,4$ (для всех пробегов) и $\frac{n_d}{n_p} \approx 0,53$ для интервала энергий 5-15 Мэв, что согласуется с нашими данными.

Из рассмотрения одиночных следов (см. таблицу 14 и 15) следует, что отношение числа дейтонов к числу протонов равно $\sim 0,5 \pm 0,1$ для всех пробегов; для частиц из звезд это отношение равно примерно 0,43; для равных же интервалов энергий, например, 9-20 Мэв это отношение равно $1,0 \pm 0,15$. Это различие обусловлено тем, что протоны рассматриваются, начиная с энергии 7 Мэв, а дейтоны (пробег $> 300 \mu$), начиная с энергии 9,2 Мэв, т.е. дейтоны с энергиями 7-9,2 Мэв выпадают из рассмотрения. Однако, при определении истинного отношения числа дейтонов и протонов необходимо учитывать эффективность регистрации частиц различной природы фотоэмульсией данной толщины при определенной выборке частиц по пробегам

или по энергетическим интервалам. Например, если рассматривать одиночные протоны и дейтоны в равных энергетических интервалах, начиная с энергии 10 Мэв, то практически в эмульсиях толщины 100μ будут рассмотрены все следы протонов, идущие под углом $< 10^\circ$ к плоскости эмульсии, и все следы дейтонов, идущие под углом $< 17^\circ$, т.е. количество дейтонов будет завышено примерно в 1,7 раза.

При рассмотрении следов из звезд необходимо учитывать, что при равных энергиях пробег дейтона равен примерно 0,6 пробега протона, вследствие чего дейтон имеет большую вероятность зарегистрироваться как остановившаяся частица.

Учтя вышесказанное, получим, что отношение $\frac{n_d}{n_p} \approx 0,6 \pm 0,1$ для интервала энергий 9-20 Мэв.

II-я серия опытов.

По магнитному отклонению и пробегу определена масса 276 частиц. Рассматривались частицы с остаточным пробегом

$\geq 100\mu$ в одной эмульсии и $R > 6\text{мм}$, легкие частицы рассматривались с любым R . На рис. 37 приведен график зависимости $\lg \frac{R}{\sin \phi}$ от $\lg r$ для всех частиц. Для каждой частицы приведена вероятная ошибка в радиусе кривизны. Ошибка в остаточном пробеге (для всех случаев $< 5\%$) на графике не приведена. Гистограмма распределения частиц по массам приведена на рис. 38. (α - положительные частицы, δ - отрицательные частицы). На рис. 39 приведено угловое распределение частиц, энергетическое распределение протонов и дейтонов приведено на рис. 40. На микрофотографиях 1-4

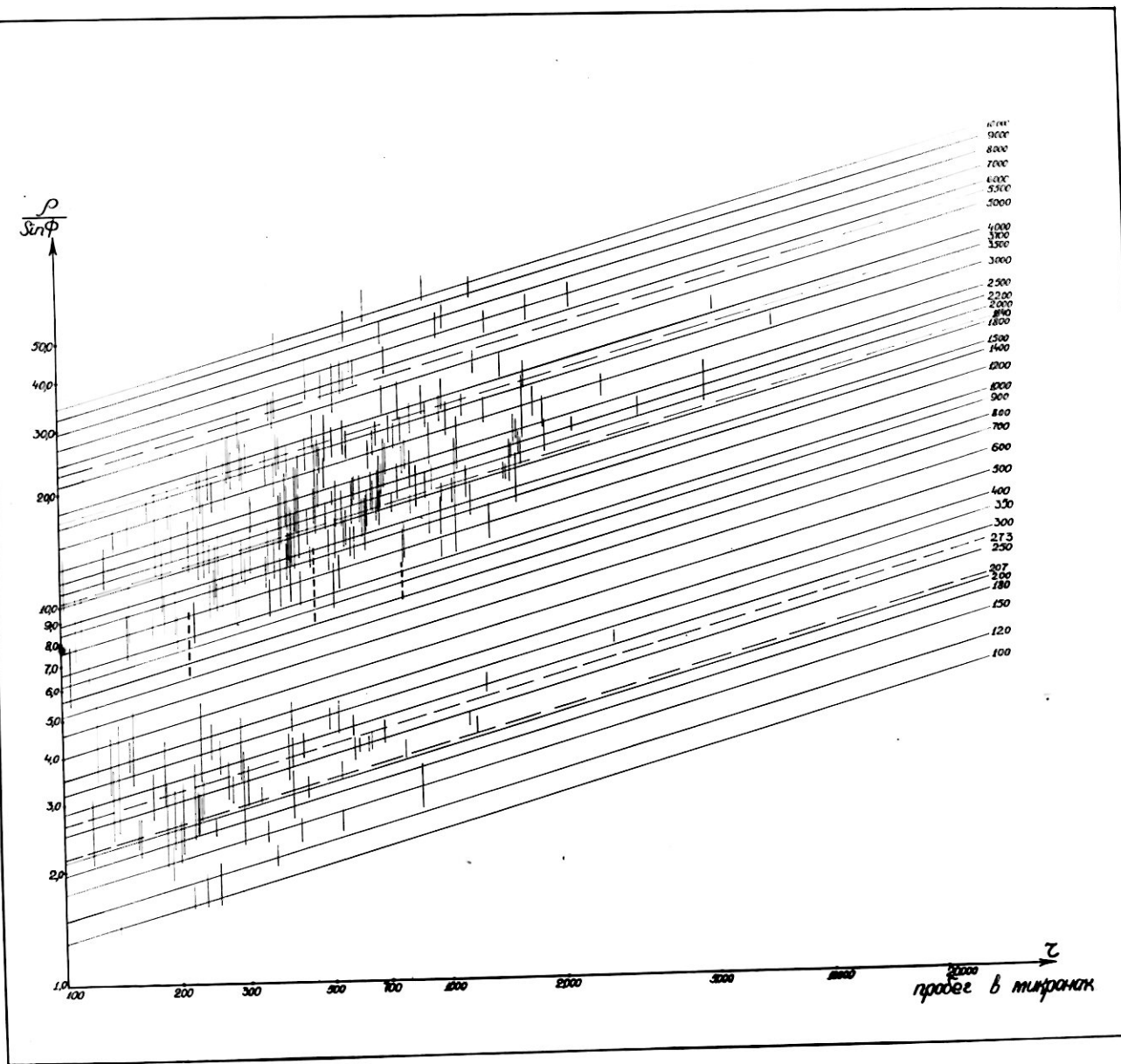


Рис. 37

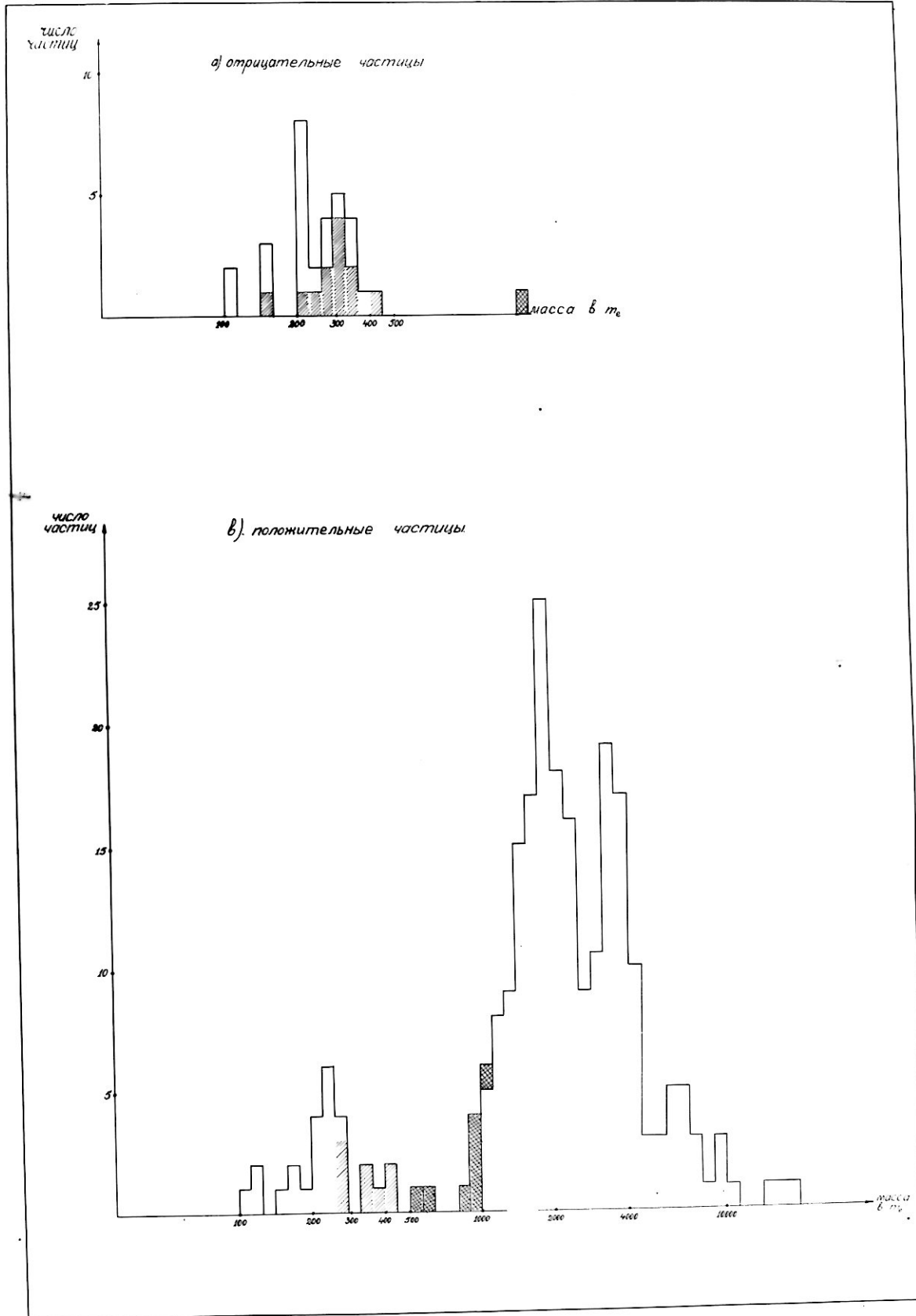


Рис. 38

приложений приведены примеры пар следов, соответствующих частицам различных типов.

В таблице 22 приложений⁴ приведены более подробные характеристики по измерениям массы легких мезонов с указанием вторичных явлений, наблюдаемых у конца их пробега.

Идентификация легких мезонов производилась по определению их массы и вторичным эффектам, наблюдаемым у остановки частиц.

Из рассмотрения спектра масс положительных частиц (рис. 38) следует, что основная поля частиц есть протоны, меньшая интенсивность принадлежит дейтонам и еще меньшая — более тяжелым частицам, (среди этих частиц могут быть частицы с $\xi > 1$, так как магнитный метод не позволяет произвести разделение по ξ).

Легкие положительные частицы могут быть отнесены к π и μ - мезонам. Отрицательные частицы (рис. 38б) могут быть отождествлены с отрицательными π и μ - мезонами.

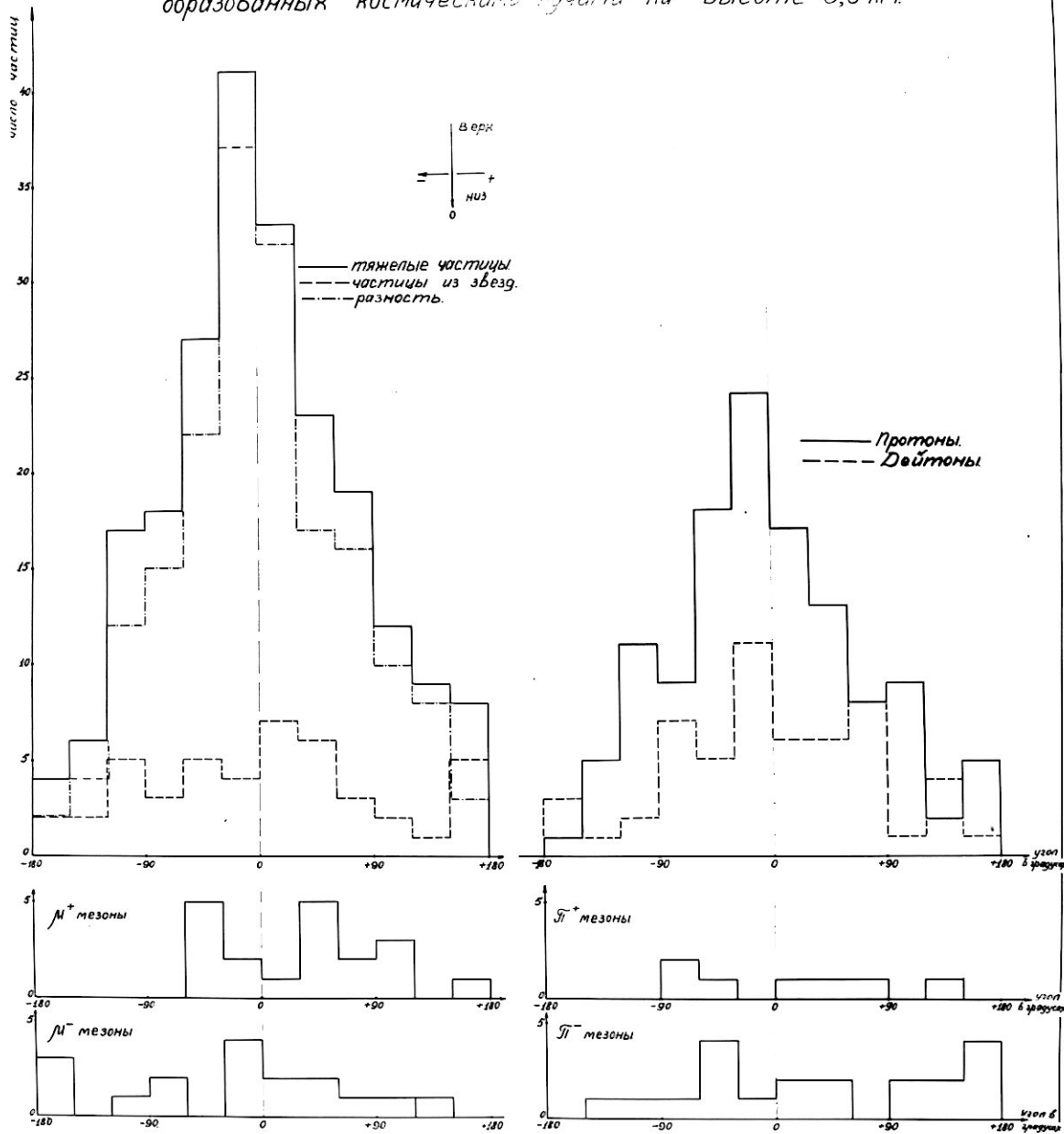
В 9 случаях масса частицы оказалась „промежуточной“ между массой π - мезона и протона. Из этих 9 частиц — 7 положительных и 2 отрицательных. Анализ этих случаев и результаты по определению масс частиц другими методами приведены ниже.

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЕ МАСС ОТДЕЛЬНЫХ ГРУПП ЧАСТИЦ.

Тяжелые частицы.

1. Все положительные частицы с массой в интервале 1100–2800 m_e рассматривались как протоны, частицы с массой в интервале 2800–4600 m_e рассматривались как дейтоны, с массой

Угловое распределение заряженных частиц,
образованных космическими лучами на высоте 9,5 км.



Угловое распределение заряженных частиц,
образованных протонами с энергией 460 мэВ.

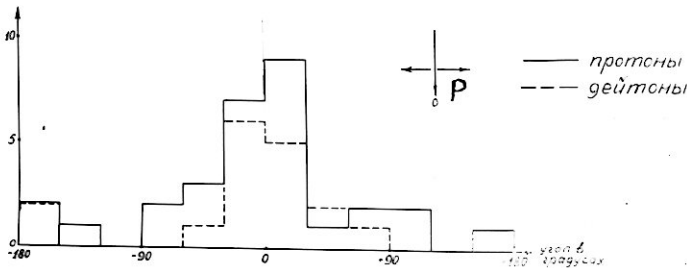
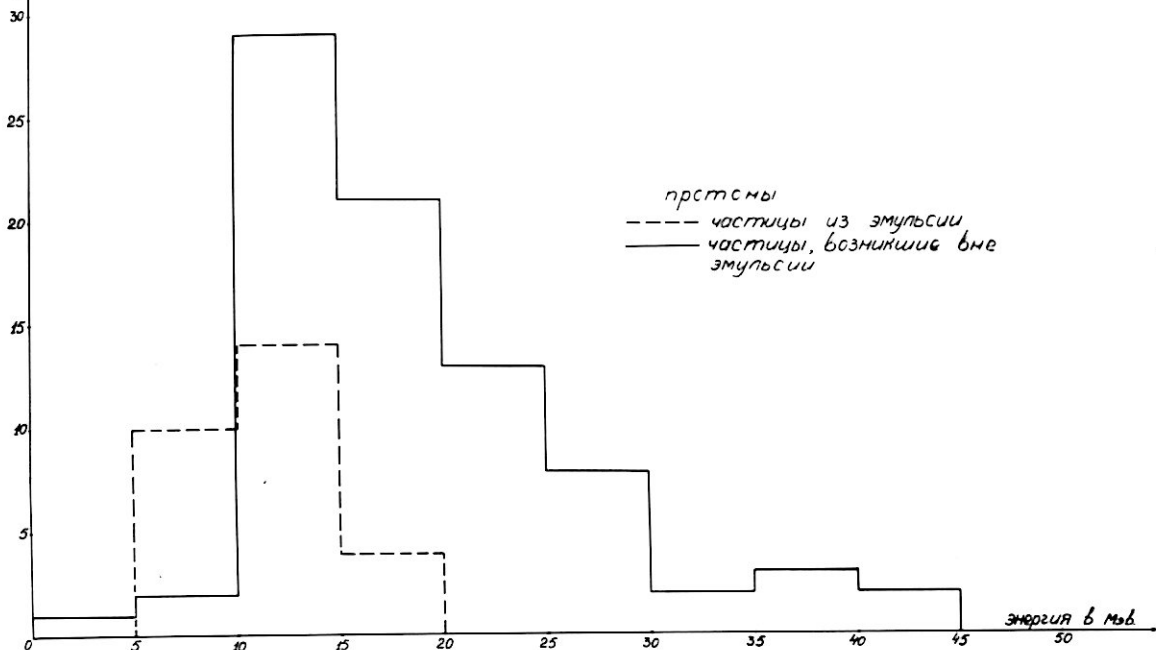


Рис. 39

Энергетическое распределение протонов и дейтронов
(космические лучи, высота 9,5 км)

число частиц



число частиц

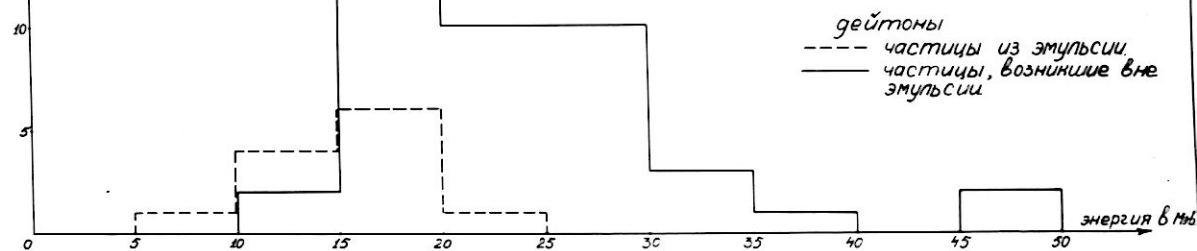


Рис. 40

4900–6600 m_e как тритоны и с массой $> 6600 m_e$ отнесены к группе тяжелее тритонов. Границы вышеуказанных интервалов выбраны таким образом, чтобы переходы частиц из одной группы в другую за счет ошибок измерений были равновероятны.

