

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ТЯЖЁЛЫЕ НЕСТАБИЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ *)**
(гипероны и *K*-мезоны)**А. О. Вайсенберг**

СОДЕРЖАНИЕ

V. Заряженные <i>K</i> -мезоны	631
VI. Заряженные $V^\pm$ -частицы	667
VII. Генерация гиперонов и <i>K</i> -мезонов и их взаимодействие с ядрами .	673

V. ЗАРЯЖЕННЫЕ *K*-МЕЗОНЫV.1. τ -мезоны

V.1.1. Схема распада. τ -мезонами называются заряженные частицы, распадающиеся на три π -мезона: $\tau^\pm \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^\pm$. Два примера τ -распадов были приведены на рис. 1 и 2. Из всех типов заряженных *K*-частиц τ -мезоны изучены наиболее детально. Это объясняется тем, что они живут относительно долго ($\sim 10^{-8}$ сек), распадаются поэтому после остановки в эмульсии и вторичные π -мезоны уносят относительно небольшую энергию, близкую к ~ 75 Мэв, так что средний пробег вторичных π -мезонов в эмульсии невелик. Поэтому даже в одиночных эмульсиях довольно часто удавалось наблюдать остановку вторичных частиц, что чрезвычайно сильно облегчило установление схемы распада τ -мезона по первым же наблюдениям этой частицы. К настоящему времени рассмотрено более 40 распадов остановившихся в эмульсии τ -мезонов¹²¹, основная схема их распада установлена совершенно надёжно и величина *Q*, а следовательно, и масса τ -мезона измерены с большой точностью. Однако если отвлечься от точности измерений, то следует отметить, что, в сущности, всё, что нам сейчас известно об основной схеме распада τ -мезона, было высказано Брауном, Камерини и др.¹ в качестве наиболее вероятного варианта схемы распада, на основании анализа первого τ -распада (рис. 1), зарегистрированного на Юнгфрау-Йох в первых опытах с эмульсиями, чувствительными к электронам.

*) Начало статьи см. УФН, т. LVII, вып. 3, стр. 362.

Подробный анализ опубликованных до середины 1954 г. данных о τ -мезонах приведён в докладе Комитета по τ -мезонам на Падуанской конференции¹²¹. В этом разделе рассмотрены выводы этого доклада, дополненные наиболее важными работами, опубликованными позже.

Из совокупности имеющихся данных следует, что три заряженные π -мезона, возникающие при распаде τ -мезонов, являются единственными вторичными частицами. Это вытекает из компланарности импульсов трёх π -мезонов, образующихся при распаде остановившегося в эмульсии τ -мезона, и из единственности значений Q для наблюдавшихся τ -распадов. Таким образом, основная схема распада τ -мезона имеет вид

$$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^- + Q.$$

V.1.2. Величина Q и масса τ -мезона. Среднее взвешенное значение кинетической энергии Q трёх π -мезонов, возникающих при τ -распаде, измеренное для распадов в эмульсионных камерах, равно

$$Q = 74,7 \pm 0,3 \text{ Мэв.}$$

Масса τ -мезона, полученная по этому значению Q , равна

$$M_\tau = 2m_{\pi^+} + m_{\pi^-} + Q = (819,3 \pm 0,4) + Q = (965,5 \pm 0,7) m_e.$$

Результаты непосредственного измерения масс τ -мезонов в эмульсионной камере представлены на рис. 42, где значения масс нанесены

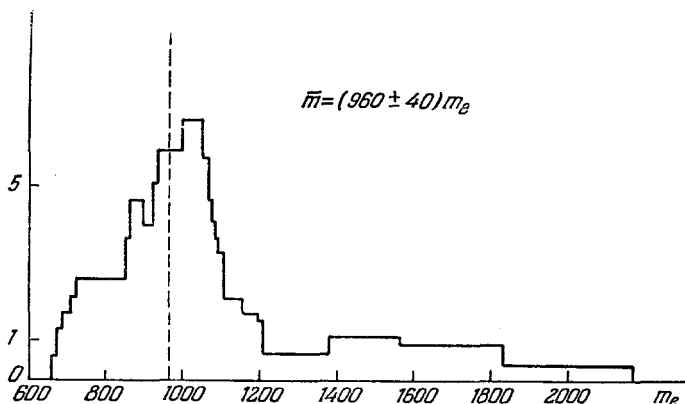


Рис. 42. Результаты непосредственного измерения масс для τ -мезонов¹²⁴.

