

ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

Часть I

ДОКАЗАТЕЛЬСТВА ОБРАЗОВАНИЯ ТЯЖЁЛЫХ МЕЗОНОВ

*Р. Р. Даниель, Дж. Х. Девис, Дж. Х. Мальвей
и Д. Х. Перкинс*)*

1. ВВЕДЕНИЕ

В недавних работах нашей лаборатории **) были приведены результаты анализа нескольких сотен расщеплений большой энергии, сопровождавшихся рождением ливней мезонов. Эти расщепления были отобраны при рассмотрении фотографических пластинок, экспонированных с помощью шаров-зондов на больших высотах, вблизи геомагнитной широты 55° сев. В этих работах был сделан вывод о том, что почти все мезоны, рожденные при ядерных столкновениях первичных частиц с энергией, меньшей 10 Бэв (наибольшее значение энергии, которое можно было измерить непосредственно), являются π -частицами.

В настоящей работе будет приведён анализ ливней, образованных протонами, энергия которых лежит в интервале от 50 до 3000 Бэв. Эти ливни были зарегистрированы в нескольких подъёмах, на геомагнитной широте $\sim 55^{\circ}$ сев. Для этих подъёмов были использованы резиновые баллоны и нерастяжимые баллоны из пластмассы. При каждом полёте пластиинки удавалось удерживать в течение нескольких часов на приблизительно постоянной высоте, лежавшей в пределах от 22 до 32 км.

Было высказано предположение⁹, что число наблюдаемых K - и π -частиц, останавливающихся в фотомульсиях, может быть объяснено, если допустить, что они созданы в ядерных взаимодействиях, вызванных первичными протонами, с энергией, большей 10 Бэв.

Приводимые результаты показывают, что тяжёлые мезоны действительно испускаются в ливнях, образованных протонами такой

*) См. «Успехи физических наук», т. 40, вып. 1, стр. 76, 1950 г. и т. 43, вып. 1, стр. 54, 1951 г.

**) R. R. Daniel, J. H. Davies, J. H. Malvey and D. H. Perkins, Phil. Mag. 42, 342, 753 (1952).

большой энергии. В более детальном анализе, произведённом в настоящей статье и в следующей за ней части II, сделана попытка определить, как распределяется энергия расщепления между образующими мезонами различных типов. Несмотря на то, что этот анализ основан на рассмотрении данных, обладающих небольшим статическим весом, полученные результаты имеют большое значение и являются иллюстрацией различных способов подхода к проблемам, возникающим при изучении ядерных столкновений очень большой энергии.

В ходе работы были получены доказательства, позволяющие утверждать, что нейтральный мезон имеет вторую возможность для распада, описываемую схемой: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \beta^+ + \beta^-$. Этот результат был получен в тех же опытах, что и предыдущие, и соответствующие доказательства подробно рассматриваются в конце статьи.

Представляется удобным воспользоваться обозначением звёзд различных типов, предложенным Камерини и др.². В этих обозначениях n_s означает число связанных с расщеплением ливневых частиц, для которых плотность зёрен вдоль следа g^* превышает минимальную плотность g_0 не более, чем в 1,5 раза. N_h означает число сильно ионизующих частиц с $g^* > 1,5 g_0$. E_p означает энергию первичной частицы, создавшей расщепление. Средние значения указываются косыми скобками: $\langle n_s \rangle$, $\langle E_p \rangle$ и т. д.

2. СПЕКТР МАСС

Метод измерения

Для определения массы и энергии вторичных частиц, испущенных в ядерных расщеплениях, производилось измерение среднего рассеяния на малые углы α и плотности зёрен g вдоль следа. Для опытов была использована эмульсия Илфорд G5 толщиной 400 μ .

Систематические ошибки измерений тщательно устранились. Особенно внимательно были установлены условия для счёта зёрен. С этой целью субъективные ошибки были уменьшены тем, что все неразрешённые группы зёрен («капли») считались за одно зерно. Это способствовало быстрому счёту зёрен. Статистическая ошибка для данного определения плотности зёрен принималась равной $0,67 \sqrt{n}$, где n — общее число подсчитанных зёрен. Имеются указания на то, что распределение числа зёрен, приходящихся на определённый участок следа, имеет более резкий максимум, чем это следует из нормального статистического распределения. Если это так, то ошибка в счёте зёрен хорошо описывается приведённой выше формулой. На практике для каждого из промеренных следов

p было не меньше 1000. Недавние измерения показали, что если скорость частицы приближается к скорости света, то плотность зёрен в её следе возрастает. Она достигает минимума для значения $\frac{p^3}{\mu c^2} = 3,5$ (здесь p — импульс частицы, а μ — её масса покоя) и возрастает на 8% при $\frac{p^3}{\mu c^2} \rightarrow 10$. Другие опыты показали, что для больших значений $\frac{p^3}{\mu c^2}$ плотность зёрен в пределах экспериментальных ошибок остаётся постоянной^{12, 13, 14}.

Отсюда следует, что за величину минимальной плотности зёрен, обозначаемую через g_0 , можно принять плотность зёрен, создаваемую предельно релятивистскими частицами ($\frac{p^3}{\mu c^2} > 10$). Всегда, когда это представлялось возможным, для изучения выбирались такие «случаи», когда первичные частицы имели $\frac{p^3}{\mu c^2} > 10$, а длина их следа была больше 4 мм. Эти измерения дали значение g_0 с ошибкой, меньшей $2\frac{1}{2}\%$. Значения плотности зёрен для следов вторичных частиц одной и той же «звезды» сравнивались затем со значением g_0 для первичной частицы. В нескольких случаях следы двух или большего числа вторичных частиц, для которых $g/g_0 < 2$, были достаточны длины и могли быть использованы для измерений.

Степень согласия полученных таким образом результатов являлась дополнительной проверкой правильности наблюдений. Для 25% вторичных частиц значения плотности зёрен были нормированы сравнением с плотностью зёрен соответствующих первичных частиц. Для остальных вторичных частиц нормирование было произведено сравнением с плотностью зёрен в следах первичных частиц, вызвавших расщепления неподалёку в той же пластинке. Было исследовано изменение плотности зёрен с глубиной, и в нескольких случаях, когда это оказалось необходимым, вводились соответствующие поправки. Случай, наблюдавшиеся в пределах нескольких миллиметров от края пластиинки, не рассматривались, так как в этой части пластинок обычно имеют место неоднородности в эмульсии и аномалии в плотности зёрен. Параметр рассеяния α определялся методом, аналогичным описанному Фаулером⁸. Использованные микроскопы (увеличение 4000) имели «шум» столика, меньший чем 0,1 μ , для участков с размерами, равными $\sim 200 \mu$. Предполагалось, что статистическая ошибка в измерении величины α даётся выражением $0,6/\sqrt{m}$, где m — число независимых участков, на которые разбивается след. Размер участков выбирался таким, чтобы среднее отклонение \bar{d} превышало в 5 раз «уровень шумов». Все следы, оказавшиеся слишком короткими для получения достоверного значения \bar{d} , нами не рассматривались.

Перечислим остальные возможные источники ошибок при определении \bar{a} .

(а) Искажения эмульсии. Они обнаруживались по быстрому возрастанию \bar{d} с увеличением размера участка. Следы, обнаруживавшие такой эффект, не рассматривались.

(б) Влияние одиночных рассеяний на большие углы устранилось выбрасыванием из рассмотрения случаев, для которых отклонение превышало \bar{d} больше, чем в 4 раза.

(с) Эффект «сглаживания» или эффект «узкой камеры». Этот эффект был особенно заметен в случае длинных следов, созданных мезонами с энергией, меньшей 100 Мэв. Его влияние сводилось к минимуму тем, что для определения рассеяния пользовались участками возможно меньших размеров.

(д) Чтобы упростить определение масс, при вычислении параметра $p\beta$ для каждого следа были использованы кривые зависимости изменения постоянной рассеяния K_{c0} от размеров участка и β^{17} .

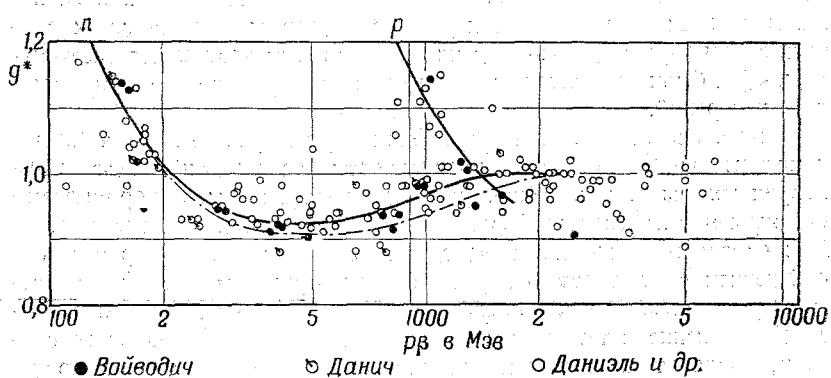


Рис. 1. Соотношение между плотностью зёрен g^* и $p\beta =$ импульс \times скорость для частиц, зарождённых в звёздах, по данным различных наблюдателей. Сплошные линии для π -мезонов и протонов проведены так, чтобы наилучшим образом удовлетворить опытным данным. Пунктирная линия соответствует теоретическим вычислениям Войводича.