Для всех этих частиц на остановке не наблюдалось никаких вторичных продуктов. Для средних значений масс протонов, дейтронов и тритонов получено соответственно:

$$\begin{aligned}\bar{m}_p &= (1860 \pm 41) m_e && \text{по 120 случаям,} \\ \bar{m}_d &= (3610 \pm 59) m_e && \text{по 51 случаю,} \\ \bar{m}_t &= (5700 \pm 180) m_e && \text{по 11 случаям.}\end{aligned}$$

Угловое распределение тяжелых частиц не является изотропным. Из рассмотрения углового и энергетического распределений тяжелых частиц следует, что значительная часть частиц возникает в результате прямого взаимодействия падающего нуклона с одним или несколькими нуклонами ядра, а не процесса испарения.

2. Легкие частицы.

Все положительные частицы, претерпевающие μ - распад идентифицированы как π^+ мезоны. Таких частиц наблюдалось 8. Все отрицательные частицы, дающие ядерные расщепления идентифицированы как π^- мезоны. К π^- мезонам отнесены также те отрицательные частицы, которые на остановке дают боб или ничего не дают, и имеют массу $> 240 m_e$. На 20 π^- мезонов наблюдалось 5 без видимых звезд, что согласуется с тем, что 27% из всех остановившихся π^- мезонов дают нейтронные звезды [54].

Все положительные частицы, имеющие на остановке электрон

распада или не имеющие ничего, отнесены к μ^+ - мезонам.

В двух случаях из 22 электрон распада не наблюдался. Отрицательные частицы, имеющие у остановки электрон распада, либо ничего не имеющие, и при этом их масса была $< 240 m_e$ отнесены к μ^- - мезонам. В 7 случаях из 14 наблюден электрон распада.

Для средних значений масс получено соответственно:

$$\bar{m}_{\eta^+} = (312 \pm 24) m_e, \quad (7 \text{ случаев}),$$

$$\bar{m}_{\eta^-} = (287 \pm 13) m_e, \quad (18 \text{ случаев}),$$

$$\bar{m}_{\eta} = (294 \pm 13) m_e, \quad (25 \text{ случаев}),$$

$$\bar{m}_{\mu^+} = (213 \pm 15) m_e, \quad (19 \text{ случаев}),$$

$$\bar{m}_{\mu^-} = (198 \pm 15) m_e, \quad (13 \text{ случаев}),$$

$$\bar{m}_{\mu} = (207 \pm 12) m_e, \quad (32 \text{ случая}).$$

ЧАСТИЦЫ, ОБРАЗОВАННЫЕ В ЭМУЛЬСИИ.

Из тяжелых частиц 47 образованы в эмульсии; из них протонов 29, (в том числе из однолучевых звезд 11), дейтонов - 13 (в том числе из однолучевых звезд - 5), частиц с массой большей массы дейтона - 5.

Кроме этого один из π^- - мезонов образован в 4-х лучевой звезде и 4 μ^+ - мезона возникают при распаде остановившихся η^+ - мезонов. Одна частица "промежуточной" массы образуется в звезде.

ЧАСТИЦЫ "ПРОМЕЖУТОЧНОЙ" МАССЫ.

В 7 случаях масса положительных частиц, определенная по магнитному отклонению и пробегу, оказалась больше массы π^- - мезона и меньше массы протона. В 2-х случаях масса отрицательных частиц оказалась больше массы π^- - мезона.

Все эти случаи были подробно изучены.

Масса частиц дополнительно определялась по рассеянию и пробегу, а также по ионизации и пробегу. Рассеяние измерялось по методу переменной ячейки с использованием схем

$$R_p = 0,5_{\mu} \quad \text{либо} \quad R_{\pi} = 0,5. \quad \text{Ионизация определялась по}$$

плотности разрывов вдоль следа, либо фотометрическим методом. Следы для сравнения выбирались из той же пластинки. Характеристики следов частиц с указанием явлений на остановке приведены в таб. 16. На рис. 41 приведены результаты измерений общей длины разрывов вдоль следов некоторых частиц "промежуточной" массы и следов известных частиц из соответствующих пластинок.

Рассмотрим каждую из пар следов более подробно.

1. Пара 114. (Микропроекция 5).

Частица исходит из звезды $27+0.7$. Пара следов соответствует одной частице. Четыре следа этой же звезды выходят на поверхность, они были продолжены в другую пластинку. Частицы, соответствующие этим следам претерпевают отклонение в магнитном поле. Одна из этих частиц была идентифицирована по магнитному отклонению и ионизации и оказалась отрицательным π^- - мезоном с энергией $\sim 7,5$ Мэв. Значение массы частицы указанное в таблице (метод \mathcal{I}, \mathcal{Z}) было получено путем сравнения плотности разрывов на участке следа из звезды и на следе остановившегося протона с остаточным пробегом $\sim 1725_{\mu}$ из этой же звезды (природа остановившейся частицы была установлена по измерению многократного рассеяния и пробега). Из измерений общей длины разры-

№№	№ пары и пла- стинок.	З н а к заряда	Провод Z _и	Полная длина следа в 2-х пла- сти- нах.	β°	R _{см.}	R _{см.}
----	-----------------------------	----------------------------	--------------------------	---	----	------------------	------------------

1. III, IY 114 + 217 525 5,0° 0,650 7,45

2. III, IY 145 + 234 750 4°30 0,610 7,76

3. X1, XII 181 + 775 1520 6°11 1,225 11,30

4. X1X, XX 150 + 458 742 4°53 0,480 5,64

5. X1X, XX 242 + 452 987 5,0° 0,975 11,20

6. X1X, XX 18 - 123 404 7°6 0,495 4,00

7. XXXYa 52 + 440 825 5°0 0,750 8,60
XXXU 1a

8. IIIa 23 + 385 883 6,0° 0,840 8,85
X1Ya

9. X1a 30 - 296 592 3,0° 0,69 11,8
XIIa

Т а б л и ц а 16.

Значение массы (в m_e)				:Вто- :рич- :ные :про- :дук- :ты.	: g_{min} / 100 μ :	Идентифи- кация.
ρ, z	α, z	γ, z	\bar{m}			
944 \pm 300	770 \pm 300	900 \pm 300	880 \pm 210	-	17	K-мезон
1018 \pm 300 или 1018 \pm 780 если $m = m_{\mu}$	220 \pm 85	$m < m_{\pi}$		релят. части- ца.	17	μ -мезон
946 \pm 215	964 \pm 275	890 \pm 300	930 \pm 190	релят. части- ца.	21	K-мезон
580 \pm 145 или 580 \pm 215 если $m = m_{\pi}$	590 \pm 270	$m < m_{\pi}$	-	серый след части- цы ра- спада	22	распад на лету π - мезона.
1200 \pm 420	710 \pm 270	$m_{\pi} < m < m_p$	955 \pm 250	релят. частица	22	K-мезон
556 \pm 220 или 556 \pm 325 если $m = m_{\pi}$	245 \pm 90	$m = m_{\pi}$	-	3-х лу- чевая звезда	31	π -мезон
870 \pm 365	Измерения γ и α показывают, что следы пары принадлежит различным частицам.			-	31	-
840 \pm 270	1875 \pm 700	$m \sim m_p$	-	-	20	протон
1625 \pm 740	Измерения γ и α вдоль сле- дов пары показывают, что частица имеет противополож- ное направление движения.			-	20	-

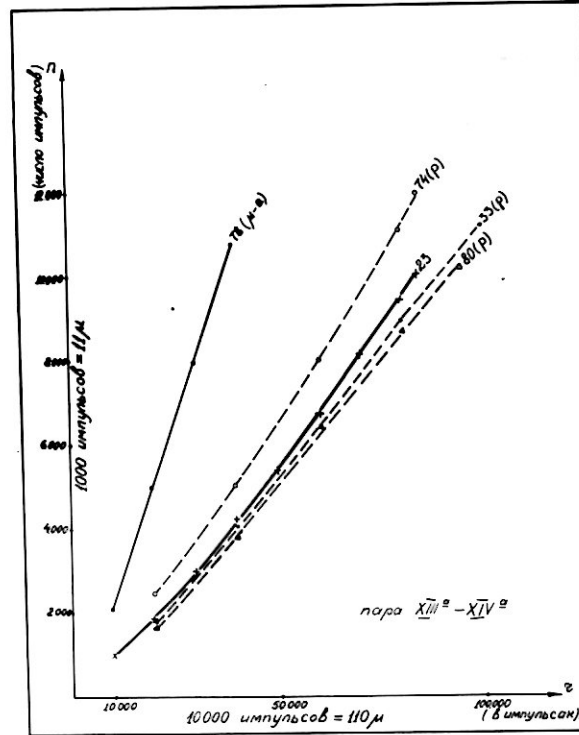
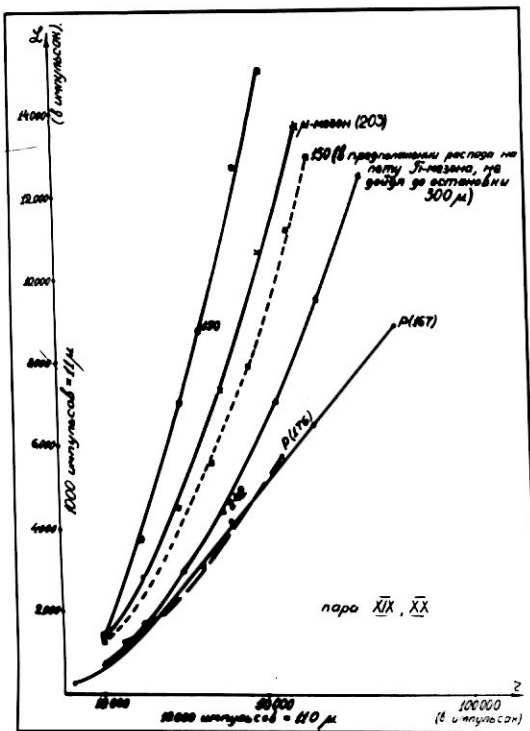
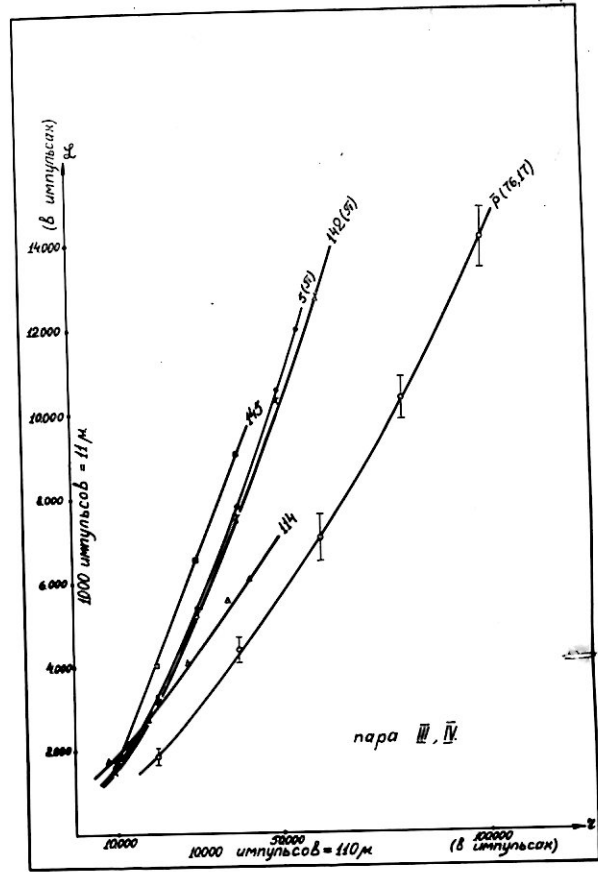
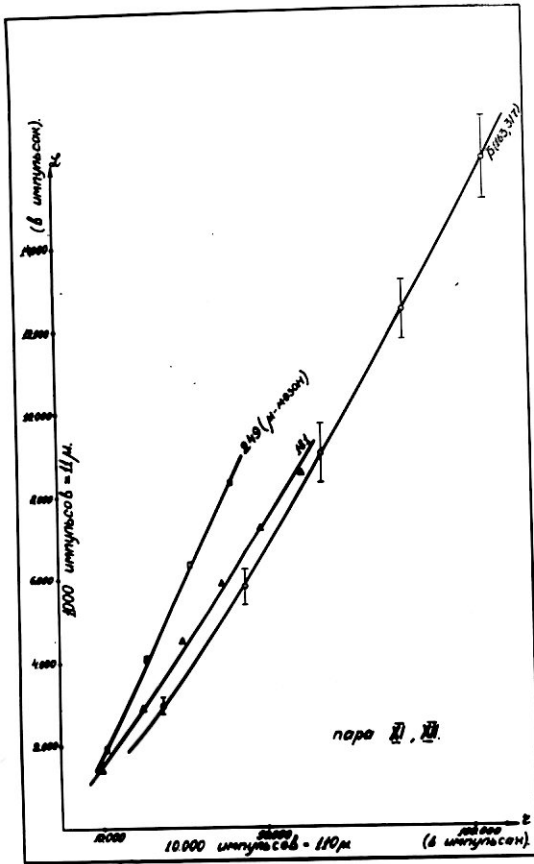


Рис. 41

вов в зависимости от пробега ^{вдоль следов} для данной частицы и нескольких известных частиц из той пластинки, где частица остановилась, следует (рис. 41), что масса рассматриваемой частицы больше массы π - мезона и меньше массы протона. Значения массы, полученное различными методами, находятся в хорошем согласии. Среднее значение массы частицы равно $(880 \pm 210) m_e$. Таким образом, данная частица является тяжелым мезоном. Отсутствие следа вторичной частицы распада обусловлено тем, что на данных пластинках $I_{min} = 17$ зерен/100 μ при повышенной вуали.

2. Пара 145. (Микропроекция 6).

Масса частицы, определенная по рассеянию и пробегу равна $(220 \pm 35) m_e$. Измерение ионизации по общей длине разрывов показывает, что масса частицы меньше m_π (рис. 41). На остановке наблюдается релятивистская частица распада (плотность зерен 12/100 μ). Случай идентифицирован как μ -e распад. Если рассчитать ошибку в определении массы частицы по магнитному отклонению и пробегу в предположении μ -мезона, то получим значение массы $(1018 \pm 780) m_e$.

3. Пара 181. (Микрофотография 7).

Масса частицы, определенная по рассеянию и пробегу равна $(964 \pm 275) m_e$. Относительная ионизация вдоль следа определена фотометрическим методом (см. рис. 41^а) и измерением общей длины разрывов (см. рис. 41). Для определения ионизации использовался след остановившейся частицы длиной 775 μ . (продолжение следа в другой пластинке не рассматривалось,

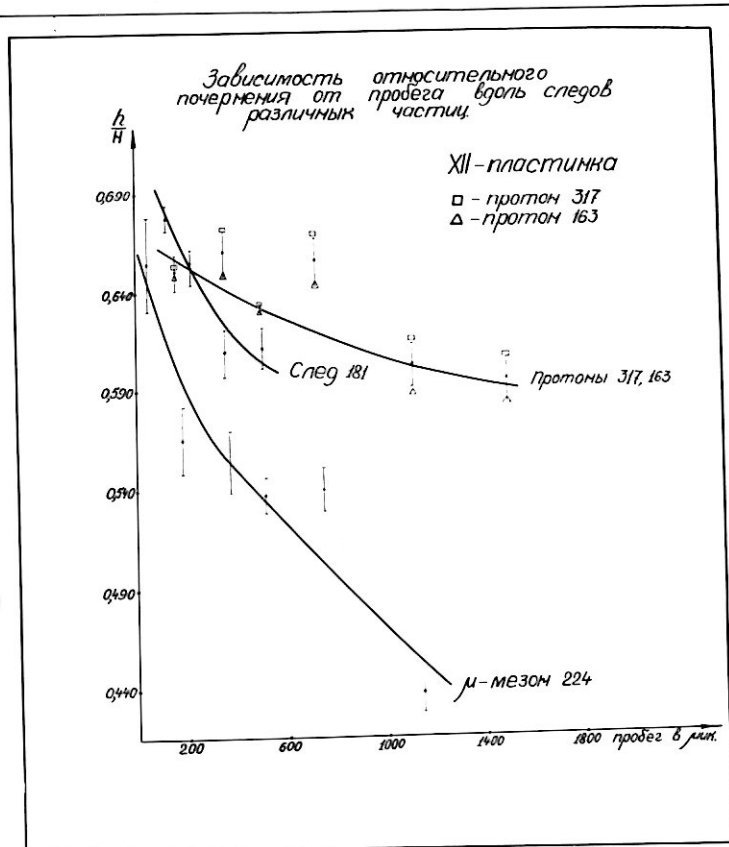


Рис 41^а.

чтобы исключить неодинаковость пластинок).

Оценка массы частицы фотометрическим методом дает

$$(890 \pm 300) m_e.$$

Среднее значение массы частицы $(930 \pm 190) m_e$. Частица идентифицирована как тяжелый мезон.