методом равных площадей. Среднее взвешенное значение этих определений масс $M_\tau = (960 \pm 40) m_e$ находится в согласии с величиной M_τ , определённой по схеме распада.

V.1.3. Конкурирующие схемы распада τ -мезона. τ' -мезон. За последнее время, кроме распада на три π -мезона, были обнаружены другие типы распада частиц с массой, близкой к массе τ -мезона, останавливающихся в фотоэмульсии, которые, возможно, являются конкурирующими схемами распада τ -мезона.

К моменту Падуанской конференции было наблюдеено семь случаев распада частиц с массой, близкой к массе τ -мезона, на заряженный π -мезон, которые интерпретируются как альтернативный распад τ -мезона на заряженный π -мезон и два нейтральных π^0 -мезона:

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

Распадающийся по этой схеме τ -мезон получил обозначение $(\tau)_{K_\pi}$ или τ' -мезона.

Один из примеров предполагаемого распада τ' -мезона приведён на рис. 43¹²². Частица с массой, близкой к массе τ -мезона, вышла

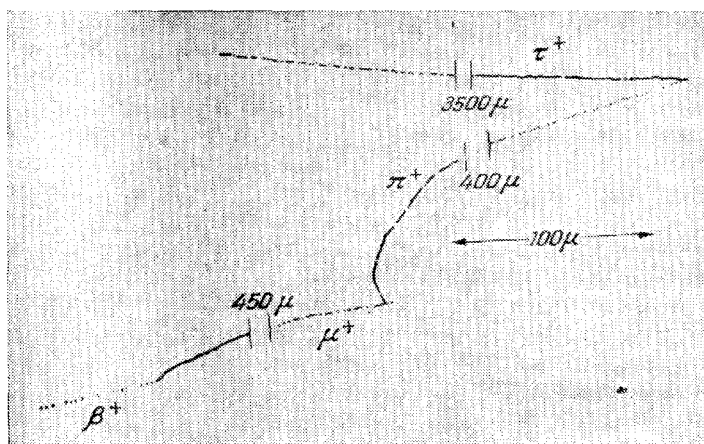


Рис. 43. Распад τ' -мезона $\tau' \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$. Знак заряда π -мезона определяется распадом $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ ¹²².

из звезды и остановилась в эмульсии. При её распаде возник π -мезон, опознанный по $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаду. Максимальная энергия, которую может получить π -мезон при распаде τ' -мезона, равна 57 Мэв. Такую энергию он получает, если его импульс уравнивается двумя равными импульсами двух других π -мезонов.

Во всех семи предполагаемых τ' -распадах энергия заряженного π -мезона меньше этой величины (значения энергии равны 4,3, 6,0, 14,7, 15,2, 22,7, 41,5, 44,5 Мэв), что делает вышеприведённую интерпретацию этих распадов весьма правдоподобной.

В. Б. Берестецкий¹²³ вычислил в предположении, что τ -мезон имеет единичный изотопический спин, отношение вероятностей распада τ -мезона: $\frac{w(\tau)}{w(\tau')}$. Он получил, что это отношение в зависимости от вида используемой волновой функции равно 4 или 1. Полученное на опыте отношение близко к $\frac{40}{7} \sim 6$.