На рис. 1 показано соотношение между нормированной плотностью зёрен $g = g/g_0$ и $p\beta$. Точки соответствуют результатам, полученным тремя группами экспериментаторов: 1) Данич, Лок и Екутиелли, 2) Войводич и 3) авторами этой работы. Как видно из этого рисунка, между результатами существует удовлетворительное согласие, несмотря на то, что при подсчёте плотности зёрен были использованы три различных метода. Пунктирная кривая отвечает теоретическому значению ионизационных потерь в бромистом серебре.

ре, нормированному таким образом, чтобы удовлетворить наблюдаемому «плато» в предельной релятивистской области. Сплошная кривая, проведённая таким образом, чтобы удовлетворить экспериментальным данным, показывает, что возрастание удельной ионизации со скоростью происходит гораздо быстрее, чем это следует из теоретического рассмотрения.

Массы вторичных частиц, образованных протонами с энергией ~ 15 Бэв

На рис. 2 нанесены значения $p\beta$ и g^* для вторичных частиц ливней с $N_h \geq 5$ и $n_s \leq 12$. В этих случаях энергия первичной частицы обычно больше 5 Бэв и меньше 50 Бэв, причём среднее

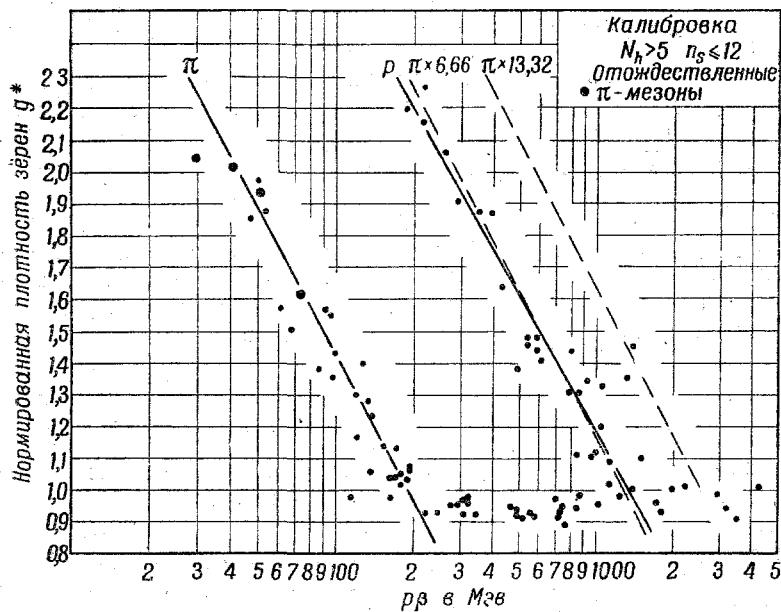


Рис. 2. Результат измерений следов частиц, возникших в звёздах типа $N_h \geq 5$, $n_s \leq 12$, $\langle EEp \rangle \sim 15$ Бэв.

значение энергии $\langle E_p \rangle$ равно ~ 15 Бэв. Мы предположили, что для $1,1 < g^* < 2,0$ точки, отвечающие частицам различной массы, лежат на прямых. Это предположение особенно хорошо согласуется с приведёнными результатами в том случае, если используется применённый нами метод счёта «капель».

Две прямые, наилучшим образом удовлетворяющие экспериментальным данным, соответствуют 1) π -мезонам и 2) частицам, массы

которых близки к массе протонов. Вторая прямая почти совпадает с прямой, полученной для протонов пересчётом первой прямой для π -мезонов, сделанным в предположении, что отношение масс $\frac{m_p}{m_\pi} = 6,66$.

Этот результат указывает на то, что почти все частицы группы (2) являются протонами, и что тяжёлые мезоны, если они вообще присутствуют в рассмотренных ливнях, возникают очень редко по сравнению с π -мезонами. Рис. 2 включает в себя также 4 точки, полученные при определении α и g^* для следов четырёх π -частиц, остановившихся в эмульсии и обнаруживающих в конце пробега характерное явление распада на μ -мезон.

Используя приведённые на рис. 2 результаты, можно для каждой нанесённой точки вычислить значение массы, воспользовавшись для этого положением точки относительно проведённой прямой. На рис. 7, а показан спектр масс, полученный этим методом, для всех точек со значением g^* между 1,1 и 2,0 в предположении, что масса π -мезона равна $276 m_e$. Чёрточками на этом рисунке показана полуширина ожидаемых распределений, соответствующая частицам данной массы, вычисленная на основании оценки ошибок в измерении величин α и g^* . Из значений медиан этих двух распределений следует, что отношение масс $\frac{m_p}{m_\pi} = 6,6 \pm 0,25$.

В результаты, приведенные на рис. 7, а, включены данные, полученные для некоторых звёзд типа 1 p . Это сделано для увеличения числа протонов. Поэтому рис. 7, а не даёт правильного соотношения между числом π -мезонов и протонов.

Спектр масс для вторичных частиц, образованных протонами большой энергии. «Струи»

Измеряя энергию вторичных частиц для большого числа ливней, оказалось возможным определить зависимость между средним значением полной энергии заряженных частиц, испущенных в ядерном расщеплении, и числом ливневых частиц n_s для различных значений N_h . Результаты приведены на рис. 3. Обращаясь к приведённому в работе² рис. 3, мы видим, далее, что для данного значения n_s наблюдаемая ширина углового распределения ливневых частиц возрастает с ростом N_h . Эти данные указывают на то, что вторичные взаимодействия играют значительную роль в образовании звёзд с большими значениями N_h и n_s .

В противоположность случаям такого типа наблюдаются хорошо коллимированные ливни или «струи» (jets) быстрых частиц (см. фотографии в конце статьи). Эти струи наблюдаются в звёздах, содержащих небольшое число следов сильно ионизующих частиц, образующихся обычно при «испарении» сильно возбуждённого ядра, или в звёздах, где такие частицы вовсе отсутствуют.

Ниже будет показано, что многие из этих случаев следует считать вызванными одиночными столкновениями нуклона с нуклеоном. Такие случаи имеют место при столкновении первичного протона либо с ядром водорода, либо с нуклеоном, находящимся на периферии ядра. Разумно было предположить, что отсутствие вторичных взаимодействий в таких столкновениях приведёт к тому, что среди возникших вторичных частиц окажется лишь небольшое число протонов. Если это так, то в этих случаях, повидимому, выполнены наиболее благоприятные условия для наблюдения тяжёлых мезонов, масса которых близка к массе протона. Вторым достоинством таких случаев является то, что энергия вторичной частицы может быть оценена по наблюдаемому угловому распределению вторичных частиц. Так, если η есть среднее значение угла, под которым расходятся частицы ливня, то энергия γ_p первичной частицы, выраженная в массах протона, даётся приближённым выражением

$$\gamma_p = 2/\eta^2.$$

В таблице I приведены данные, характеризующие несколько промеренных случаев такого типа. В тех случаях, когда энергия первичной частицы $E_p \geq 50$ Бэв, промеру подвергались все следы вторичных частиц, для которых g^* можно было определить с вероятной ошибкой, меньшей 3%, и α с ошибкой, меньшей 20%. Среднее значение вероятной ошибки в измерении α для всех промеренных следов было равно 13%. При этих ограничениях только 16% всех ливневых частиц, связанных с рассмотренными случаями, оказались пригодными для измерений. Следует заметить, что среднее значение E_p для всех таких ливней равно ~ 500 Бэв.

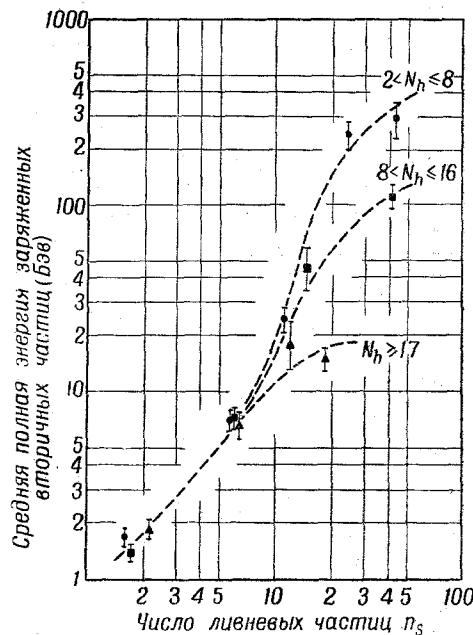


Рис. 3. Зависимость между средним значением полной энергии «ливневых» частиц и числом «ливневых» частиц n_s для трёх интервалов значений N_h .