Остановка первичной частицы расположена на расстоянии 10μ от стекла и если релятивистская вторичная частица вылетала в направлении к стеклу под углом $> 30^\circ$ в проявленной эмульсии, то при плотности следов релятивистских частиц 21 зерно/ 100μ на следе вторичной может быть всего несколько зерен/. Действительно в некотором направлении к стеклу на интервале примерно в 50μ наблюдается 4 зерна. Эти зерна и остановка первичной расположены на одной прямой. Однако, ввиду малого количества зерен на предполагаемом следе вторичной, нельзя утверждать с полной уверенностью, что наблюдаемые зерна принадлежат следу вторичной частицы.

4. Пара 150. (Микропроекция 8).

На остановке частицы наблюдается вторичная частица, распада, длина следа которой 79μ , плотность групп зерен (60 ± 5) на 100μ при плотности зерен на следах релятивистских частиц $22/100 \mu$.

Масса первичной частицы, определенная по рассеянию и пробегу оказалась равной:

$$m = (590 \pm 270) m_e \text{ (только по остановке),}$$

$$m = (447 \pm 150) m_e \text{ (по всему следу).}$$

Измерение относительной ионизации по длине разрывов (рис.41) ^{частицей} показывает, что ионизация, создаваемая первичной, меньше

чем у π - мезона. Таким образом, измерение ионизации противоречит значению массы, полученной по магнитному отклонению и пробегу $(580 \pm 90) m_e$, такая ошибка будет, если масса частицы $580 m_e$ и по рассеянию и пробегу $(590 \pm 270) m_e$.

Так как вопрос о наличии частиц с массой 500-600 является чрезвычайно важным, то случай был дополнительно изучен.

Предположим, что данный случай представляет собой распад π - мезона на леву. Угол между следами π и μ мезона равен $34 \pm 5^\circ$, тогда в зависимости от того при какой скорости распадается π - мезон, будет различной и скорость μ - мезона. В таблице 17 приведены значения скорости и остаточного пробега π - мезона в момент распада и соответствующие величины для μ - мезона (пробег дан в микронах).

Таблица 17.

$z_\pi (v_\pi)$	100	300	500	700	1000
β_π	0,15	0,20	0,24	0,26	0,29
β_μ	0,38	0,411	0,434	0,441	0,467
$z_\mu (v_\mu)$	2200	3000	3700	4000	5000

Плотность зерен на следе вторичной частицы (предполагаемый μ - мезон) равна 60 ± 5 на 100μ . Сравним с плотностью μ - мезона в той же пластинке и определим какому остаточному пробегу μ - мезона соответствует такая плотность следа.

В таблице 18 приведена плотность зерен на следе отрицательного μ - мезона, масса которого по магнитному отклонению и пробегу равна $225 \pm 23 m_e$.

Таблица 18.

$z_{\mu}(\beta_{\mu})$	2750	2650	2550	2450	2350	2250	2150	2050	1950
Плотность зерен на 100 μ	54	60	55	64	61	54	65	65	67

Из этой таблицы следует, что плотности зерен 60 ± 5 для μ - мезона соответствует остаточный пробег $\sim 2500 \pm 500 \mu$. Как следует из таблицы 17, π - мезон должен распасться, не дойдя до остановки $200-300 \mu$, чтобы лять μ - мезон с пробегом $\sim 2500 \mu$.

Если считать, что π - мезон распался, не дойдя до остановки 300μ , то:

1) Ионизация создаваемая первичной частицей согласуется с тем, что это π - мезон.

2) Масса первичной частицы, определенная по рассеянию и пробегу, равна

$$(175 \pm 90) m_e .$$

3) Масса первичной частицы, определенная по магнитному отклонению и пробегу, равна

$$(470 \pm 190) m_e .$$

4) Плотность зерен на следе вторичной частицы согласуется с тем, что эта частица является μ - мезоном.

Исходя из вышеизложенного анализа, данный случай рассматривается как распад π - мезона на лету. Вероятность распада π^+ мезона на лету, не дойдя до остановки 300μ , в

условиях опытов равна 1,5%. Необходимо отметить, что в случае распада или взаимодействия частицы на лету, а не в конце пробега метод α, z будет давать завышенное значение массы, так же, как и метод ρ, z .

5. Пара 242. (Микрофотография 9).

На остановке частицы наблюдается ^{след} вторичной релятивистской частица длиной 75μ (плотность зерен $22,5/100 \mu$; плотность зерен на ^{следах} релятивистских электронах из μ -e распада равна $22/100 \mu$).

Масса первичной частицы, определенная по рассеянию и пробегу (вторые разности были определены по третьим), равна

$$(710 \pm 270) m_e.$$

Зависимость общей длины разрывов ^{вдоль следа} от пробега приведена на рис. 41. Из кривых рис. 41 видно, что масса первичной частицы меньше массы протона и больше массы π - мезона. Среднее значение массы из измерений по магнитному отклонению и пробегу и по рассеянию и пробегу равно $(955 \pm 250) m_e$. Случай идентифицирован как распад тяжелого мезона на одну релятивистскую частицу.

6. Пара 18. (Микропроекция 10).

Останавливаясь, частица образует трехлучевую звезду. Масса частицы, определенная по рассеянию и пробегу равна $245 \pm 90 m_e$. Измерение общей длины разрывов ^{вдоль следа} согласуется с тем, что частица π - мезон. Масса частицы по магнитному отклонению и пробегу определена с большой ошибкой. Случай идентифицирован как захват отрицательного π^- - мезона.

7. Пара 52. (Микропроекция 11).

Вторичных частиц на предполагаемой остановке не наблюдается, хотя плотность зерен на следах релятивистских частиц для данной пары пластинок $31/100 \mu$.

Отсутствие вторичной частицы распада при массе первичной $870^{+190} m_e$ в данных условиях заставило нас провести более подробный анализ данной пары следов. Проведено измерение многократного рассеяния по методу переменной и постоянной ячеек, а также ионизации вдоль следов пары.

Получены следующие результаты:

1) При измерении многократного рассеяния по схеме $\bar{R}_p = 0,5 \mu$, начиная от предполагаемой остановки, вторые разности на 1-й и 2-й частях следа частицы оказались равными:

$$\bar{\bar{R}}_2 = 8,8 \text{ дел.}$$

$$\bar{\bar{R}}'_2 = 7,8 \text{ дел, т.е. примерно совпадают.}$$

Однако $\bar{\bar{R}}_2$, определенные по $\bar{\bar{R}}_3$ значительно отличаются на двух участках следа

$$\bar{\bar{R}}_2 = 4,4^{+1,1} \text{ дел}$$

$$\bar{\bar{R}}'_2 = 11,5^{+2,0} \text{ дел.}$$

Такое большое различие в $\bar{\bar{R}}_2$ на разных участках следа говорит, вероятно о том, что продолжение следа не является истинным, т.е. следы пары принадлежит различным частицам.

2. Измерение многократного рассеяния на интервале 25μ .
Значение вторых разностей:

$$1\text{-я часть следа: } \bar{\bar{R}}_2 = 15,0^{+2,5} \text{ дел.}$$

(на половинах этой части соответственно: 14^{+5} цел и $15^{+3,5}$ дел).

$$2\text{-я часть следа: } \bar{\bar{R}}'_2 = 7,0^{+1,1} \text{ дел.}$$

(на половинах этой части $8,0 \pm 1,8$ и $6,0 \pm 1,8$ дел).

3. Измерение ионизации вдоль следов пары.

Измерялось число и длина разрывов при увеличении 1350 на интервалах 44μ , начиная от предполагаемой остановки.

Результаты приведены на рис. 42. Ход кривых указывает, что, вероятнее всего, 1-я часть следа состоит из следов двух частиц, т.е. мы имеем двухлучевую звезду, а 2-я часть пары принадлежит другой частице.

Совокупность всех данных позволяет считать, что данная пара следов не принадлежит одной частице, т.е. в данном случае мы имеем ложное совпадение.

Вероятность случайного совпадения в условиях опытов меньше 0,5%, т.е. на 276 следов примерно один случай, что и наблюдается.

8. Пара 23. (микропроекция 12).

Зависимость общей длины разрывов от пробега представлена на рис. 41. Как видно из этого рисунка масса частицы порядка протонной.

Значение массы, полученное двумя методами (α, z ; L, z) и отсутствие вторичной частицы распада позволяет считать данную частицу протоном. Вероятность того, что протон будет иметь массу $840 m_e$ (значение полученное по магнитному отклонению и пробегу) в условиях эксперимента ($\bar{m}_p = (1860 \pm 41) m_e$; 120 случаев) равна 0,8%, т.е. на 120 случаев один случай, что и наблюдается.

9. Пара 30. (Микропроекция 13).

На предполагаемой остановке вторичных частиц нет. Знак

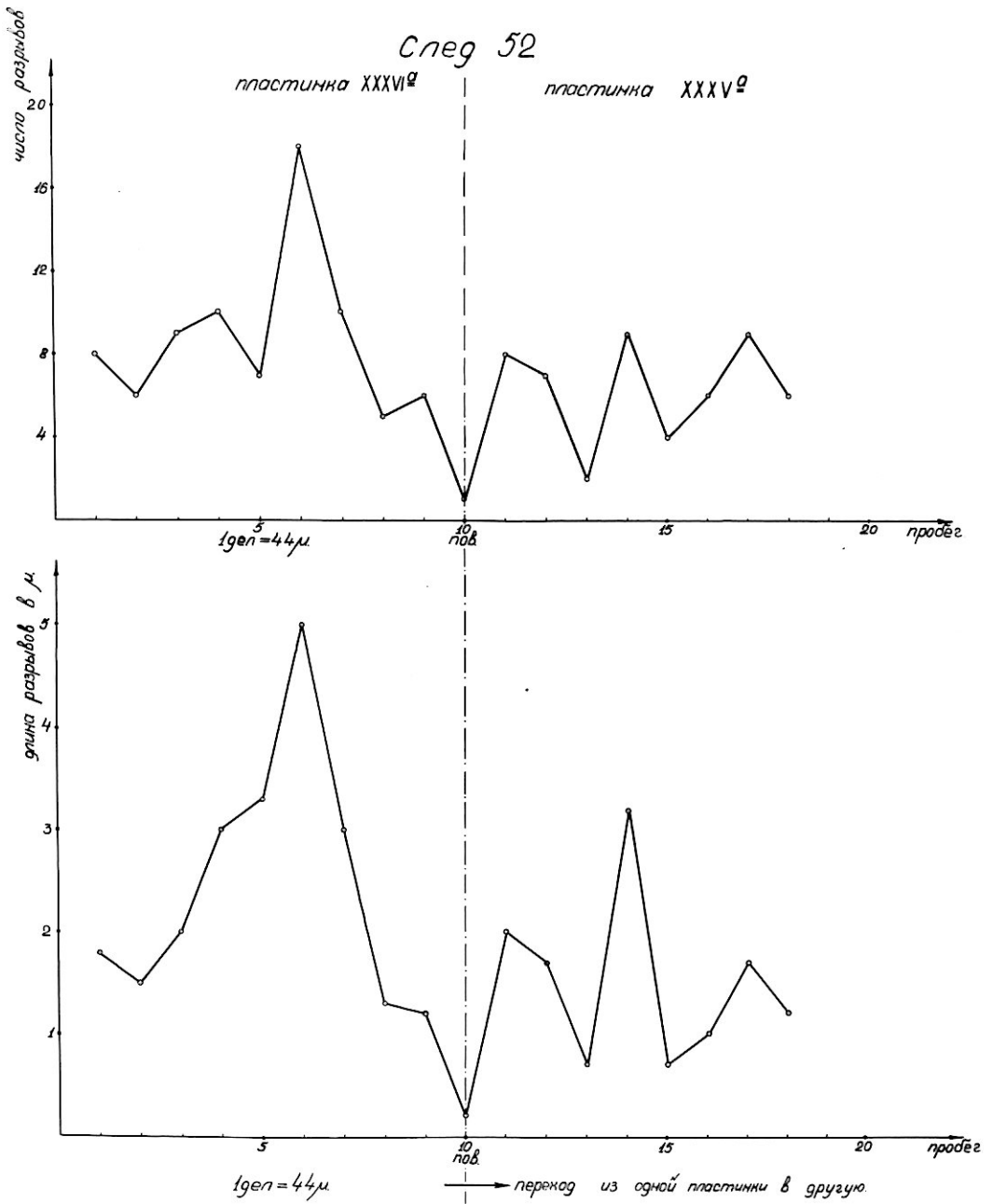


Рис. 42

частицы отрицательный и значение массы, полученное по магнитному отклонению и пробегу, равно $1625 \pm 740 m_e$, близко к протонной. Остановка не является характерной.

Все вышесказанное заставило провести более подробное изучение данной пары следов.

Было произведено измерение многократного рассеяния по методу переменной и постоянной ячейки. Измерения рассеяния по схеме $\bar{D}_p = 0,5 \mu$ на 1-й и 2-й частях следа (начиная от предполагаемой остановки) дают значения \bar{D}_2 соответственно равные:

$$\bar{D}_2 = (0,15 \pm 0,03) \mu ,$$

$$\bar{D}'_2 = (0,73 \pm 0,19) \mu .$$

Такое большое различие в \bar{D}_2 возможно, если направление следа противоположно.

С другой стороны, измерение рассеяния на постоянных интервалах в 25μ дает для вторых разностей соответственно:

$$\bar{D}_2 = (0,44 \pm 0,09) \mu ,$$

$$\bar{D}'_2 = (0,34 \pm 0,11) \mu .$$

В пределах ошибок эти величины равны.

Измерение числа и длины разрывов показывает, что плотность разрывов вдоль всего следа примерно одинакова, даже несколько больше на участке от предполагаемой остановки.

Вышеуказанные измерения позволяют предположить, что направление следа противоположное принятому и предполагаемая остановка в действительности является началом следа. В этом случае знак заряда частицы будет положительным.

Таким образом, из 9 рассмотренных случаев только в 3-х

частицы являются тяжелыми мезонами, причем, все эти частицы положительно заряжены и их масса равна примерно $900-1000 m_e$.

Можно указать на целый ряд причин, приводящих к неправильной оценке массы частицы по магнитному отклонению и пробегу, а именно:

1. Рассеяние в поверхностных слоях фотоэмульсии.
2. Рассеяние в воздушном зазоре.
3. Распад и взаимодействие частиц на лету вблизи остановки.
4. Неправильное определение направления движения частицы (существенно для частиц с $m \approx m_p$).
5. Ложные совпадения (пара следов принадлежит различным частицам).

Суммарное действие всех ошибок приводит к тому, что более половины частиц "промежуточной" массы (6 из 9) идентифицированы ошибочно.

Если бы масса частиц определялась одним из других методов по ионизации и пробегу, или по рассеянию и пробегу, то число ложных "промежуточных" масс было бы значительно больше, так как точность этих методов ниже, чем метода магнитного анализа.

Исходя из вышеприведенного необходимо сделать следующий вывод:

При определении массы заряженных частиц, доля которых относительно всех изучаемых незначительна (порядка нескольких процентов, или меньше) один метод не дает достоверного значения массы и необходимо массу частиц определять несколькими

методами.

Доля частиц различных типов.

В таблице 19 приведено число частиц различных типов, их доля относительно всех наблюдаемых.

Таблица 19.

Тип частицы	Число частиц	Число частиц, возникших в эмульсии	% относительно всех частиц	Примечание
p	124 ± 3	29	45	$\left. \begin{array}{l} 50\% \text{ от числа} \\ \text{частиц} \\ \text{с } m > m_p \end{array} \right\} \begin{array}{l} 27\% \\ 5,3\% \\ 8,2\% \end{array}$
d	56 ± 3	13	20,5 (45% от p)	
t	11 ± 1	3	4 (9% от p)	
$m > m_t$	17 ± 1	2	6 (~13% от p)	
π^+	9 $\overset{208}{\curvearrowright}$	-	3	
π^-	$20 (\pm 1)$	1	7,5	Все испытывают μ -распад, один случай распад на лету.
μ^+	22	4	8	15 образуют звезды.
μ^-	$14 (\pm 1)$	-	5	В 20 случаях наблюден электрон распада.
K^+	3	1	~ 1	В 7 случаях наблюден электрон распада.
$(m \sim 950 m_e)$				В двух случаях наблюдена релятивистская частица распада

Из таблицы видно, что доля положительно-заряженных тяжелых мезонов с массой $\sim 900-1000 m_e$ относительно протонов составляет $2,5 \pm 1,5\%$, относительно π -мезонов $10 \pm 5\%$.

Необходимо отметить наличие большого числа дейтонов. Доля дейтонов относительно протонов равна примерно половине

СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ДРУГИХ АВТОРОВ.

1. О достоверности идентификации индивидуальной частицы.

Из экспериментальных данных настоящей работы следует, что для достоверной идентификации индивидуальной частицы ее масса должна быть определена несколькими методами. Это особенно важно при идентификации редких событий (тяжелые мезоны, новые частицы). Аналогичное *заключение* следует из работ, использующих установки со счетчиками и камерами Вильсона.

В работе [55] выполненной с помощью масспектрометра, при определении массы частиц по импульсу и пробегу оказалось 3 частицы со значениями масс в интервале $450-650 m_e$, однако дополнительное определение массы этих частиц по ионизации и импульсу показало, что эти частицы являются π -мезонами, взаимодействующими на лету.

Использование дополнительного метода определения массы частиц по ионизации и пробегу в установке с масспектрометром позволило значительно повысить достоверность идентификации индивидуальных случаев наблюдения тяжелых мезонов, а также уточнить экспериментальные данные о доле тяжелых мезонов [56].

Необходимо также обратить внимание на тот факт, что в ряде случаев имеет место переоценка точности в определении массы индивидуальной частицы тем или иным методом, что приводит к ошибочным результатам или ненадежным заключениям.

Приведем некоторые примеры. В работе [5], выполненной с по-

мощью фотопластинок получено, что число медленных заряженных частиц с массой $600-1000 m_e$ превышает общее число π и μ -мезонов, что не подтвердилось дальнейшими экспериментами. Ошибочность данного результата обусловлена переоценкой точности в определении массы по счету зерен и пробегу (рассматривались частицы с пробегом $> 200 \mu$). Непосредственное определение массы тяжелых мезонов, образованных космическими лучами и остановившихся в фотопластинках, методами γ , τ либо α , τ приводило к значениям масс в индивидуальных случаях от 600 до $1700 m_e$, причем ошибки в определении массы, указанные авторами, допускали существование тяжелых мезонов с несколькими значениями масс, однако, в настоящее время установлено, что масса всех тяжелых мезонов равна $\sim 965 m_e$, причем, если различие в массах тяжелых мезонов различных типов и существует, то оно меньше 0,5%.