Возможное возникновение γ -кванта при τ -распаде ($\tau \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \gamma$). Даниэль и Пал¹⁰ недавно сообщили об интересном случае τ -распада, который не укладывается в обычную схему распада. τ -мезон, возникший в звезде типа $9 + 1n$ (или $9 + 0p$), прошёл до остановки 90 эмульсионных слоёв, имея пробег 8,7 см. Две положительные вторичные частицы остановились в эмульсии и дали характерный $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распад. Третья, отрицательная частица вышла из эмульсии. Её масса, определённая методом (α, g) , равна $315 \pm 75 m_e$, что согласуется с массой π -мезона.

Сумма кинетических энергий трёх заряженных мезонов равна $46 \pm 2,2 \text{ Мэв}$, что значительно меньше энергии распада τ -мезона $Q \sim 75 \text{ Мэв}$. Кроме того, три следа вторичных частиц оказываются определённо некомпланарными. Таким образом, этот распад τ -мезона не может быть описан обычной схемой распада $\tau \rightarrow 3\pi + \sim 75 \text{ Мэв}$. Наиболее правдоподобно предположить, что в данном случае обнаружена ещё одна альтернативная форма τ -распада, когда наряду с тремя π -мезонами вылетает четвёртая, нейтральная частица, уносящая избыток энергии и импульса. Прямые измерения массы остановившегося τ -мезона дали значение $980 \pm 50 m_e$ и, следовательно, эта нейтральная частица не может быть π^0 -мезоном. Ограничиваясь известными частицами, естественно предположить, что в данном случае был испущен γ -квант (нейтрино исключается, так как оно имеет полуцелый спин):

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

Исходя из закона сохранения импульса, можно вычислить импульс p_γ , уносимый γ -квантом. Он равен $32,1 \pm 2,7 \text{ Мэв}/c$, откуда для полной энергии распада получается значение $Q = 46,1 + 32,1 = 78,2 \pm \pm 4,8 \text{ Мэв}$, что хорошо согласуется с $Q \sim 75 \text{ Мэв}$. Обнаруженный «аномальный» распад τ -мезона интересен также и потому, что если γ -кванты большой энергии могут возникать и при распадах других частиц, то их возникновением можно было бы объяснить заметное число так называемых «аномальных» распадов других нестабильных частиц, когда значения Q слишком малы (см. III.3.6).

V.1.4. Заряд τ -мезонов, распадающихся в эмульсии. Заряд τ -мезонов определялся по заряду вторичных мезонов, возникающих при распаде: π^+ -мезоны после остановки испытывали $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распад, π^- -мезоны создавали σ -звезду или не обнаруживали

никаких явлений в конце пробега. Данные о знаках заряда вторичных частиц, полученные по 28 из 40 известных τ -распадов, приведены в таблице.

Для девяти из рассмотренных 28 τ -распадов положительный знак заряда τ -мезона установлен с несомненностью: в шести случаях при распаде обнаруживаются два π^+ -мезона и один π^- -мезон ($++-$)

и в трёх случаях обе вторичные частицы, знак которых удалось установить, являются π^+ -мезонами ($+++$). Остальные данные таблицы допускают только статистический анализ. Если τ -мезоны обоих знаков обнаруживаются в эмульсии с одинаковой вероятностью, то ожидаемое число наблюдений π^+ - и π^- -мезонов ($+-$) должно быть в два раза больше числа наблюдений двух π^+ -мезонов ($++$), а число обнаруживаемых одиночных π^+ -мезонов ($+$) должно быть в два раза больше числа одиночных π^- -мезонов ($-$). Приведённые в таблице данные о числе ($++$) и ($+-$) и ($+$) и ($-$) случаев достаточно хорошо согласуются с ожидаемым их числом. Таким образом, приведённые в таблице данные свидетельствуют о том, что все распадающиеся после остановки в эмульсии τ -мезоны заряжены положительно, и не дают никаких указаний на присутствие отрицательно заряженных мезонов. Отметим, что при распаде остановившихся в эмульсии τ^- -мезонов могло бы наблюдаться нарушение компланарности следов трёх π -мезонов, связанное с тем, что τ^- -мезон до распада находился бы на боровской орбите около ядра. Отсутствие таких нарушений компланарности также подтверждает сделанный вывод.

