

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ЯДЕРНЫЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ  
КОСМИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ\*)***К. Ф. Поуэлл, У. Камерини, П. Фаулер и др.***III. ПРИРОДА ЛИВНЕВЫХ ЧАСТИЦ\*\*)****ВВЕДЕНИЕ**

В части II настоящей серии статей было показано, что в благоприятных случаях массу покоя и энергию быстрых заряженных частиц, испущенных при взрывном расщеплении ядер, можно определить, измеряя плотность зёрен в следах этих частиц и отклонения в направлении следов, вызванные многократным кулоновским рассеянием. Основные принципы методов, использующихся для измерения рассеяния, были описаны Гольдшмидт-Клермонт и др.<sup>1</sup> и Дэвисом и др.<sup>2</sup>

В части II было указано, что новый метод идентификации частиц в принципе подобен методу, используемому в опытах с камерой Вильсона, действующей в магнитном поле. Среднее отклонение следа на единицу длины ( $\bar{\alpha}$ ) позволяет определить величину  $\frac{p\beta}{Z}$  для соответствующей частицы, где  $p$  — импульс частицы,  $Z$  — её заряд и  $\beta$  — отношение скорости частицы  $v$  к скорости света  $c$ . С другой стороны, если заряд частицы известен, плотность зёрен в её следе даёт возможность определить скорость частицы, а следовательно, и соответствующую величину  $\beta$ .

Эти два измерения одного и того же следа позволяют, следовательно, определить как массу, так и скорость частицы, если её кинетическая энергия лежит в определённом интервале значений, именно, если кинетическая энергия меньше чем  $0,6 mc^2$ , где  $m$  — масса покоя частицы, и больше примерно  $15 Mэв$ . Этот метод имеет то преимущество перед методом камеры Вильсона, что он позволяет определить удельную ионизацию частицы космического излучения с помощью измерения плотности зёрен в её следе в фотографической эмульсии со много большей точностью, чем при счёте капель на фотографиях, сделанных с управ-

\*) Части I и II опубликованы в УФН, т. XL, вып. 1, стр. 76 (1950).

\*\*) P. N. Fowler, *Phys. Mag.* 41, 163 (1950).

ляемой камерой Вильсона. Кроме того, с помощью измерений рассеяния в благоприятных случаях, повидимому, можно определить величину  $\frac{p\beta}{Z}$  с точностью, сравнимой с той, которая обычно достигается в опытах по измерению отклонений заряженных космических частиц в магнитном поле.

Важность нового метода заключается в том, что он очень сильно расширяет область применения фотографического метода. До сих пор измерения массы методом рассеяния ограничивались частицами низкой энергии, следы которых оканчиваются в эмульсии. Новый метод в определённой области энергий устраняет это ограничение и позволяет нам определять массу и энергию частиц, независимо от того, останавливаются они в эмульсии или нет.

Хотя измерения, описанные в части II, уже показали возможности этого метода, определение параметра рассеяния  $\alpha$  было тем не менее затруднено, так как оно требовало измерения положения отдельных зёрен вдоль следа по изображению, спроектированному на экран с помощью проекционного микроскопа. Эта особенность ограничивала область применения метода рассеяния, так как с имеющимися в нашем распоряжении приборами широкий анализ, необходимый для получения результатов с хорошей статистической точностью, потребовал бы нескольких лет работы. Таким образом, было желательно разработать более простые методы измерения рассеяния. Оказалось, что метод, использующий микроскопы обыкновенной конструкции, имеет преимущество, состоящее в сильном увеличении скорости измерений, без заметного ухудшения их точности, и в расширении области энергий частиц, которые могут быть идентифицированы.

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА РАССЕЯНИЯ

Чтобы определить параметр рассеяния  $\alpha$  для данного следа, пластинка помещается на подвижном столике микроскопа так, чтобы след был примерно параллелен одному из направлений движения столика, например оси  $X$ . Координата  $y_1$  точки, в которой изображение следа пересекает ось  $Y$  в окуляре, определяется с помощью окулярной шкалы. Далее стол микроскопа перемещается вдоль оси  $X$  на определённое расстояние, например на 100  $\mu$ , и вновь делается отсчёт координаты  $y_2$  точки пересечения изображения следа с осью  $Y$  шкалы окуляра. Эта операция повторяется вдоль всей длины следа.

Первые разности  $s_1 = y_1 - y_2$ ,  $s_2 = y_2 - y_3$  и т. д. позволяют измерить наклоны  $i_1$ ,  $i_2$  и т. д. последовательных хорд в следе, а вторые разности  $D_1 = s_1 - s_2$ ,  $D_2 = s_2 - s_3$  и т. д. определяют изменения направлений каждых двух соседних хорд. Средняя

величина  $|D|$

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

позволяет определить параметр рассеяния  $\bar{\alpha}$ , по которому можно оценить величину  $\frac{p\beta}{Z}$ .

Для успешного применения этого метода необходимо, чтобы любые кажущиеся изменения направления следа, связанные с механическим несовершенством движений столика микроскопа, были бы меньше отклонений, вызванных рассеянием. Казалось бы, трудно проверить пригодность данного столика микроскопа для измерений многократного рассеяния без специального оптического приспособления. Однако наблюдения следов частиц с очень большим импульсом показали, что при работе с хорошим микроскопом неточности в движении его столика ведут к ошибкам, которые не превышают ошибки в измерении координаты точки пересечения изображения следа с осью окулярной шкалы.

Результаты характерной серии измерений участка следа, полная длина которого равнялась 8 мм, приведены в таблице IX. В этом случае величина  $y$  определялась для последовательных точек через 50  $\mu$ . Анализ наблюдений был выполнен при длине отрезков  $s$ , равной 100  $\mu$ , и было найдено, что средняя величина  $\bar{\alpha}$  (100) углового отклонения между направлениями соседних хорд длиной 100  $\mu$  равна  $0,105^\circ$ . Хотя отдельные значения  $D$ , полученные вышеуказанным путём, не являются независимыми, тем не менее применение перекрывающихся отрезков ведёт к уменьшению ошибок отсчёта.

Подобный анализ был проделан также при других длинах отрезка  $S$ , равных 200  $\mu$ , 300  $\mu$  и т. д. Средние значения  $\bar{\alpha}$  для различных величин  $S$  связаны соотношением  $\bar{\alpha}(C_1) / \bar{\alpha}(C_2) = \sqrt{C_1} / \sqrt{C_2}$ . Значения  $\bar{\alpha}(200)$ ,  $\bar{\alpha}(300)$  и т. д. могут быть, следовательно, использованы для определения величины  $\bar{\alpha}(100 \mu)$ , которой они эквивалентны. Соответствующие величины, приведённые в таблице IX, показывают, что  $\bar{\alpha}(100 \mu)$  уменьшается с увеличением длины отрезка, достигая примерно постоянного значения. Это обусловлено тем, что при слишком малой длине отрезка кажущиеся изменения в направлении следа, связанные с ошибками отсчёта, больше истинных отклонений, вызванных рассеянием, что ведёт к преувеличению значения  $\alpha$ . С другой стороны, если длина отрезка необоснованно велика, число статистически независимых наблюдений уменьшается, и вычисленные величины  $\bar{\alpha}$  будут, соответственно, сильнее подвержены статистическим флуктуациям. Следовательно, желательно выбирать наименьшую

Таблица IX

Характерные результаты измерений рассеяния частицы, след которой имеет общую длину 8 см. Отсчёты сделаны через каждые 50  $\mu$  на первом миллиметре следа. Плотность зёрен в следе равна 19,2 зерна на 50  $\mu$ ,  $C = 100 \mu$

$x$ мм	$y$ делений	$S$ $y_n - y_{n+2}$	$D$ $s_n - s_{n+2}$	$x$ мм	$y$ делений	$S$ $y_n - y_{n+2}$	$D$ $s_n - s_{n+2}$
12,8	5,6	0,5	0,3	12,25	7,0	0,4	0,3
12,75	5,7	0,6	0,6	12,2	7,3	0,2	0,2
12,7	6,1	0,2	0,1	12,15	7,4	0,1	0,1
12,65	6,3	0,0	-0,2	12,1	7,5	0,0	-0,3
12,6	6,3	0,1	0,0	12,05	7,5	0,0	-0,3
12,55	6,3	0,2	0,1	12,0	7,5	0,3	0,3
12,5	6,4	0,1	-0,2	11,95	7,5	0,3	0,3
12,45	6,5	0,1	-0,3	11,9	7,8	0,0	-0,1
12,4	6,5	0,3	-0,2	11,85	7,8	0,0	-0,1
12,35	6,6	0,4	0,0	11,8	7,8	0,1	-0,0
12,3	6,8	0,5	0,3				

Значения  $\alpha$  (100  $\mu$ ) для различных значений  $C$

$C_\mu$	$\bar{D}$	$\bar{\alpha}$ (100 $\mu$ ) в градусах
50	0,141	0,191
100	0,22	0,105
150	0,285	0,074
200	0,35	0,060
300	0,54	0,050
400	0,78	0,047
600	1,56	0,051
1000	3,74	0,057
1400	6,28	0,058
200	11,0	0,058

возможную длину отрезка, при которой неопределённость в величине  $\alpha$ , вызванная ошибками отсчёта, мала<sup>1</sup>.

Найдено, что при малых длинах отрезков  $C$  значения  $\bar{D}$  благодаря ошибкам отсчёта приближаются к постоянному значению и не зависят от  $C$ . Следуя предыдущим авторам, мы будем называть это значение «уровнем шумов» ( $\bar{D}_n$ ). Величина  $\bar{D}_n$  зависит от плотности зёрен в следе, качества и устройства оптической системы микроскопа и индивидуального мастерства наблюдателя, но она порядка 0,2  $\mu$ . При увеличении длины отрезков  $C$  величина  $\bar{D}$  становится больше чем  $\bar{D}_n$ . Соответствующая же величина  $\bar{\alpha}$  (100  $\mu$ ) при этом быстро приближается к постоянному

значению, если не считать статистических флуктуаций. Эти результаты можно обобщить, сказав, что ошибки измерений становятся несущественными, если  $\bar{D} > 4\bar{D}_n$ .

При измерении величины  $\bar{\alpha}$  (100  $\mu$ ) выбирается минимальная величина  $C$ , для которой выполняется это условие. Ясно, что если величину  $\bar{\alpha}$  желательнее измерить с заданной статистической точностью, то минимальная длина следа, пригодного для измерения, будет зависеть от величины  $\bar{\alpha}$  (100  $\mu$ ), причём для измерения рассеяния частиц большой энергии необходимы длинные следы. Таким образом, если  $L$  — длина следа, то число статистически независимых величин  $D$  равно  $\left(\frac{L}{C} - 1\right)$ .

Можно показать, что для рассмотренного выше следа корень квадратный из среднего квадратичного отклонения индивидуальных значений  $D$  от истинной средней величины, соответствующей импульсу частицы, равен  $\sim 0,5 D$ . Приблизительные минимальные длины следов, необходимые для определения  $\bar{D}$  с вероятной ошибкой, меньшей 25%, приведены для различных значений  $\alpha$  (100  $\mu$ ) в таблице X.

Таблица X

Минимальные длины следа, необходимые для определения параметра рассеяния  $\alpha$  (100  $\mu$ ) с точностью до 25% при отсутствии искажений эмульсии

Длина следа в м.м	$\alpha$ (100 $\mu$ ) в гра- дусах
3	0,017
5	0,008
10	0,003
20	0,001

ЭФФЕКТЫ ИСКАЖЕНИЯ ЭМУЛЬСИИ

При проявлении экспонированной пластинки объём её эмульсии сильно увеличивается. Если имеется хорошее прилипание между желатиной и стеклом, то разбухание в центральных областях пластинки соответствует приблизительно однородному линейному преобразованию координаты  $Z$  для любой точки, т. е. перемещению точки в направлении, перпендикулярном к стеклу. При сушке пластинок после фиксирования и промывания происходит хорошо известное сокращение эмульсии, связанное с потерей воды и удалением бромистого серебра из эмульсии во время фиксирования. Так как мы интересуемся только рассеянием в плоскости проекции следа, такое сокращение эмульсии не будет в принципе влиять на измерения.

Однако на практике, особенно при работе с толстыми эмульсиями и в областях вблизи краёв пластинки наблюдаются также некоторые искажения эмульсии и в плоскости проекции следа, так что строго прямолинейный след будет обычно казаться искривлённым.

Искажения эмульсии, по крайней мере частично, возникают в результате напряжений, образующихся при поглощении воды, а также и потому, что верхняя поверхность и стороны эмульсии ничем не закреплены. Таким образом, поперечное сечение эмульсии (прямоугольное у сухой эмульсии) искажается, если пластинка помещена в раствор для проявления. При высыхании эмульсии искажения могут остаться или увеличиться.

Трудности можно существенно уменьшить, если использовать большие пластинки и ограничиться наблюдениями на центральной области пластинок. Но даже с этими предосторожностями отклонения следов, вызванные искажениями, могут привести к серьёзной ошибке в определении энергии наиболее быстрых частиц [ $\bar{\alpha}(100 \mu) < < 0,01^\circ$ ]. В наихудших случаях поправка необходима даже для следов, для которых истинная величина  $\alpha(100 \mu)$  равна  $0,05^\circ$ .

Наличие искажений можно установить следующими двумя способами: 1) иногда обнаруживают, что значения  $D$  вместо того, чтобы быть приблизительно поровну распределёнными между положительными и отрицательными величинами, все одного знака. В таких случаях исследование более наклонных следов, проекции которых приблизительно параллельны проекции рассматриваемого следа, может указать на наличие искажений эмульсии.

Наблюдения показывают, что искажения имеют обычно такой характер, что отклонение, которое они вносят в строго прямолинейный след, может быть записано в виде

$$\Delta = F\delta z, \quad (1)$$

где  $\Delta$  — изменение в направлении частицы при прохождении её от глубины  $z$  до глубины  $z + \delta z$  эмульсии,  $F$  — постоянная величина для данного направления проекции следа в данной области эмульсии. По наблюдениям более наклонных следов можно определить постоянную  $F$  и сделать затем соответствующие поправки к рассматриваемому следу. Если эти поправки изменяют величину отклонений, приписываемых рассеянию так, что они теперь симметрично распределены относительно нуля, если не считать различий, связанных с флуктуациями, то исправленные величины считаются пригодными для определения истинной величины  $\bar{D}$ .

2) Чаще обычно используется более совершенный метод. Наличие искажений эмульсии типа, описываемого уравнением (1), приводит к тому, что наблюдаемые отклонения следа обусловлены наложением искривления  $D$ , связанного с рассеянием, и отклонения  $\Phi$ , связанного с искажением эмульсии. Наблюдаемые отклонения  $D_a$  могут быть, следовательно, записаны как  $D_a = D + \Phi$ , где  $\Phi$  — постоянный член\*). Если искажения эмульсии

\*) С достаточной точностью можно считать, что наклон следа к плоскости эмульсии является величиной постоянной.

Таблица XI

Наблюдение сильно искажённого следа

x мм	у делений шкалы	S	D	$D^* = D - \Phi$
		$u_n - u_{n+2}$	$s_n - s_{n+2}$	$\Phi = 4$
9,1	10,0	-0,5	5,0	1,0
8,9	9,5	1,0	7,0	3,0
8,7	9,5	4,5	6,0	2,0
8,5	10,5	8,0	4,5	0,5
8,3	14,0	10,25	5,0	1,0
8,1	18,5	12,5	5,25	1,25
7,9	24,25	15,25	4,0	0,0
7,7	31,0	17,75	2,0	-2,0
7,5	39,5	19,25	1,25	-2,75
7,3	48,75	19,25	2,75	-1,25
7,1	58,75	20,5	3,25	-0,75
6,9	68,5	22,5	2,0	-2,0
6,7	79,25	23,75		
6,5	91,0	24,5		
6,3	103,0			
6,1	115,5			

$\Phi = \frac{\sum D}{n} = 4, \quad \frac{\sum |D^*|}{n} = 1,46.$

Таблица XIa

Величины  $\alpha^*$  (100  $\mu$ ) для различных значений  $\Phi$ 

$\Phi$	$\sum  D - \Phi $	$\alpha^*$ (100 $\mu$ )
0	48,0	0,12
1	36,0	0,09
2	25,5	0,064
3	20,0	0,050
4	17,5	0,044
5	18,5	0,046
6	26,0	0,065
7	36,0	0,090
8	48,0	0,12

резкие, так что  $\Phi$  велико, то все значения  $D_a$  будут одного знака, несмотря на то, что положительные и отрицательные значения  $D$  наблюдаются одинаково часто, если не принимать во внимание статистические флуктуации. Приблизительное значение  $\Phi$  может быть получено из соотношения  $\frac{\Sigma D_a}{n} \sim \Phi$ , где  $\Sigma D_a$  представляет собой алгебраическую сумму отдельных значений  $D_a$ . Зная величину  $\Phi$ , можно определить отдельные значения  $D$  и, следовательно, приближённое значение  $|\bar{D}|$ . Величина  $|D|$ , определённая таким образом, слабо зависит от использованного значения  $\Phi$  при условии, что ошибка в  $\Phi$  меньше, чем  $\frac{|\bar{D}|}{2}$ .