Необходимо также обратить внимание на вопрос о разделении частиц с массой m и $2m$ при различной точности в определении массы.

Пусть средне-квадратичная ошибка в определении массы частицы будет σ и пусть число частиц с массой m равно N_1 , с массой $2m - N_2$, тогда в зависимости от значения σ и соотношения между N_1 и N_2 вероятность перехода частиц с массой m в класс частиц с массой $2m$ и наоборот, будет различной. При одинаковых ошибках в определении массы вероятность перехода частиц с массой $2m$ в разряд частиц со значением массы близкой к m будет значительно больше, чем вероятность перехода частиц с массой m в класс частиц с массой $2m$.

Ниже приведены данные о доле частиц с массой m , для ко-

торых получено значение массы $> 1,5 m$ и доле частиц с массой $2 m$, для которых получено значение массы $< 1,5 m$ при различных значениях σ .

Доля частиц σ в %	10	20	30
частица с массой m появляется как $> 1,5 m$;	0,001% от N_1	1% от N_1	9% от N_1
$2 m$ появляется как $< 1,5 m$;	1,1% от N_2	21,3% от N_2	40% от N_2

В условиях настоящих опытов для случая разделения протонов и дейтронов при определении их массы по магнитному отклонению и пробегу: $N_d = 0,5 N_p$, $\bar{\sigma}_p = 24\%$; $\bar{\sigma}_d = 13\%$

Доля протонов, которые имеют значение массы $> 1,5 m_p$ будет $\sim 2,3\%$ от всех частиц. Доля дейтронов, которые имеют значение массы $< 1,5 m_p$ будет $\sim 1,7\%$ от всех частиц, т.е. если считать протонами частицы со значением массы $< 1,5 m_p$; а дейтонами частицы со значением массы $> 1,5 m_p$, то отношение $\frac{N_d}{N_p}$ истинное очень мало будет отличаться от измеренного. Если бы ошибки $\bar{\sigma}_d$ и $\bar{\sigma}_p$ в % были бы одинаковы, то истинная доля дейтронов при критерии разделения протонов и дейтронов по границе $1,5 m_p$ ($< 1,5 m_p$ - протон; $> 1,5 m_p$ - дейтон) была бы занижена.

2. О ДОЛЕ ТЯЖЕЛЫХ МЕЗОНОВ.

В таблице 23 приложений 5 приведены данные о доле тяжелых мезонов, полученные с помощью фотоэмульсий, камер Вильсона и масспектрометра.

Из анализа данных таблицы 23 приложений 5 следует, что число тяжелых мезонов с массой $\sim 1000 m_e$ в области малых и средних энергий составляет величину порядка 1-5%, относительно протонов и 3-10%, относительно π -мезонов. По данным настоящей работы на высоте 9,5 км положительно заряженные тяжелые мезоны с массой $\sim 1000 m_e$ составляют $2,5 \pm 1,5\%$

от числа протонов, или $10^{\pm 5}\%$ относительно числа π - мезонов.

В работе Франчинетти [6] (высота ~ 3500 м, рассмотрено 360 частиц) для 7 частиц получены значения масс в интервале $m_{\pi} < m < m_p$. По оценкам автора все эти значения масс могут быть обусловлены ошибками эксперимента. Однако, использование одного метода определения массы не позволило автору достоверно идентифицировать частицы "промежуточной" массы в индивидуальных случаях и выделить из 7 наблюдаемых случаев со значениями масс $m_{\pi} < m < m_p$ истинные тяжелые мезоны, что привело бы, вероятно, автора к открытию "K" частиц.

В работе по стопками фотоэмульсий, где не учитывается эффективность регистрации тяжелых мезонов, число тяжелых мезонов относительно π - мезонов составляет $\sim 1\%$, с учетом эффективности (по данным работы [60] эффективность регистрации тяжелых мезонов, с учетом потери первичной и вторичной частиц, составляет 25-30%) $2,5-3\%$ [60].

В области больших энергий [61,62,55] число тяжелых мезонов относительно π - мезонов составляет 15-30%, причем по данным работы [61] $\bar{m}_K = 1200 m_e$, а по данным работы [62] большинство тяжелых мезонов имеет массу $\sim 1450 m_e$. Так как для оставшихся тяжелых мезонов с различными схемами распада масса оказалась примерно одинаковой и равной $966 m_e$, то вопрос о существовании нестабильных частиц с массой 1200, $1450 m_e$ остается открытым.

В работах А.И.Алиханяна и его сотрудников [63,64,56]

сообщалось в наблюдении частиц с массой $\sim 550 m_e$ в спектре заряженных частиц космических лучей.

По данным последней работы [56], выполненной на масс-спектрометре с двумя камерами Вильсона, число частиц с массой $560 \pm 60 m_e$ составляет величину меньшую одного процента от μ -мезонов для одинаковых интервалов пробегов.

В работе [56] наблюдалось 9 отрицательных частиц и 3 положительных.

Предполагаемая схема распада



Время жизни таких частиц $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ сек.

В фотопластинках и стопках фотоэмульсий остановившихся заряженных частиц с массой $500-600 m_e$ не обнаружено. Если предположить, что такие частицы в малой доле существуют и положительные распадаются на медленный π^+ -мезон, а отрицательные взаимодействуют и дают звезды, аналогичные σ -звездам от π^- -мезонов, то обнаружить такие частицы, по вторичным продуктам весьма затруднительно.

По нашему мнению для обнаружения и установления схемы распада частиц с массой $\sim 600 m_e$ можно использовать фотопластинки в магнитном поле. Так как магнитный анализ для медленных заряженных частиц позволяет получить более высокую точность в определении массы чем другие методы, и позволяет определять массу частицы и ее знак независимо от вторичных процессов, то использование метода ρ, z в совокупности с другими методами определения массы остано-

вившихся частиц позволит произвести достоверную идентификацию частиц с массой $\sim 600 m_e$, если они будут обнаружены. Использование фотопластинок также позволит изучить вторичные процессы.

5.3. О ЛОДЕ ЛЕЙТОНОВ.

Метод определения массы по магнитному отклонению и пробегу позволяет надежно разделить тяжелые частицы — протоны, дейтоны, тритоны.

По данным настоящей работы, число лейтонов среди медленных заряженных частиц образованных космическими лучами на высоте $\sim 9,5$ км под слоем свинца 8см, и остановившихся в фотоэмульсии, составляет 45% от числа протонов, число тритонов составляет $\sim 10\%$ от числа протонов. Если рассмотреть частицы, образованные в звездах фотоэмульсии, то для всех пробегов $\frac{N_d}{N_p} = 0,43$ ($E_p > 5$ Мэв, $E_d > 10$ Мэв) для равных энергетических интервалов (с учетом эффективности регистрации протонов и дейтонов различной энергии в предположении одинаковых энергетических спектров) получим следующие данные:

E Мэв	$\frac{N_d}{N_p}$
7,5 - 10	$\sim 0,35$
10 - 15	$\sim 0,50$
15 - 20	$\sim 0,70$

Для частиц образованных вне эмульсии, $\frac{N_d}{N_p} = 0,5$ для всех пробегов (фактически в условиях опыта регистрировались протоны с энергией больше 10 Мэв, дейтоны с энергией боль-

ше 15 Мэв). Для частиц с $E > 15$ Мэв отношение $\frac{N_d}{N_p} = 0,65$. Среди медленных заряженных частиц (масса частиц определена тремя методами), образованных протонами с энергией ~ 460 Мэв, и остановившихся в фотоэмульсии, число дейтонов составляет примерно 50% от числа протонов (регистрировались протоны с $E_p > 5$ Мэв дейтоны с $E_d > 10$ Мэв). Из рассмотрения частиц с пробегом $> 300 \mu$ в этой же серии опытов (масса определена методами α, τ ; N, τ), с учетом эффективности регистрации частиц различных энергий, получено, что $\frac{N_d}{N_p} = 0,6 \pm 0,1$.

Таким образом, из вышеизложенного следует, что дейтоны составляют значительную часть однозарядных частиц, тритоны - малую долю. При увеличении энергии частиц от 5 до 20 Мэв доля дейтонов растет.

В ряде работ [6,67-71] определялась доля дейтонов, или дейтонов и тритонов среди однозарядных частиц в фотоэмульсиях, облученных космическими лучами. Результаты этих работ приведены в таблице 24 приложения 6.

По данным работ [6, 67,68], число дейтонов, остановившихся в фотоэмульсии, составляет 35-50% от числа протонов.

По данным работы [6] (масса частиц определялась методом ρ, τ) $\frac{N_d}{N_p} = 0,33$ для всех частиц (рассматривались частицы с $\tau > 50 \mu$). Для частиц с энергией $E > 5$ Мэв $\frac{N_d}{N_p} = 0,53$, что находится в хорошем согласии с данными настоящей работы. Из сравнения величин $\frac{N_d}{N_p}$ для всех частиц и для частиц с энергией $E > 5$ Мэв следует, что с уменьшением энергии частиц доля дейтонов относительно протонов падает.

В работах [67,68] масса частиц определялась методом α, τ

, вследствие чего ошибки в определении массы были значительно больше, чем при использовании метода ρ, τ и отношение $\frac{N_d}{N_p}$ получено с большой ошибкой, в частности, в работе $\frac{N_d}{N_p} = 0,43 \pm 0,11$.

По данным работ [69-71], где дейтоны и тритоны не разделялись, число дейтонов и тритонов среди однократно заряженных частиц, испущенных из звезд, составляет $\sim 30\%$.

Исходя из теоретического рассмотрения (теория испарения) Лекутер [72] получил примерно такую же цифру, Однако, кажущееся согласие экспериментальных данных с теорией испарения еще не говорит о действительном согласии, так как, если учесть на основании наших экспериментальных данных, что тритоны составляют $\sim 20\%$ от числа дейтонов, то фактически по данным всех работ число дейтонов составляет $\sim 40-50\%$ от числа протонов, а по данным Лекутера должно быть $\sim 20\%$. Кроме этого, по теории испарения число тритонов и дейтонов должно быть примерно одинаковым, что противоречит экспериментальным данным.

Большой выход дейтонов обусловлен вероятно, с одной стороны, тем, что в процессе испарения, как показано в работе Мигдала А.Б. [78] учет взаимодействия нуклонов значительно увеличивает выход дейтонов.

С другой стороны, из рассмотрения угловых и энергетических распределений тяжелых частиц, изученных в настоящей работе, следует, что значительная часть частиц с энергией $E > 10$ Мэв возникает не в процессе испарения, а в результате прямого взаимодействия падающего нуклона с нуклонами ядра *). В этом

*) По данным работы [79] при взаимодействии нуклонов с энергией ~ 400 Мэв по крайней мере от 25 до 40% протонов с низкой энергией ($E < 30$ Мэв) являются частицами непосредственного взаимодействия падающего

случае в образовании дейтронов заметную роль играет прямой «pick-up» процесс [73,74], или вторичный (indirect) «pick-up» процесс [75].

В ряде работ, выполненных на ускорителях, подтверждается существование вышеуказанных процессов. В работе [76], где изучался выход дейтронов и протонов из различных мишеней при облучении их нейтронами с энергией 90 Мэв получено, что в случае углерода частицы, движущиеся в направлении первичного пучка, состоят из:

p - 60%,

d - 36%,

t - 4%.

Если рассмотреть все углы, то для энергий $E_p > 20$ Мэв и $E_d > 27$ Мэв $\frac{Nd}{Np} = 0,29; 0,22; 0,18$ для углерода, меди и свинца соответственно. Данные экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном согласии с теоретическими расчетами прямого «pick-up» процесса [73].

В работе [75] теоретически рассмотрен вторичный процесс образования дейтронов при столкновении нейтронов высокой энергии с ядрами углерода.

При энергиях нейтронов ~ 100 Мэв основную роль играет прямой «pick-up» процесс. При энергиях нейтронов ~ 300 Мэв основную роль играет вторичный «pick-up» процесс. В работе [75] приведены расчетные кривые зависимости полного сечения образования дейтронов при облучении углерода нейтронами от их энергии, а также энергетический спектр дейтронов при энергии падающих нейтронов в 300 Мэв.

Основной особенностью вторичного «pick-up» процесса явля-

ется наличие большого числа дейтонов сравнительно малых энергий в то время как в случае прямого „*pick-up*“ процесса образуются дейтоны в узком энергетическом интервале, равном $8/9 E_0$, где E_0 - энергия падающего нуклона. Надо отметить также, что сечение прямого „*pick-up*“ процесса очень быстро падает с увеличением энергии падающего нуклона (закон E_0^{-6}), для вторичного „*pick-up*“ процесса эта зависимость может быть представлена как E_0^{-1} .

В работе [77] изучен вопрос об образовании дейтонов под большими углами к пучку при облучении различных ядер нейтронами и протонами с энергией ~ 300 Мэв.

Зависимость сечения от атомного номера, энергетические и угловые распределения дейтонов показывают, что процесс, в котором образуются дейтоны, является вторичным „*pick-up*“ процессом.

Большое число дейтонов наблюдается также при энергиях > 50 Мэв.

В работе [90], выполненной на установке с масспектрометром, получено, что на высоте 3200 м под слоем свинца 9 см число дейтонов составляет $\sim 10\%$ от числа протонов для равных пробегов (авторы указывают, что установка регистрировала дейтоны с энергией от 250 Мэв до 450 Мэв). Среди частиц из звезд, образованных космическими лучами в фотоэмульсиях, по данным работы [8] для интервала энергий 50-100 Мэв $\frac{Nd}{Np} = 0,5$; для интервала энергий 100-1000 Мэв $\frac{Nd}{Np} = 0,3$. Сравнительно слабая зависимость доли дейтонов от энергии указывает вероятно на то, что в образовании дейтонов основную роль в данном случае играет

непрямой „*pick-up*“ процесс.

Кроме ^{вторичных} процессов дейтоны и тритоны могут возникать при развале α частиц и многозарядных частиц при слабом взаимодействии с ядрами, в процессе взаимодействия нуклонов в реакции

$P + P \rightarrow \pi + d$, при взаимодействии π - мезонов с ядрами *) и возможно в других процессах.

Количественное сравнение полученных экспериментальных данных о доле дейтонов среди однократно заряженных частиц, образованных как протонами с энергией ~ 460 мэв, так и космическими лучами, с имеющимися теоретическими данными не представляется возможным. С одной стороны, все многообразие процессов в образовании дейтонов теоретически пока не рассмотрено; с другой стороны, вторичный „*pick-up*“ процесс, который, вероятно, в условиях настоящих опытов играет основную роль в образовании дейтонов, теоретически количественно рассмотрен только для легких ядер (в частности, для углерода), в то время как в опытах рассматриваются медленные заряженные частицы, образованные, главным образом, на тяжелых ядрах фотоэмульсии, свинца и железа. Экспериментальные данные также желательно получить в более чистых условиях опытов.

Исходя из вышесказанного следует, что вопрос о доле дейтонов и тритонов среди однократно заряженных частиц, как в экспериментальном, так и в теоретическом отношении требует дальнейших исследований.

*) По данным Беловицкого Г.Б., при взаимодействии π - мезонов с энергией ~ 300 мэв, среди вторичных частиц с энергией > 70 мэв $\frac{Nd}{Np} \sim 30\%$ (частное сообщение). (В данном случае вероятно, имеет место непрямой „*pick-up*“ процесс).

ВЫВОДЫ.

1. Ошибки в определении массы медленных заряженных частиц ($z < 10000 \mu$), остановившихся в фотоэмульсии, по магнитному отклонению и пробегу минимальны по сравнению с методами определения массы по ионизации и пробегу, и по рассеянию и пробегу. Наличие магнитного поля позволяет при этом определить знак заряда частиц.

2. При определении массы остановившихся заряженных частиц по магнитному отклонению и пробегу суммарное действие всех ошибок привело к тому, что более половины частиц (6 из 9), масса которых оказалась "промежуточной" ($m_{\pi} < m < m_p$), идентифицированы неверно.

Если масса медленной заряженной частицы определяется одним из методов — по ионизации и пробегу или по рассеянию и пробегу, то идентификация частиц "промежуточной" массы по природе еще менее надежна. Из анализа экспериментальных данных нашей работы и работ ряда авторов следует, что для достоверной идентификации заряженных частиц, доля которых относительно всех изучаемых ^{частиц} незначительна (порядка нескольких процентов или меньше), масса этих частиц должна быть определена несколькими методами и только при совпадении результатов идентификация индивидуальной частицы будет надежной.

В частности при определении доли тяжелых мезонов или наблюдении частиц необычных масс совершенно необходимо их массу определять несколькими методами.

3. Среди медленных заряженных вторичных частиц ($E < 50$ Мэв), образованных космическими лучами на высоте 9,5 км под слоем свинца в 8 см, частицы различной природы представлены в следующем соотношении:

P	124 ± 3	45%	} Всего 208	60%
d	56 ± 3	20,5%		24%
t	11 ± 1	4%		5,3%
$m > m_t$	17 ± 1	6%		8,3%
π^+	9	3%		
π^-	20 ± 1	7,5%		
μ^+	22	8%		
μ^-	14 ± 1	5%		
K^+	3	1%		

4. На высоте 9,5 км под слоем свинца 8 см среди остановившихся вторичных частиц, образованных космическими лучами, число тяжелых положительно заряженных мезонов с массой $\sim 1000 m_e$ составляет $2,5 \pm 1,5\%$ от числа протонов.

Частиц с массой $\sim 500-600 m_e$ не обнаружено. Исходя из статистического материала, полученного в настоящей работе, следует, что число таких частиц, если они существуют, меньше 1% от числа протонов.

5. Среди медленных заряженных вторичных частиц ($E < 30$ Мэв) образованных протонами с энергией 460 Мэв, частицы различной природы представлены в следующем соотношении.

Тип частиц	Методы определения массы частиц			
	$\rho, z; d, z; N, z.$		α, z и N, z	для $z > 300 \mu$
			число частиц	%
p	27 ± 1	56,3%	118 ± 9	61,5%
d	14 ± 1	29,2%	58 ± 9	30,5%
$m > md$	6	12,5%	8	4,5%
π и μ	1	2%	7	3,5%

6. Из данных по облучению фотопластинок, как протонами с энергией ~ 460 Мэв, так и космическими лучами на высоте $\sim 9,5$ км следует наличие большого числа дейтонов среди медленных заряженных вторичных частиц ($E < 50$ Мэв).