Данные о знаке заряда τ -мезонов

Заряды вторичных частиц	Число τ -мезонов
($++$; $+-$)	6
($++$; $++$)	3
($+-$; $+-$)	11
($+$)	6
($-$)	2

V.1.5. Положительный избыток для τ -мезонов. В камерах Вильсона наблюдали 15 τ -мезонов, распадающихся на лету¹²⁴. Первые наблюдения таких распадов были выполнены Лейтоном и Ванласом¹²⁵ (1952). Распады τ -мезонов на лету наблюдали также Аннис и Гэрман¹²⁶, Ван Линт и Трилинг¹²⁷, Гейтер¹²⁸ и другие авторы. Единственный случай распада τ -мезона, остановившегося в пластине камеры Вильсона, наблюдали Алиханян и сотрудники в 1953 г. Фотография распада медленного τ -мезона на лету в камере Вильсона, полученная Гейтером, показана на рис. 44. Из общего числа 15 τ -мезонов, распавшихся на лету в камерах Вильсона, 11 заряжены положительно и 4 отрицательно¹²⁴. Эти данные являются указанием на существование значительного положительного избытка среди τ -мезонов, возникающих в ядерных взаимодействиях.

V.1.6. Спин и чётность τ -мезонов. Энергетический спектр π -мезонов, испущенных при распаде τ -мезонов, существенно

зависит от спина и чётности τ -мезона. Эта проблема изучалась Далицем¹²⁹, который указал простые методы анализа экспериментальных данных, полученных с помощью одиночных эмульсий, когда чаще всего знак заряда мезонов не удаётся определить. С появлением эмульсионных камер оказалось возможным во многих случаях определить энергию и знак заряда всех трёх вторичных π -мезонов.

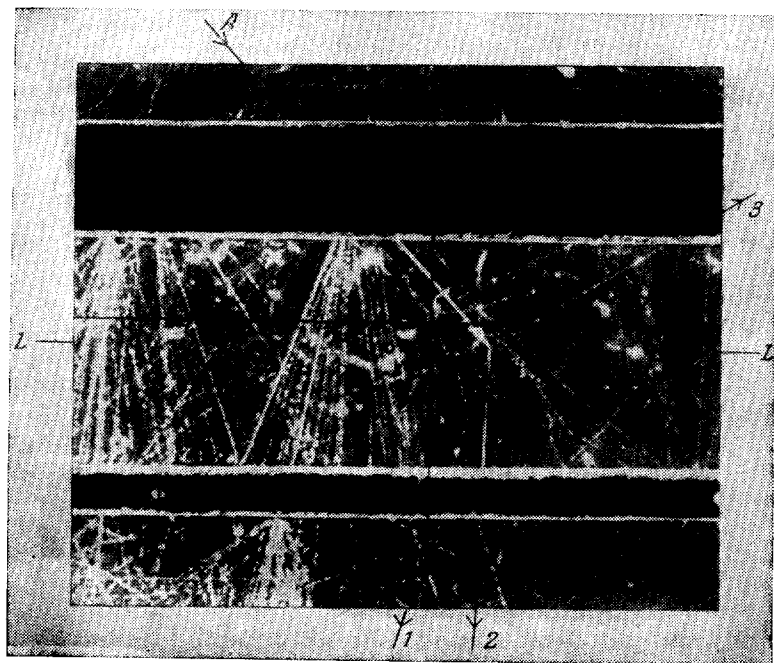


Рис. 44. Распад медленного τ -мезона на лету в камере Вильсона¹²⁸.