В таблице XI приведены результаты измерений сильно искажённого следа с поправкой  $\Phi$ , вычисленной с помощью описанного выше метода. В таблице XIa приведены значения  $\alpha$  (100  $\mu$ ), полученные из измерений того же самого следа, но при различных произвольно выбранных значениях  $\Phi$ . Из таблицы видно, что окончательные результаты измерений слабо зависят от степени точности поправочного члена  $\Phi$ .

#### ОГРАНИЧЕНИЯ МЕТОДА

Минимальная величина  $\bar{D}$ , которую можно считать обусловленной рассеянием, и, следовательно, максимальная величина энергии частицы, которая может быть измерена, зависят от длины измеряемого следа, величины «уровня шумов» и степени искажения желатины. Минимальная величина  $\alpha$  (100  $\mu$ ), которую можно измерить при различной длине следов, приведённая в таблице X, соответствует условиям, в которых искажения эмульсии отсутствуют.

Минимальная величина  $\bar{\alpha}$  (100  $\mu$ ), действительно наблюдавшаяся в настоящих опытах, равна  $0,001^\circ$ . Может ли быть достигнуто в наших экспериментальных условиях теоретическое значение  $\bar{\alpha}$  (100  $\mu$ ) =  $0,0005^\circ$  для следа длиной в 2 см, — мы не знаем. Такое отклонение следа можно приписать рассеянию, если при перемещении столика микроскопа на 2 см его отклонение от строго прямолинейного направления движения не превышает 0,4  $\mu$ . Возможность достижения этого порядка точности для более коротких перемещений столика подтверждается наблюдением длинных следов с величиной  $\bar{\alpha}$  (100  $\mu$ ) =  $0,001^\circ$ .

Если искажения эмульсии имеют место, то минимальная величина  $\bar{D}$ , которую можно приписать рассеянию для следа данной длины, будет больше значений, приведённых в таблице X. Однако если ограничиться наблюдениями следов в центральной области пластинок при условии, что поправка на искажения  $\Phi$  меньше чем  $2D$ , то для большинства следов таблица X остаётся в силе.

## ГРАДУИРОВКА

Если след частицы разделён на отрезки длиной  $C$ , то, как известно<sup>3,4</sup>, среднее угловое отклонение  $\bar{\alpha}$  между последовательными хордами связано со скоростью частицы  $v$  соотношением

$$\bar{\alpha} = \frac{kZ}{m_0 v^2} (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\ln \frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}}}, \quad (2)$$

где  $Z$  — заряд частицы, а  $m_0$  — её масса покоя. Постоянный член  $k$  в равенстве (2) зависит от состава эмульсии и от выбранной длины отрезка  $C$ . Не внося существенной ошибки, можно пре-

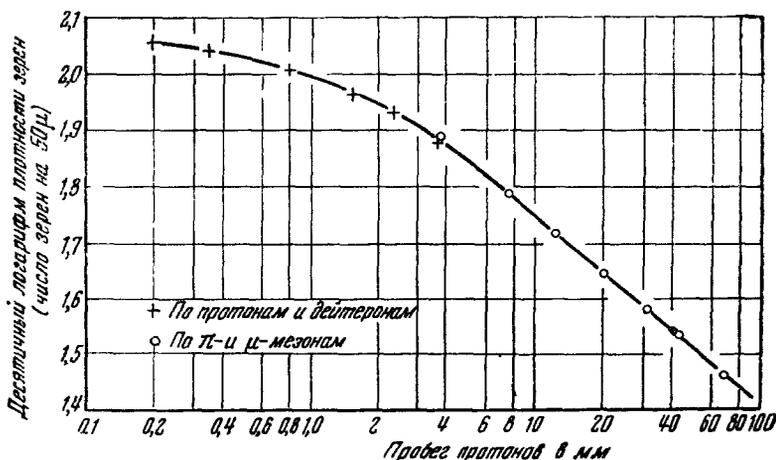


Рис. 24. Плотность зёрен в следе протона как функция её остаточного пробега.

небрежь изменением величины логарифмического члена в уравнении (2), тогда

$$\bar{\alpha} = \frac{k_1 Z}{m_0 v^2} (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} = \frac{k_2 Z}{pv}, \quad (3)$$

где  $p$  — импульс частицы.

Чтобы определить соотношение между плотностью зёрен  $g$  в следе и удельной потерей энергии частицы, образовавшей этот след, были исследованы следы мезонов, протонов и дейтеронов большого пробега, останавливающихся в эмульсии. Результаты приведены на рис. 24. Эта кривая и соотношение пробег — энергия для тех же частиц позволяют определить плотность зёрен в следе любой частицы заряда  $e$  как функцию её скорости.

Прямые определения зависимости энергии — пробег для протонов в электронно-чувствительных пластинках ещё не опубликованы. Известно, однако, что в эмульсиях Ильфорд С-2 пробег  $R$  (в микронах) протонов с энергией  $E$  Мэв даётся соотношением

$$R = cE^n$$

и что

$$\frac{dE}{dR} = kZ^2\beta^n. \quad (4)$$

Предположим, что и для эмульсии G-5 справедливы соотношения подобного же типа. Соответствующие величины  $k$  и  $n$

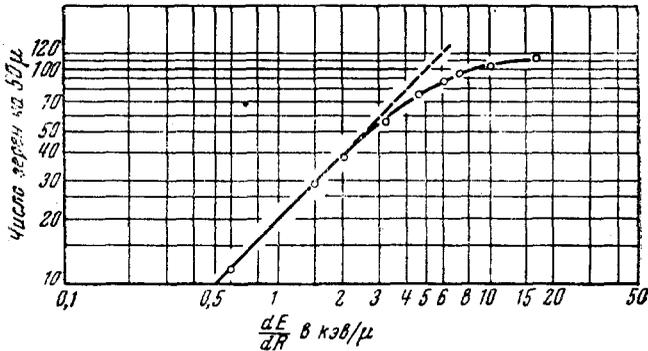


Рис. 25. Соотношение между плотностью зёрен и удельной потерей энергии вдоль следа. Эмульсия Ильфорд G-5.

могут быть определены следующим образом. Средний пробег в этой эмульсии  $\mu$ -мезонов, испущенных с кинетической энергией 4,1 Мэв при распаде остановившихся  $\pi$ -мезонов, равен  $595 \pm 10 \mu$ . Далее из рис. 24 мы определяем остаточный пробег протона, начальная ионизация которого равна начальной ионизации «первичных»  $\alpha$ -частиц очень большой энергии (одинаковые плотности зёрен в следах). Удельная ионизация этих  $\alpha$ -частиц равна четырёхкратной минимальной ионизации для частиц с зарядом  $|e|$ .

Из этих данных найдено, что

$$\frac{dE}{dR} = \frac{0,587 Z^2}{\beta^{1,46}} \text{ кэВ/μ}. \quad (5)$$

Значение  $n$  для эмульсий G-5 и С-2 оказывается одинаковым. Используя это соотношение, а также кривую изменения плотности зёрен вдоль следа протона, приведённую на рис. 24, мы можем определить плотность зёрен в следе как функцию удельной потери энергии частицы (рис. 25). Из рисунка видно,

что соотношение почти линейно для значений удельной потери энергии вплоть до четырёхкратной минимальной величины. Из уравнения (5) и рис. 25 можно вывести соотношение между плотностью зёрен в следе протона большой энергии и соответствующей величиной параметра рассеяния  $\bar{\alpha}$ .

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Методы, описанные в предыдущих параграфах, были использованы при изучении 350 следов, связанных со звёздами, причём длина следов в эмульсии превышала 3000  $\mu$ . Наблюдения были выполнены на пластинках Ильфорд G-5 с толщиной эмульсии 400  $\mu$ , экспонированных на больших высотах, как описано в части II настоящей серии статей. Результаты представлены на рис. 26, где в логарифмическом масштабе изображена зависимость плотности зёрен от параметра рассеяния для исследованных следов.

Форма кривых на рис. 26, обозначенных  $\pi$ ,  $P$ ,  $D$  и  $T$ , подобна форме теоретических кривых, полученных методами предыдущих параграфов, для частиц с зарядом  $e$ . Однако эти кривые смещены вдоль оси параметра рассеяния примерно на 7% относительно теоретических кривых для соответствующих частиц. Их действительное положение было определено следующим методом.

Вычисленная кривая для протонов смещалась до наилучшего совпадения с точками, соответствующими наиболее многочисленной группе частиц. Эти следы безусловно образованы протонами. Тогда другие кривые такой же формы, как и первая, вычерчиваются так, чтобы соответствовать частицам с массой 286  $m_e$  для  $\pi$ -мезонов и с величинами масс дейтронов и тритонов. Соответствующие кривые для  $\alpha$ -частиц, ядер лития и т. д. могут быть, следовательно, выведены из кривой для протонов, если использовать кривую, приведённую на рис. 25. Различие только на 7% между вычисленной кривой для протонов и наблюдаемым распределением для этих частиц не является неожиданным, если иметь в виду неопределённость в некоторых величинах, на которых базировались вычисления.

При нанесении результатов, показанных на рис. 26, первичные и вторичные частицы различались с помощью критериев, описанных в части I. В расщеплениях, в которых испускается много ливневых частиц, первичной считалась такая частица, след которой расположен в верхней полусфере, а направление — наиболее близко к оси конуса ливневых частиц.

В расщеплениях с меньшим числом испускаемых частиц, особенно при наблюдениях на высотах, превышающих 4000 м, где направления первичных частиц распределены в более широком интервале углов, идентификация первичных частиц подвержена

некоторой неопределённости и к ней следует относиться с осторожностью. Однако, так как энергии первичных частиц велики

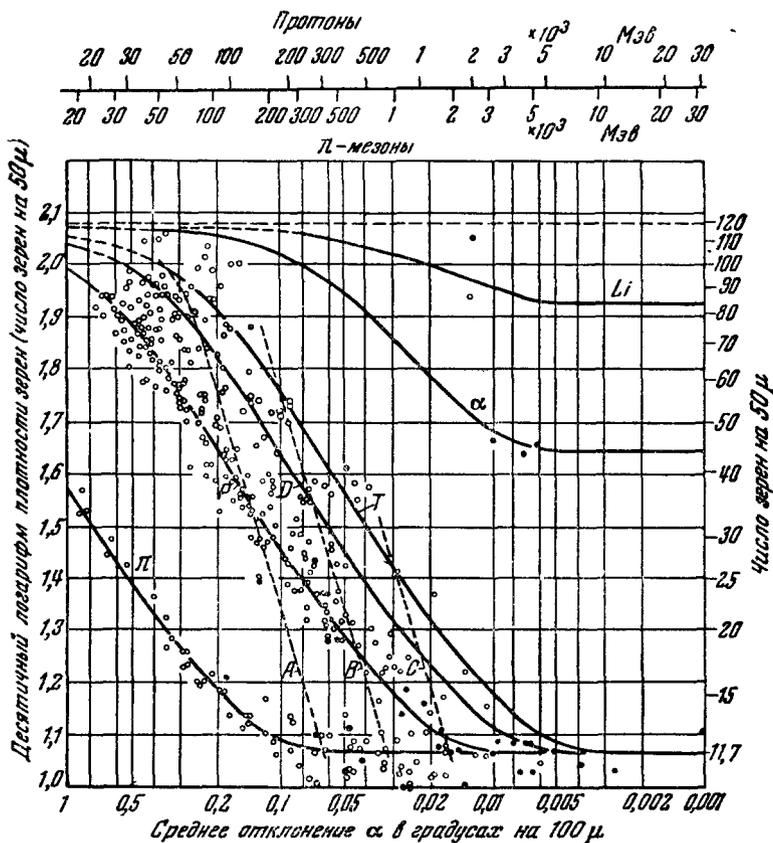


Рис. 26. Соотношение между плотностью зёрен и  $\alpha$  ( $100 \mu$ ) для следов 350 частиц. «Первичные» частицы обозначены  $\bullet$ , «вторичные» частицы —  $\circ$ . Кривая  $P$  имеет такую же форму, как и вычисленная кривая для протонов, но она смещена влево вдоль  $\alpha$ -оси на 7%. Линии  $\pi$ ,  $D$  и  $T$  проведены в правильном соотношении с линией  $P$ , чтобы соответствовать частицам с массой  $286 m_e$ ,  $3674 m_e$  и  $5511 m_e$ .  $A$ ,  $B$  и  $C$  являются линиями постоянного импульса и соответствуют импульсам  $500$ ,  $1000$  и  $2000$   $Mэв/c$ . Шкалы энергии (в  $Mэв$ ) для  $\pi$ -мезонов и протонов приведены в верхней части рисунка. Видно, что все  $\alpha$ -частицы большой энергии являются «первичными» частицами. Две точки, соответствующие частицам большей массы, принадлежат «первичному» ядру азота и «вторичному» ядру лития, возникшему в том же самом акте.

по сравнению с энергиями вторичных частиц (см. рис. 26), можно думать, что ошибки в идентификации редки.

Из рассмотрения рис. 26 видно, что первичные  $\alpha$ -частицы образуют расщепления с такой же частотой, как и протоны в том же самом интервале энергий. С другой стороны,  $\alpha$ -частицы большой энергии испускаются в ядерных расщеплениях очень редко по сравнению с протонами и дейтеронами. Измерение расстояния от протонной кривой в направлении, параллельном  $\bar{\alpha}$ -оси, до любой наблюдавшейся точки на рис. 26 позволяет определить массу соответствующей частицы. На рис. 27 приведено распределение величин масс частиц, полученное, таким образом, в результате измерений всех точек (рис. 26) с плотностью зёрен в следе в интервале от 15 до 98 зёрен на 50  $\mu$ . Можно видеть, что кроме

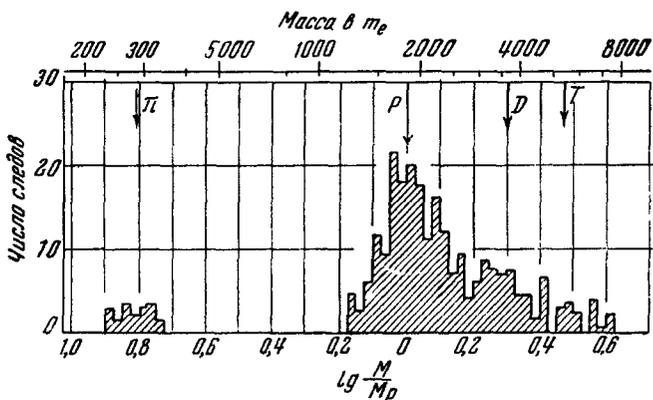


Рис. 27. Распределение масс частиц заряда  $|e|$ , соответствующее измерениям, приведённым на рис. 26.

большого максимума, обусловленного протонами, имеются группы меньшей интенсивности, которые сливаются с протонным максимумом и которые можно приписать дейтеронам и тритонам, и, кроме того, имеется отчётливый максимум, обусловленный мезонами со средней массой  $283 \pm 14 m_e$ .

Можно подчеркнуть, что если бы измерялось расстояние отдельных точек на рис. 26 от теоретической кривой для протонов, то полученное в результате этого распределение величин масс частиц было бы идентично по форме с распределением, приведённым на рис. 27, но все величины масс были бы уменьшены на 7%. Однако разумнее получить массу мезонов прямым сравнением с массой протонов, что и сделано при построении графика на рис. 27. Таким образом, подавляющее большинство мезонов может быть отождествлено с  $\pi$ -мезонами.

Наблюдавшееся распределение величин плотности зёрен в следах частиц с зарядом  $e$ , представленных на рис. 26, показано

на рис. 28. Эту кривую можно сравнить с результатами подобных измерений (часть I, рис. 1), выполненных на пластинках, которые экспонировались на Юнгфрау. Эти два распределения подобны по форме, но в настоящих наблюдениях имеется относительно больше частиц с низкой плотностью зёрен. Это соответствует большей средней энергии ядерных взрывов на большей высоте (см. часть II).