Число дейтонов составляет примерно половину от числа протонов.

В заключение автор выражает свою глубокую благодарность руководителю работы профессору Н.А.Лобротину, профессорам М.Г.Мещерякову и В.П.Джелепову за помощь, оказанную при облучении фотопластинок на синхроциклотроне, лаборантам Е.А.Брик, Е.Ф.Воробьевой, А.С.Каляпиной, М.Ф.Соловьевой, взявшим на себя основной труд по микроскопической обработке фотопластинок, А.Г.Новикову, С.Ф.Постникову, П.П.Шишкову за создание отдельных узлов установки и помощь при ее работе, М.И.Подгорецкому и И.М.Граменицкому за обсуждение работы.

Приложение 1.

ИЗМЕНЕНИЕ В НАПРАВЛЕНИИ СЛЕДА, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ИСКАЖЕНИЯМИ ЭМУЛЬСИИ.

Выразим изменение в направлении следа $\Delta\alpha$, обусловленное искажением эмульсии. Рассмотрим проекцию следа l_0 (рис 43). Пусть $00' = K_{\perp}$ — сдвиг эмульсии в направлении перпендикулярном проекции следа и Δx и Δy сдвиг маркировочных линий в направлении осей Ox и Oy соответственно, тогда $\Delta\alpha = \frac{K_{\perp}}{h \cdot \operatorname{tg} \varphi}$, где h — толщина непроявленной эмульсии, а φ — угол следа с вертикалью к плоскости эмульсии. Так как $K_{\perp} = \Delta x_{\perp} + \Delta y_{\perp}$, а $\Delta x_{\perp} = \Delta x \cdot \operatorname{Sin} \alpha$ и

$$\Delta y_{\perp} = \Delta y \cdot \operatorname{Cos} \alpha, \text{ то}$$
$$\Delta\alpha = \frac{\Delta x \cdot \operatorname{Sin} \alpha + \Delta y \cdot \operatorname{Cos} \alpha}{h \cdot \operatorname{tg} \varphi}$$

предположим, что $\Delta x = \Delta y$, тогда

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta x \cdot \sqrt{2} \cdot \operatorname{Cos}(\alpha - 45^{\circ})}{h \cdot \operatorname{tg} \varphi}$$

Максимальное значение $\Delta\alpha$ получим при $\alpha = 45^{\circ}$.

В таблице 20 приведены значения $\Delta\alpha^{\circ}$ при различных α и φ для случая $\Delta x = 1 \mu$.

Из таблицы видно, что зависимость от α слабая, от φ значительная. Чтобы получить значения $\Delta\alpha$ при $\Delta x = 2, 3, \dots n \mu$, указанные значения $\Delta\alpha$ необходимо увеличить в $2, 3, \dots n$ раз. Так как в условиях опытов $\Delta x \sim 1-3 \mu$ и в подавляющем большинстве случаев φ заключено в интервале $70-85^{\circ}$, то $\Delta\alpha$ для большинства следов $\sim 0,1-0,3^{\circ}$.

Величины Δx и Δy определялись следующим образом:

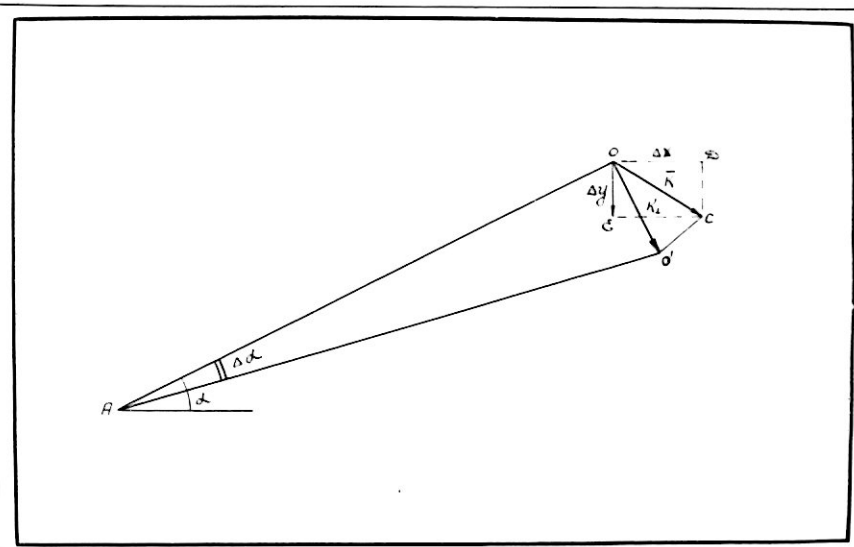


Рис. 43. К определению изменения направления следа, обусловленного искажениями фотоэмульсии.

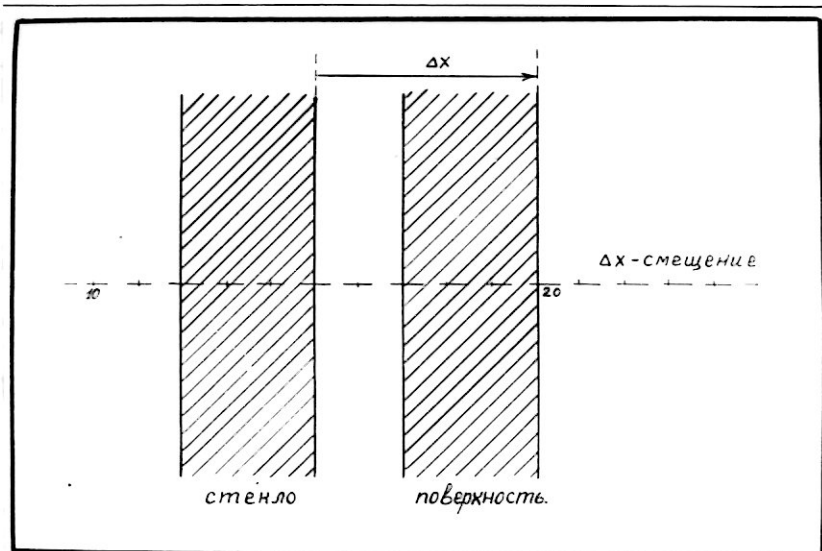


Рис. 44. Сдвиг маркировочных линий, обусловленный искажениями фотоэмульсии.

маркировочные линии рассматривались при увеличении $20^{\times} \times 10^{\times}$.
 1,5. В одном из окуляров находилась шкалка на 100 делений
 (цена деления $\sim 5 \mu$). Измерялось положение маркировочной
 линии (ширина линии - $10-15 \mu$) у стекла и у поверхности
 (рис. 44).

Смещение поверхностных слоев относительно стекла в двух
 взаимноперпендикулярных направлениях и давало значения Δx
 и Δy . Таким образом снималась карта искажений на каждой
 пластинке.

Одна из таких карт с указанием величины Δx и Δy приве-
 дена на рис. 45.

Т а б л и ц а 20 .

$\Delta \alpha^{\circ}$

при $\Delta x = 1 \mu$.

$\alpha^{\circ} \backslash \varphi^{\circ}$	30	45	50	60	70	75	80	85
0 и 90	0,50 ⁰	0,30	0,23	0,17	0,09	0,07	0,09	0,03
10 и 80	0,60	0,35	0,30	0,20	0,10	0,08	0,05	0,03
20 и 70	0,65	0,40	0,30	0,20	0,10	0,08	0,05	0,03
30 и 60 ⁰	0,70	0,40	0,35	0,23	0,13	0,09	0,06	0,035
40 и 50	0,72	0,42	0,36	0,24	0,13	0,10	0,06	0,036
45 ⁰	0,73	0,43	0,37	0,245	0,13	0,10	0,06	0,037

Приложение 2.

БЫСТРЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ИСКАЖЕНИЙ ЭМУЛЬСИИ [47]

Рассматриваются смещения эмульсионных слоев в плоскости эмульсии. Горизонтальное смещение Δ точки, расположенной на глубине z в эмульсии толщины d , может быть представлено следующим образом [47].

$$\Delta = K_1 z/d + K_2 \left(\frac{z}{d}\right)^2 + \dots$$

Первое выражение представляет линейное смещение, которое приводит к тому, что прямой след остается прямым, но изменяет направление в эмульсии (K_1 , искажения). Второе выражение представляет искажение слоев, приводящее к искривлению следа (K_2 искажения).

Члены более высоких порядков вносят малый вклад в искривления следа при толщинах эмульсии, используемых в настоящее время. Обозначим смещение, обусловленное K_2 искажениями, через $\Delta_2 = K_2 \left(\frac{z}{d}\right)^2$.

Рассмотрим, как определяется K_2 .

Предположим, что след частицы в отсутствии искажений занимает положение OZ (рис. 46). В результате K_1 искажения след займет положение OA и в результате K_2 искажения искривится по OB . Тогда отрезок AB представляет собой вектор искажения K_2 по величине и направлению.

Проекция искривленного следа в плоскости стекла есть кривая OB' , проекция OA есть OA' .

Так как поверхность эмульсии параллельна поверхности

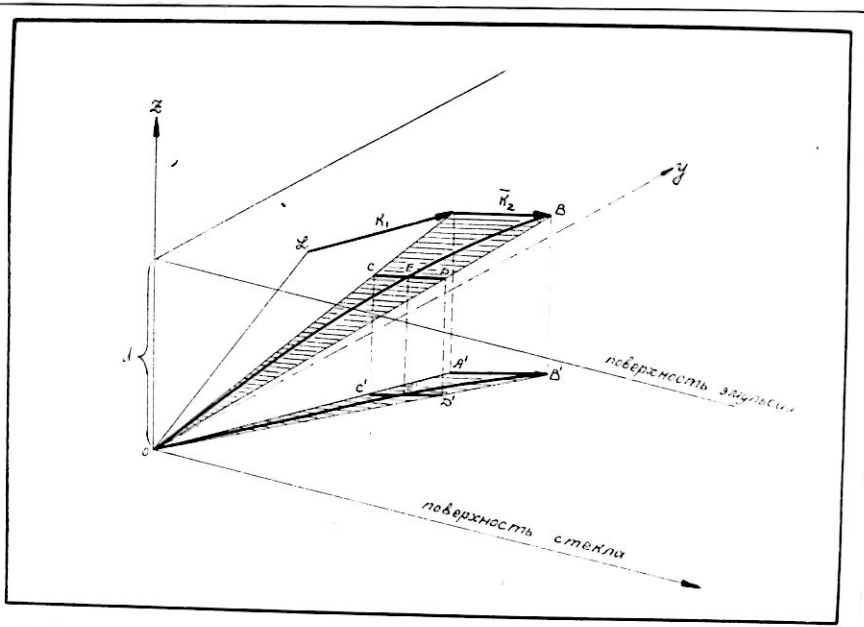


Рис. 46. К методу определения искажений фотоэмульсии.

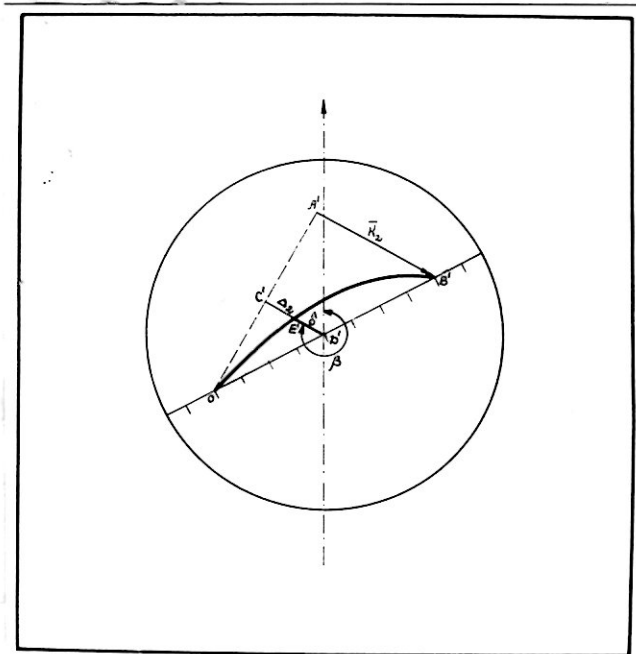


Рис. 47. К измерению искажений фотоэмульсии.

стекла, то

$$K_2 = AB = A'B'$$

В результате искажений K_2 некоторая точка следа C , расположенная на глубине z в эмульсии, сдвинется на Δ_2 , $\Delta_2 = K_2(z/d)^2$ к точке E на искаженном следе.

Обозначим через δ ED ; т.е. $ED = \delta$.

Так как CD параллельна поверхности стекла, то $\Delta_2 = CE = C'E'$ и $\delta = ED = E'D'$, где $C'E'$ и $E'D'$ проекции CE и ED на плоскость стекла. Из подобия $\Delta\Delta$ ($\Delta AOB \sim \Delta C'DD'$ и $\Delta O'B'B \sim \Delta O'D'D'$) получаем:

$$K_2 / (\Delta_2 + \delta) = \frac{d}{z} \quad \text{или}$$

$$K_2(z/d) = \Delta_2 + \delta$$

Так как $\Delta_2 = K_2(z/d)^2$, то

$$K_2(z/d)^2 - K_2(z/d) + \delta = 0 \quad (x)$$

Таким образом K_2 может быть определено путем измерения δ на данной глубине z эмульсии, где δ - расстояние (на глубине z) между точкой следа и хордой, соединяющей концы следа. Оптимальной глубиной z' , на которой необходимо измерять δ между следом и хордой, является то значение, при котором δ является максимальным.

Из уравнения (x) следует, что оптимальное значение

$$z' = \frac{d}{2}$$

Подставляя z' в (x), получим $\delta = K_2/4 = \Delta_2$

Таким образом, измерение δ на глубине $z = \frac{d}{2}$ позволяет легко определить K_2 .

Так как $\delta \parallel K_2$, то направление δ дает направление K_2 . Метод измерения состоит в следующем (рис. 47). След

располагается так, что проекция его хорды лежит как раз около центра шкалы (центр шкалы совпадает с центром поля зрения). \mathcal{D}' - средняя точка хорды, соединяющей концы следа. Шкала вращается вокруг \mathcal{D}' и определяется $E'\mathcal{D}' = \delta$, где E' - точка на следе, расположенная в эмульсии на половине глубины. Направление δ определяется с помощью гониометра. По δ определяется k_2 . Данный метод может быть использован для построения карты искажений фотопластинок. Для измерений выбираются крутые следы быстрых частиц, на которых многократным рассеянием можно пренебречь.

характеристики пар следов и значение β
образованных протонами с энергией E

№ пп.	№ пары	Знак заряда	Остаточный пробег τ_{μ}	Длина продолжения следа (μ)	Проекция пути в зазоре R мм	$\beta = \alpha - \alpha_1$ °	ρ см
1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.
1.	1	+	642	258	12,75	$2^{\circ}30^1$	29,2
2.	2	+	284	775	24,29	$6^{\circ}50^1$	20,38
3.	7	+	232	413	23,60	$12^{\circ},0$	11,30
4.	12	+	149	42	7,3	$4^{\circ},0$	10,52
5.	13	+	421	1005	21,18	$5^{\circ}15^1$	24,23
6.	14	+	191	362	13,29	$4^{\circ}50^1$	15,23
7.	15	+	316	479	15,05	$3^{\circ}10^1$	29,43
8.	16	+	281	549	13,91	$6^{\circ},0$	13,30
9.	17	+	458	385	12,57	$4^{\circ}25^1$	16,37
10.	19	+	283	400	8,94	$3^{\circ}59^1$	12,81
11.	20	+	848	900	22,26	$7^{\circ}10^1$	17,81
12.	21	+	316	311	11,27	$5^{\circ}30^1$	12,83
13.	26	+	209	474	11,8	$4^{\circ}32^1$	15,02
14.	28	+	446	585	16,51	$5^{\circ}33^1$	15,68
15.	30	+	711	287	9,5	$3^{\circ}10^1$	17,10
16.	53	+	255	292	8,9	$3^{\circ}31^1$	18,40
17.	57	+	181	239	8,0	$2^{\circ}45^1$	16,70
18.	63	+	218	343	13,10	$5^{\circ}10^1$	13,97
19.	64	+	125	383	9,60	$3^{\circ}31^1$	15,70
20.	65	+	88	275	7,8	$3^{\circ}30^1$	12,3

масса вторичных заряженных частиц,
энергией ~ 400 Мэв .