Результаты измерений даны на рис. 4; проведённые на этом рисунке кривые имеют тот же смысл, что и кривые рис. 2. Рис. 4

Таблица I

N_h	n_s	γ_p	N_h	n_s	γ_p
0	4	2000	3	16	110
0	7	300	3	26	150
0	7	2200	3	36 (a)	500 (нуклеон)
0	11	120	4	20	50
0	28	2000	4	20	800
1	9	1300	4	22	100
1	18	200	4	27	70
2	6	50	4	50 (a)	800 (нуклеон)
2	8	60	5	16	50
2	8	75	5	26	650
2	11	50	5	33	60
2	24	400	7	43	300
2	36	200	9	41	200
3	6	50	14	47	400
3	7	60	22	35	180
3	7	130	25	54	60
3	7	2300			

включает в себя результаты всех случаев, для которых энергия первичной частицы оказалось больше 50 Бэв. Распределение масс,

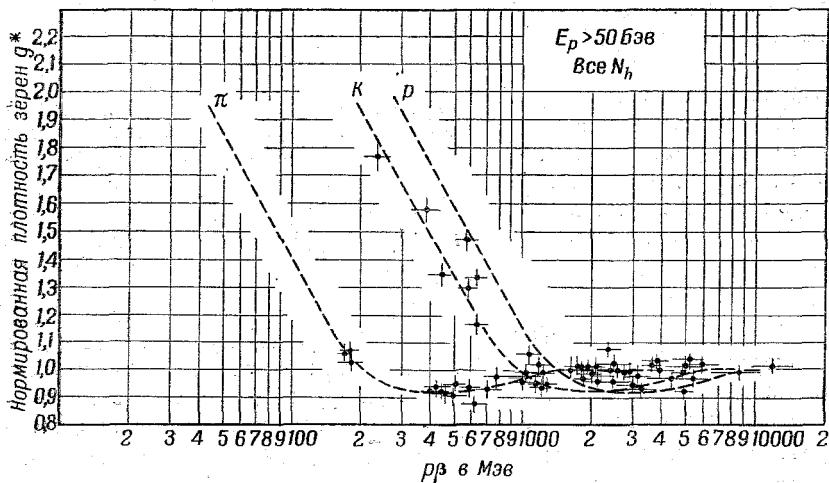


Рис. 4. Измерения «звёзд» с $E_p > 50$ Бэв, $\langle E_p \rangle \sim 300$ Бэв, для всех значений N_h .

полученное на основании этих данных, приведено на рис. 7,б. При его построении использованы все точки, для которых g^* лежит

между 1,05 и 2,0. Замечательным свойством, полученного распределения является то, что почти все выбранные таким образом вторичные частицы представляют собой тяжёлые мезоны со средним значением массы, близким к $1300 m_e$. Мы будем называть эти частицы K -мезонами, так как полученное значение массы хорошо совпадает со значением массы K -мезонов, остановившихся в эмульсии¹⁵. Необходимо заметить, что результаты, приведённые на рис. 2, 4, 5 и 6, получены в измерениях, проведённых совершенно одинаковыми методами в пластинках одного полива. Различие между измерениями заключалось лишь в типах звёзд, с которыми были

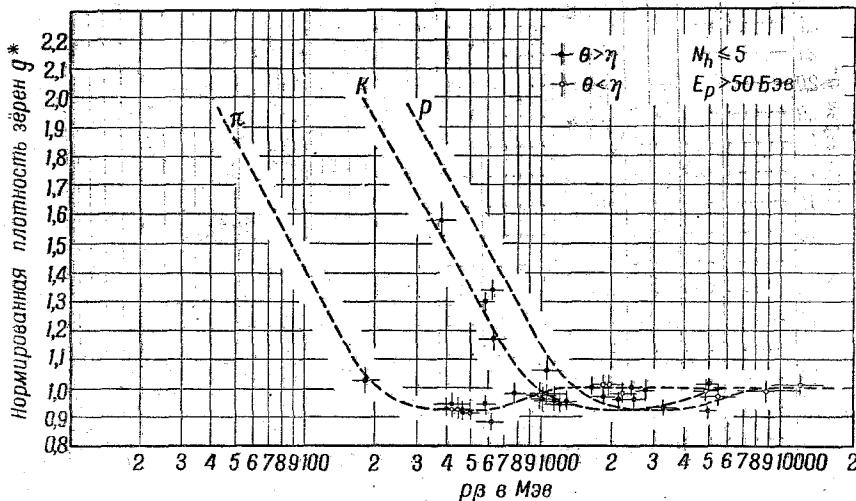


Рис. 5. Измерения «звёзд» с $E_p > 50$ Бэв, $\langle E_p \rangle \sim 500$ Бэв, для $N_h \leq 5$.

связаны рассматриваемые следы. Это исключает возможность влияния систематических ошибок на полученный результат.

Несмотря на то, что произведённые измерения масс недостаточно точны для полного отождествления частиц, мы предположили, что более медленные частицы в струях являются K -мезонами. Это позволило нам оценить ожидаемую частоту наблюдения остановки таких частиц в фотоэмulsionиях. Полученный результат находится в согласии с наблюдениями¹¹.

Возможно, что среди этих тяжёлых мезонов присутствуют частицы и других типов. Однако разброс полученных значений массы согласуется с предположением о частицах одного типа. Из полученных результатов следует, что если в явлениях рассмотренного типа и возникают t -частицы, то такие случаи редки. Доля иртонов среди рассмотренных частиц оценивается в 10 %.

На рис. 5 показаны аналогичные результаты, полученные для струй с $N_h \leq 5$ и $E_p > 50$ Бэв. В основных чертах они совпадают

с данными рис. 4 и включены в рассмотрение потому, что значительная часть подробного анализа, произведённого нами ниже, основана на рассмотрении случаев такого типа. Приведённые на рис. 6 результаты для звёзд с $N_h \leq 3$ и $10 < E_p < 50$ Бэв указывают на то, что для этого интервала энергий первичных частиц доля возникших K -частиц невелика. Измерения, произведённые на одном следе из этой серии звёзд, показывают существование частицы, которой следует приписать массу $(520 \pm 70) m_e$. Так как существует

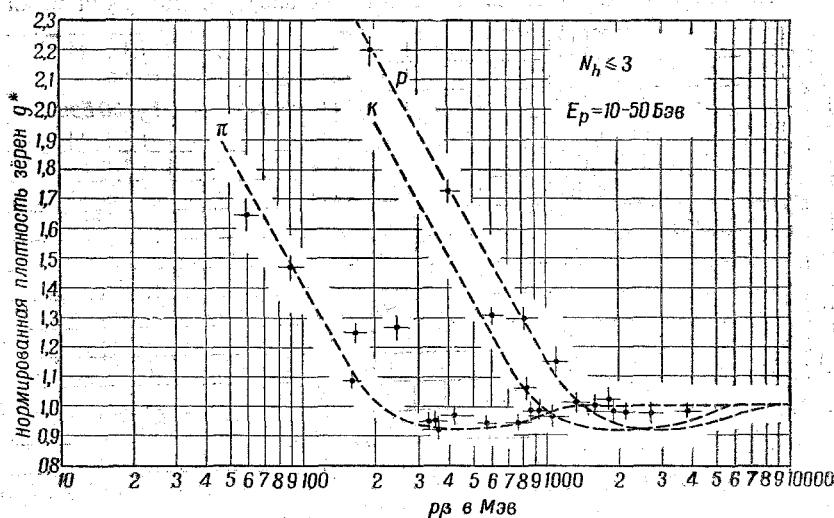


Рис. 6. Измерения «звёзд» с $E_p = 10 - 50$ Бэв, $\langle E_p \rangle \sim 30$ Бэв.

возможность необычно больших статистических флуктуаций величин α и g^* , то нельзя утверждать с определённостью, что рассматриваемая частица не является π -мезоном. Однако вероятность того, что эта частица π -мезон, меньше 10%. Заметим, что в этих частных измерениях нельзя указать никаких источников систематических ошибок. Это следует из того, что та же звезда содержит вторичные частицы, являющиеся π -мезоном, протоном и K -мезоном. Спектр масс, построенный по данным рис. 6, приведён на рис. 7, с.

На основании рис. 4, 5 и 6 можно произвести оценку относительного числа K - и π -мезонов среди вторичных частиц. При интерпретации полученного числа следует, однако, проявить некоторую осторожность, связанную с тем, что частицы обоих типов обладают различными значениями $r3$. Поэтому сам метод измерения может создать разницу в числе π - и K -частиц. На практике влияние этого обстоятельства может быть проверено рассмотрением только таких

следов, которые образуют с направлением первичной частицы углы θ , большие чем среднее значение угла η . Мы предполагаем, что эти следы принадлежат тем частицам, которые в системе центра инерции взаимодействующих нуклеонов были испущены в обратном

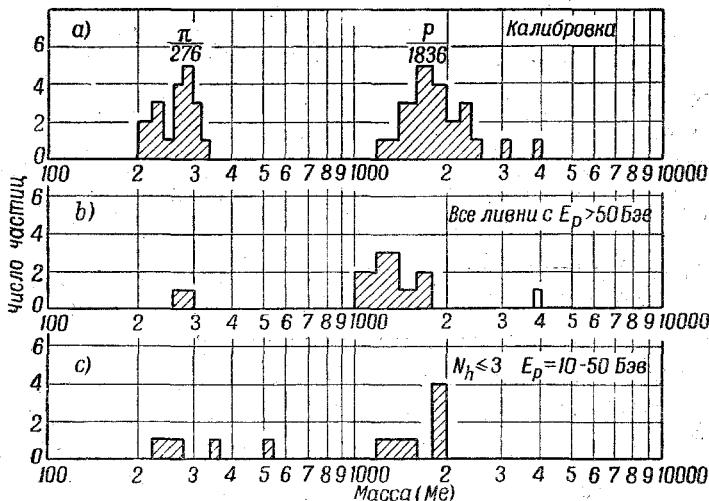


Рис. 7. Спектр масс вторичных частиц, возникших в «звездах» различных типов.