Методы анализа данных для этого случая были указаны Фабри^{130, 131}, который учёл также релятивистские эффекты в спектре вторичных частиц. Если энергия отрицательной частицы E , а энергии обоих положительных π -мезонов в порядке возрастания E'_+ и E''_+ , то, согласно Фабри, критерием спина и чётности τ -мезона может служить распределение наблюдаемых распадов по следующим трём энергетическим интервалам:

$$a) E_- > E'_+, E''_+, \quad b) E''_+ > E_- > E'_+, \quad c) E''_+, E'_+ > E_-.$$

В случае $b)$ энергия отрицательного мезона имеет значение, промежуточное между энергиями положительных мезонов, в случаях $a)$ или $c)$ она больше или меньше этих энергий.

В настоящее время известно 20 τ -мезонов, для которых определены знаки заряда и энергии всех вторичных частиц. Эти распады следующим образом распределены между указанными интервалами a , b , c :

Интервал	a	b	c
Число τ -распадов	7	8	5

На рис. 45 приведены вычисленные Фабри распределения частиц по интервалам a , b , c для некоторых комбинаций спина и чётности. Сравнение этого распределения с распределениями, вычисленными Фабри, приведены в следующей таблице, где χ^2 — коэффициент, характеризующий квадратичное отклонение вычисленного распределения, показанного на рис. 46, от распределения, приведённого в предыдущей таблице:

Спин и чётность	0—	1+	1—	2+	3—
χ^2	0,7	2,9	3,1	5,7	0,3

Недостаточное число наблюдавшихся распадов не позволяет сделать определённый выбор между указанными комбинациями спина и чётности, однако из этой таблицы видно, что наиболее вероятны спин и чётность (0 —) или (3 —).

V.1.7. Среднее время жизни τ -мезонов. На основании накопленных к настоящему времени данных ¹²¹ среднее время жизни τ -мезонов может быть оценено из следующих соображений. Среди 40 распадов τ -мезонов в эмульсии не обнаружено ни одного распада τ -мезона на лету. Для τ -мезона, остановившегося в эмульсии, может быть вычислено время ионизационного замедления. Общее время замедления для всех известных τ -распадов в эмульсии не меньше чем 8×10^{-9} сек. За это время не наблюдалось ни одного распада на лету, откуда следует, что среднее время жизни τ -мезона должно быть больше $\sim 10^{-8}$ сек. Анализ данных, полученных с камерами Вильсона, также приводит к выводу о большом времени жизни τ -мезонов, согласующемся с величиной, полученной по анализу их распадов в эмульсиях.

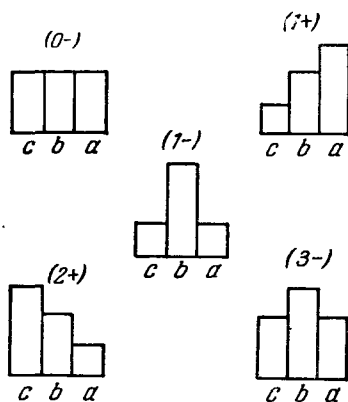


Рис. 45. Распределение энергии вторичных π -мезонов в зависимости от спина и чётности τ -мезона по Фабри ^{120), 131)}.

V.2. K -мезоны, распадающиеся на одну заряженную частицу (эмульсионные данные)

К настоящему времени подробно описано около 150 остановок в фотоэмульсиях заряженных частиц с массой $\sim 1000 m_e$, при распаде которых возникает одна заряженная частица и одна или больше нейтральных. Первые два распада такого типа обнаружил О'Силлей в 1951 г. при систематическом исследовании спектра электронов, возникающих при распаде μ -мезонов¹³². В таблице VII приведены известные из литературы данные о K -распадах, суммированные на Падуанской конференции^{124, 138}.