масса частиц				Природа частицы	Примечание.
m (в м.е.) ρ, Z	$\frac{\Delta m}{m} \%$ ρ, Z	m (в м.е.) ρ, Z	m (в м.е.) ρ, Z		
9.	10.	11.	12.	13.	14.
3887	20%	1,43	2,16	d	Из 4-х лучевой звезды
3208	10	1,83	1,72	d	Из 6-ти лучевой звезды.
1515	34	1,10	1,06	p	Из 4-х лучевой звезды.
1747	34	1,10	-	p	Из 3-х лучевой звезды
3500	13	1,97	1,88	d	
2554	27	0,63	0,69	p	
5388	21	2,51	4,16	t	
1784	16	0,86	1,14	p	
1974	17	0,88	0,64	p	
1717	26	1,12	1,43	p	
1692	10	1,05	1,10	p	Из 4-х лучевой звезды.
1626	16	0,9	1,41	p	
2309	27	0,93	0,755	p	
1860	13	0,99	1,2	p	
1799	17	0,9	1,48	p	
3076	34	0,78	0,78	p	
3010	40	-	-	d	
2069	27	1,85	0,808	p	
3200	34	3,15	2,0	d	
2800	42	-	-	p или d	

1.:	2.:	3.:	4.:	5.:	6.:	7.:	8.:	9.:	10.:
21.	60	+	1515	622	20,7	4 ⁰ 30 ¹	26,3	2300	8
22.	82	+	598	422	28,3	5 ⁰ 13 ¹	31,2	4298	9
23.	83	+	246	269	7,98	5 ⁰ 18 ¹	8,9	1133	27
24.	85	+	261	41,7	10,41	4 ⁰ 23 ¹	13,66	1879	26
25.	88	+	167	293	9,00	1 ⁰ 35 ¹	32,2	7900	35
26.	93	+	295	376	10,33	4 ⁰ 4 ¹	14,56	2016	26
27.	94	+	310	32,5	16,73	4 ⁰ 38 ¹	20,69	3207	21
28.	103	+	339	330	12,06	2 ⁰ 25 ¹	15,71	2022	32
29.	114	+	130	268	7,6	5 ⁰ 0	9,0	1467	27
30.	116	+	97	183	9,4	4 ⁰ 28 ¹	12,0	2500	34
31.	135	+	332	1339	13,20	5 ⁰ 35 ¹	13,59	1728	15
32.	148	+	426	1349	21,46	4 ⁰ 26 ¹	27,7	4000	17
33.	156	+	324	123	9,315	1 ⁰ 51 ¹	29,0	5100	28
34.	158	+	275	278	8,4	2 ⁰ 21 ¹	20,0	3350	35
35.	172	+	324	252	9,98	2 ⁰ 48 ¹	22,0	3500	25
36.	175	+	167	303	8,295	3 ⁰ 7 ¹	15,3	2570	34
37.	188	+	143	339	10,96	3 ⁰ 48 ¹	18,8	3950	35
38.	192	+	390	617	19,89	7 ⁰ 45	14,8	1800	9
39.	196	+	264	560	11,74	5 ⁰ 15 ¹	12,8	1740	19
40.	198	+	352	138	20,0	5 ⁰ 22 ¹	21,0	2970	15
41.	209	+	208	252	9,0	2 ⁰ 38 ¹	19,0	3500	42
42.	212	+	104	421	11,19	3 ⁰ 53 ¹	16,0	3700	34
43.	216	+	408	352	11,84	5 ⁰ 47 ¹	11,7	1300	13
44.	227	+	352	616	21,45	4 ⁰ 25 ¹	27,7	4400	14
45.	230	+	343	334	10,58	3 ⁰ 58 ¹	15,3	2026	17
46.	250	+	140	340	11,0	2 ⁰ 54 ¹	21,6	4700	40
47.	96	+	250	173	6,6	3 ⁰ 46 ¹	10,0	1353	28
48.	131	+	218	200	5,94	2 ⁰ 52 ¹	11,8	1800	34
49.	1	+	190	417	11,46	21 ⁰ 30 ¹	3,0	261	14

	11. :	12. :	13. :	14. :
	1,20	0,881	p	
	1,47	1,59	d	Из 4-х лучевой звезды.
	1,35	1,39	p	
	1,45	-	p	
	-	-	$m > m_d$	Из 3-х лучевой звезды.
	0,86	0,84	p	
	1,61	1,556	d	Из 2-х лучевой звезды.
	1,20	1,425	p	
	-	-	p	
	-	-	p	Из 5-ти лучевой звезды.
	0,67	1,034	p	
	2,73	2,5	d или t	
	5	5,233	d	Из 4-х луч. звезды, если считать, что $\lambda = 2$, то $m_{\lambda} = 7500 m_e$.
	1,0	0,909	p	
	2,19	~2,0	d	
	2,19	~3,0	d	
	1,94	2,4	d	
	2,21	1,283	p	
	1,28	1,057	p	
	1,96	2,085	d	
	1,79	0,366	d	Из 4-х лучевой звезды. Вдоль следа имеются изломы.
	1,47	~2	d	
	0,99	1,55	p	
	1,50	1,603	d	
	1,32	0,889	p	
	3,98	-	d	Из 5-ти луч. зв., если $\lambda = 2$, то $m_{\lambda} = 7000$
	1,18	-	p	
	1,89	0,572	p	
	0,1	0,084	μ	Из π -м распада

П р и л о ж е н и е 4.

Т А Б Л И Ц А 22.

Характеристики легких мезонов, образованных
космическими лучами на высоте ~ 9,5 км.

№ № п/п	№ пласти- нок и пары	Знак заряда	Про- бег Z_{μ}	$\beta \approx \Delta - \Delta'$	$\rho_{см.}$	m (в m_e)	Веро- ятная ошиб- ка в массе (в m_e)	Явления на оста- новке	Иденти- фикация
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
<u>II-1У.</u>									
1.	117	-	194	6,1 ⁰	1,12	222	57	3-х лучевая звезда	π
2.	82	+	245	8,8	3,78	393	70	π - μ - распад	π
3.	41	+	532	8,4	4,78	349	52	π - μ - распад	π
4.	275	-	426	11,1	4,14	298	36	однолучевая звезда	π
5.	5	-	650	14,0	4,14	252	17	блоб	
6.	142	+	695	11,8	4,46	277	34	π - μ - распад	π
7.	164	+	270	6,8	2,36	224	67	μ - e - распад	μ
8.	104	+	204	6,5	1,42	224	63	μ - e - распад	μ
9.	11	-	157	14,0	2,01	220	32	μ - e - распад	μ
10.	204	+	138	16,3	1,20	105	17	-	μ
<u>1-II</u>									
11.	68	-	577	6,4	4,30	331	60	блоб	π
12.	1 ^a	+	2822	8,4	7,55	322	16	π - μ - e распад	π
13.	1	+	228	4,7	2,21	422 [*])	160	π - μ - распад	π
14.	3	+	269	10,9	3,27	263	45	μ - e - распад	μ

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
15.	176	+	628	17,6	4,00	242	19	μ -e-распад	μ
16.	279	+	87	13,7	1,17	156	28	μ -e-распад	μ
17.	2	+	236	6,6	2,52	236	85	μ -e-распад	μ
18.	4	+	327	27,8	3,13	214	11	μ -e-распад	μ
<u>XXXV^aII-XXXV^aIII</u>									
19.	18	-	257	7,6	3,32	330	53	однолучевая звезда	π
<u>XI-XII</u>									
20.	238	-	153	4,7	2,57	485 ^{ж)} 160		2-х лучевая звезда	π
21.	250	-	230	7,04	1,64	250	45	4-х лучевая звезда	π
22.	66	-	134	6,0	2,39	306	98	блоб	π
23.	157	+	387	7,5	3,43	282	65	μ -e-распад	μ
24.	224	-	1440	24,4	5,20	236	14	-	π или μ
25.	249	-	440	16,4	3,00	208	19	μ -e-распад	μ
26.	3	-	794	14,7	4,00	220	18	-	μ
27.	25	-	338	16,1	2,30	150	14	-	μ
28.	106.	-	398	7,3	2,53	201	42	блоб	μ
29.	142	-	295	7,0	3,36	354	85	μ -e-распад	μ
<u>XIX-XX</u>									
30.	69	-	541	19,7	3,60	216	16	3-х лучевая звезда	π
31.	119	-	394	9,8	3,47	290	40	однолучевая звезда	π
32.	174	-	172	8,1	3,04	286	62	2-х лучевая звезда	π
33.	245	-	218	5,4	2,41	254	85	однолучевая звезда	π

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
34.	52	+	148	5,3	2,69	403	150	μ -e-распад	μ
35.	82	+	541	27,2	2,54	139	7	μ -e-распад	μ
36.	186	-	235	9,6	1,08	105	30	-	μ
37.	203	-	1214	14,3	4,70	225	15	-	μ
<u>XXXУ^a-XXУ1^a</u>									
38.	97	+	119	7,8	1,47	248	72	π - μ -распад	π
39.	70	-	1297	17,3	6,02	312	15	3-х лучевая звезда	π
40.	18	-	123	7,1	4,00	556 ^{ж)}	200	3-х лучевая звезда	π
41.	28	-	401	13,9	4,92	388	47	3-х лучевая звезда	π
42.	24	+	149	13,9	3,0	332	50	π - μ -распад	π
43.	97	+	277	16,6	2,94	241	23	μ -e-распад	μ
44.	64	-	416	11,7	2,06	140	26	-	μ
45.	106	+	302	7,0	2,79	276	60	μ -e-распад	μ
46.	7	-	224	10,7	2,37	202	37	μ -e-распад	μ
47.	8	+	255	11,6	1,83	113	24	μ -e-распад	μ
48.	37	-	216	12,2	1,51	106	50	-	μ
<u>X1^a-XII^a</u>									
49.	62	-	505	18,0	4,79	335	30	4-х лучевая звезда	π
50.	18	-	280	11,0	3,25	295	35	однолучевая звезда	π
51.	10	+	227	13,4	2,60	220	31	μ -e-распад	μ
52.	13	+	579	12,7	3,90	249	21	μ -e-распад	μ
53.	34	+	595	23,0	4,14	254	18	-	μ

54.	53	-	175	19,0	0,91	86 ^{ж)}	30	μ -e-распад μ
	<u>XIII^a-XIV^a</u>							
55.	10	-	194	11,1	1,47	152	24	4-х лучевая звезда π
56.	11	+	204	7,4	1,08	187	34	μ -e-распад μ
57.	76	+	230	5,0	4,24	531 ^{ж)}	230	μ -e-распад μ
58.	78	+	358	18,5	1,93	120	24	μ -e-распад μ
59.	81	+	185	5,0	1,49	334 ^{ж)}	70	μ -e-распад μ
60.	84	+	248	11,6	1,93	165	26	μ -e-распад μ
	<u>15-16</u>							
61.	142	-	231	8,1	2,55	249	52	- π
62.	202	-	134	5,7	1,54	408	120	2-х лучевая звезда π
63.	201	-	159	11,8	1,97	201	25	μ -e-распад μ

-ж) Случай исключен при определении среднего значения массы мезонов.

Приложение 5.

Таблица 23.

Доля тяжелых мезонов в различных условиях опытов.

№ № п/п	Метод и интервал энергий	Высо- та	Фильтр над установ- кой	Результаты эксперимен- тов	Доля частиц %				
					$m \sim 1000 m_e$	$m \sim 550 m_e$			
1	2	3	4	5	6				
1. [8]	Фотопластин- ки в магнит- ном поле НИКФИ Р 200 μ E < 50 Мэв	9,5 км	Всм Рв	P 124 \pm 3	45%	$\frac{N_{K^+}}{N_P} = 2,5 \pm 1,5$	Не обна- руже- но Если суще- ству- ют, то их доля < 1,0% от числ про- тона		
				d 56 \pm 3	20,3%				
				m > m _d 28	10,2%				
				π^+ 9	3,2%				
				π^- 20 \pm 1	7,3%				
				μ^+ 22	8,0%				
				μ^- 14 \pm 1	5,0%				
				K^+ 3	~1,0%				
								$\frac{N_{K^+}}{N_{\pi^-}} = 10 \pm 5,0$	
2. [6]	Фотопластин- ки в магнитном поле. Ильфорд \mathcal{U}_5 E < 30 Мэв.	3350 м	-	P 168	48 \pm 4	Все частицы промежуточ- ной массы отнесены к ошибкам эк- спериментов. Верхняя граница числа ча- стиц 1% от P или 3% от π и μ .			
				d 55	16 \pm 2				
				m > m _d 39	11 \pm 2				
				π^+ 14	14 \pm 1				
				π^- 19 \pm 4	5,4 \pm 2				
				μ^+ 30	8,5 \pm 1,5				
				μ^- 28 \pm 4	8,0 \pm 2,4				
				частиц с $m_s < m < m_p$ 6 положит. 1 отрицат. (без вторичных)					

1	2	3	4	5	6	
3. [7]	<p>Фотопластинки в магнитном поле.</p> <p>Ильфорд C_2, мезоны с $E < 10$ Мэв</p>	27км	Fe	π^+ +21 π^- -15 μ^+ +33 μ^- -10	-	
4. [58]	<p>Стопки фотоэмульсий. Ильфорд ψ_5.</p> <p>$E < 50$ Мэв</p>	24-27км		<p>В $118,5 \text{ см}^3$ эмульсии наблюдаются</p> π^\pm - 5052 κ - 25 Σ - 9 Σ' - 3	$\frac{N_\kappa}{N_\pi} = 0,5\%$ $\frac{N_\Sigma}{N_\pi} = 0,2\%$	
5. [59]	<p>Стопки фотоэмульсий Ильфорд ψ_5.</p>	24-27км		$p+d+t$ 1200 π 40 κ 5	$\frac{N_\kappa}{N_\pi} = 12,5\%$ $\frac{N_\kappa}{N_p} = 0,6\%$	
6. [60]	<p>Стопки фотоэмульсий Ильфорд ψ_5.</p>	24-27км		<p>В 70 см^3</p> π^+ - 1750 π^- - 1340 κ - 12 Σ - 7 Σ' - 3 κ^- - 6	$\frac{N_\kappa}{N_\pi} = 2,5-3\%$	
7. [5]	<p>Фотопластинки чувствит. к Р 40-50 Мэв</p> <p>$E < 20$ Мэв</p> <p>Исследовались частицы с пробегом $> 200 \mu$</p> <p>Масса определялась по счету зерен и пробегу.</p>	3860м		p - 91 μ - 9 π - 8 $\lambda (650-700)_{me}$ - 15 $\kappa (950-1000)_{me}$ - 28	$\frac{N_\kappa}{N_\pi} \approx 300\%$ $\frac{N_\lambda}{N_\pi} \approx 200\%$	

1	2	3	4	5	6
8. [61]	Фотопластинки Ильфорт φ_5 Частицы из звезд с $n_s \approx 1$ $0,5 < \beta < 0,85c$	Стратосфера.	$P - 164$ $\mathcal{F} - 129$ $d - 9$ $K - 20$ $(\bar{m}_k \approx 1200 m_e)$ 1 частица с $m_z = (520 \pm 60) m_e$	$\frac{N_k}{N_p} = 12\%$ $\frac{N_k}{N_p} = 16\%$	$\frac{N_k}{N_p} < 1\%$ Если эти частицы образуются в ливнях, вызванных протонами с $E > 2$ Вэв.
9. [62]	Стопка фотоэмульсий Ильфорт φ_5 Частицы из звезд с $n_s \approx 3$ $0,5c < \beta < 0,85c$	Стратосфера	Рассматривались следы длиной 4-14 см $P - 85$ $d - 5$ $K_m \approx 1450 m_e - 9$ $K_m \approx 970 m_e - 2$	$\frac{N_k}{N_p} = 20\%$	Не наблюдались
10. [3]	Масспектрометр. Определение массы частиц по P и τ .	3200м	100г/см ² P6		Число частиц с $m > 300$ $\sim 15\%$ от числа установленных протонных тех же пробегов.
11. [63]	Масспектрометр. Для $m \sim 1000 m_e$ $E - 70-200$ Мэв Для протонов $E - 100-250$ Мэв	3200м	9см	Приводится детальный спектр мезонов с массами $600-1000 m_e$ по 116 частицам. Импульсы частиц $2,8-4,8 \cdot 10^8$ эв/с, пробеги 12-24 см.	В спектре разделяется 2 группы частиц $m = 950 \pm 110 m_e$ $m = 580 \pm 70 m_e$ Интенсивность одной группы отрицательная

12 [64] Масспектрометр.
 Под магнитом камера Вильсона с пластинками Pb.
 Масса определялась по
 1) p, z.
 2) d, z.

3200m

9 см Pb

Тип частиц
 Остаточный пробег в см
 Число частиц

	от	до	
$m_k \approx 700 m_e$	0	1,5	12
	1,5	2,5	13
	2,5	3,5	23
	3,5	4,5	9
$m_z < 700 m_e$	0	1,5	4
	1,5	2,5	4
	2,5	3,5	16
	3,5	4,5	6
мезоны	3,5	4,5	167
мезоны с импульс.	-	-	104
$2,8-4,8 \cdot 10^8$ эв/с			
протоны	2,5	3,5	191
— " —	3,5	4,5	115

$\frac{N_k}{N_p} = 5\%$

$\frac{N_{k^+}}{N_p} = 2,5\%$

$\frac{N_{k^+}}{N_p} = 5\%$

13. [56] Масспектрометр с двумя камерами Вильсона (над и под магнитом).

3200m

Из звезд, возникших в свинцовых пластинах верхней камеры, наблюдаются частицы \bar{p}, k^{\pm}, p, d

Частицы, приходящие извне, состоят из p, μ , малого количества d и слабой группы частиц
 $m = 560^{+60} m_e$.

$\frac{N_e}{N_p} = 8\%$

$\frac{N_{k^+}}{N_e} = 7\%$

$\frac{N_{560}}{N_{\mu}} < 1\%$

для тех же инвертированных ловлов пробогов.

1	2	3	4	5	6	
14.	[65] 2 камеры Вильсона (одна в магнитном поле).			1950-1951 P-81, π , μ -33 K-6 (4^+)		
	Масса определяется по P и τ	3250м		8см Pв $m_K \approx 1000 m_e$		$\frac{N_{K^+}}{N_{\pi}} = 6+4\%$
	Серия опытов 1950-1951 г.г. τ 10,4-22,4 г/см ² .			1952 P-63 π -23 μ -8 K-5 (все+)		$\frac{N_K}{N_P} = 12^{\pm} 7\%$
	1952г. τ 8,4-21,4 г/см ² что соответств. для $m \sim 1000 m_e$ E 97-137 Мэв.			Наблюдена одна частица с массой 525-50 - 570+85 m_e (вторичная-позитрон) частица идентифицирована как π - мезон		с учетом светосил.

15.	[55] Масспектрометр с 4-х слойным пропорциональным счетчиком.	уровень моря	5см Pв	Полное число частиц		$\frac{N_K}{N_{\pi}} = 30\%$
	Масса определяется по (P, τ и τ , τ).		10см Pв	Полное число частиц		$\frac{N_K}{N_{\pi}} = 16\%$
				С пробегом 0,7-12см		$\frac{N_K}{N_P} = 2,5$
				С пробегом 0,2-6см Pв		$\frac{N_K}{N_{\pi}} = 40\%$
				В области импульсов 7-12.10 ⁹ эв/с число K- мезонов в несколько раз больше числа π - мезонов.		$\frac{N_K}{N_P} = 1\%$ $\frac{N_K}{N_{\pi}} = 5,5$ $\frac{N_K}{N_{\pi}} = 2\%$ $\frac{N_K}{N_P} = 0,6$

*) Значение возможно завышено из-за большой ошибки в светосиле.

1	2	3	4	5	6
---	---	---	---	---	---

[66]
16. Камера Вильсона - 3250м
сона с пластинками.

$$\frac{N_{\mu}}{N_{\pi}} \approx \frac{1}{70}$$

[57]
17. 2 камеры Вильсона:
В одной определяется
ионизация, в другой - пробег

Мягкая компонента
из 36 частиц
P-11

54-105 m_e - 4
135-364 m_e - 10
465-649 m_e - 7
($\bar{m} = 592 m_e$).

Изучено 36 частиц мягкой 300м
компоненты
с $z < 2,5$ мм
и 12 частиц жесткой ком-
поненты.