Изучение рис. 26 показывает, что большинство частиц, образующих следы с плотностью зёрен, меньшей чем 14 зёрен на 50  $\mu$ ,

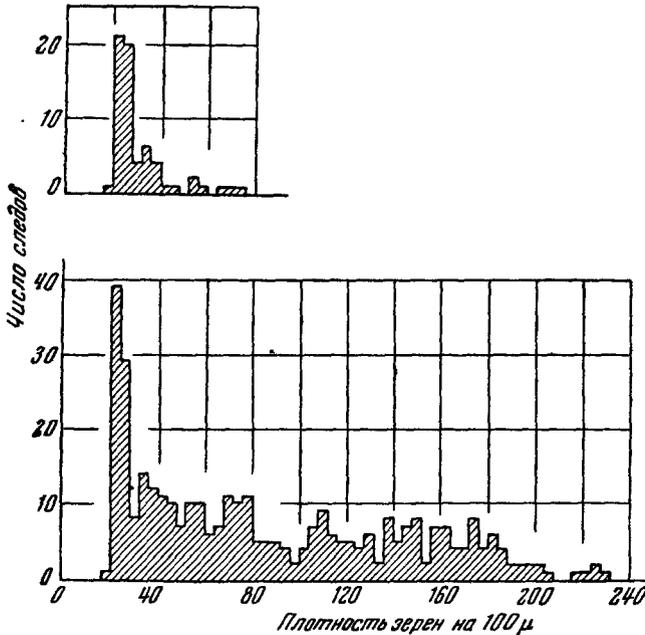


Рис. 28. Распределение величин плотности зёрен в следах частиц с зарядом  $|e|$ . На нижнем рисунке — распределение для всех частиц, на верхнем — для частиц, идентифицированных как  $\pi$ -мезоны.

является либо мезонами, либо «первичными» частицами. Природа вторичных частиц, для которых  $\bar{\alpha}(100 \mu) < 0,02^\circ$ , не может быть определена настоящими методами. Однако можно экстраполировать наблюдавшееся распределение энергий протонов и  $\pi$ -мезонов к области высокой энергии и таким образом оценить отношение этих двух типов частиц в области большой энергии. Делая соответствующие поправки на частицы, выходящие из эмульсии, можно оценить относительную частоту появления различных типов частиц в звёздах. Результаты приведены в таблице XII.

Таблица XII

Среднее число частиц различных типов с пробегом, превышающим 3 м.м в «звезде» на высоте 23 000 м

π-мезоны 0,6	Протоны 1,4	Дейтероны 0,5	Тритоны 0,2	α-частицы 0,02
Среднее число следов в звезде 7,4				

### ВЫВОДЫ

Из настоящих опытов можно сделать следующие выводы:

1) Подавляющее большинство мезонов, испущенных с кинетической энергией, меньшей 150 Мэв в результате ядерных расщеплений, образованных протонами и α-частицами большой энергии, является π-мезонами. Если μ-мезоны и образуются иногда непосредственно, число их составляет меньше 2% от числа π-мезонов.

2) Если электроны или другие заряженные частицы с малой массой покоя и с энергией, меньшей чем 150 Мэв иногда и испускаются при ядерных взрывах, то их число меньше 2% от числа π-мезонов. Так как большая часть электронов мягкой компоненты космического излучения имеет энергии меньше 200 Мэв, то наблюдения свидетельствуют о том, что мягкая компонента имеет вторичное происхождение.

3) Наблюдения не подтверждают предположения, что мезоны промежуточной массы, τ-мезоны со временем жизни больше чем  $10^{-12}$  сек., испускаются с энергией, меньшей  $\sim 300$  Мэв во время ядерных взрывов. Если такие частицы с массой между  $350 m_e$  и  $1200 m_e$  и возникают иногда при этих процессах, их число меньше 2% от числа π-мезонов и меньше 1% от числа протонов. Этот вывод подтверждается работой Францинетти<sup>5</sup> по определению масс медленных заряженных частиц, образованных космическими лучами методом отклонения в магнитном поле.

4) Окончательный вывод о природе частиц с массой, меньшей массы протона, которые образуют следы с минимальной величиной плотности зёрен, не может быть сделан. Принимая во внимание наблюдения частиц меньшей энергии, разумно предположить, что более быстрые частицы являются частицами такого же типа. В дальнейшем они, следовательно, будут считаться π-мезонами.

5) По крайней мере 90% «ливневых» частиц, испускаемых при ядерных взрывах, являются π-мезонами, причём ливневая частица определяется как частица с плотностью зёрен, меньшей чем  $1,5 g_{\text{мин}}$  (см. часть I). Рассмотрим, однако, все частицы в интервале импульсов между 200 и 700 Мэв/с (интервал, с которым обычно имеют дело в опытах с камерой Вильсона, действующей в магнитном поле). Кроме π-мезонов, среди частиц в этом интер-

вале импульсов имеется большое число протонов. Если положительные и отрицательные  $\pi$ -мезоны встречаются одинаково часто, то положительных частиц должно быть примерно в шесть раз больше, чем отрицательных, что согласуется с величиной, наблюдавшейся в опытах с камерой Вильсона<sup>6</sup>.

б) Наблюдавшаяся однородность в величинах массы мезонов, испускаемых с энергией меньше 150 *Мэв*, позволяет нам исключить некоторые предположения, относящиеся к происхождению частиц. Из экспериментов по искусственному образованию  $\pi$ -мезонов известно, что порог этого процесса соответствует такой энергии бомбардирующих протонов или  $\alpha$ -частиц, что с точки зрения законов сохранения как раз возможно возникновение частицы с массой  $\sim 280 m_e$ . Из этого следует, что  $\pi$ -мезоны должны быть образованы непосредственно и что они не могут рассматриваться как продукты распада мезонов существенно большей массы с очень коротким временем жизни.

В рассматриваемых нами ядерных превращениях, имеющих место в космических лучах, ограничения в энергии отсутствуют. В принципе, следовательно, не может быть исключена возможность, что  $\pi$ -мезоны, наблюдаемые в ливнях, образованы при распаде коротко-живущих мезонов с большей массой, которые являются первичными продуктами столкновений нуклон — нуклон. Наблюдавшаяся однородность в величинах масс испущенных мезонов свидетельствует, однако, что любой предполагаемый нестабильный «предок»  $\pi$ -мезонов, если он существует, должен иметь очень короткое время жизни, так как, если бы он мог существовать в среднем на длине пробега 2 *мм*, наблюдаемые величины масс представляли бы среднее между массами первичных и дочерних частиц. В результате мы могли бы ожидать дисперсную совокупность величин масс вместо компактной группы, найденной в действительности. Настоящие наблюдения, следовательно, доказывают, что любые «родительские» мезоны с большей массой, если они существуют, имеют время жизни меньше  $10^{-13}$  сек. Конечно, разумно также предположить, что  $\pi$ -мезоны образуются непосредственно в актах ядерных столкновений.

#### IV. СПЕКТР ЭНЕРГИЙ И ВТОРИЧНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ, ИСПУСКАЕМЫХ В ЗВЁЗДАХ \*)

##### ИЗМЕРЕНИЯ МАССЫ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ РАССЕЯНИЯ

Новые измерения были также проведены с помощью пластинок, покрытых эмульсией типа Иلفорд G-5 толщиной 400  $\mu$  и экспонированных при полётах на шарах-зондах, длительность которых

\*) U. Camerini, P. H. Fowler, W. O. Lock, H. Muirhead, *Phil. Mag.* 41, 413 (1950).

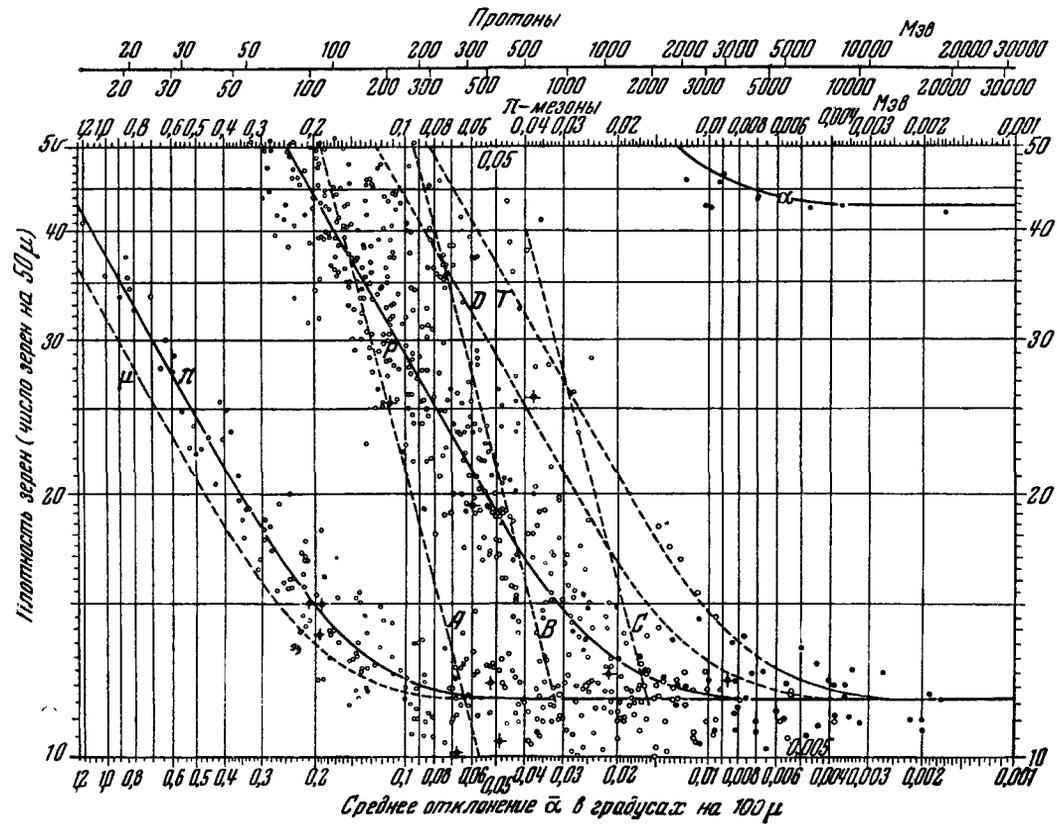


Рис. 29. Зависимость плотности зёрен от  $\alpha^\circ$  (100 м) для следов 700 частиц. ● — первичные частицы, ○ — вторичные частицы, ○ — частицы, соединяющие двойные звёзды. Кривые  $\mu$ ,  $\pi$ , P, D, T означают то же, что на рис. 26. A, B, C — ливни, соответствующие постоянному импульсу, равному соответственно 500, 1000 и 2000 Мэв/с. Кинетическая энергия протонов и  $\pi$ -мезонов дана в верхней части рисунка.

представлена в виде кривой *b* на рис. 17 (часть II). Пластинки с тем же самым покрытием использовались и при измерениях, описанных в части III.

Экспериментальные данные, полученные для 700 следов заряженных частиц с плотностью зёрен, меньшей чем 50 зёрен на 50  $\mu$ , представлены на рис. 29. Кривые  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $P$ ,  $D$  и  $T$  — те же самые, что и соответствующие кривые в части III, а использованное значение  $k_2$  [уравнение (3) часть III] равно 32,7. Такое значение  $k_2$  было выбрано, поскольку оно даёт наилучшее совпадение с экспериментальным распределением для протонов, создающих следы с плотностью зёрен в интервале между 16 и 50 зёрнами на 50  $\mu$ .

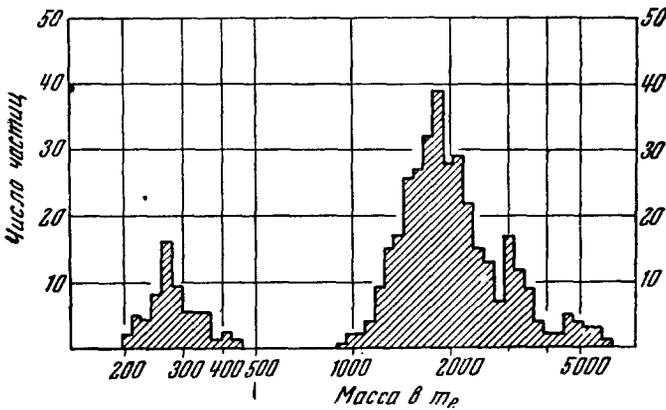


Рис. 30. Распределение масс частиц с зарядом  $|e|$ , соответствующее результатам, представленным на рис. 29.

Для больших значений плотности зёрен наблюдается незначительное отклонение экспериментальных точек для протонов, соответствующее изменению значения  $k$  приблизительно на 7%. Это, однако, не влияет на определение массы мезонов, поскольку  $\pi$ -мезон с остаточным пробегом  $\sim 3$  мм создаёт след с плотностью зёрен, приблизительно равной 45 зёрнам на 50  $\mu$ .

Спектр масс, полученный методом, описанным в части III, изображён на рис. 30. Число мезонных следов с плотностью зёрен, большей 15 зёрен на 50  $\mu$ , пригодных для измерения массы, равно 58. Средняя масса этих частиц равна  $(283 \pm 7) m_e$ .

С целью подтверждения правильности определения массы этих частиц были проведены аналогичные измерения по 22 следам  $\pi$ -мезонов и 13 следам  $\mu$ -мезонов.  $\pi$ -мезоны отождествлялись по  $\pi \rightarrow \mu$  распаду или ядерному расщеплению на конце следа, а  $\mu$ -мезоны — по распаду с испусканием электрона. Результаты этих

измерений приведены на рис. 31. Нам кажется, что эти результаты оставляют мало сомнений в том, что все или почти все мезоны,

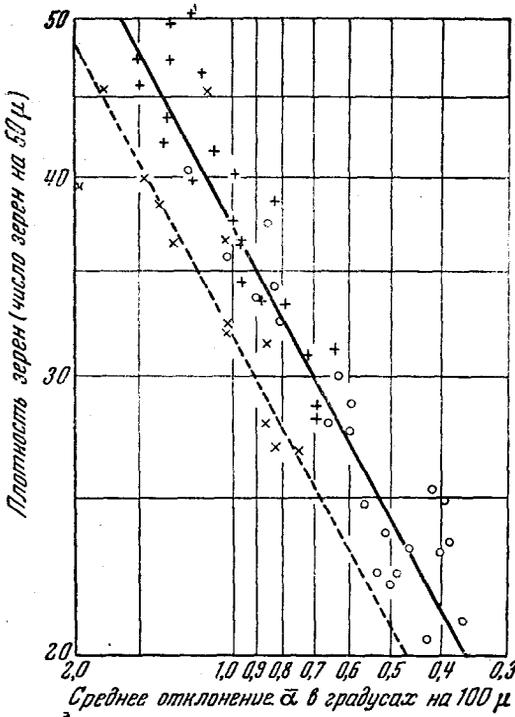


Рис. 31. Зависимость между плотностью зёрен и  $\bar{\alpha}^0$  (100 мк).  $\circ$  — мезоны, испущенные из звёзд, те же самые, что и на рис. 29 для соответствующего интервала плотности зёрен; + —  $\pi$ -мезоны, либо распадающиеся на  $\mu$ -мезон, либо дающие звезду на конце пробега;  $\times$  —  $\mu$ -мезоны, распадающиеся на конце пробега на электрон.

которых из этих следов, если бы значительная часть этих следов была образована электронами

#### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЧАСТИЦ, ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ЯДЕРНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЯХ

Результаты, приведённые на рис. 29, дают нам возможность построить энергетический спектр вторичных частиц. Такой спектр представлен на рис. 32 для  $\pi$ -мезонов, протонов и дейтеронов вместе с тритонами. Результаты нанесены в логарифмическом масштабе. Под  $\pi$ -мезонами здесь понимаются все частицы, более лёгкие, чем

образованные в звёздах с кинетической энергией, меньшей 150 Мэв, действительно являются  $\pi$ -мезонами.

Природа частиц с кинетической энергией между 150 и 1500 Мэв, образующих следы с плотностью зёрен, меньшей чем 16 зёрен на 50 мк, не может быть определена такими измерениями.