направлении. Эти случаи представлены среди данных, нанесённых на рис. 5 чёрными кружками. Простой анализ наблюдений показал,

Таблица II

Тип звезды	N_K	$p\beta \leqslant 1$ Бэв			$p\beta \leqslant 7$ Бэв			$\theta > \eta$				
		N_π	N_p	$\frac{N_K}{N_\pi}$	N_K	N_π	N_p	$\frac{N_K}{N_\pi}$	N_K	N_π	N_p	$\frac{N_K}{N_\pi}$
(a) $E_p \geqslant 50$ Бэв Любые N_h	6	14	1	0,43	15	37	6	0,40	—	—	—	—
(b) $E_p \geqslant 50$ Бэв $N_h \leqslant 5$	6	11	1	0,36	8	22	4	0,36	9	18	3	0,50
(c) $E_p = 15-50$ Бэв $N_h \leqslant 3$	2	11	3	0,18	3	19	3	0,16	—	—	—	—

что угловое распределение для всех промеренных следов (углы отсчитывались от направления движения первичных частиц) не отличается от распределения для всех следов с $\theta > \eta$.

Для относительного числа K -мезонов и протонов, с одной стороны, и π -мезонов, с другой, мы получаем, согласно рис. 5:

$$\frac{N_K + N_\pi}{N_\pi} = \frac{9}{18} = 0,5 \pm 0,2.$$

Для больших значений g^* использованные нами условия счёта зёрен становятся неудобными и поэтому наш анализ ограничен значениями $g^* < 2,0$. Среди 500 следов вторичных частиц, наблюдавшихся в струях с $N_h \leq 5$, был обнаружен, однако, только один измеримый след, для которого $g^* > 2,0$.

3. ЧАСТОТА ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ π -МЕЗОНОВ. СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ЧИСЛОМ НЕЙТРАЛЬНЫХ И ЗАРЯЖЕННЫХ π -МЕЗОНОВ

Добавочные сведения о частицах, созданных протонами очень большой энергии, могут быть получены из рассмотрения электронных пар, связанных с такими взаимодействиями. Большинство этих пар образуется в результате «материализации» γ -излучения, возникшего от распада π^0 -частиц⁴. Зная среднюю длину пути γ -кванта в эмульсии до его превращения в два электрона и измерив число электронных пар и общую длину следов всех ливневых частиц, связанных с теми же самыми звёздами, можно определить относительное число заряженных и нейтральных π^0 -частиц: $R = \frac{N_{\pi^0}}{N_\pi}$.

В случае расщеплений большой энергии, при которых становится заметным рождение K -частиц, следует, однако, ожидать уменьшения отношения числа электронных пар к числу ливневых частиц, так как последние теперь содержат некоторое количество K -частиц. Этот довод предполагает, разумеется, отсутствие γ -лучей, создаваемых каким-либо другим процессом, кроме распада π^0 -частиц. Такое излучение могло бы возникнуть, например, при распаде короткоживущих тяжёлых нейтральных мезонов или оно могло бы образоваться непосредственно при столкновении двух протонов. Если такие источники γ -излучения отсутствуют, то обнаруживаемое изменение величины R даёт возможность оценить долю K -мезонов среди ливневых частиц.

Для того чтобы использовать такие наблюдения для оценки числа K -мезонов, необходимо знать величину R для звёзд малой энергии, т.е. для таких звёзд, в которых K -мезоны не образуются, или образуются очень редко. Карлсон и др.⁴ получили для величины R значение $0,45 \pm 0,15$, но в более поздних опытах, произведенных другими методами, были получены различные результаты. Это побудило нас заново опреде-

лить величину R , воспользовавшись для этого описанным ранее методом. С этой целью были отобраны звёзды с $n_s > 6$ и с длиной следов вторичных частиц, большей 1 $мм$. Исследованию подвергался сектор пластинки, расположенный вблизи каждой звезды со стороны, противоположной той, откуда приходит первичная частица. Для этих измерений был сконструирован специальный столик микроскопа. Он допускал вращение пластинки вокруг начала звезды, как вокруг центра. Выбранный участок пластинки рассматривался в направлении от центра звезды, на длине от 1 до 2 $мм$. Действительные значения длины зависели от величины «наклона» вторичных следов в эмульсии. Исследованный таким образом объём эмульсии содержал следы более 80% всех ливневых частиц. Этот метод позволял сразу же отделить «связанные» со звездой электронные пары от «несвязанных», так как биссектриса угла между компонентами пары определялась немедленно. Если следы компонент пары были достаточной длины, то производились измерения расстояния.

Предполагалось, что пара является связанный со звездой и пригодной для измерений, если биссектриса пары проходила на расстоянии нескольких микронов от центра звезды и если полная энергия пары E_T превышала 100 $Мэв$. Среднее значение кинетической энергии нейтральных π -мезонов, образующих γ -кванты с энергией 100 $Мэв$, равно 70 $Мэв$, и это значение энергии является минимальным для π -мезона, если его классифицируют как ливневую частицу. Всего было наблюдено 19 пар, удовлетворяющих приведённым условиям. Они были получены при рассмотрении 140 звёзд, при этом общая длина следов ливневых частиц на исследованной поверхности была равна 100 $см$. Значение R может быть определено по этим данным следующим образом:

(а) Вклад, совершаемый протонами в общую длину следов ливневых частиц, был оценён на основании данных Камерини и др. (рис. 5 работы ²). Нами рассматривались звёзды с $n_s = 9$. Для таких звёзд доля протонов среди ливневых частиц равна 16%, откуда следует, что полная длина пути мезонов в эмульсии равна 84 $см$.

(б) Предполагается, что угловое распределение нейтральных π -мезонов идентично с распределением для ливневых частиц. Следует заметить, что вследствие того, что направления движения двух фотонов, возникших при распаде нейтрального мезона, образуют между собой некоторый угол, нельзя непосредственно сравнивать полную длину пути фотонов с полной длиной пути заряженных π -мезонов. Приближённое значение соответствующей поправки равно 2%, и она может быть внесена.

(с) Следует принять во внимание, что средняя длина пути фотона до его превращения в пару зависит от энергии фотона. Было вычислено, что в среднем эта величина равна 4,45 $см$.

(d) Предполагая, что истинное отношение R_t числа нейтральных к числу заряженных π -мезонов постоянно, можно показать, что для $n_s \neq 0$

$$R_t = R_0 \frac{n_s \cdot p(n_s)}{(n_s + 1) \cdot p(n_s + 1)},$$

где $p(n_s)$ —число звёзд с n_s , а R_0 —наблюдаемое отношение.

Из наблюдаемого распределения значений n_s для исследованных звёзд было вычислено приблизительное значение поправочного коэффициента, оказавшееся равным 1,1.

В отдельной пластинке каждый фотон обычно проходит расстояние, малое по сравнению со средней конверсионной длиной. Таким образом, длина пути фотонов в исследованной площасти эмульсии оказывается равной $19 \times 4,45 \times 1,02 \times 1,10 = 90 \text{ см}$. Предполагая, что все кванты возникают в результате процесса $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, мы получаем, что эквивалентная длина пути нейтральных мезонов для распада равна 47 см. Сравнивая эту длину с общей длиной пути заряженных π -мезонов (84 см), получаем $R = 0,56 \pm 0,12$. Этот результат находится в хорошем согласии с опытами Сальвини, произведёнными с помощью камеры Вильсона.

Следует заметить, что полученный результат относится к звёздам определённого типа, для которых $n_s > 6$. Эта группа звёзд создана первичными протонами, энергия которых E_p больше 10 Бэв: среднему значению $\langle n_s \rangle = 9$ отвечает среднее значение $\langle E_p \rangle = 25 \text{ Бэв}$. В предыдущей работе³ был сделан вывод о том, что при $n_s = 10$ преобладает многократное рождение мезонов. В этом случае для R следует ожидать значения, равного 0,5. Однако при малых значениях n_s , когда образуются одиночные мезоны, из соображений зарядной независимости следует, что $R = 0,75$.

Если, далее, включить в рассмотрение случаи типа 0_p , то кажущееся значение R возрастает. Эти рассуждения показывают, что существующее разногласие между результатами различных опытов может быть объяснено, по крайней мере частично, различным распределением величины n_s в звёздах, использованных для наблюдения.

Вторая схема распада нейтрального мезона

Кроме 19 электронных пар, о которых говорилось выше, удалось наблюдать 11 пар, компоненты которых образуют между собой небольшие углы. Эти пары возникают на расстояниях меньших 5 μ от центра звезды и измерения \bar{a} и g^* показывают, что они образованы электронами. На рис. 8 показано соответствующее распределение $f(r)$ для всех рассмотренных электронных пар, в зависимости от расстояния r точки образования пары от центра звезды. В это распределение включены пары, для которых $r < 1 \text{ м.м.}$ Из-за того, что часть частиц и квантов выходят из эмульсии, значительно

более вероятно наблюдать пары, для которых значение r мало, чем пары с большими значениями r . Простые геометрические соображения дают возможность оценить этот эффект «потерь». Результаты, показанные на рис. 8, приведены с соответствующими приближёнными поправками.