Из-за больших ошибок в ионизации или пробеге 4 частицы не идентифицированы.

Авторы заключают, что в мягкой компоненте присутствует частицы с массой ~100 m_e
~600 m_e

Жесткая компонента.

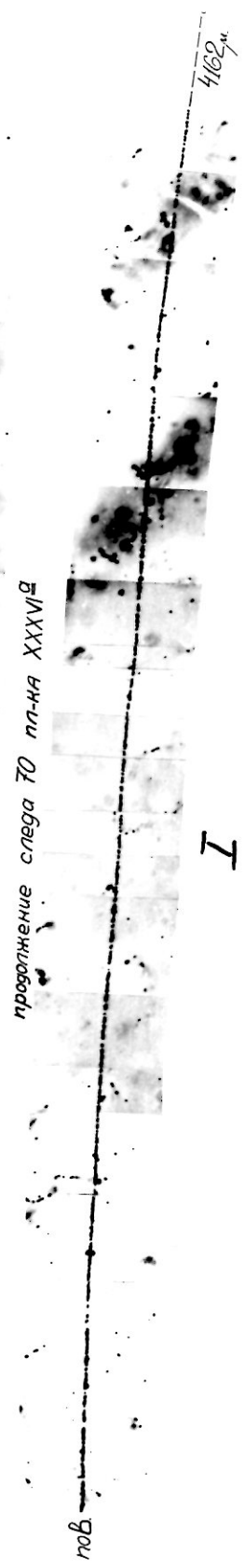
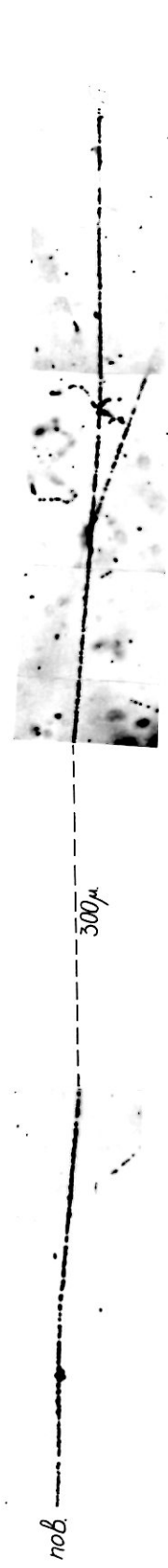
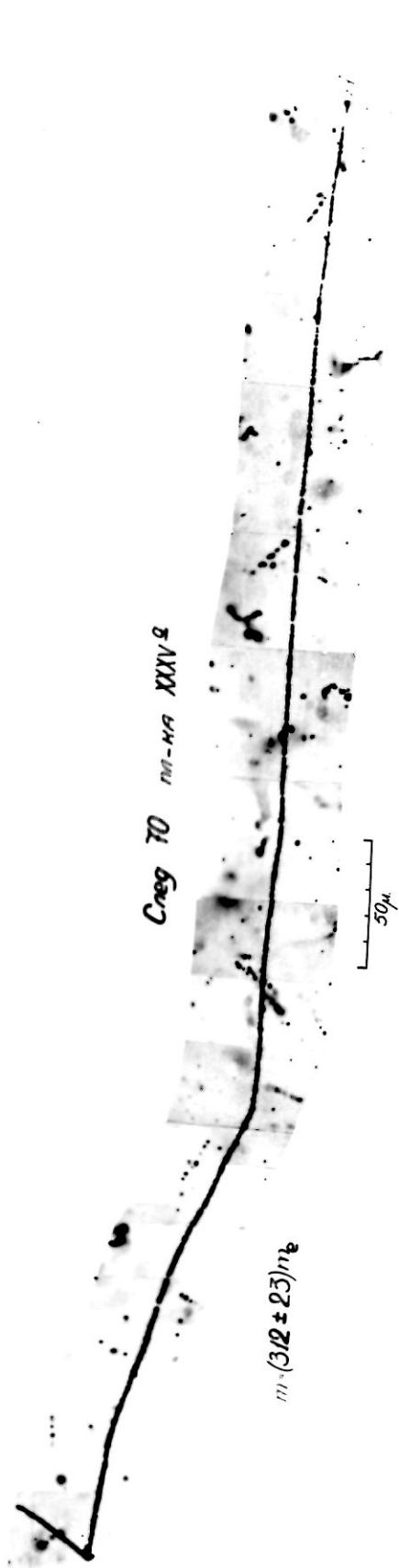
30см P β {
Из T2:
μ - 6
2 частицы не идентифицированы из-за большой ошибки в ионизации или пробеге.

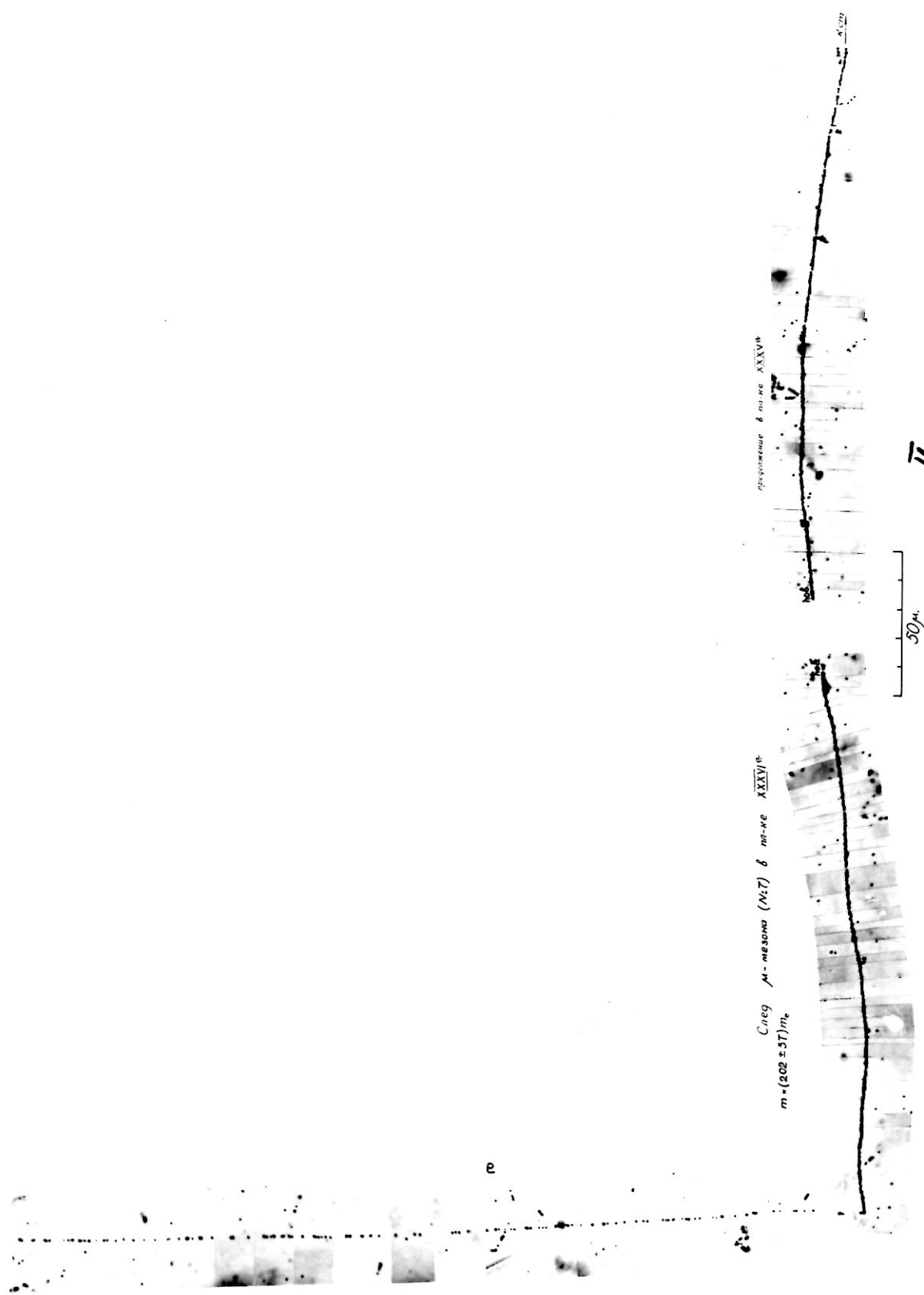
Т а б л и ц а 24.

Доля дейтонов относительно протонов в различных условиях опытов.

№ п/п	Условия облучения и методы определения массы частиц	Высо-та	число частиц.			Общее число изученных частиц
			P	d	$\frac{d}{P}$	
1	2	3	4	5	6	7
1. ^[31] ж)	<p>Фотопластинки Ильфорд C_2, 100μ облучены протонами с энергией 460 Мэв в магнитном поле. Методы определения массы частиц: $\rho, \tau; d; \tau; N, \tau$ $E < 20$ Мэв.</p>	-	27	14	$\sim 0,5$	48
2. ^[31] ж)	<p>Фотопластинки Ильфорд C_2 облучены протонами с энергией 460 Мэв. Масса определялась по $\alpha, \tau; N, \tau$ $\tau > 300 \mu$ $E < 30$ Мэв</p>	-	118	58	$\sim 0,5$	191
3. ^[31] ж)	<p>Фотопластинки НИКФИ P 200μ в магнитном поле, под слоем свинца 8 см. Масса определялась по ρ, τ. $E < 50$ Мэв</p>	9,5 км	124	56	0,45	276
4. ^[6]	<p>Фотопластинки Ильфорд № 14 50 ; 100 ; 200 ; Колак в магнитном поле Масса определялась по ρ, τ $E < 20$ Мэв.</p>	3350 м	168	55	0,33	360
					<p>Для одной серии измерений $\frac{P}{d} = 0,4$ для всех пробегов, $\frac{P}{d} = 0,53$ для интервала энергий 5-15 Мэв</p>	150
ж) Данные настоящей работы.						

1	2	3	4	5	6	7
5. [68]	Фотопластинки Ильфорд ψ_5 Слепы из звезд длиной $> 3\text{мм}$. Метод определения массы - \mathcal{J} , α .	- 21км	ρ $50 < E < 100\text{МэВ}$ 56%	$d+t$ 100МэВ 29% ~0,5		700
			$E > 100\text{ МэВ}$ 50%	18% ~0,3		
			$E > 1000\text{ МэВ}$ 23%	3% ~0,11		
6. [67]	Фотопластинки Ильфорд ψ_5 метод определения массы α, τ ,	3500м	70+8%	30+8%	0,43	
7. [68]	Фотопластинки Агфа метод определения массы α, τ . $\tau > 300\text{м}$ $E_d < 30\text{ МэВ}$ $E_p < 23\text{ МэВ}$	3000м	70%	30%	0,43	293
8. [69]	Фотопластинки Ильфорд C_2 $E < 50\text{ МэВ}$	3450м		$\frac{d+t}{p+d+t} \approx 0,25$		
9. [70]	Фотопластинки Ильфорд C_2 и B_2 Частицы из звезд метод определения массы - \mathcal{J} , τ .	3500м 4400м		$\frac{d+t}{p+d+t} \approx 0,3$		
10. [71]	Фотопластинки $15 < E < 50\text{ МэВ}$ метод определения массы - α, τ .			$\frac{d+t}{p+d+t}$ $0,2 \pm 0,08$ для звезд с $n_h < 7$ $0,43 \pm 0,15$ для звезд с $n_h > 7$		





След μ-мезона (N:7) δ m-ке XXXV/c

След μ-мезона (N:7) δ m-ке XXXV/c

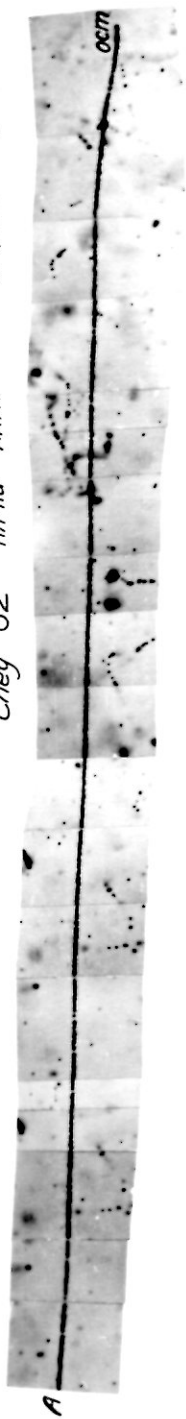
$m = (202 \pm 37)m_e$

50 μ

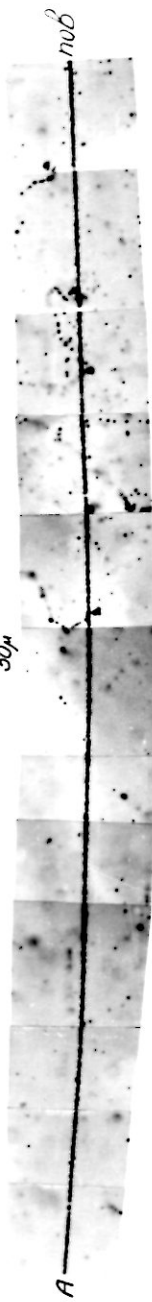
II

B

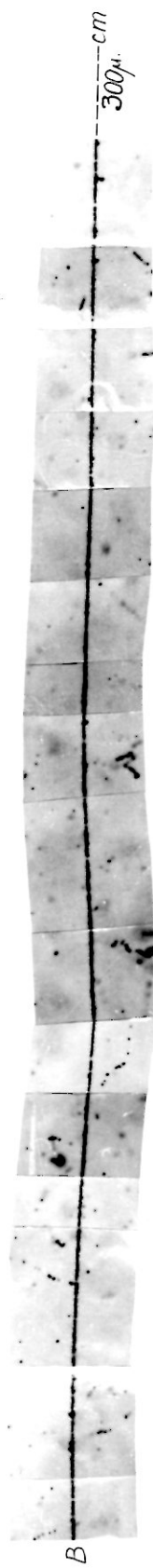
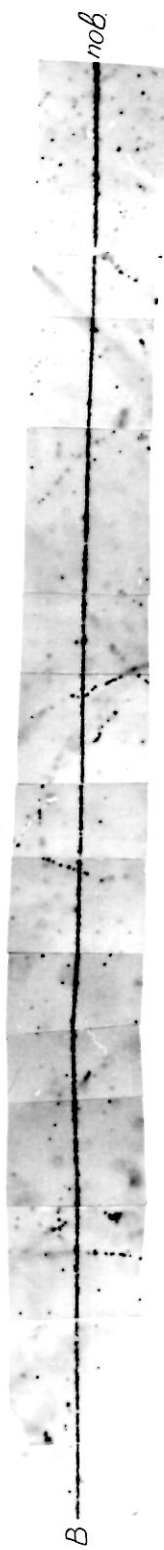
След 62 пл-на XXXV^д $m = (30,70 \pm 315) \text{ м}$



50μ



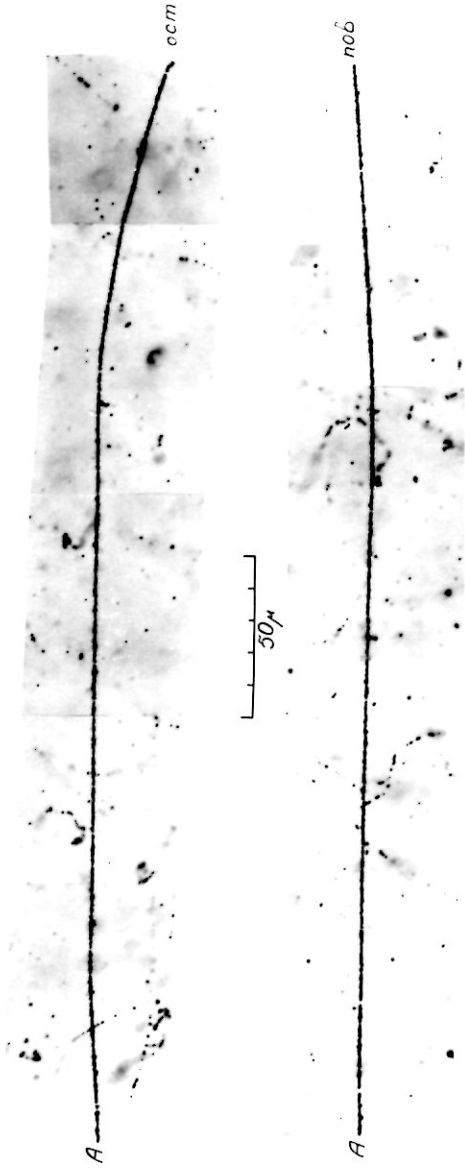
продолжение следа 62 пл-на XXXV^д



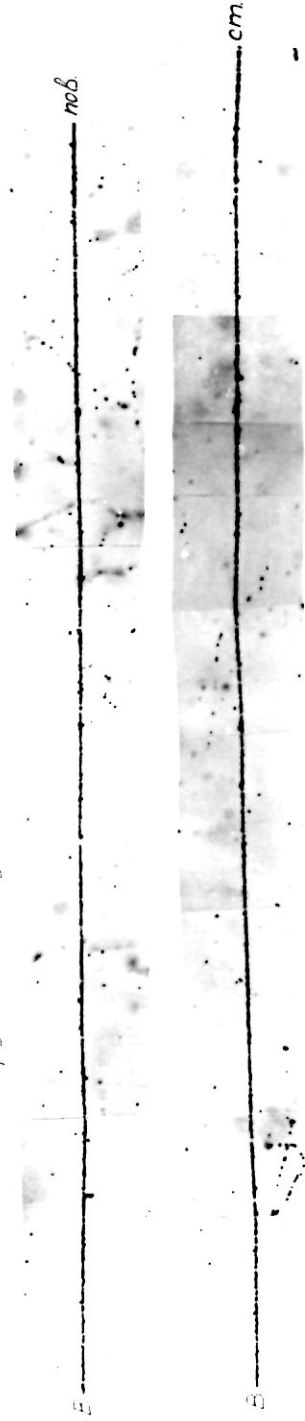
III

Снег 69 лл-ка XXV^а

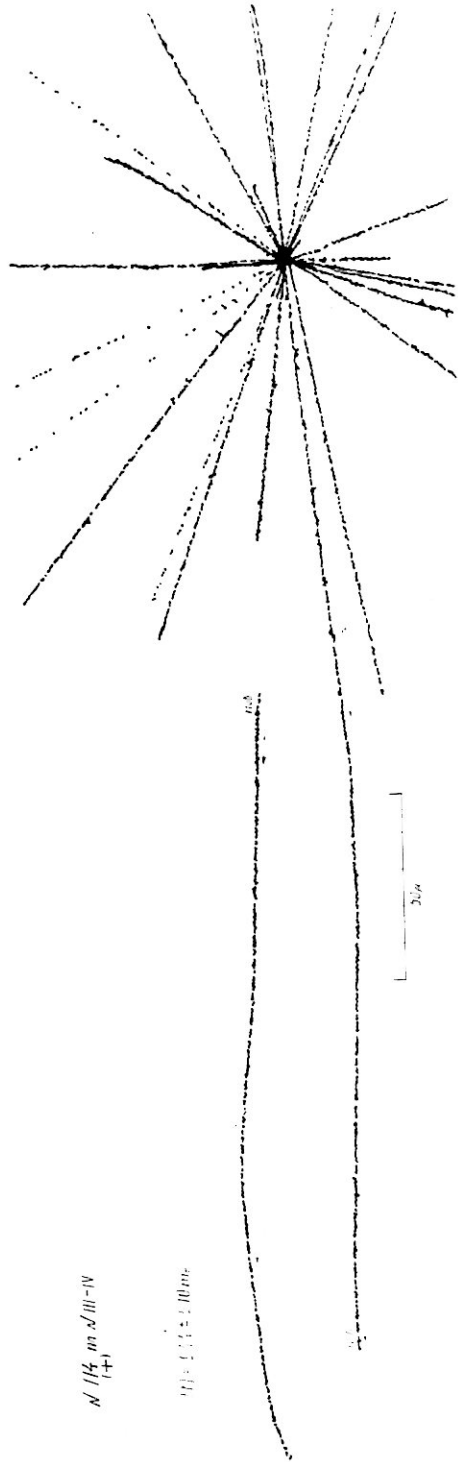
$m = (1852 \pm 250) m_e$



презржение снег 69 лл-ка XXXVI^а



IV



N 1/4 m. N III-IV
(+)