Работа Пиччиони<sup>7</sup>, однако, показала, что большинство из них также является  $\pi$ -мезонами. Возможность присутствия большого числа электронов среди ливневых частиц может быть также исключена по следующим соображениям: 12 из 300 ливневых частиц обладают пробегом, большим чем 2 см. Так как  $t$ -единица для эмульсии равна 2,3 см, то должно было бы наблюдаться заметное уменьшение энергии по крайней мере на не-

протоны, однако, доводы, приведённые выше, позволяют нам с большим основанием считать, что большинство точек в интервале энергий 150—1500 Мэв на или вблизи  $\pi$ -кривой на рис. 29 относится действительно к  $\pi$ -мезонам. Точка на рис. 32, соответствующая  $\pi$ -мезонам с энергией  $\sim 1,6$  Мэв, получена по распределению значений остаточного пробега испущенных медленных  $\pi$ -мезонов, останавливающихся в эмульсии и образующих «звёзды». Для получения

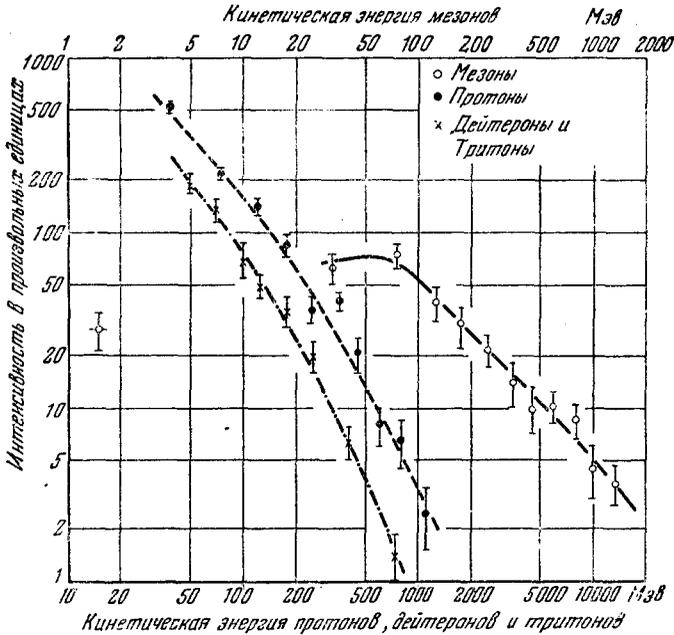


Рис. 32. Дифференциальный спектр кинетической энергии для частиц различных типов. Точка, соответствующая энергии мезонов 1,6 Мэв, получена только для  $\pi$ -мезонов, образованных в звёздах и создающих на конце пробега ядерное расщепление. Для получения числа частиц на звезду на интервал энергии в 1 Мэв надо умножить соответствующие значения приблизительно на  $2,5 \cdot 10^{-5}$ .

этой точки было предположено, что только 72%  $\pi$ -мезонов образуют регистрируемые в фотоэмульсии звёзды<sup>8</sup>, а также была введена геометрическая поправка на «потери» частиц. Энергетический спектр обрезан на энергиях, соответствующих среднему углу рассеяния, равному  $0,022^\circ$  на 100  $\mu$ , так как природа более быстрых частиц не могла быть установлена.

На рис. 33 приведён дифференциальный спектр мезонов, обладающих энергией  $E$  в точке своего образования. В интервале

энергий от 250 до 1400 Мэв дифференциальный спектр может быть представлен в виде степенной функции  $\frac{dE}{E^{1.5}}$ .

Заметной разницы между энергетическими спектрами мезонов, образованных в звёздах с различным числом сильно ионизирующих частиц не обнаружено. Это указывает на то обстоятельство, что энергетический спектр не зависит сильно от природы ядра, в котором генерируются мезоны. Следовательно, наблюдаемый энергетический спектр, приведённый на рис. 33, должен быть подобен спектру мезонов, образованных в атмосфере на глубине порядка

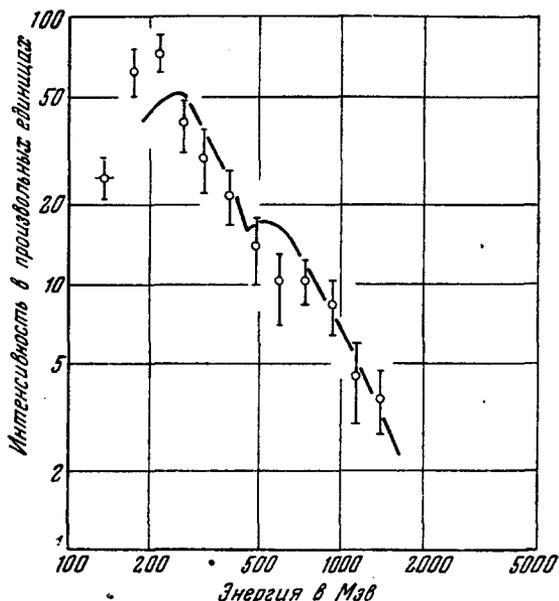


Рис. 33. Дифференциальный спектр полной энергии для мезонов, испускаемых в звёздах. Сплошная кривая — спектр Сандса.

50 г/см<sup>3</sup>, т. е. глубине того слоя, в котором в основном образуются мезоны в атмосфере. Поэтому интересно сравнить наши данные с результатами Сандса<sup>9</sup>, вычислившего энергетический спектр мезонов в точке их генерации по

а) измерениям интенсивности медленных  $\mu$ -мезонов на различной высоте в атмосфере и

б) спектру мезонов на уровне моря.

$\pi$ -мезоны, образованные при ядерном взаимодействии, протекающем в атмосфере, должны распадаться на лету с образованием  $\mu$ -мезонов. В системе координат, связанной с летящим  $\pi$ -мезоном,

$\mu$ -мезоны распределены изотропно. Так как скорость  $\mu$ -мезонов в системе центра инерции мала по сравнению со скоростью  $\pi$ -мезона, то в лабораторной системе  $\mu$ -мезоны обладают по существу той же скоростью, что и  $\pi$ -мезоны. Таким образом, для сравнения наших данных, приведённых на рис. 33, с кривой Сандса необходимо только сделать поправку на разницу в массах  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов и затем прибавить массу покоя  $\pi$ -мезона. Данные Сандса представлены сплошной кривой на рис. 33. Легко видеть, что оба спектра достаточно хорошо согласуются друг с другом.

В экспериментальном спектре имеется указание на точку перегиба, соответствующую минимуму при  $450 \text{ Мэв}$  на кривой Сандса. Однако статистические ошибки полученных экспериментальных данных слишком велики, чтобы придавать значение такому совпадению.

При значениях кинетической энергии, больших чем  $10 \text{ мс}^2$ , где  $m$  — масса покоя мезона, спектр Сандса следует степенному закону вида  $\frac{dE}{E^{2,5}}$ . Результаты, приведённые на рис. 32, показывают, что энергетический спектр испускаемых протонов также следует такому закону при энергиях  $\sim 100 \text{ Мэв}$ . Для получения относительного числа мезонов и протонов, для которых средний угол рассеяния меньше  $0,22^\circ$  на  $100 \mu$ , мы экстраполировали спектр протонов по закону  $\frac{dE}{E^{2,5}}$  для больших энергий, а спектр мезонов — по кривой Сандса.

Было получено хорошее согласие между полным числом частиц, полученным с помощью такой экстраполяции, и наблюдаемым на опыте.

Настоящие результаты позволяют получить относительное число частиц различной природы, образованных в ядерном расщеплении.

Среди частиц с ионизацией, меньшей четырёхкратной,  $(36 \pm 2,5)\%$  составляют  $\pi$ -мезоны,  $(51 \pm 2,9)\%$  — протоны,  $(13 \pm 1,5)\%$  — дейтероны и тритоны. Для ливневых частиц с ионизацией, меньшей 16 зёрен на  $50 \mu$ , соответствующие значения  $(79 \pm 6)\%$ ,  $(17 \pm 3)\%$  и  $(4 \pm 1,3)\%$ .

#### ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛИВНЕВЫХ ЧАСТИЦ

В части II было отмечено, что в некоторых случаях ливневые частицы, созданные при расщеплении одного из ядер эмульсии, испытывают затем ядерные столкновения. Мы назвали такие случаи двойными звёздами. По числу двойных звёзд (см. микрофотографии XII, XIII, XIV в конце выпуска) можно определить средний свободный пробег для ядерных взаимодействий. Поскольку теперь известно, что  $80\%$  ливневых частиц — мезоны, причём наиболее вероятно —  $\pi$ -мезоны, то подобные наблюдения могут дать важные сведения о характере взаимодействия  $\pi$ -мезонов с нуклеонами.

Метод I. Наиболее простым путём определения среднего ядерного пробега является прямое сравнение полного пути в эмуль-

сни ( $\Sigma L$ ) всех ливневых частиц, следы которых имеют длину более 3000  $\mu$ , с числом произведённых ими ядерных актов взаимодействия. При этом можно ограничиться только теми ливневыми частицами, которые по их рассеянию можно отождествить с мезонами.

При исследовании 48  $см^3$  эмульсии был обнаружен 241 мезон, образованный в «звездах» с кинетической энергией между 150—1500 Мэв и с пробегом, превышающим 3000  $\mu$ . Полный пробег

таких частиц составляет 200  $см$ , причём 6 из них образуют вторичные «звезды». Мезон должен иметь пробег в эмульсии по крайней мере 3000  $\mu$ , чтобы можно было установить его природу. Если ядерное столкновение произошло на пробеге, меньшем 3000  $\mu$ , то такой мезон исключается как из числа случаев вторичного ядерного взаимодействия, так и из общего числа следов. Таким образом, эффективный пробег частиц, который мы должны учитывать, равен  $200 - (241 \times 0,3) = 128$   $см$ , а средний пробег на одно расщепление  $(21 \pm 9)$   $см$ , или  $82 \pm 35$   $г/см^2$ . Это значение сравнимо со значением, полученным для ядерного пробега в предположении, что эффективное сечение взаимодействия равно геометрическому сечению ядра, т. е.

$$L_{\text{яд}} = 90 \text{ г/см}^2.$$

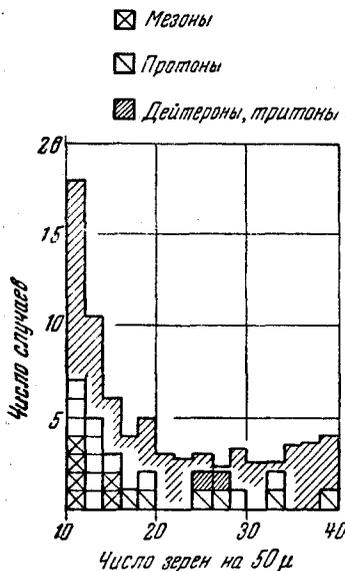


Рис. 34.

Метод II. Аналогичные расчёты могут быть сделаны для всех ливневых частиц с пробегом, бóльшим 400  $\mu$ . Такое значение минимального пробега позволяет определять плотность зёрен для следов, соединяющих две «звезды», с точностью около 15%. На рис. 34 и 35 дано распределение по величинам плотности зёрен для всех соединяющих следов. Следы с длиной, достаточной для отождествления частиц, отмечены штрихами. В некоторых случаях отождествление оказалось возможным, хотя следы были короче 3000  $\mu$ . Соответствующее распределение для всех наблюдаемых следов, образованных в «звездах», делённое на 10, дано на тех же рисунках. Распределение по плотности зёрен для частиц различных типов дано на рис. 36.

Средний свободный пробег ливневых частиц может быть вычислен с помощью метода, описанного в дополнении. Для средней толщины того слоя эмульсии, который частицы проходят, не пре-

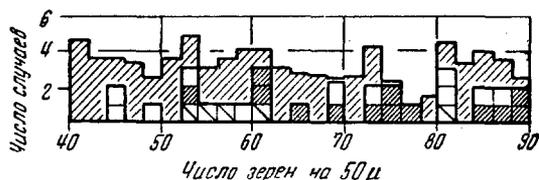


Рис. 35. Распределение по плотности зёрен следов частиц, вызывающих вторичные расщепления. Соответствующее распределение, уменьшенное в 10 раз, для всех следов, выходящих из звёзд, представлено заштрихованной площадью.

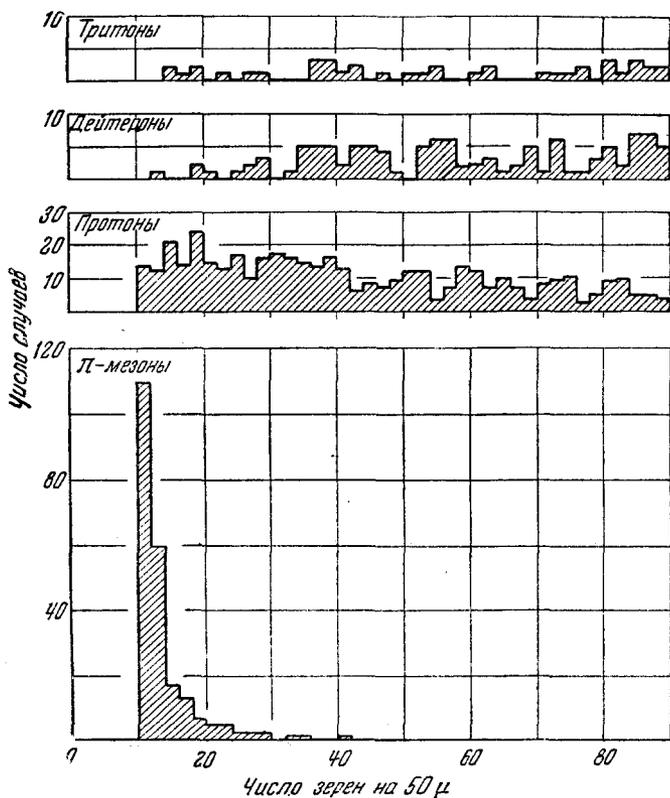


Рис. 36. Распределение по плотности зёрен следов частиц различных типов, выходящих из звёзд. Для получения числа частиц  $\mu$  на одну звезду надо умножить приблизительно на  $1,6 \cdot 10^{-4}$ .

терпевшая ядерного взаимодействия, было получено значение  $26 \pm 7$  см. Это соответствует  $102 \pm 27$  г/см<sup>2</sup>, т. е. также согласуется с величиной пробега, соответствующей геометрическому сечению.

Мы покажем в следующем параграфе, что эффективное сечение образования звёзд протонами с кинетической энергией между 100 и 600 Мэв также приблизительно равно геометрическому. Разумно предположить, что и протоны больших энергий, такие, которые мы называли ливневыми частицами, обладают таким же эффективным сечением. Тогда из предыдущего результата следует, что среднее эффективное сечение и для  $\pi$ -мезонов соответствует геометрическому сечению.

#### СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ РАБОТАМИ

Приведённые выше значения для свободного ядерного пробега ливневых частиц, а следовательно, и для  $\pi$ -мезонов меньше, чем значения, полученные другими авторами.

Сводка всех данных по пробегам дана в таблице XIII. Так как взаимодействие ливневых частиц изучалось в различных веществах,

Т а б л и ц а XIII

Автор	Метод	Средний пробег	$\frac{L_{\text{набл}}}{L_{\text{геом}}}$	Интервал энергий (мезоны)
Пиччиони <sup>7</sup>	Счётчики на высоте гор	1200 г/см <sup>2</sup> Fe	14,0	>400 Мэв
Фреттер <sup>10</sup>	Камера Вильсона со свинцовыми пластинками на высоте гор	750 г/см <sup>2</sup> Pb (без поправки)	4,7	>150 Мэв $n_s \geq 2$
Ловати, Мура, Салвини и Таг-лиаферри <sup>11</sup>	Камера Вильсона со свинцовыми пластинками на высоте гор	$300 \pm 100$ г/см <sup>2</sup> Pb (с поправкой)	1,9	150 Мэв $n_s > 2$
Браун и Мак-Кэй <sup>12</sup>	Камера Вильсона со свинцовыми пластинками на высоте гор	$316 \pm 70$ г/см <sup>2</sup> Pb (с поправкой)	2,0	150 Мэв
Батлер, Россер и Баркер <sup>13</sup>	Камера Вильсона со свинцовыми пластинками на уровне моря	400 г/см <sup>2</sup> Pb (без поправки)	2,5	Средняя энергия ливней $\sim 7000$ Мэв
		200 г/см <sup>2</sup> Pb (с поправкой)	1,4	
Гардинг, Перкинс <sup>14</sup>	Фотографические пластинки, экспонированные подо льдом	120 г/см <sup>2</sup> льда	2,0	>100 Мэв
		Электронно-чувствительные пластинки, экспонированные на больших высотах	100 г/см <sup>2</sup> эмульсии	1,1

то в таблице даётся отношение наблюдаемого пробега к пробегу, соответствующему геометрическому сечению для данного вещества.