Предположим, что все электронные пары возникают в результате распада короткоживущих π^0 -мезонов на фотоны. В этом случае правленное распределение для рассматриваемых здесь малых значений должно быть независимо от r : $f(r) dr = k \cdot dr$. Однако результаты,

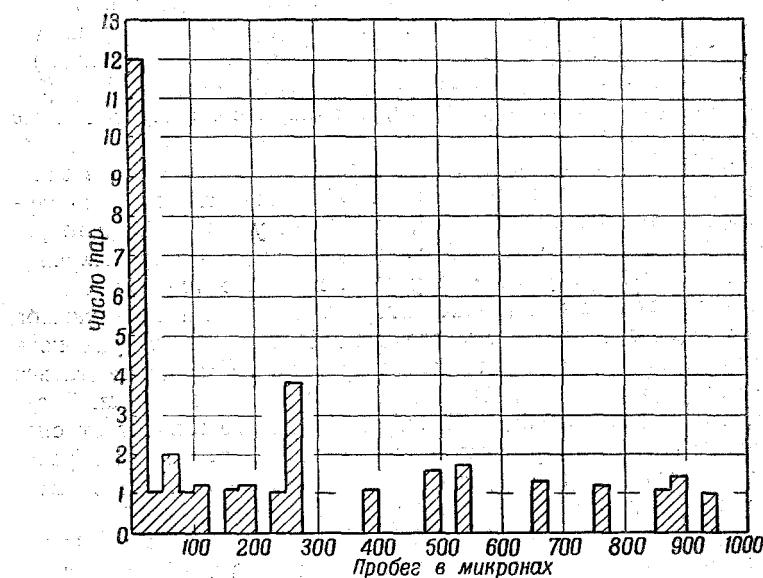


Рис. 8. Частота появления «связанных» электронных пар в зависимости от расстояния точки образования пары от звезды.

приведённые на рис. 8, показывают, что значительная доля пар возникает в точках, расположенных очень близко от центра звезды. Большинство этих пар не может быть объяснено конверсией фотонов, возникающих от распада образованных в звёздах π^0 -мезонов. Также трудно предположить, чтобы эти пары явились результатом такого процесса: при столкновении первичных протонов с ядрами возникает тормозное излучение, γ -кванты которого конвертируют в поле того же ядра, образуя электронную пару. Возникновение этих пар может быть легко объяснено, если допустить, что существует вторая схема распада нейтрального мезона: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \beta^+ + \beta^-$. Существование такого процесса предполагалось ранее⁶. Если эта гипотеза верна, то полученный результат даёт возможность оценить отношение δ констант распада, соответствующих обеим схемам распада.

Таким образом, мы находим, что на 1200 ливневых частиц число π^0 -мезонов равно $0,56 \times 1200 \times 0,84 = 565$, а число пар, образованных непосредственно вблизи звезды, равно 11. Отсюда следует, что $\frac{11}{565} = 0,020 \pm 0,006$. Следует заметить, что решающий довод против предположения о том, что близкие пары возникли вследствие конверсии гамма-излучения на «материнских» ядрах, мог бы быть получен, если бы оказалось, что существует заметное возрастание числа пар, образованных в точках вблизи центра звезды на различном от него расстоянии. В настоящее время статистическая точность данных, полученных для случаев большой энергии, недостаточна для подобной проверки. Вычисления показывают⁶, что многие из пар, образующихся при предполагаемом распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma + \beta^+ + \beta^-$, должны разойтись на большие углы, чем пары с примерно той же энергией, возникающие при конверсии γ -лучей. Среди вторичных частиц, испущенных в ядерных взрывах, действительно было замечено несколько одиночных электронов. Возможно, что в этих случаях второй электрон существовал, но был испущен в таком направлении, что его след не мог быть обнаружен. Поэтому получить из опыта истинное распределение углов между следами обойх электронов, возникающих в результате второго предполагаемого способа распада π^0 -мезона, и сравнить его с предсказаниями теории пока оказалось невозможным. Некоторые электронные пары могли остаться незамеченными из-за того, что их энергия слишком велика. Если, однако, энергетический спектр электронных пар не зависит от способа распада π^0 -мезонов, в результате которого эти пары образуются, то можно утверждать, что регистрируется около 90% всех пар, углы между компонентами которых меньше 3° .

Если угловое распределение электронных пар, образующихся непосредственно, совпадает с вычислениями Далитца⁶, то медиана соответствующего распределения углов между компонентами пар в наших условиях опыта равна $\sim 3^\circ$. Из наших результатов следует таким образом, что $\delta > 0,04$.

Благодаря наличию второго способа распада π^0 -мезонов среднее значение длины пути фотонов, определённое описанным в предыдущем параграфе методом, оказывается преувеличенным. Этот эффект, однако, очень мал. Он не превышает 1% и им можно пренебречь. Заметим, что все 19 пар, образовавшихся на расстояниях, превышающих 18 μ от «материнской» звезды, предполагались возникшими в результате конверсии фотонов.

Относительное число мезонов различных типов

Используя описанный выше способ, мы исследовали присутствие электронных пар в области эмульсии, расположенной вблизи «струй» большой энергии. При этом благодаря тому, что все следы в «струях», как правило, расходятся под небольшими углами, поиски пар-

удалось осуществить на значительно большем расстоянии, чем это было возможно в звёздах малой энергии. Всего было обнаружено 23 пары. Полная длина следов соответствующих ливневых частиц, распределённых среди 33 «струй», была равна 101 см. Во всех случаях энергия первичных частиц превышала 50 Бэв и полное число ливневых частиц, связанных с рассматриваемыми звёздами, было равно 740. В этих «струях» некоторые пары, возникающие при распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma + \beta^+ + \beta^-$, не могут быть немедленно опознаны вследствие релятивистского расширения шкалы времени для нейтральных π -мезонов (средняя энергия около 500 Бэв). Предполагая, что вероятность непосредственного распада на пару равна 2%, получаем для каждого отношения нейтральных мезонов к общему числу ливневых частиц величину

$$\frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^\pm} + N_{K^\pm} + N_p} = \frac{23}{(2 \times 101)/3,75 + (740 \times 0,02)} = 0,33 \pm 0,07.$$

При получении этого результата мы предположили, что средняя длина пути для конверсии фотонов большой энергии, образованных в струях, равна 3,75 см и что эффектом углового расхождения между каждой парой фотонов можно пренебречь. Было оценено, что вклад протонов в полную длину следов ливневых частиц составляет 10%. Необходимо также ввести поправки на рождение фотонов в других процессах. Доля фотонов, рожденных при тормозном излучении первичных протонов и при разлёте мезонов, может быть оценена на основании теории Оме¹⁶. Если энергии очень велики ($E_p > 1000$ Бэв) и если частицы, рождающиеся в ядерных столкновениях, имеют спин больше нуля, то значительная часть первичной энергии может выделяться в форме фотонов. Для мезонов с нулевым спином полная прибавка, создаваемая тормозным излучением в потоке фотонов, равна, повидимому, всего лишь 5%. Предположим, что среднее время жизни нейтрального π -мезона равно 10^{-14} сек или меньше. Тогда поправка, связанная с конечной длиной пути π^0 -мезонов, которую следует ввести в значение N_{π^0}/ns , будет меньше 2%, и, учитывая её, мы получим:

$$\frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^\pm} + N_{K^\pm}} = 0,35 \pm 0,07.$$

Предполагая, что величина R остаётся для расщеплений всех типов постоянной и равной $0,56 \pm 0,12$ (значение, полученное для звёзд с небольшой энергией), получим, что

$$1 + \frac{N_{K^\pm}}{N_{\pi^\pm}} = 1,6 \pm 0,5; \quad \frac{N_{K^\pm}}{N_{\pi^\pm}} = 0,6 \pm 0,5.$$

Это значение находится в согласии со значением, полученным при непосредственном измерении масс. Несмотря на большие статистические ошибки, эти результаты являются дополнительным подтверждением того, что если первичные энергии превосходят 50 Бэв , то образование тяжёлых мезонов приобретает то же значение, что и образование π -мезонов.

Важной чертой этого второго метода является то, что в отличие от непосредственного определения массы ливневых частиц, которое обычно осуществляется только для следов, находящихся за пределами среднего значения угла, при поисках электронных пар используется вся область центрального конуса струи. Поэтому желательно провести более обширные измерения, с тем чтобы получить результаты, обладающие большим статистическим весом. Заметим, что если в действительности существуют фотоны, возникшие не при распаде π^0 -частиц, а, например, при тормозном излучении первичных протонов, то при использовании рассматриваемого метода величина N_{π^0}/N_{π^\pm} будет переоценена, а число K -частиц будет недооценено. Полная энергия пар частиц, возникших в струях, расходящихся под небольшим углом, часто оказывается слишком большой, для того, чтобы частицы можно было опознать, измеряя α и g^* . Однако во всех таких случаях наблюдаемое значение плотности зёрен было близко к g_0 и вдоль следов были обнаружены явления, объяснимые наличием тормозного излучения, и случаи образования «трезубцев». Отсюда следует, что эти частицы являются электронами. Дополнительное подтверждение этой точки зрения мы находим в том, что в точке образования такой пары следов часто наблюдается след медленного электрона отдачи (см. фотографии). Такие электроны отдачи не образуются при превращении нейтрального мезона в заряженные частицы. Они характерны для процессов образования пар фотонами в поле ядра, при которых происходит ионизация атома.

4. ВТОРИЧНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛИВНЕВЫХ ЧАСТИЦ

Если тяжёлые мезоны, обнаруживаемые среди частиц «струй», являются мезонами ядерных сил и образуются непосредственно в ядерных столкновениях большой энергии, их эффективное сечение для ядерных взаимодействий должно быть порядка геометрического сечения. Для проверки этого предположения мы измерили полную длину следов ливневых частиц, возникших во всех наблюдавшихся явлениях, образованных протонами с энергией $> 50 \text{ Бэв}$. При этом оказалось, что при полной длине следов, равной 129,3 см, обнаружено 5 ядерных взаимодействий. (Было показано, что среди этих пяти следов один след принадлежал π -мезону.) Если предположить, что эффективные сечения ядерных взаимодействий всех вторичных частиц в струях равны геометрическому сечению, то для средней длины

пути в эмульсии следует ожидать значения, равного 25 см. Наш результат согласуется, таким образом, с предположением, что тяжёлые мезоны, подобно π -частицам, имеют эффективное сечение ядерного взаимодействия, близкое к геометрическому, и рождаются непосредственно в ядерных взаимодействиях. Однако для окончательных заключений желательно увеличить статистический вес наблюдений. Среди ливневых частиц, входящих в состав струй, мы заметили два случая кажущегося отклонения на большие углы, равные 7° и 25° , соответственно. Замечена также вторичная частица с энергией $8,8 \pm 1,5$ Бэв, испущенная в сторону от одной из струй. После того как эта частица проходит путь, равный 1,5 см, рассеяние внезапно увеличивается, и новому значению α соответствует энергия, равная $2,7 \pm 0,5$ Бэв. Это явление может быть истолковано, как образование электроном тормозного излучения. Однако непосредственное рождение электронов в ливнях происходит редко и обычно они рождаются парами. Поэтому кажется разумным объяснить это явление распадом тяжёлого мезона на лету. Так как здесь происходит сильное уменьшение энергии, то этот случай не может быть $\pi \rightarrow \mu$ -распадом.

Раньше было показано, что в явлениях типа $N_h \leq 5$ и $E_p \geq 50$ Бэв отношение $N_K/N_\pi \sim 0,5$. Отсюда следует, что из общей длины следов всех ливневых частиц в явлениях этого класса на долю K -мезонов приходится 43 см. В лабораторной системе среднее значение γ для K -мезонов равно 7. Если считать три описанных выше случая процессом распада $K \rightarrow \mu$, то можно грубо оценить истинное время жизни K -мезона, оказывающееся равным 10^{-10} сек. Продолжая поиски электронных пар, мы пытались обнаружить в рассматриваемых струях доказательства распада V_2^0 частиц, но безуспешно. Если предположить, что V_2^0 -частицы и K -мезоны образуются в равных количествах, то отсюда следует, что длина пути V_2^0 -частиц в исследованном объёме эмульсии равна 43 см. Предполагая, далее, что среднее значение γ для этих частиц равно значению γ для K -мезонов, мы получим для времени жизни V_2^0 -частиц верхний предел, равный 2×10^{-10} сек. Этот результат не противоречит данным, полученным методом камеры Вильсона. Можно допустить, что с течением времени полная длина пути частиц, отождествлённых с K -мезонами, станет достаточно большой для того, чтобы можно было точно определить среднюю длину пути, на которой происходит взаимодействие.

Взаимодействие отождествлённых вторичных частиц представляет интерес в связи с возможным существованием отрицательно заряженных протонов. Полная энергия, выделившаяся в звезде, возникшей при аннигиляции такой частицы с протоном, должна превышать кинетическую энергию «материнской» звезды на 2 Бэв. При благоприятных условиях наблюдения такие случаи могут быть замечены.

5. УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ВТОРИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ В СТРУЯХ

Исследование углового распределения частиц, испущенных в расщеплениях большой энергии, произведённое Козинсом⁵, указало на наличие корреляции в направлениях испускания пар, а иногда и триад частиц. Недавно⁷ было показано, что в звёздах, образованных первичными частицами, с энергией, меньшей 10 $B_{\text{эв}}$, около 10% вторичных частиц возникает близкими парами. Такая угловая корреляция не может быть объяснена случайным совпадением. В тех случаях, когда обе частицы пары являются π -мезонами, они имеют также близкие значения энергии. Наше объяснение явлений такого типа заключается в том, что они созданы распадом нейтральных мезонов (ζ^0) с очень малым временем жизни. Энергия, освобождающаяся при их распаде, равна примерно 2 $M_{\text{эв}}$. Имея в виду эти

Таблица III

Ожидаемое и наблюдаемое числа пар для различных значений угла между компонентами пары $\delta\theta'$ и угла между направлением пары и направлением первичной частицы θ'

$\delta\theta' = \delta\theta/\eta$	$\delta\theta' \leq 0,10$		$\delta\theta' \leq 0,15$		$\delta\theta' \leq 0,20$		$\delta\theta' \leq 0,25$	
	ожидае- мое	наблю- даемое	ожидае- мое	наблю- даемое	ожидае- мое	наблю- даемое	ожидае- мое	наблю- даемое
0,5—1,0	5,5	11	12,4	17	22,0	24	33,4	29
1,0—1,5	1,5	1	3,25	2	5,8	3	9,0	6
1,5—2,0	0,5	2	1,12	2	2,0	2	3,1	2
2,0—3,0	0,24	0	0,54	0	0,96	1	1,5	3
3,0—4,0	0,03	0	0,07	0	0,12	0	0,19	0
4,0—5,0	0,004	1	0,009	1	0,016	1	0,025	1
Сумма	7,7	15 ± 4	$17,4$	$22 \pm 4,5$	31	$31 \pm 5,5$	48	$41 \pm 6,5$

результаты, мы произвели сравнение ожидаемого и наблюдаемого числа пар среди ливневых частиц в струях. Для этой цели было удобно воспользоваться угловым распределением, полученным из наблюдений следов, образованных во всех явлениях, измеряя для каждого следа отношение углов $\theta' = \theta/\eta$. Имея распределение, полученное таким образом, можно вычислить для каждой звезды ожидаемое число пар, обусловленное случайными совпадениями. В табл. III приведены ожидаемое и наблюдаемое число пар для различных значений $\delta\theta'$ и различных интервалов θ' . Из этих данных следует, что любые не случайные ассоциации следов редки.

В случае самого малого значения $\delta\theta'$ мы наблюдали 15 пар. Ожидаемое число пар в этом случае равно 8. Разность только в два раза превышает стандартное отклонение, но если считать, что она имеет значение, то наличие такой разности означает корреляцию среди примерно 3% ливневых частиц. Исходя из имеющихся количеств K -мезонов и протонов, это означает, что среди ливневых частиц имеется около 4,5% коррелированных π -мезонов. Средний угол расхождения для $\delta\theta' \leq 0,1$ составляет $0,7^\circ$. Этот угол имеет правильный порядок величины, если приписывать наблюдаемый эффект распаду ζ^0 -мезона, при котором освобождается энергия, равная примерно 3 Мэв.

В настоящее время число пар с достаточно длинными следами, позволяющими произвести измерения α и g^* , слишком мало для того, чтобы можно было выяснить наличие корреляции по энергии среди частиц, образующих пару.

6. ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕЙТРАЛЬНОГО МЕЗОНА

Далитц⁶ указал на то, что изучение пар, возникающих в процессе прямого распада нейтрального π -мезона на электроны по схеме

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \beta^+ + \beta^-$$

даёт возможность, в принципе, определить среднее время жизни нейтрального мезона. Этот метод менее сложен, чем метод, основанный на конверсии фотона. В то время как на практике можно провести различие между парами, возникающими в двух схемах распада, точное определение точек образования для всех пар, возникших при прямом распаде, нелегко. Время жизни относительно такого распада настолько мало, что такие пары обычно возникают очень близко к центру соответствующего расщепления, и если кинетическая энергия π -мезона меньше 300 Мэв, то произвести достоверные измерения невозможно.

Однако при больших энергиях релятивистское расширение шкалы времени движущейся частицы может значительно увеличить длину пути, проходимого ею до распада. При этом оказывается возможным измерить распределение значений r/p , где $p = \beta/\sqrt{1 - \beta^2}$. Определение величины p для данного нейтрального мезона производится по его энергии, определяемой на основании предположения, что фотон и электронная пара получают при распаде примерно равные части полной энергии распадающегося π^0 -мезона.

Энергия пар в большинстве случаев определялась по измерению рассеяния. В тех случаях, когда это было невозможно, нижний предел энергии устанавливался по углу между следами электронов пары.

Вероятность наблюдения пары на расстоянии r от звезды равна

$$\frac{\left\{ (2 - \delta) \exp \left[-\frac{r}{L} \right] - \exp \left[-\frac{r}{pc\tau} \right] + \frac{\delta}{pc\tau} \exp \left(-\frac{r}{pc\tau} \right) \right\} dr}{L - pc\tau},$$

где L — средняя конверсионная длина. Это выражение может быть

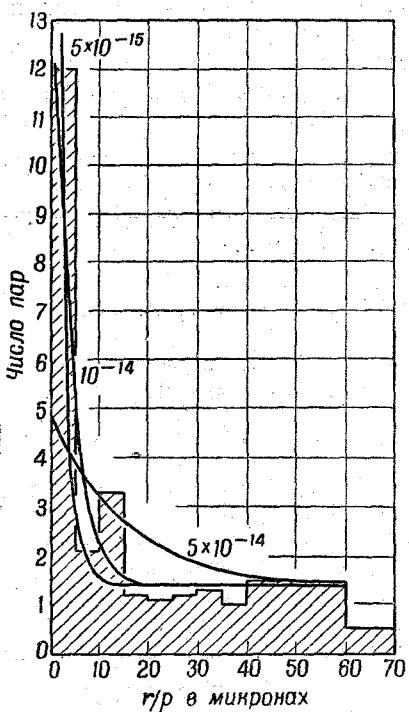


Рис. 9. Частота появления «связанных» электронных пар в зависимости от $\frac{r}{p}$; r — расстояние точки образования пары от звезды, а $p = \frac{\beta}{(1 - \beta^2)}$. Приведенные кривые вычислены для различных значений времени жизни π^0 -мезона.