100 μ

30 μ

17

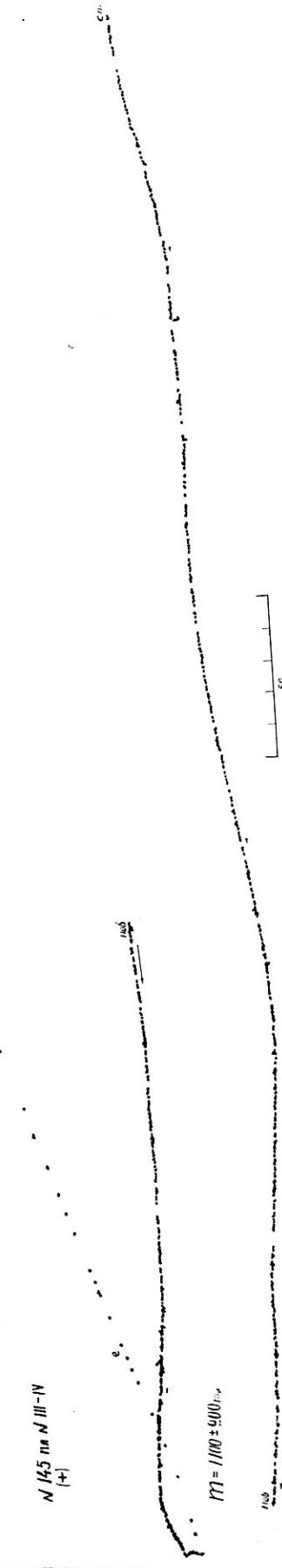
N 145 na N III - IV
(+)

177 = 1100 ± 900¹⁰⁰

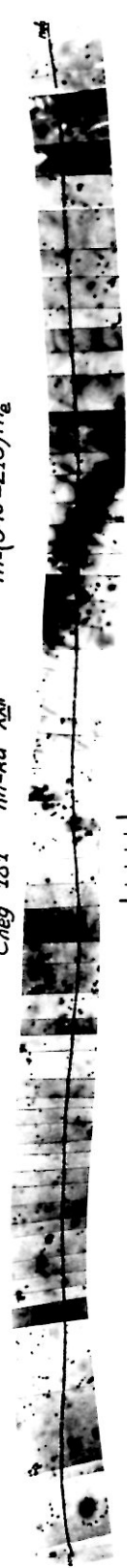
1100



VI



След 181 пл-ка XIII $m = (946 \pm 215) m_e$



50μ

продолжение следа 181 пл-ка IX



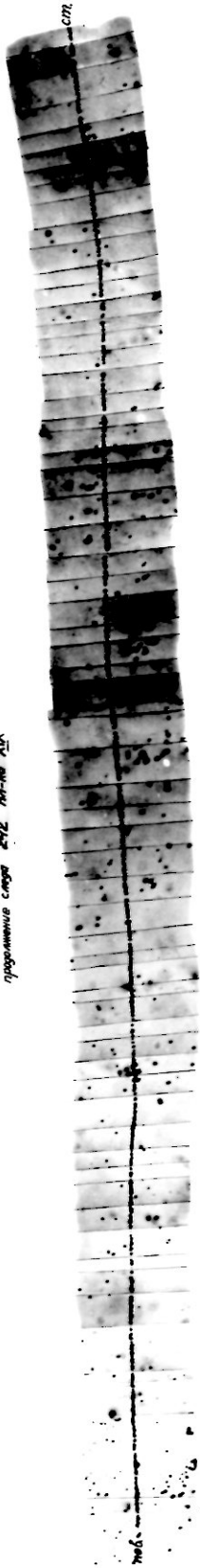
№ 159, 161, 162-XX
(4)

171 = 5,80 = 14,5 м.



VIII

программные карты 242 м-ва XIX



Сисг 242 м-ва XIX m-(200+40)гг



50г

X



X

200



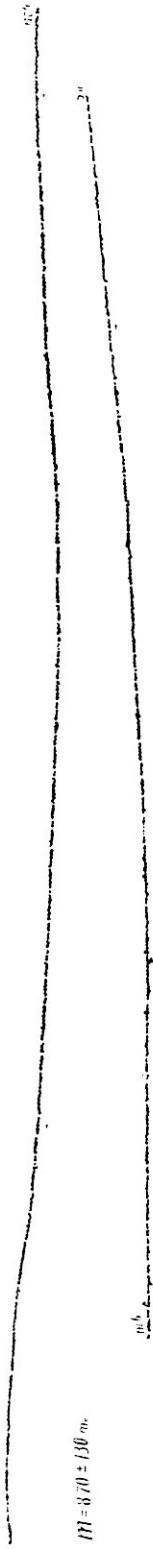
100

1/18 on 1/1111 - 1111

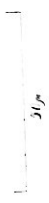
1111 1/1111 - 1111



17 59 13 N XXXX-XXXX
(+)

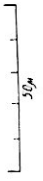


III = 870 ± 150 m.



IX

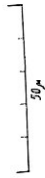
N. 9 } in. d XIII - XIV



XII

N 30 m N XI' - XII'
(-)

111 = 10 60 ± 500 m.



XIII

Литература

1. Алиханян А.И., Алиханов А.И., Вайсенберг А.О., Journ.Phys.USSR, 11,97,1947.
2. Алиханян А.И., Алиханов А.И., Никитин С.Я., Journ.Phys.USSR, 9,167,1945.
3. Алиханов А.И., Алиханян А.И., ЖЭТФ, 21,1023,1951.
4. ЖЭТФ, 21, вып.9, 1951.
5. Алиханян А.И., Самойлович Д.М., Гуревич И.И., Бабаян Х.П., Герасимова Р.И., ЖЭТФ, 19,614,1949.
6. Franzinetti C., Phil.Mag., 41,86,1950.
7. Barbour J., Phys.Rev., 78,518,1950.
8. Camerini U., Fowler P.H., Lock W.O., Muirhead H., Phil.Mag., 41,413,1950.
9. Powell C.F., Rep.Progr.Phys., 13,350,1950; *перевод*: УИИ, 45, 15, 1951.
10. Powell C.F., Posenblum S., Nature, 161,473,1948.
11. Goldschmidt-Clermont G., Merlin M., Nuovo Cimento, 7,220,1950.
12. Barkas W.H., Bishop H.S., Bradner and Smith, Phys.Rev., 77,462,1950.
13. Merlin M., Vitale B., Goldschmidt-Clermont G., Nuovo Cimento, IX, 421,1952.
14. Bethe H.A., Phys.Rev., 70,821,1946.
15. Scott W.T., Phys.Rev., 76,212,1949.
16. Goldschmidt-Clermont Y., King D.T., Muirhead H., Ritson D.M., Proc.Phys.Soc., 61,183,1948.
17. Dilworth C.C., Nature, 162,102,1948.
18. Hoang T.F., Suppl.Nuovo Cimento, I, N3, 186, 1955.
19. Hodgson P.E., Phil.Mag., 41,725,1950.
20. Renardier M., Moucharafieh H., Morand M., Compt.Rend.Ac.Sci., 231,848,1950.
21. Renardier M., Avignon Y., Compt.Rend., 233,393,1951.

22. Kayas G., Suppl.Nuovo Cimento,1,N3,200,1955.
23. Baroni G.,Castagnoli C., Suppl.Nuovo Cimento,XII,364,1954.
24. Ritson D.M., Phys.Rev.,91,1572,1953.
25. Menon M.,O'Ceallaigh C., Proc.Roy.Soc.,A221,310,1954.
26. Della Corte M., Nuovo Cimento,XII,28,1954.
27. Kayas G.,Morellet D., Compt.Rend.Ac.Sci.,234,1359,1952;
Journ.Phys.et Rad.,14,353,1953.
28. Van Rossum L., Anal.de Phys.,10,643,1955.
29. Morellet D., Suppl.Nuovo Cimento,1,N3,209,1955.
30. Ceccarelli M.,Zorn G.T., Phil.Mag.,43,356,1952.
31. Friesen S.,Kristiansson K., Nature,166,686,1950.
32. Kristiansson K., Phil.Mag.,44,268,1953.
33. Friesen S.,Stigmark L., Ark.för Fys.,8,121,1954.
34. Friesen S., Ark.för Fys.,8,305,1954.
35. Demers P.,Mathieu R., Canad.Journ.Phys.,31,97,1952.
36. Marboux C.,Morellet D., Compt.Rend.Ac.Sci.,238,1793,1954.
37. Goldschmidt-Clermont Y., Nuovo Cimento,VII,331,1950.
38. Fowler P.H., Phil.Mag.,41,163,1950; nepebo - YMH,43,54,1951.
39. Biswas S.,George E.C.,Peters B., Proc.Ind.Acad.Sci.,38,418,1953.
40. Dilworth C.,Goldsack S.J.,Hirschberg L., Nuovo Cimento,XI,113,
1954.
41. Holtebekk T.,Ssachen N.,Sörensen S.O., Phil.Mag.,44,1037,1953.
42. Menon M.G.K.,O'Ceallaigh C.,Rochat O., Phil.Mag.,42,932,1951.
43. Levi Setti R., Suppl.Nuovo Cimento,XI,207,1954.
44. Gottstein K., Nuovo Cimento,12,619,1954.
45. Cosyns M.,Vanderhaeghe G., Bull.Centre,Phys.Nucl.Univ.,Libre
Bruxelles,N15,1950.
46. Caulton M., Rev.Sci.Instr.,24,569,1953.
47. Major J.V., Brit.Journ.Appl.Phys.,3,309,1952.

48. Biswas S., George E.C., Peters B., Swamy M.S., Suppl. Nuovo Cimento, XII, 369, 1954.
49. Barbour J., Rev. Sci. Instr., 20, 530, 1949.
50. Такибаев Ж.С., Шахворостов В.Н., ЖЭТФ, 26, 507, 1954.
51. Tenneht R.M., Journ. Sci. Instr., 30, 89, 1953.
52. Захарьевский А.П., Интерферометры, 1952.
53. Беловицкий Г.Е., Головин В.Н., Сухов Л.В., ПТЭ, №1, 102, 1956.
54. Osborne , Phys. Rev., 81, 239, 1951.
55. Любимов В.А., Елисеев Г.П., Космачевский В.К., Изв. АН СССР, XIX, 720, 1955.
56. Алиханян А.И. Тезисы доклада на Всесоюзной Конференции по физике частиц высоких энергий 14-22 мая, 1956 г., Москва.
Алиханян А.И., Шостакович Н.В., Дадаян А.Т., Федоров В.М., Дерягин Б.Н., ЖЭТФ, 31, 955, 1957.
57. Inoki M., Yasaki T., Matsukawa Y., Phys. Rev., 95, 1565, 1954.
58. Amaldi E., Fabri E., Hoang, Lock W.O., Scarci L., Touscher B., Vitale B., Suppl. Nuovo Cimento, XII, 419, 1954.
59. Powell C.F., Suppl. Nuovo Cimento, XI, 165, 1954.
60. Baldo M., Belliboni G., Ceccarelli M., Grilli M., Sechi B., Vitale B., Zorn G.T., Nuovo Cimento, I, 1180, 1955.
61. Daniel R.D., Perkins D.H., Proc. Roy. Soc., 221, 351, 1954.
62. Fowler P.H., Perkins D.H., Suppl. Nuovo Cimento, XII, 236, 1954.
63. Алиханян А.И., Дадаян А., Шостакович Н.В., ДАН СССР, 82, 693, 1952.
64. Алиханян А., Харитонов В., ДАН СССР, 85, 295, 1952.
65. Козодаев Ш.С., Филиппов А.И., Изв. АН СССР, XIX, 711, 1955.
66. Bridge H., Nuovo Cimento, 1, 874, 1955.
67. Holtebeck T., Sachsen N., Sörensen S.O., Phil. Mag., 44, 1037, 1953.
68. Ланиус /ГДР/, Доклад на одном из семинаров на Конференции по частицам высокой энергии, Москва, 14-22 мая 1956 г.
69. Page N., Proc. Phys. Soc., 63A, 250, 1950.
70. Harding J.B., Lattimore S., Perkins D.H., Proc. Roy. Soc., 196A, 325, 1949.

71. Progress in Cosmic Ray Physics, 49, 1952.
72. Le Couteur K.J., Proc. Phys. Soc., A63, 259, 498, 1950.
73. Chew G.F., Goldberger M.L., Phys. Rev., 77, 470, 1950.
74. Heidmann J., Phys. Rev., 80, 171, 1950.
75. Bransden B.H., Proc. Phys. Soc., A65, 738, 1952.
76. Hadley J., York H., Phys. Rev., 80, 345, 1950.
77. Wilmot N. Hess, Burton J. Moyer, Phys. Rev., 101, 337, 1956.
78. Мигдал А.Б., ЖЭТФ, 28, 3, 1955.
79. Bernardini, Booth, Lindenbaum, Phys. Rev., 85, 826, 1952.
80. Алиханян А.И., Марикиан Г.А., ДАН СССР, 87, 191, 1952.
81. Третьякова М.И., ЖЭТФ, 32, 1280, 1957.
82. Войковский Б.А., Галактионов А.И., Третьякова М.И., ПТЭ
/в печати/
83. Войковский Б.А., Галактионов А.И., Третьякова М.И., Чудаков А.Е.,
ПТЭ /в печати/

О г л а в л е н и е.

	Стр.
В в е д е н и е	2
<u>Глава 1.</u> Методы определения массы заряженных частиц, зарегистрированных в толстослойных фотоэмульсиях.....	8
1. Определение массы по магнитному отклонению и пробегу.....	9
2. Определение массы по ионизации и остаточному пробегу	16
1. Плотность зерен-пробег.....	19
2. Плотность разрывов-пробег.....	20
3. Фотометрирование-пробег.....	23
4. Источники ошибок и точность в определении массы.....	25
3. Определение массы по рассеянию и пробегу. Рассеяние-пробег	32
1. Метод постоянной ячейки.....	34
2. Метод переменной ячейки.....	35
3. Источники ошибок.....	38
<u>Глава II.</u> Постановка эксперимента и обработка экспериментального материала.	43
1. Определение массы частиц по магнитному отклонению и пробегу.....	43
1. Экспериментальная установка	43
2. Электромагнит и режим его работы....	44
3. Магнитное поле.....	45
4. Кассета.....	46
5. Маркировка фотопластинок.....	46
6. Обработка фотоэмульсий.....	47
7. Просмотр фотопластинок	50
8. Вычисление масс частиц и ошибки в определении массы частиц.....	55
2. Определение массы частиц по рассеянию и пробегу и по ионизационному пробегу.....	59

	Стр.
1. Определение массы по рассеянию и пробегу.....	60
2. Определение массы по ионизации и пробегу.....	65
2.1. Разрывометр и его применение.....	67
2.2. Фотометр и его применение.....	71
1. Устройство и работа прибора.....	71
II. Зависимость видимого почернения следа заряженной частицы от глубины его залегания в эмульсии.....	74
III. Фотометрирование следов протонов π - мезонов и τ - мезона.....	76
3. Сопоставление различных методов определения массы частиц, остановившихся в фотоэмульсии.....	80
4. Определение массы неизвестных частиц.....	82
 <u>Глава III. Экспериментальные результаты.</u>	
1-я серия опытов.....	84
II-я серия опытов.....	89
1. Среднее значение массы отдельных групп частиц.....	90
2. Частицы, образованные в эмульсии.....	92
3. Частицы "промежуточной" массы.....	92
4. Доля частиц различных типов.....	103
5. Сравнение с результатами других авторов и обсуждение.....	104
5.1. О достоверности идентификации индивидуальной частицы.....	104
5.2. О доле тяжелых мезонов.....	106
5.3. О доле дейтонов.....	109
В ы в о д ы.....	115
Приложения.....	118
1. Изменение в направлении следа, обусловленное искажениями эмульсии.....	118

	Стр.
2. Быстрый метод измерения искаже- ний эмульсии.....	120
3. Таблица 2.1.....	123
Характеристики пар следов и значение масс вторичных заряженных частиц, образованных протонами с энергией 460 мэв.....	
4. Таблица 2.2.....	125
Характеристик легких мезонов, обра- зованных космическими лучами на высоте 9,5 км.	
5. Таблица 2.3.....	129
Поля тяжелых мезонов в различных условиях опытов	
6. Таблица 2.4.....	135
Поля лейтонов относительно протонов в различных условиях опытов.....	
7. Микрофотографии и микропроекции 1-ХIII.....	137
Литература	137