Все опыты со счётчиками и камерой Вильсона обладают тем недостатком, что в них путь частицы не может быть прослежен непрерывно на всём своём протяжении. Работы с камерой Вильсона выполняются с использованием свинцовых пластин различной толщины внутри камеры. Полученное в этих опытах значение для пробега должно быть исправлено с учётом тех ядерных расщеплений, продукты которых имеют пробег, оканчивающийся внутри пластинки.

В таблице XIV приведены характеристики тех звёзд, которые создаются ливневыми частицами при взаимодействии с ядрами

Таблица XIV

Первичная звезда $N_n + N_s$	Вторичная звезда $N_n + N_s$	Длина соединяющего следа в $\mu$	Плотность зёрен на 50 $\mu$	$\bar{\alpha}^\circ$ на 100 $\mu$	Природа соединяющей частицы
10+1 <sub>p</sub>	4+0 <sub>p</sub>	3 800	14,9	0,191	Мезон
17+5 <sub>p</sub>	6+0 <sub>p</sub>	700	13,3	—	Не отождествлена
14+1 <sub>p</sub>	9+0 <sub>p</sub>	4 600	10,1	0,025	Мезон
16+1 <sub>p</sub>	4+0 <sub>p</sub>	750	14,5	—	Не отождествлена
8+2 <sub>n</sub>	1+0 <sub>p</sub>	3 000	15,0	0,21	Мезон
3+4 <sub>p</sub>	5+1 <sub>p</sub>	10 600	12,2	0,0087	Не отождествлена
18+5 <sub>n</sub> *)	5+0 <sub>p</sub>	10 600	10,4	0,049	Мезон
6+5 <sub>n</sub>	16+0 <sub>p</sub>	5 800	12,4	0,0215	Не отождествлена
9+1 <sub>n</sub>	5+0 <sub>p</sub>	13 000	11,7	0,032	Мезон
4+4 <sub>p</sub>	4+0 <sub>p</sub>	450	13,4	—	Не отождествлена
0+7 <sub>p</sub> **)	8+5 <sub>p</sub>	1 200	11,7	—	»
6+6 <sub>p</sub>	14+3 <sub>p</sub>	1 500	12,1	0,017	»
18+15 <sub>p</sub>	17+1 <sub>p</sub>	1 700	11,4	—	»
9+1 <sub>p</sub>	5+0 <sub>p</sub>	1 750	10,0	—	»
8+1 <sub>p</sub>	1+0 <sub>p</sub>	11 200	10,1	0,068	Мезон

\*) См. микрофотографию XIII.  
\*\*) См. микрофотографию XIV.

эмульсии. Из этой таблицы видно, что в основном образуются звёзды с малым числом лучей, и это подтверждается изучением звёзд, образованных быстрыми  $\pi$ -мезонами. Мы предполагаем поэтому, что поправки, вводимые при обработке некоторых данных, полученных с камерой, в действительности значительно занижены. Наши результаты, однако, не сильно отличаются от новых данных Батлера<sup>13</sup>.

### ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ, ДЕЙТЕРОНОВ И ТРИТОНОВ

Тот же метод, что и применённый выше для определения ядерного пробега ливневых частиц, может быть использован для получения соответствующих значений для протонов, дейтеронов и тритонов. На рис. 37 дан спектр масс частиц, для следов которых наблюдается плотность зёрен, превышающая 50 зёрен на 50  $\mu$ .

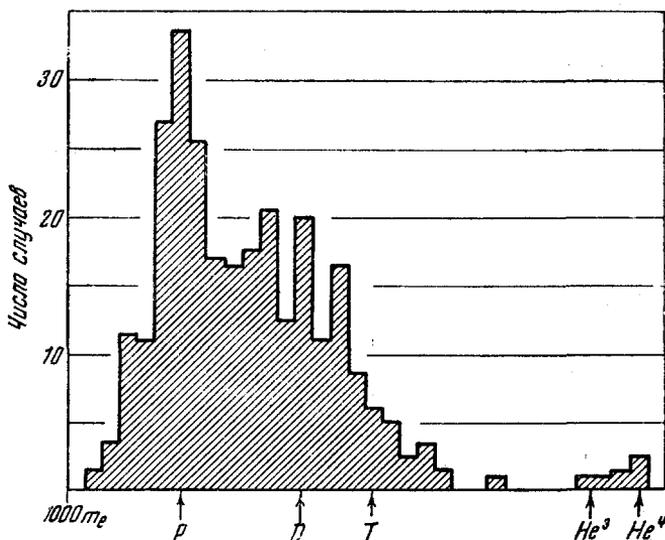


Рис. 37. Распределение масс частиц, испускаемых в звёздах с плотностью зёрен, большей чем 50 зёрен на 50  $\mu$ .

Из рисунка видно, что можно различить протоны и дейтероны, но не дейтероны и тритоны.

Полученные результаты для среднего свободного пробега сведены в таблице XV. Цифры, приведённые в шестом ряду, получены следующим путём: было определено отношение числа протонов к числу дейтеронов и тритонов в различных интервалах плотности зёрен для отождествлённых следов, дающих вторичные звёзды.

Неотождествлённые следы были затем отнесены к различным типам частиц согласно этому отношению. Тот факт, что ядерный пробег для дейтеронов и тритонов сильно отличается от пробега для протонов, означает, что различие между протонами и дейтеронами имеет на самом деле место.

Таблица XV\*)

Тип частиц	Энергия в Мэв	Плотность зёрен (зёрен на 50 $\mu$ )	Эффективный путь в эмульсии	Число взаимодействующих частиц	Средний пробег в см	Объём просмотренной эмульсии
Отождествлённые мезоны	150—1500	10—16	128 см	$6 \pm 2,5$	$21 \pm 9$	48 см <sup>3</sup>
Ливневые частицы	150—1500 (мезоны)	10—16	389 см	$15 \pm 4$	$26 \pm 7$	48 см <sup>3</sup>
	600—5000 (протоны)					
Протоны + Дейтроны + Тритоны	40—100	40—66	174 см	$5,5 \pm 2,7$	$32 \pm 16$	87 см <sup>3</sup>
	100—600	10—16	291 см	$9,6 \pm 3,3$	$30 \pm 10$	48 см <sup>3</sup>
	75—250	40—76	127 см	$10,7 \pm 3,9$	$12 \pm 4,5$	87 см <sup>3</sup>

\*) Данные для ливневых частиц приведены для сравнения.

ДОПОЛНЕНИЕ

Определение среднего ядерного пробега различных частиц в эмульсии может быть выполнено следующим путём. Исследования углового распределения ливневых частиц показали, что в нижней полусфере это распределение близко к изотропному<sup>15</sup>. Следовательно, с достаточной точностью можно считать, что распределение истинно изотропно и что это справедливо для протонов, дейтронов и тритонов. Следы можно считать прямыми, и тогда легко показать, что число следов  $N(L) dL$ , для которых истинная длина лежит между  $L$  и  $L + dL$ , есть

$$N(L) dL = N_0 \frac{D}{2L^2} dL \text{ (для } L > D), \quad (A)$$

где  $N_0$  — полное число частиц, испускаемых из «звезды» в рассматриваемом энергетическом интервале, и  $D$  — толщина эмульсии. Средняя длина  $\bar{L}$  следов в эмульсии, для которых  $L$  лежат в интервале  $L_1 - L_2$ , есть

$$\bar{L} = \frac{\ln \frac{L_2}{L_1}}{\frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_2}}$$

Для  $D = 400 \mu$ ,  $L_1 = 400 \mu$  и  $L_2 = 20\,000 \mu$  получим:  $\bar{L} = 1596$ . Мы взяли верхний предел, равный  $20\,000 \mu$ , для удобства анализа.

В  $48 \text{ см}^3$  эмульсии рассмотренное число следов с плотностью зёрен, меньшей чем 16 зёрен на  $50 \mu$ , и с длиной пути, большей чем  $3000 \mu$ , равно 349. Вычисленное значение  $N_0$  равно 5235, а число следов длиннее  $400 \mu$  равно половине этого значения, т. е. 2617,5.

Из (А) для числа следов длиннее  $20\,000 \mu$  получим:

$$\frac{N_0 D}{2 \times 20\,000} = 52,35.$$

Отсюда число следов с длиной между  $400$  и  $20\,000 \mu$  равно 2565, и средний эффективный путь  $1596 - 400 = 1196 \mu$ , поскольку первые  $400 \mu$  пути не включаются в анализ.

К этому мы должны прибавить вклад, вносимый следами частиц, пробег которых больше  $20\,000 \mu$ , что равно  $52,35 \times (2,00 - 0,04) \text{ см}$ . Далее, мы предполагали до сих пор, что эмульсия покрывает бесконечный слой. Простые геометрические соображения показывают, что для использованных пластинок полная длина пути должна быть уменьшена на 5%. Таким образом, полная эффективная длина в эмульсии

$$\Sigma L = (2565 \times 0,1196 + 52,35 \times 1,96) \times 0,95 = 389 \text{ см}.$$

Соответствующее число наблюдаемых вторичных «звёзд» равно 15. Следовательно, ядерный пробег ливневых частиц равен  $(26 \pm 7) \text{ см}$  эмульсии.

## V. НЕЙТРАЛЬНЫЕ МЕЗОНЫ \*)

### ВВЕДЕНИЕ

Недавно выполненные опыты Бюрклунда, Крандаля, Мойера и Йорка<sup>16</sup> приводят к мысли, что  $\gamma$ -лучи высокой энергии, возникающие при облучении вещества протонами с энергией более  $200 \text{ Мэв}$ , имеют вторичное происхождение и возникают при распаде на два фотона нейтральных мезонов с массой около  $300 m_e$  и временем жизни менее  $10^{-11}$  сек. Эти нейтральные мезоны являются первичными продуктами ядерных столкновений. Далее, Братт, Кэплан и Петерс<sup>17</sup> произвели подробное исследование расщепления, образованного в фотографической эмульсии  $\alpha$ -частицей с энергией между  $10^{-12}$  и  $10^{-13} \text{ эв}$ , в результате которого было образовано 56 ливневых частиц. В «стволе» ливневых частиц, большинство которых является мезонами<sup>7</sup>, эти авторы наблюдали и образование нескольких электронных пар и сделали вывод, что заряженные мезоны сопровождаются  $\gamma$ -излучением. Если это излучение возникает при распаде нейтральных мезонов и если эти

\*) A. G. Carlson, J. E. Hooper, D. T. King, *Phys. Mag.* 41, 701 (1950).

частицы образованы в ядерном взрыве с кинетической энергией, близкой к энергии заряженных мезонов, — можно показать, что собственное время жизни нейтральных мезонов меньше  $3 \cdot 10^{-13}$  сек.

Наконец, повидимому, существование нейтральных мезонов с массой около  $280 m_e$  и их способ распада на два фотона следуют из опытов по захвату  $\pi^-$ -мезонов в жидком водороде<sup>17а</sup>. Этот процесс ведёт к превращениям, которые можно представить следующими уравнениями:

$$N^1 + \pi^{-1} \rightarrow n^0 + \pi^0; \quad \pi^0 \rightarrow 2h\nu \quad (h\nu \sim 70 \text{ Мэв}), \quad (a)$$

$$N^1 + \pi^{-1} \rightarrow n^0 + h\nu \quad (h\nu \sim 140 \text{ Мэв}), \quad (б)$$

где  $\pi^0$  — нейтральный мезон.

Степень монохроматичности наблюдавшихся  $\gamma$ -лучей, образованных в результате процесса (а), который более вероятен, показывает, что  $\pi^0$ -мезоны испускаются с малой кинетической энергией. Так как массы других частиц, участвующих в превращениях, известны, то этот факт показывает, что масса нейтрального мезона ( $\pi^0$ ) только на несколько электронных масс меньше массы заряженных  $\pi$ -мезонов; именно  $m_{\pi^0} \sim 280 m_e$ . Повидимому, эти опыты имеют важное значение для работ, выполненных в течение последних нескольких лет с камерой Вильсона и счётчиками<sup>18—21</sup>. Эти работы убедительно показали, что каскадные ливни мягкой компоненты обычно связаны с проникающими ливнями заряженных мезонов.

## Раздел I. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ

### Спектр $\gamma$ -лучей на высоте 23 км

В течение последнего года в нашей лаборатории были проделаны опыты с фотографическими пластинками, экспонированными на высоте 23 км (см. часть II).

Несколько этих пластинок было просмотрено в микроскоп с относительно высоким увеличением, чтобы обнаружить пары электронов и другие случаи, состоящие только из частиц с зарядом  $e$ , движущихся с релятивистскими скоростями. Такие случаи обычно пропускаются наблюдателем, если пластинки просматриваются с меньшим увеличением. Определив энергии пар электронов методом рассеяния (в тех благоприятных случаях, в которых следы в эмульсии имеют достаточную длину), можно было вычислить энергетический спектр и направление движения фотонов «мягкой» компоненты на высоте 23 км.

Метод, использованный для определения энергии электронов, подобен методу, описанному в части III, а также Кингом<sup>22</sup>. Производились измерения только тех пар, у которых след каждой компоненты был длиннее 1 мм. При длине следа менее 2000  $\mu$  невозможно определить энергию соответствующей частицы, если она

больше 500 Мэв. Однако удовлетворительные оценки энергии частиц (до 400 Мэв) могут быть сделаны при длине следов только 1000  $\mu$ .

Характерные величины вероятных ошибок при измерениях энергии частиц по следам с длиной 1000  $\mu$  приведены в таблице XVI.

Таблица XVI

Область энергий (в 1 Мэв)	Длина отрезка (в микронах)	Вероятная ошибка в энергии (в %)
10—100	100	19
100—200	200	28
200—400	250	32

Энергия пары обычно существенно больше, чем энергия одной из её компонент. Мы можем, следовательно, сказать, что полная энергия  $E$  пары может быть измерена с вероятной ошибкой меньше 30 % для величин  $E < 600$  Мэв, если оба следа пары имеют длину более 1000  $\mu$ , и для величин  $E < 1500$  Мэв, если

следы длиннее 2000  $\mu$ . Измерения пар с очень низкой энергией требуют небольшой поправки, учитывающей влияние рассеяния на

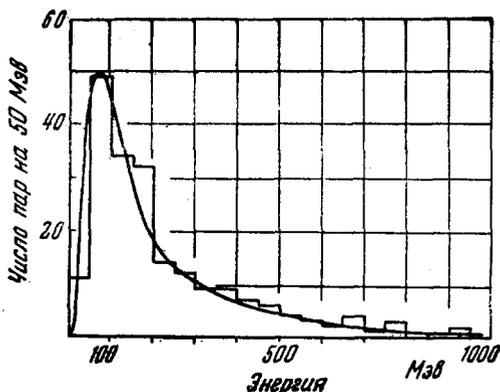


Рис. 38. Распределение энергий пар электронов, наблюдавшихся на высоте 23 км. Гладкая линия показывает ожидаемый спектр фотонов, возникающих при распаде нейтральных мезонов с массой  $280 m_e$  и кинетической энергией заряженных  $\pi$ -мезонов, образованных в «звёздах».

выход частиц из эмульсии. Однако такие поправки для  $E > > 200$  Мэв очень малы, и в настоящих измерениях они не вводились. Результаты приведены на рис. 38.

При определении ориентации пар электронов по отношению к вертикальной линии, проведённой через пластинку во время

экспозиции, считалось достаточным определить только угол  $\theta$  наклона проекции «биссектрисы» пары. «Биссектриса» пары электронов, образованных фотоном с энергией, лежащей в рассматриваемой области, позволяет определить направление фотона, образовавшего пару с вероятной ошибкой менее чем  $0,2^\circ$ .

Распределение величин  $\theta$ , вычисленное из наблюдений 500 пар, приведено на рис. 39. Из рис. 39 видно, что распределение направлений движения фотонов близко к изотропному в области углов от  $0$  до  $90^\circ$  по отношению к вертикали, направленной вниз, и что

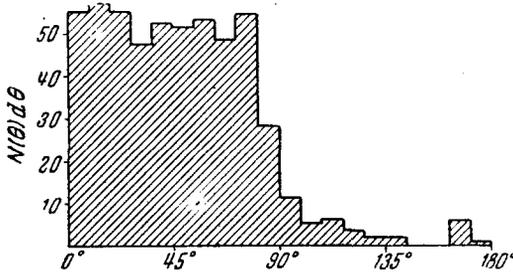


Рис. 39. Угловое распределение направлений движения фотонов на высоте 23 км.