нормировано по общему числу π^0 -частиц, N_0 . Вводя обозначение $x = (r/p)$, мы можем написать:

$$N(x) dx =$$

$$= N_0 \left\{ \frac{(2 - \delta) \exp \left[-\frac{xp}{L} \right] - \exp \left[-\frac{x}{c\tau} \right] + \frac{\delta}{pc\tau} \exp \left(-\frac{x}{c\tau} \right)}{L - pc\tau} \right\} p dx.$$

Так как L велико, а δ мало, отсюда следует, что

$$N(x) dx \cong \frac{2 \langle p \rangle}{L} \left(1 - \exp \left[-\frac{x}{\delta \tau} \right] \right) + \frac{\delta}{c \tau} \exp \left(-\frac{x}{c \tau} \right) dx,$$

где $\langle p \rangle$ есть среднее значение p . Полученная зависимость для $L = 4 \text{ см}$ представлена на графиках рис. 9, при построении которых использовано наблюдаемое значение $\delta = 0,02$ и значения τ , равные $5 \cdot 10^{-15}$, $1 \cdot 10^{-14}$ и $5 \cdot 10^{-14} \text{ сек}$. Эти графики могут быть сравнены с распределением, полученным на опыте, после того, как в последнее будут введены соответствующие геометрические поправки, учитывающие «потерю» пар в эмульсии. Эти поправки на «потери» возрастают с увеличением r и поэтому распределение (r/p) доведено только до 70μ .

Наилучшее согласие между опытными данными и расчётными кривыми получается для τ , равного 10^{-14} сек . Хотя эти результаты не позволяют нам исключить более короткое время жизни, тем не менее кажется разумным предположить, что наблюдаемое небольшое возрастание числа пар для малых значений r/p имеет физический смысл.

Значение 10^{-14} находится в согласии со значением, полученным Каплоном, Петерсоном и Ритсоном.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наши основные выводы могут быть сформулированы следующим образом:

1. В ядерных взаимодействиях, создаваемых первичными протонами с энергией, большей 50 Бэв , образование тяжёлых мезонов, предварительно отождествлённых с K -частицами, начинает серьёзно конкурировать с образованием π -мезонов.

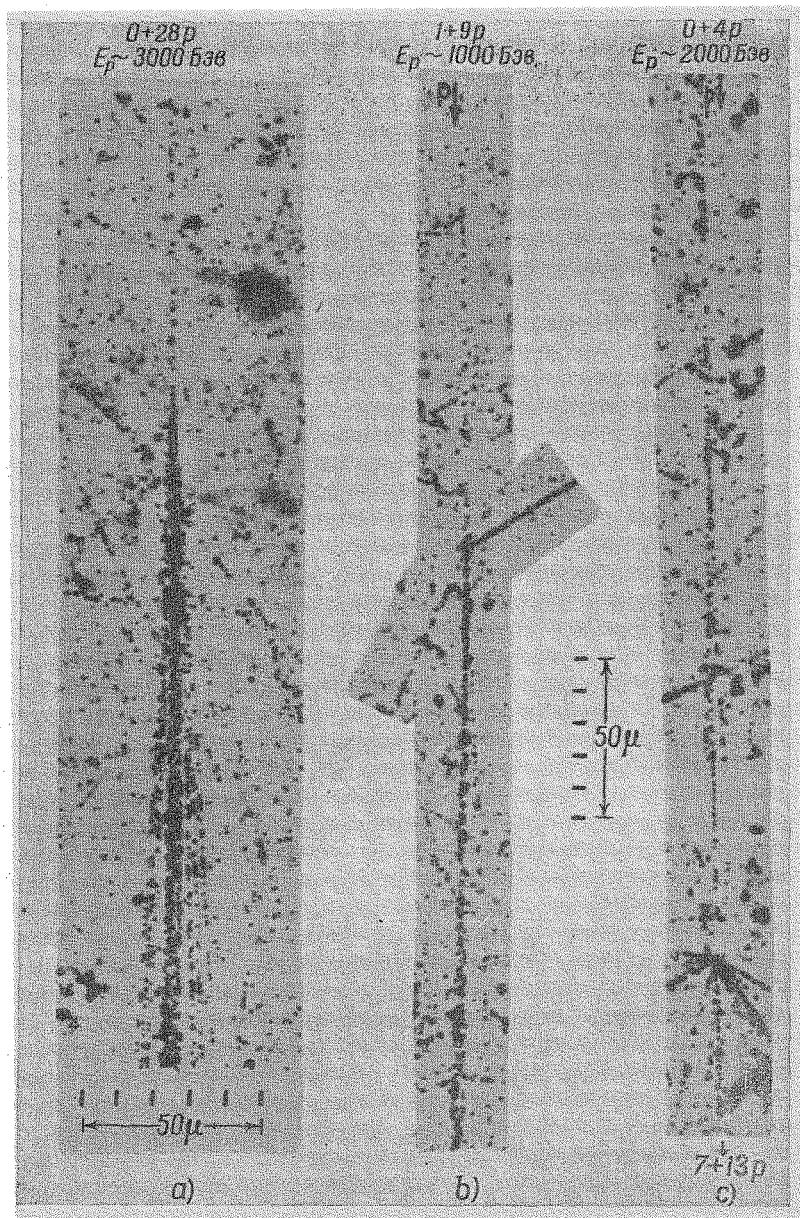
2. Мы не имеем доказательств того, чтобы образование тяжёлых заряженных мезонов, отличных от K - и π -мезонов, играло важную роль даже при наибольших изученных энергиях (1000 Бэв). В изученных случаях энергия, сталкивающихся нуклеонов в системе центра инерции, выраженная в массах протона, лежит в пределах от 10 до 70. Отсюда следует, что образование сильно взаимодействующих частиц, масса которых сравнима с массой нуклеонов или даже больше её, энергетически возможно. Однако такие частицы не были обнаружены.

3. Между данными о числе K -частиц, образованных в расщеплениях, полученными непосредственным измерением масс, и данными, выведенными из наблюдения частоты возникновения связанных электронных пар, существует грубое согласие.

4. Среднее время жизни π^0 -мезона найдено равным 10^{-14} сек, что находится в согласии с данными Каплана, Петерса и Ритсона.
5. Вероятность прямого распада π^0 -мезона, согласно схеме $\pi^0 \rightarrow \gamma + \beta^+ + \beta^-$, не превосходит 4%.
6. Время жизни K -мезона равно $\sim 10^{-10}$ сек.

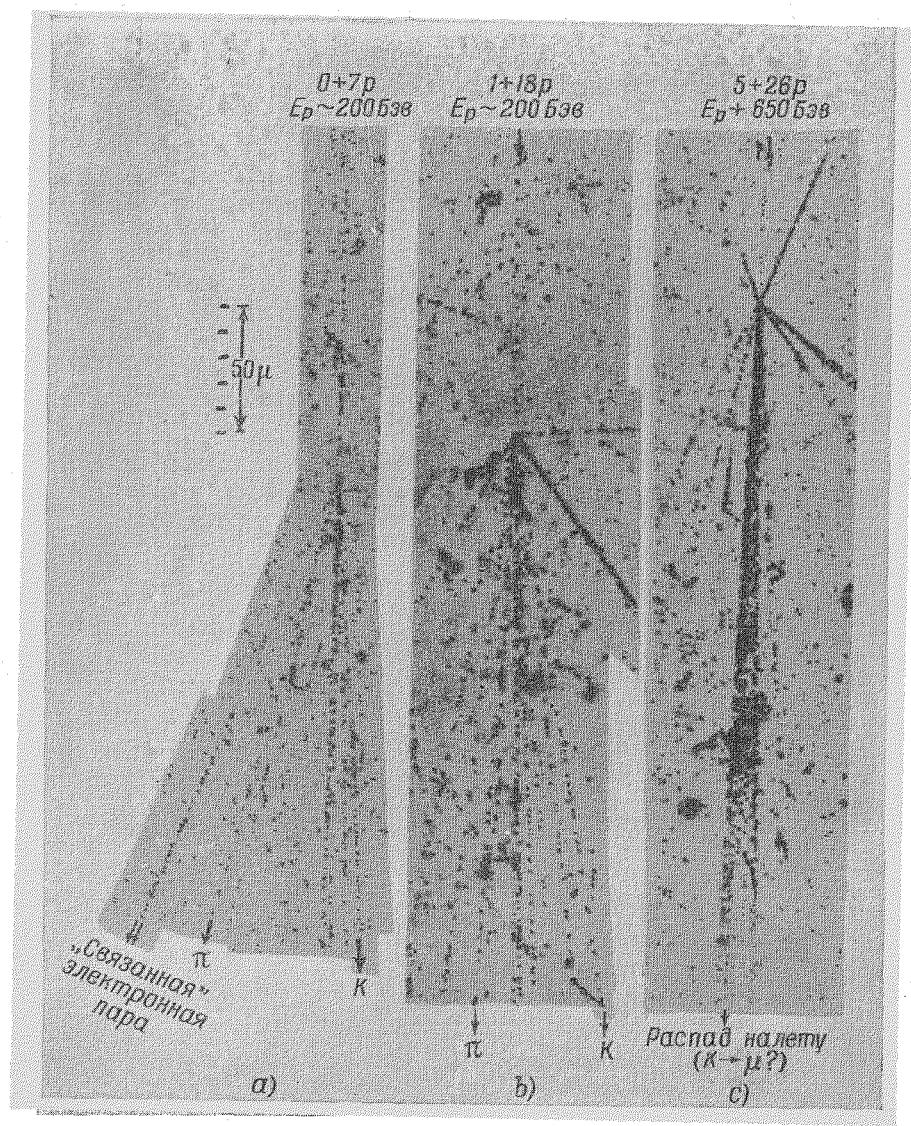
ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Camerini, Fowler, Lock and Muirhead, Phil. Mag. 41, 413 (1950).
2. Camerini, Davies, Franzinetti, Lock, Fowler, Muirhead, Perkins and Yekutieli, Phil. Mag. 42, 1241 (1951).
3. Camerini, Davies, Franzinetti, Lock, Perkins and Yekutieli, Phil. Mag. 42, 1261 (1951).
4. Carlson, Hooper and King, Phil. Mag. 41, 701 (1950).
5. Cosyns, Nuovo Cim. 6 (Supp. No. 3) 397 (1949); Report of Harwell Conference, 19 (1950).
6. Dalitz, Proc. Phys. Soc. A, 64, 667 (1951).
7. Danysz, Lock and Yekutieli, Nature, Lond., 169, 364 (1952).
8. Fowler, Phil. Mag. 41, 169 (1950).
9. Fowler, Menon, Powell, Rochat, Phil. Mag. 42, 1040 (1951).
10. Heitler and Jánossy, Proc. Phys. Soc. A, 62, 364, 669 (1949); Helv. Phys. Acta, 23, 417 (1950).
11. Menon, Bristol Conference on V -particles and heavy mesons, 1951 г.
12. McDiarmid, Phys. Rev. 84, 851 (1951).
13. Morris, Phil. Mag. 43, 533 (1952).
14. Occhialini, Report of Como Conference (1949).
15. O'Ceallaigh, Phil. Mag. 42, 1032 (1951).
16. Oehme, Zeits. f. Phys. 129, 573 (1951).
17. Voyvodic and Pickup, Phys. Rev. 85, 91 (1952).