интенсивность любого излучения, направленного вверх, относительно очень мала. Заряженные мезоны, испущенные при ядерных расщеплениях в эмульсии во время этой же экспозиции, обнаруживают такое же угловое распределение<sup>15</sup>.

### Особенности излучения, образованного при распаде нейтральных мезонов

После опубликования результатов работы<sup>16</sup> нам пришло в голову, что если  $\gamma$ -излучение в атмосфере возникает при распаде нейтральных мезонов и если оно исследуется в условиях, в которых не влияют существенно тормозное излучение и другие процессы, связанные с развитием каскадных ливней мягкой компоненты, то его спектр должен иметь некоторые особенности внутреннего строения и должен позволить определить массу постулированных нейтральных мезонов.

Метод определения массы основывается на следующих соображениях.

Предположим, что нейтральная частица с массой  $m_0$ , двигаясь со скоростью  $\beta c$ , превращается в два кванта с энергиями  $h\nu_1$  и  $h\nu_2$ , испущенных в направлениях, образующих углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  с линией движения нейтральной частицы (рис. 40).

Уравнения сохранения энергии и импульса могут быть записаны в виде

$$\frac{h\nu_1}{c} \sin \theta_1 = \frac{h\nu_2}{c} \sin \theta_2,$$

$$\frac{h\nu_1}{c} \cos \theta_1 + \frac{h\nu_2}{c} \cos \theta_2 = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

$$h\nu_1 + h\nu_2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = B m_0 c^2 = \varepsilon.$$

Решая эти уравнения, легко показать, далее, что энергия кванта, испущенного под углом  $\theta$ , даётся хорошо известной формулой релятивистского Допплер-эффекта

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

Кривые, показывающие изменение  $h\nu$  с  $\theta$  для различных величин  $B$  и заданного значения  $m_0 c^2$ , равного 140 Мэв, приведены на рис. 41.

Из уравнения (1) следует, что для данной величины  $\beta$  максимальное и минимальное значения  $h\nu$  даются следующими соотношениями:

$$(h\nu)_{\text{макс}} = \frac{B m_0 c^2}{2} (1 + \beta),$$

$$(h\nu)_{\text{мин}} = \frac{B m_0 c^2}{2} (1 - \beta),$$

и что чем больше скорость моноэнергетического пучка ней-

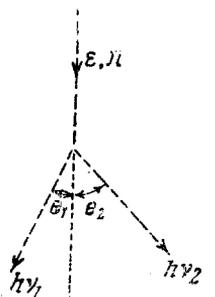


Рис. 40.

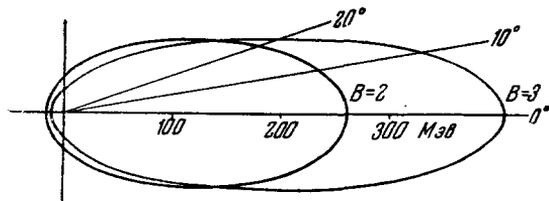


Рис. 41. Полярная диаграмма, показывающая зависимость энергии фотонов от направления их испускания, если фотоны образовались при распаде нейтральных мезонов. Вычисления проделаны для двух величин полной энергии нейтральных мезонов.

тральных мезонов, тем больше ширина спектра испускаемого  $\gamma$ -излучения.

Предполагая, что  $\gamma$ -излучение испускается изотропно в системе координат, движущейся со скоростью, равной скорости мезона, можно вычислить форму спектра  $\gamma$ -лучей (см. приложение) и можно показать, что она даётся соотношением

$$N(E) dE = K dE,$$

где  $N(E) dE$  — число испущенных квантов с энергией между  $E$  и  $E + dE$ ,  $K$  — величина, постоянная для значений  $E$ , лежащих между  $(h\nu)_{\text{макс}}$  и  $(h\nu)_{\text{мин}}$ , и равная нулю для значений  $E$ , лежащих вне этого интервала. Характерные спектры для различных вели-

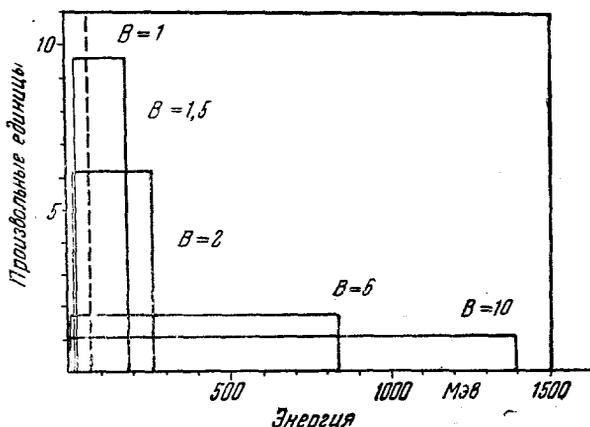


Рис. 42. Распределение энергий фотонов, образованных при распаде моноэнергетических нейтральных мезонов.

чин  $B$ , нормированные так, чтобы соответствовать одному и тому же полному числу квантов, приведены на рис. 42.

В случае неоднородного пучка нейтральных мезонов можно показать, что результирующий спектр  $\gamma$ -лучей имеет вид, представленный на рис. 43. Спектр имеет максимум, если ограниченное число нейтральных мезонов испускается с нулевой скоростью.

Для любой величины интенсивности ниже максимальной имеется два соответствующих значения энергии кванта  $E_1$  и  $E_2$ , и можно показать, что эти значения связаны с массой покоя исходных нейтральных частиц соотношением

$$\sqrt{(E_1 E_2)} = \frac{m_0 c^2}{2}. \quad (2)$$

Доказательство этой теоремы приведено в приложении. Из этого результата следует, что если большая часть  $\gamma$ -излучения на высоте 23 км образована при распаде нейтральных мезонов

и если это излучение не изменено существенным образом процессами, которые приводят к образованию каскадных ливней, то должна существовать внутренняя согласованность формы спектра, выраженная уравнением (2). Нам кажется, что наблюдение такой согласованности спектра было бы очень сильным доводом в пользу

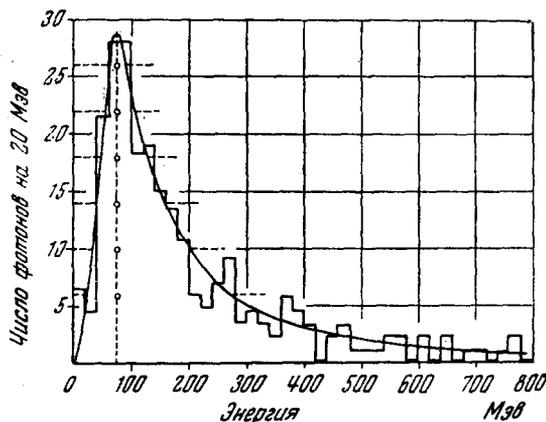


Рис. 43. Спектр  $\gamma$ -излучения на высоте 23 км. Гладкая линия — это линия, дающая наилучшее согласие с экспериментальными результатами; масса нейтрального мезона вычислена из неё.

предположения, что  $\gamma$ -излучение действительно возникает в результате распада нейтральных мезонов, и позволило бы оценить их массу.

Сравнение с опытом. Масса нейтрального мезона

На рис. 43 приведено распределение энергии  $\gamma$ -излучения. Оно вычислено из энергетического спектра пар (см. рис. 38) в предположении, что эффективное сечение образования пар фотонами изменяется с энергией согласно формулам квантовой электродинамики<sup>28</sup>. Гладкая линия вычерчена в наилучшем согласии с распределением, и сечения для определения  $E_1$  и  $E_2$  сделаны при различных произвольно выбранных интенсивностях. Соответствующие значения  $\sqrt{E_1 E_2}$  показаны кружками. Из рис. 43 и таблицы XVII видно, что эти значения находятся в достаточном согласии друг с другом и указывают на то, что  $\gamma$ -излучение возникает при распаде нейтральных мезонов с массой  $295 \pm 20 m_e$ . Результаты могут быть подвержены небольшой систематической ошибке, возникающей из-за изменения с энергией постоянной рассеяния  $K$ , определяемой уравнением  $E = \frac{K}{\alpha}$ , где  $\bar{\alpha}$  — средний наблюдаемый угол рассеяния

Таблица XVII

Измерения массы нейтральных мезонов по наблюдавшемуся энергетическому спектру фотонов

Весы (число пар)	$E_1$	$E_2$	$\frac{\epsilon_0}{2} = \sqrt{E_1 E_2}$	«Взвешенные» значения *) $\frac{\epsilon_0}{2}$
26	63	91	75,5	196
22	53	106	75,0	165
18	45	124	75,0	135
14	39	156	78,0	109
10	31	200	79,0	79
6	21	274	75,5	42

Всего 96 пар.  
Все энергии даны в Мэв. Среднее значение  $\frac{\epsilon_0}{2} = 75,8$  Мэв.  
Масса нейтральной частицы  $m_{\pi^0} = 295 \pm 20 m_e$ .

\*) «Взвешенным» значением  $\frac{\epsilon_0}{2}$  авторы называют произведение экспериментально определённого значения  $\frac{\epsilon_0}{2}$  на соответствующее число пар. (Прим. переводчика.)

для отрезка длиной 100 р. Такое изменение является результатом эффектов экранирования.

Приведённая выше ошибка в определении массы нейтрального мезона соответствует только статистическим флуктуациям в числе измеренных пар электронов. Когда этот результат был первоначально получен, не было ясно, насколько влияет на него увеличение роли каскадных ливней. Однако недавние наблюдения показывают, что «дисторсия» в форме спектра мала. Повидимому, это связано со следующими особенностями опытов.

Во-первых, пластинки были экспонированы вблизи главного мезонообразующего слоя атмосферы. На этой высоте вероятность того, что данный квант образует каскад, даже для фотонов, возникших на границе атмосферы, мала. Во-вторых, если каскадный процесс начинается собственно в группе пластинок, он обычно образует относительно узкие ливни, состоящие из частиц, двигающихся почти параллельно одна другой и очень близко друг от друга. Развитие таких каскадных ливней наблюдалось в настоящих опытах, но они редки, и любые пары, связанные с ними, исключались из рассмотрения.

По этим соображениям мы считаем, что наши наблюдения являются весьма убедительным доказательством того, что большая часть  $\gamma$ -излучения в атмосфере возникает при распаде нейтральных мезонов с массой  $\sim 295 \pm 20 m_e$ , тождественных с частицами, существование которых следует также из опытов 16, 17.

### Энергетический спектр нейтральных мезонов

По наблюдавшемуся спектру  $\gamma$ -лучей можно вычислить распределение энергий первичных нейтральных мезонов. Результат

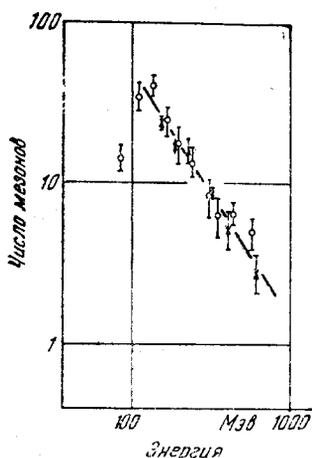


Рис. 44. Спектр энергий нейтральных мезонов, испущенных при ядерных расщеплениях. Спектр нейтральных мезонов обозначен крестиками, спектр заряженных мезонов по наблюдениям (часть IV и др.) обозначен кружками.

На основании результатов части II для заряженных мезонов получен спектр  $\gamma$ -лучей, изображенный на рис. 38 гладкой линией. Из рис. 38 видно, что вычисленная форма спектра неотличима от наблюдавшейся. Это придает дополнительный вес основному предположению о возникновении  $\gamma$ -лучей и предположению о том, что первичные нейтральные мезоны возникают с энергетическим распределением, очень близким к распределению заряженных частиц.

## Раздел II. ОПЫТЫ ПО УСТАНОВЛЕНИЮ НЕЗАВИСИМОГО СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ И ИЗМЕРЕНИЮ ИХ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ И ЧАСТОТЫ ПОЯВЛЕНИЯ

### Метод определения времени жизни

Доказательства существования нейтральных мезонов, описанные до сих пор, являются очень сильными, но тем не менее косвенными доказательствами. Они получены при исследовании спектра  $\gamma$ -излучения, особенности которого согласуются с предположением об об-

разовании этого излучения при распаде нейтральных мезонов. Хотя вывод о существовании нейтральных мезонов едва ли может быть подвергнут сомнению, тем не менее существенно произвести неоспоримую проверку независимого существования этих частиц.

Кроме того, известно<sup>24</sup>, что определение времени жизни нейтрального мезона имеет большое значение для выбора теоретической трактовки природы частицы. Следующее ниже рассмотренное показывает, что такое доказательство может быть получено с помощью фотографического метода, если время жизни частицы больше чем  $2 \cdot 10^{-14}$  сек.

Предположим, что нейтральный мезон испускается с полной энергией  $\epsilon = \beta m_0 c^2$  при ядерном расщеплении в эмульсии и что он распадается на два фотона после прохождения расстояния  $l$ . Мы видели, что два фотона обычно испускаются под углом к направлению исходной частицы. Предположим далее, что один из фотонов образует в эмульсии пару электронов на расстоянии  $l$  или  $2$  мм от точки его возникновения. Вероятность такого процесса составляет для каждого испущенного нейтрального мезона 3%, так как средняя длина пробега фотона в эмульсии до образования пары равна 46 мм\*) и каждая нейтральная частица образует два фотона; из-за конечной толщины эмульсии значительная доля всех случаев будет ускользать от наблюдения.

Мы видели, что для нейтральных мезонов с кинетической энергией в рассматриваемой области электроны пар будут испускаться, образуя угол  $0,2^\circ$  между собой. Если пренебречь импульсом, переданным ядру, участвующему в образовании пары<sup>25</sup>, то биссектриса угла между следами двух электронов определит, следовательно, направление движения падающего фотона с точностью до ошибки порядка  $0,2^\circ$  (рис. 45). Из рис. 45 ясно, что если среднюю линию пары продолжить в обратном направлении, она пройдет не точно через расщепившееся ядро, в котором образовался нейтральный мезон, а на расстоянии  $r$  от него. Чем больше величина времени жизни мезона, тем больше среднее расстояние  $l$  и соответствующая величина  $r$ .



Рис. 45. Принцип метода определения времени жизни нейтрального мезона.

\*) Эта величина вычислена с учётом наблюдаемого спектра  $\gamma$ -излучения и изменения радиационной единицы с энергией кванта.

Величина  $r$  для любого данного случая будет зависеть от расстояния, пройденного нейтральным мезоном до его распада, и направления испускания фотона относительно линии движения мезона. Для моноэнергетического пучка нейтральных мезонов ожидаемое распределение величин  $r$  может быть вычислено методами, упомянутыми в приложении. От полученных таким образом результатов можно перейти затем к общему случаю, в котором нейтральные мезоны распределены по энергиям. Рис. 46 представляет результаты таких вычислений, выполненных в предположении, что

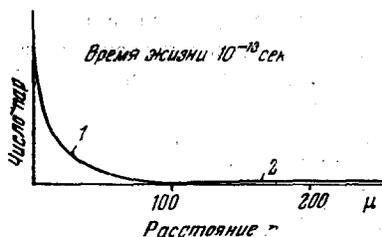


Рис. 46. 1 — вычисленное распределение величин  $r$  для предположенного времени жизни нейтрального мезона  $10^{-13}$  сек.; 2 — вычисленное распределение, обусловленное случайными парами.

Характерной чертой метода является то, что для мезонов высокой энергии ( $B \geq 2$ ) вычисленные распределения почти не зависят от величины  $B$  и распределения энергии нейтральных частиц. Это обусловлено тем, что хотя испущенное излучение при увеличении  $B$  имеет тенденцию концентрироваться вблизи направления движения исходных мезонов (фактор, который ведёт к уменьшению величины  $r$ ), этот эффект, с другой стороны, компенсируется релятивистским растяжением шкалы времени движущихся частиц, увеличивающим длину свободного пробега нейтральных мезонов в эмульсии.

### Экспериментальные результаты

Чтобы использовать вышеупомянутый метод при большом увеличении, было предпринято широкое исследование области эмульсии в непосредственной близости ядерных взрывов, в которых образовано три или более «ливневых» частиц ( $n_s \geq 3$ ). Для всех пар электронов, обнаруженных в объёме эмульсии, выделенном, как показано на рис. 47, по направлению проекции средней линии пары по отношению к звезде и её «наклону», определялась величина  $r$ . Подробнее эти измерения и возможные ошибки обсуждены в следующем параграфе.

Наблюдавшееся распределение измеренных величин  $r$  дано на рис. 48. Из рисунка видно, что распределение содержит группу случаев, соответствующих малым величинам  $r$ , наряду с заметно выраженным общим фоном. Эти особенности распределения могут

быть интерпретированы следующим образом. Мы видели, что имеется случайное распределение пар электронов в пластинках, обусловленное потоком  $\gamma$ -излучения, и что эти пары иногда могут попадать в объём эмульсии вокруг звезды, который тщательно исследуется. Частота появления этих «случайных» пар может быть вычислена по наблюдаемому числу ливней ( $n_s \geq 3$ ) и пар электронов на единицу площади пластинок.

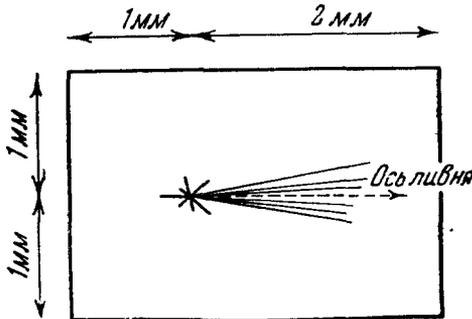


Рис. 47. Площадь вокруг «ливня», которая подробно исследовалась в поисках пар.

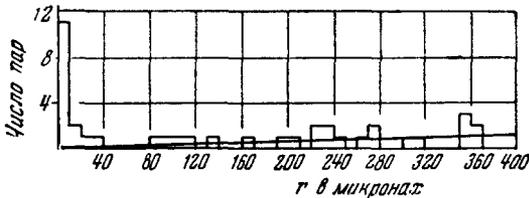


Рис. 48. Наблюдавшееся распределение величин  $r$  для  $r < 400 \mu$ . Ясно видна группа «коррелированных» пар, наблюдавшаяся при малых величинах  $r$ .

Вычисленная частота появления этих «случайных» пар в зависимости от  $r$  показана гладкой линией на рис. 48; можно видеть, что она находится в хорошем согласии с наблюдениями. Действительно, в интервале  $r$  от  $40 \mu$  до  $200 \mu$  ожидаемое число пар равно  $22 \pm 5$ , а наблюдавшееся равно 23. С другой стороны, большая часть пар, для которых  $r < 40 \mu$ , должна быть приписана  $\gamma$ -излучению, связанному с соответствующими ядерными взрывами, так как ожидаемое число случайных пар в этом интервале  $r$  равно только 0,2, а наблюдаемое равно 15. Наблюдения, следовательно, доказывают, что  $\gamma$ -излучение образуется некоторым

механизмом в результате ядерных взаимодействий, ведущих к образованию трёх или более ливневых частиц  $n_s \geq 3$ .

Наблюдения коррелированных пар показывают, что время жизни нейтральных мезонов меньше чем  $5 \cdot 10^{-14}$  сек. и, повидимому, они приводят к значению  $\tau_{\pi^0} = 3 \cdot 10^{-14}$  сек. Уже подчёркивалось выше, что такой результат, не считая его интереса для установления постоянной распада нейтральных  $\pi$ -мезонов, является также прямым доказательством их независимому существованию. Учитывая значение полученного результата, существенно установить надёжность наших наблюдений. Существенно выяснить, нельзя ли эти наблюдения объяснить ошибками измерений, в то время как среднее время жизни нейтральных мезонов в действительности значительно короче времени, которое может быть измерено этим методом.

#### Экспериментальные ошибки при определении величины $r$

Величина  $r$ , которая избрана в качестве критерия связи пары с данным ядерным взрывом, изображена на рис. 49.  $r$  — это рас-

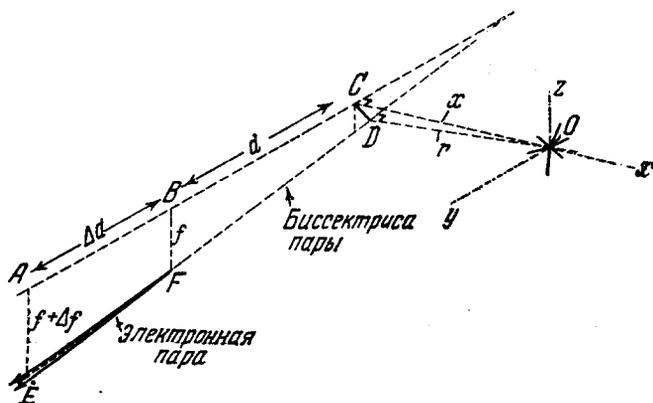


Рис. 49. Измерение величины  $r$ .

стояние между центром звезды и биссектрисой угла, образованного направлениями движения двух электронов пары. Чтобы определить  $r$ , сначала измеряется расстояние  $x$  от звезды до вертикальной плоскости, содержащей биссектрису электронной пары. Под «вертикалью» здесь имеется в виду направление нормали к плоскости эмульсии, которая считается «горизонтальной».

Расстояние  $x$  изображается отрезком  $OC$  на рис. 49 и измеряется следующим способом: пластинка вращается до тех пор, пока биссектриса пары не станет параллельной одному из направлений движения стола микроскопа, например  $Y$ , и не совпадёт в поле зрения с линией окулярной крестовины. Крестовина снабжена также шкалой, перпендикулярной к линии. Передвигая стол параллельно оси  $Y$  и вновь фокусируя изображение, звезду в конце концов устанавливают в поле зрения. Тогда расстояние звезды от биссектрисы пары может быть измерено с помощью окулярной шкалы.

Этот способ определения  $x$  подвержен ошибкам, которые зависят от расстояния  $bc = d$  (рис. 49) и от точности, с которой может быть определена биссектриса пары. Исследование рассеяния быстрых частиц<sup>3</sup> показывает, что горизонтальная проекция прямолинейного следа может быть проведена с ошибкой менее  $0,1^\circ$ . В случае пар, образованных фотонами очень высокой энергии, два следа не рассеиваются заметным образом на первых 100  $\mu$  их траектории, и угол  $\delta$  между ними мал; для 100  $Mэв$   $\gamma$ -лучей  $\delta \sim 0,2^\circ$ ; для 400  $Mэв$   $\delta \sim 0,05^\circ$ . Для излучения такой энергии, которое составляет основную часть спектра (см. рис. 38), определение биссектрисы может быть сделано с точностью порядка  $0,25^\circ$ , и соответствующая ошибка в  $x$  может быть записана как  $\delta x \sim \frac{d}{200}$  (причём  $\delta x$  и  $x$  измеряются в микронах).

Вторая величина, необходимая для определения  $r$ , находится измерением угла «наклона» биссектрисы пары. На рис. 49  $AC$  — проекция биссектрисы на плоскость, параллельную поверхности эмульсии и проходящую через центр звезды  $O$ , а  $f$  — глубина точки возникновения пары  $F$  относительно этой плоскости. Если длину биссектрисы до точки  $E$  обозначить  $\Delta d$ , то глубина точки  $E$  равна  $f + \Delta f$ . Можно легко показать, что

$$z^2 = CD^2 = (d \Delta f - f \Delta d)^2 / [(\Delta d)^2 + (\Delta f)^2]$$

и что

$$r^2 = x^2 + z^2.$$

Чтобы определить вероятные ошибки, вытекающие из ошибок измерения глубины, делались многочисленные повторные измерения для каждого случая и стандартные отклонения вычислялись эмпирически. Подобные же наблюдения проводились для протонов высокой энергии, производящих ядерные расщепления и испытывающих, как показали измерения рассеяния, среднее изменение в направлении движения меньше чем  $0,01^\circ$  на 100  $\mu$ .

Величины  $r$  могут быть таким образом вычислены для следов, которые заведомо проходят через центр звезды и отклонение которых от прямолинейности незначительно.

Эти наблюдения показывают, что вероятные ошибки в определении угла наклона составляют около  $0,2^\circ$  и что неопределённость в истинной величине  $r$  складывается почти в равной степени из ошибок двух измерений  $x$  и  $z$ .

В соответствии с конкретными особенностями отдельных случаев каждое из этих двух измерений может давать больший или меньший вклад в полную ошибку. Учитывая оба измерения, оценено, что вероятная ошибка в определении направления биссектрисы равна  $0,3^\circ$ .

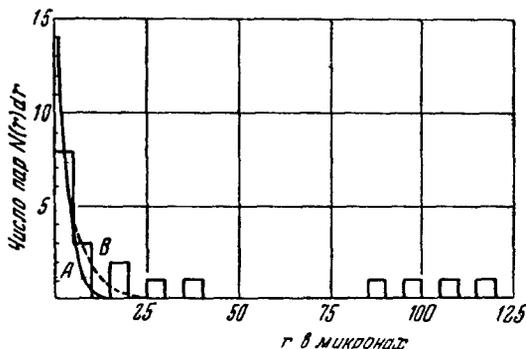


Рис. 50. Распределение наблюдавшихся величин  $r$  для коррелированных пар. Кривые  $A$  и  $B$  изображают ожидаемые распределения величин  $r$ , обусловленные вероятными ошибками  $0,25$  и  $0,5^\circ$  измерений направления движения фотона. Время жизни мезона предположено бесконечно малым.

Важным вопросом остаётся точность, с которой биссектриса характеризует направление движения фотона. Обычно линии движения двух электронов образуют неравные углы с направлением образовавшего их фотона. Далее, ядро, участвовавшее в образовании пары, получает импульс порядка  $m_e c^{25,26}$ . Для энергий, с которыми мы имеем дело, вероятные ошибки, происходящие из-за этих эффектов, едва ли могут превосходить  $0,2^\circ$ . Таким образом, мы получаем окончательное значение вероятной ошибки в определении направления движения фотона равным  $0,4^\circ$ . Отсюда следует, что ошибки в измерении расстояния от звезды до этой линии могут быть выражены соотношением  $\delta r \approx \frac{d}{150}$ .

Измерения величины  $r$  для 15 коррелированных звёзд приведены в таблице XVIII. Пределы ошибок, данные в последней колонке, являются ошибками, вычисленными из стандартных отклонений, связанных с разбросом большого числа измерений одного и того же случая. Они, следовательно, не включают ошибки, обусловленной различием направлений фотона и биссектрисы пары.

На рис. 50 изображена диаграмма, показывающая распределение величин  $r$  в более крупном масштабе.

На рис. 50 приведены распределения величин  $r$ , которые можно было ожидать при стандартных отклонениях  $0,25$  и  $0,5^\circ$  в ошибках измерения, возникших вследствие всех причин, причём предположено, что время жизни нейтральных частиц мало по сравнению с  $10^{-14}$  сек. Можно видеть, что имеется только четыре пары, для которых величины  $r$  существенно больше ожидаемых значений  $r$  при стандартном отклонении  $0,5^\circ$ , причём таблица XVIII

Таблица XVIII  
Отдельные измерения  $r$  и их ошибки

Пара	Тип звезды	$x$	$d$	Наклон $\frac{\Delta f}{\Delta d}$	$f$	$r$
1	7+6 N	0	0	—	—	0
2	6+4 p	0,5±0,5	73	0,050±0,013	2,4±0,5	1,5±1,5
3	3+5 p	0,0±1,0	123	0,096±0,010	9,5±0,7	2,0±2,0
4	12+3 p	2,0±2,0	497	0,120±0,010	60,0±8,0	2,0±4,0
5	9+7 p	1,0±1,0	722	0,122±0,004	91,5±0,8	3,5±3,5
6	6+7 "	3,5±1,0	1035	1,011±0,020	132,9±0,4	3,5±2,5
7	7+12 p	1,0±1,0	378	0,094±0,004	31,8±0,5	3,5±2,0
8	21+18 p	3,5±2,0	660	0,172±0,003	113,6±0,4	4,5±2,0
9	3+26 p	3,0±2,0	1027	0,158±0,002	157,5±0,3	5,0±3,5
10	7+6 N	6,0±1,0	226	0,337±0,013	78,6±0,5	7,0±2,0
11	3+26 p	2,0±2,0	536	0,042±0,016	27,3±0,4	7,5±5,5
12	13+5 p	6,0±3,0	1993	0,0008±0,0008	17,4±1,2	17,0±3,0
13	17+6 p	7,0±1,0	395	0,320±0,006	145,0±1,1	17,5±3,0
14	14+3 N	10,0±3,0	1080	0,049±0,003	81,6±0,8	29,0±4,0
15	11+4 N	23,0±5,0	745	0,170±0,004	94,6±0,7	38,0±4,5

Все ошибки вычислены по стандартным отклонениям;  $x$ ,  $d$ ,  $f$ ,  $r$  измерены в микронах.

показывает, что для этих четырёх случаев величины  $r$  во много раз больше, чем ошибки измерений. Весьма мало вероятно, что было бы найдено четыре таких случая среди отобранных пятнадцати электронных пар, связанных со «звездами», если бы в

действительности  $\gamma$ -лучи испускались непосредственно в результате ядерных взрывов; с другой стороны, мы видели, что число ожидаемых случайных пар для  $r < 40 \mu$  равно только 0,2. Однако число наблюдавшихся случаев слишком мало, чтобы служить неоспоримым экспериментальным доказательством того, что время жизни нейтральных мезонов имеет конечную величину. Мы заметим только, что если наши наблюдения будут подтверждены дальнейшими опытами, величину среднего времени жизни нейтрального мезона можно будет измерить этим способом, если она равна больше чем  $2 \cdot 10^{-14}$  сек. Вывод о том, что среднее время жизни нейтральных мезонов меньше чем  $5 \cdot 10^{-14}$  сек., можно считать установленным.

### Интенсивность нейтральных мезонов

Чтобы сравнить частоту появления нейтральных мезонов с интенсивностью испускания заряженных мезонов, определялась длина  $L$  следов ливневых частиц в просматриваемой площади эмульсии вокруг каждой звезды. Недавние опыты показали, что около 80% ливневых частиц, образованных в «звездах», являются  $\pi$ -мезонами. Это позволяет определить число быстрых протонов в составе ливневых частиц. Предположим, что в среднем эмиссия каждого заряженного  $\pi$ -мезона сопровождается  $\Phi$  нейтральными мезонами

$$\frac{N(\pi^0)}{N(\pi^\pm)} = \Phi.$$

Тогда длина пробега в эмульсии фотонов, образованных при распаде нейтральных мезонов, даётся без существенной ошибки выражением

$$L = \frac{4}{5} L_2 \Phi = 1,6 L \Phi.$$

На этом пробеге в условиях нашего опыта фотоны образовали 15 электронных пар. Имея в виду, что величина радиационной единицы для эмульсии, вычисленная с учётом спектра фотонов, равна  $4,6 \text{ см}^{28}$ , мы можем, следовательно, написать

$$\frac{1,6 L \Phi}{15} = 4,6$$

и при  $L = 95 \text{ см}$  получаем, что

$$\Phi = 0,45 \pm 0,10.$$

Этот результат приводит к мысли о том, что при образовании ливней заряженных частиц на каждые два заряженных мезона возникает один нейтральный мезон. Этот вывод подтверждается в недавно выполненном в нашей лаборатории исследовании<sup>27</sup> энергетического баланса в ядерных процессах. В этой работе сравнивались энергии первичных частиц с энергией мезонов и нуклонов, испущенных при расщеплении. Авторы показали, что имеется кажущееся исчезновение энергии, которое можно объяснить образованием нейтральных частиц. Подобный результат был получен также Грином и др.<sup>28</sup>

### Выводы

Мы рассматриваем наши опыты как доказательство того, что во взрывных расщеплениях ядер число возникающих нейтральных мезонов равно примерно половине числа заряженных  $\pi$ -мезонов. Масса этих нейтральных мезонов равна  $295 \pm 20 m_e$ , и они распадаются на два фотона со временем жизни меньше  $5 \cdot 10^{-14}$  сек.; они могут быть, следовательно, отождествлены с нейтральными  $\pi$ -мезонами, открытыми в Беркли<sup>17a</sup>. Хорошо известно<sup>24, 29</sup>, что распад на два фотона указывает на нулевой спин нейтрального мезона.

Энергетический спектр нейтральных мезонов весьма близок к спектру заряженных мезонов, и они возникают в одних и тех же ядерных процессах.