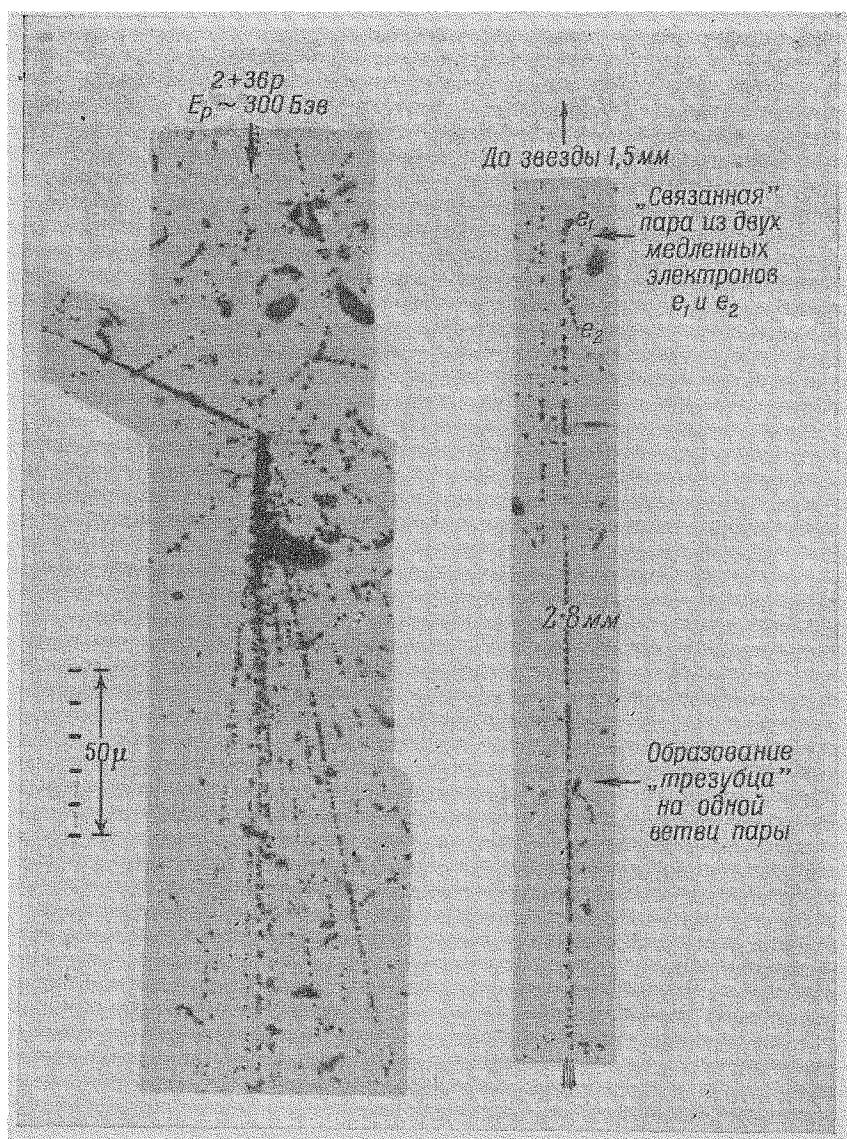
«Струя», созданная первичной частицей с энергией, большей 1000 Бэв. Одна из вторичных частиц в случае (с) образует второй ливень типа (7+13 p). Обозначение $x + y$ указывает на то, что звезда содержит y ливневых частиц и x сильно ионизующих частиц.

К статье Р. Р. Даниеля и др.



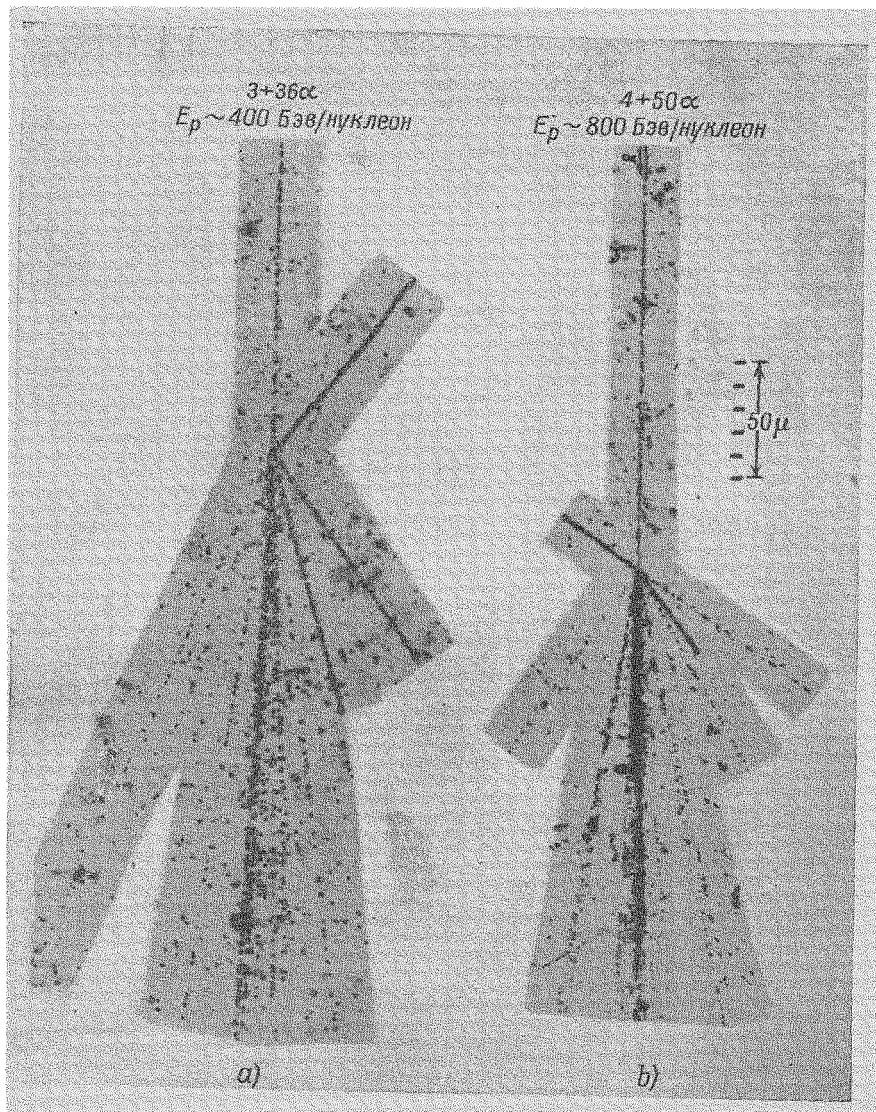
Три «струи», являющиеся доказательством рождения тяжёлых (K) мезонов. В звёздах (a) и (b) массы этих частиц определены по измерениям кулоновского рассеяния и плотности зёрен. В случае (c) кулоновское рассеяние одной из вторичных частиц возрастает примерно в 3 раза, после того как она проходит 12 м.м эмульсии. Мы предполагаем, что это случай распада тяжёлого мезона на лету ($K \rightarrow \mu\bar{\mu}$).

К статье Р. Р. Даниеля и др.



«Струя», созданная первичной частицей с энергией больше 300 Бэв. На снимке видна электронная пара с полной энергией около 5 Мэв, рожденная при конверсии γ -кванта, возникшего от распада нейтрального π -мезона. Начальная плотность зёрен в следе, оставленном электронной парой, примерно в два раза больше плотности зёрен в соседних следах ливневых частиц. Один из электронов создаёт вторую электронную пару (образование «трезубца»).

К статье Р. Р. Даниеля и др.



Два примера «струй», созданных первичными α -частицами большой энергии.

К статье Р. Р. Даниеля и др.