Следовательно, нейтральные мезоны могут рассматриваться как частицы, имеющие свойства нейтральных «тяжёлых квантов» теории Юкава.

Наблюдавшаяся частота появления нейтральных мезонов позволяет дать простое объяснение результату Росси, который установил, что потоки энергий «жёсткой» и «мягкой» компонент космического излучения почти одинаковы результату, который в те годы принимался как эмпирический факт, но который, как считал Росси, возможно, имеет весьма важное значение. Наши результаты подтверждают предположение, что как «жёсткая», так и «мягкая» компоненты возникают в результате ядерных расщеплений, образованных протонами и тяжёлыми частицами большой энергии, которые сопровождаются испусканием заряженных и нейтральных  $\pi$ -мезонов. Кажется излишним относить мягкую компоненту к «первичным» электронам.

Время жизни  $\pi^0$ -мезонов, конечно, меньше чем  $5 \cdot 10^{-14}$  сек., и определить его непосредственно и установить тем самым независимое существование этих частиц будет трудно методами, имеющимися в нашем распоряжении. Время жизни  $\pi^0$ -мезона можно определить настоящим методом только в случае, если оно лежит в интервале от  $2 \cdot 10^{-14}$  до  $5 \cdot 10^{-14}$  сек.

## ПРИЛОЖЕНИЯ

Для полноты мы в общих чертах проведём основные вычисления.

Мы видели, что энергия фотонов, испущенных под углом  $\theta$  по отношению к линии движения нейтрального мезона, имеющего скорость  $v = \beta c$  и полную энергию  $Bm_0c^2 = \varepsilon$ , даётся формулой

$$h\nu = E = \frac{m_0c^3}{2B(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (1)$$

## а) Угловое распределение излучения

Можно предположить, что фотоны, образованные при спонтанном распаде моноэнергетического пучка нейтральных мезонов, испускаются изотропно в системе координат, движущейся со скоростью, равной скорости частиц ( $C$ -система).

Перейдём теперь в лабораторную систему координат ( $L$ -система).

Пусть  $\alpha$  — угол испускания фотона относительно направления движения мезона в  $C$ -системе, а компоненты скорости фотона  $c$  (параллельная и перпендикулярная к направлению движения частицы) равны соответственно  $c \cos \alpha$  и  $c \sin \alpha$  (рис. 51). Пусть  $u_x$

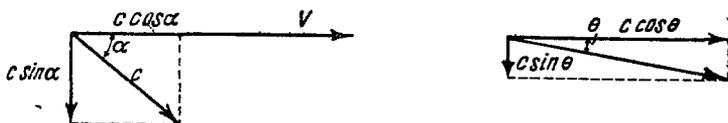


Рис. 51.

и  $u_y$  — соответствующие компоненты в  $L$ -системе. По теореме Эйнштейна о сложении скоростей мы получим:

$$u_x = \frac{c \cos \alpha + v}{\left(1 - \frac{v \cos \alpha}{c}\right)}, \quad u_y = \frac{c \sin \alpha}{B \left(1 - \frac{v \cos \alpha}{c}\right)},$$

где  $B = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ . Из этого следует, что

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{u_y}{u_x} = \frac{\sin \alpha}{B (\cos \alpha + \beta)},$$

или, обозначая

$$\sin \xi = \sqrt{1 - \beta^2} \quad \text{и} \quad \cos \xi = \beta,$$

получаем, что

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin \alpha \sin \xi}{\cos \alpha + \cos \xi}; \quad (2)$$

тогда, имея в виду, что  $\sec^2 \theta = \operatorname{tg}^2 \theta + 1$ , мы получим окончатель-

ные выражения

$$\cos \theta = \frac{\cos \xi + \cos \alpha}{1 + \cos \xi \cos \alpha} \quad (3)$$

и

$$\sin \theta = \frac{\sin \xi \sin \alpha}{1 + \cos \xi \cos \alpha}, \quad (4)$$

а из (2), (3) и (4):

$$\frac{d\alpha}{d\theta} = \frac{(\cos \xi + \cos \alpha)^2 \sec^3 \theta}{\sin \xi (1 + \cos \xi \cos \alpha)}. \quad (5)$$

Пусть  $I(\theta)$  — интенсивность излучения в  $L$ -системе, выраженная в числе квантов на единицу телесного угла, а  $I(\alpha)$  — интенсивность в  $C$ -системе. Тогда мы можем написать:

$$\begin{aligned} I(\theta) \sin \theta d\theta &= \\ &= I(\alpha) \sin \alpha d\alpha = \\ &= K \sin \alpha d\alpha. \end{aligned}$$

Полагая для удобства  $K=1$ , мы получим выражение

$$I(\theta) = \frac{\sin \alpha}{\sin \theta} \frac{d\alpha}{d\theta},$$

которое преобразуется к

$$I(\theta) = \frac{1}{B^2 (1 - \beta \cos \theta)^2}. \quad (6)$$

Форма распределения для двух значений  $B$  показана в виде полярной диаграммы на рис. 52.

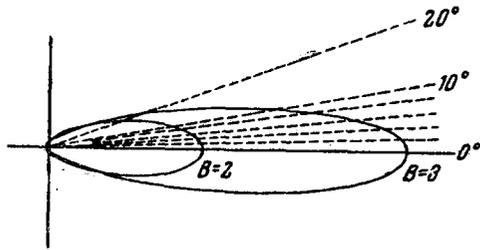


Рис. 52. Полярная диаграмма, показывающая распределение интенсивности  $\gamma$ -лучей, образованных при распаде моноэнергетических пучков нейтральных мезонов различных энергий по углам.

### б) Распределение $\gamma$ -лучей по энергии

Мы можем написать:

$$N(E) dE = \frac{1}{2} I(\theta) \sin \theta d\theta.$$

Из (1) и (6) мы получим, что

$$\frac{d\theta}{dE} = - \frac{2(1 - \beta \cos \theta)^2}{\beta \epsilon (1 - \beta^2) \sin \theta}$$

( $\epsilon$  — полная энергия нейтрального мезона), и отсюда

$$N(E) = \frac{1}{\beta \epsilon} = \text{const}, \quad (7)$$

причём распределение ограничивается энергиями

$$E_1 = (1 - \beta) \frac{\epsilon}{2} \text{ и } E_2 = (1 + \beta) \frac{\epsilon}{2}. \quad (8)$$

в) Свойства спектра  $\gamma$ -лучей

Рассмотрим теперь неоднородный пучок нейтральных мезонов, причём  $F(\varepsilon) d\varepsilon$  — число мезонов с энергией от  $\varepsilon$  до  $\varepsilon + d\varepsilon$ . Интенсивность  $\gamma$ -лучей, образованных нейтральными мезонами, в этом энергетическом интервале даётся согласно (7) выражением

$$\frac{F(\varepsilon) d\varepsilon}{\beta\varepsilon} = \frac{F(\varepsilon) d\varepsilon}{V\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2} \quad (9)$$

в энергетическом интервале между

$$E_1 = \frac{1}{2} \left\{ \varepsilon - \sqrt{\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2} \right\} \text{ и } E_2 = \frac{1}{2} \left\{ \varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2} \right\}, \quad (10)$$

где  $\varepsilon_0$  — энергия покоя нейтрального мезона. Для  $\gamma$ -лучей с энергией  $E$  интенсивность получается интегрированием выражения (9)

в пределах от  $\varepsilon = E + \frac{\varepsilon_0^2}{4E}$  до бесконечности; при этом каждый нейтральный мезон с энергией выше  $\varepsilon$  даёт вклад в интенсивность  $\gamma$ -лучей с энергией  $E$ . Это справедливо как для энергий  $E_1 \leq \frac{\varepsilon_0}{2}$ , так и для  $E_2 \geq \frac{\varepsilon_0}{2}$ , так как, если разрешить (10) относительно  $\varepsilon$ , мы получим в обоих случаях:

$$\varepsilon = E_{1,2} + \frac{\varepsilon_0^2}{4E_{1,2}}. \quad (11)$$

Таким образом, спектр  $\gamma$ -лучей даётся выражением

$$N(E) = \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{F(\varepsilon) d\varepsilon}{V\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2}. \quad (12)$$

Дифференцированием (12) получим соотношение

$$F\left(E + \frac{\varepsilon_0^2}{4E}\right) = E \left| \frac{dN}{dE} \right|, \quad (13)$$

которое позволяет определить распределение энергий мезонов по наблюдаемому спектру  $\gamma$ -излучения. При энергии фотонов  $E = \frac{\varepsilon_0}{2}$  интенсивность  $\gamma$ -излучения имеет максимальную величину.

Из (13) ясно, что производная  $\frac{dN}{dE}$  в этой точке равна нулю, только если  $F(\varepsilon_0) = 0$ , т. е. если в пучке отсутствуют мезоны со скоростью, равной нулю.

## г) Энергия покоя нейтрального мезона

Из выражения (12), которое справедливо как для  $E_1 \leq \frac{\varepsilon_0}{2}$ , так и для энергий  $E_2 \geq \frac{\varepsilon_0}{2}$ , следует, что интенсивность

$\gamma$ -излучения одинакова для  $E_1$  и  $E_2$ , так как согласно (11)

$$E_1 + \frac{\epsilon_0^2}{4E_1} = E_2 + \frac{\epsilon_0^2}{4E_2}.$$

Это же даёт:

$$\epsilon_0^2 = 4 E_1 E_2$$

или

$$\epsilon_0 = 2 \sqrt{E_1 E_2}. \quad (14)$$

Соотношение (14), позволяющее определить энергию покоя  $\epsilon_0$  по наблюдаемому спектру  $\gamma$ -излучения, обычно справедливо, так как оно является результатом учёта Доплер-эффекта. Поэтому оно не зависит от формы спектра нейтральных мезонов.

д) Определение распределения величины  $r$

Рассмотрим нейтральный мезон, испущенный из звезды (рис. 45) и проходящий до распада расстояние  $l$ . Предположим, что он затем испускает фотон в направлении, образующем угол  $\theta$  с направлением движения мезона, так что расстояние от звезды до линии движения фотона равно  $r$ . Следовательно,

$$r = l \sin \theta,$$

и, так как мы имеем:

$$N(\theta) d\theta = I(\theta) \sin \theta d\theta,$$

мы можем написать для одного мезона:

$$N(r) = N(\theta) \frac{d\theta}{dr} = I(\theta) \frac{\operatorname{tg} \theta}{l}.$$

Далее  $l = c\beta t$ , где  $t$  — интервал времени между моментами возникновения и распада нейтрального мезона в  $S$ -системе. Предположим, что мезон распадается согласно обычным законам радиоактивного распада; тогда число мезонов, распавшихся за интервал времени от  $t$  до  $t + dt$ , будет:

$$N(t) dt = \frac{N_0}{\tau_0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) dt,$$

причём  $\tau_0$  — собственное среднее время жизни мезона. Следовательно,

$$N(l) dl = \frac{N_0}{c\beta B \tau_0} \exp\left(-\frac{l}{c\beta B \tau_0}\right) dl,$$

а так как

$$l = \frac{r}{\sin \theta},$$

$$N(l) dl = \frac{N_0}{c\beta B \tau_0} \frac{r}{\operatorname{tg} \theta \sin \theta} \exp\left(-\frac{r}{c\beta B \tau_0 \sin \theta}\right) d\theta$$

и, наконец,

$$N(r) = \frac{N_0}{c\beta B\tau_0} \int_0^\pi I(\theta) \exp\left(-\frac{r}{c\beta B\tau_0 \sin \theta}\right) d\theta.$$

Мы выполнили это интегрирование графически для нескольких значений энергии и нашли, что вычисленные распределения величин  $r$  примерно экспоненциальны для величин  $r > 10 \mu$ . Для значений  $B \gg 2$  кривые почти тождественны. Окончательное распределение получено сложением кривых для различных величин  $B$ , распределение которых взято в соответствии с энергетическим спектром нейтральных мезонов.

#### е) Случайные пары

Вероятность обнаружения случайных пар, биссектриса которых проходит от звезды на расстоянии в интервале между  $r$  и  $r + dr$ , может быть вычислена по известному угловому распределению и частоте появления таких пар в пластинке.

Наши наблюдения показывают, что  $\gamma$ -лучи изотропно распределены в нижней половине пространства (рис. 39). Как следствие геометрии просмотренной площади (рис. 47) две трети случайных пар направлены к звезде. Если  $N(r) dr$  — распределение величины  $r$ , связанное с этими парами, то мы можем написать, что

$$N(r) = \frac{1}{4} \int_r^R I(\theta) \sin \theta \frac{d\theta}{dr} N(l) dl,$$

где  $l$  — расстояние между звездой и точкой образования пары,  $\theta$  — угол между биссектрисой и линией, соединяющей вершину пары со звездой, и  $N(l) dl$  — число пар, вершины которых лежат в сферическом кольце, ограниченном окружностями радиусов  $l$  и  $l + dl$ . Таким образом,  $N(l) dl = \rho 4\pi l^2 dl$ , где  $\rho$  — наблюдавшееся число пар в единице объема. Угловое распределение  $I(\theta)$  постоянно.  $R$  — эффективный радиус просмотренной площади. Используя соотношение  $r = l \sin \theta$ , мы получим:

$$N(r) = \text{const} \int_r^R l \text{tg} \theta d\theta = \text{const} r \sqrt{R^2 - r^2}.$$

Для  $r < 600 \mu$  мы имеем  $N(r) \sim \text{const} Rr$  — соотношение, которое справедливо с точностью до 10%. Постоянная затем вычисляется из наблюдавшейся плотности «фоновых» пар и известной величины  $R$ .

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Goldschmidt-Clermont, King, Muirhead, Ritson, Proc. Phys. Soc. **61**, 183 (1948).
2. Davies, Lock, Muirhead, Phil. Mag. **40**, 1250 (1949).

3. Williams, Proc. Roy. Soc. A, **169**, 531 (1939).
4. Б. Росси, К. Грейзен, Взаимодействие космических лучей с веществом, 1948.
5. Franzinetti, Phil. Mag. **41**, 86 (1950).
6. Rochester, Report to Como Conference, 1949.
7. Piccioni, Phys. Rev. **77**, 1, 6 (1950).
8. Adelman, Jones, Phys. Rev. **75**, 1468 (1949).
9. Sands, Phys. Rev. **77**, 180 (1950).
10. Fretter, Phys. Rev. **76**, 511 (1949).
11. Lovati, Mura, Salvini, Tagliaferri, Nature, **163**, 1003 (1949); Phys. Rev. **77**, 284 (1950).
12. Brown, McKay, Phys. Rev. **77**, 342 (1950).
13. Butler, Rosser, Barker, Proc. Phys. Soc. **63**, 145 (1950).
14. Harding, Perkins, Nature **164**, 285 (1949).
15. Davies, Franzinetti, Perkins, Phil. Mag. (в печати).
16. Bjorklund, Crandale, Moyer, York, Phys. Rev. **77**, 213 (1950).
17. Bradt, Kaplon, Peters, Helv. Phys. Acta **23**, 24 (1950).
- 17a. К. Н. Панофский, Л. Аамодт а. Н. F. York, Phys. Rev. **78**, 825 (1950).
18. Cocconi, Loverdo, Tongiorgi, Phys. Rev. **70**, 852 (1946)\*).
19. Chao, Phys. Rev. **75**, 581 (1949)\*\*).
20. Cocconi, Rev. Mod. Phys. **21**, 26 (1949).
21. Gregori, Rossi, Tinlot, Phys. Rev. **77**, 299 (1950).
22. King, Nature **165**, 526 (1950).
23. Гайтлер, Квантовая теория излучения.
24. Fukuda, Miyamoto, Prog. Theor. Phys. **4/III**, 347, 391, 392 (1949).
25. Bethe, Proc. Camb. Phil. Soc. **30**, 524 (1934).
26. Modesitt, Koch, Phys. Rev. **77**, 175 (1950).
27. Camerini, Fowler, Lock, Muirhead, Phil. Mag. (в печати).
28. Green, Fretter — частн. сообщение.
29. Stenberger, Phys. Rev. **76**, 1180 (1949).
30. Rossi, Rev. Mod. Phys. **20**, 537 (1948); **21**, 104 (1949).

\*) См. также Г. Т. Зацепин, ДАН **67**, 993 (1949).

\*\*) См. также Н. Г. Биргер, В. И. Векслер и др., ЖЭТФ **19**, 826 (1949). (Прим. переводчика.)