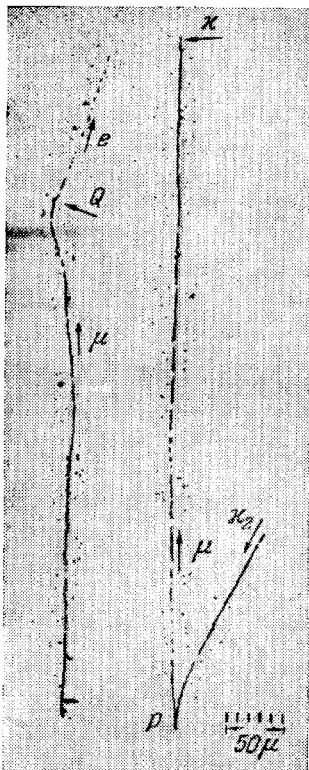


Рис. 46. Распад K -мезона на μ -мезон. Тяжёлый мезон K_2 достигает конца своего пробега в точке P и распадается, испуская μ -мезон с пробегом 1096 μ . μ -мезон останавливается в точке Q и испускает электрон. След K -мезона дан в двух частях. Его масса, измеренная по плотности зёрен и рассеянию, равна $1125 \pm 230 m_e$ ¹³².

выходящие из эмульсии. В значительном числе таких распадов измерения (g , α) не дают возможности отличить π -мезоны от

V.2.1. Природа вторичных частиц. Полученные к настоящему времени данные позволяют утверждать, что вторичными заряженными частицами, возникающими при распаде K -мезонов, являются μ - и π -мезоны и электроны.

а. Доказательства существования μ -мезонов среди вторичных частиц. На рис. 46 приведена микрофотография второго K -распада, наблюдавшегося О'Силлеем¹³² (случай Bg_2 из таблицы VII). Эта фотография замечательна в том отношении, что однозначно устанавливает природу вторичной частицы, возникающей при распаде остановившейся частицы K . Вторичная частица проходит в эмульсии путь 1,1 мм и распадается на электрон; она является μ -мезоном. Ещё три таких K -распада, когда вторичная частица может быть опознана по $\mu \rightarrow e$ -распаду в эмульсии, были обнаружены Амальди с сотрудниками¹³³, группой Политехнической школы¹³⁴ и Фридландером и др.¹³⁵. Наряду с несомненными случаями возникновения вторичного μ -мезона при распаде K -частиц наблюдались быстрые лёгкие мезоны,

Таблица VII

Данные о распадах K -мезонов, остановившихся в эмульсиях ¹⁾

Первичные частицы						Вторичные частицы			
K -частица	звезда	пробег (в мм)	время пролёта (в 10^{-9} сек)	масса (в m_e)		длина (в мм)	g^*	$p\beta$ (Мэв/с)	масса (в m_e)
				(g, R)	(α, R)				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Bk ₁	?	9,0	0,1068	—	850 ± 200	—	—	—	—
Bo ₁ (*)	20+5 n	13,7	0,1462	950 ± 100	955 ± 140	—	—	226 ± 20	—
Bo ₂ (*)	14+2 n	11,3	0,1232	1120 ± 100	980 ± 155	—	$0,96 \pm ,12$	—	—
Bo ₃ (*)	?	5,4	0,0744	1115 ± 100	1025 ± 95	—	1	—	—
Bo ₄ (*)	1+2 n	32,0	0,2618	980 ± 100	740 ± 85	—	$0,93 \pm ,07$	—	—
Bo ₅ (*)	8+2 α	13,3	0,1386	865 ± 100	1005 ± 170	—	—	—	—
Bo ₆ (*)	21+3 p	5,0	0,0704	—	1050 ± 280 -200	25,0	$1,045 \pm ,02$	240 ± 25	—
Br ₁	?	4,1	0,0622	1380 ± 180	1260 ± 260	2,2	$0,97 \pm ,04$	235 ± 35	$\mu(\pi, e)$
Br ₂	?	5,67	0,0782	1125 ± 150	1125 ± 230	1,1	—	11,8	μ
Br ₃	?	0,53	0,0138	—	1000 ± 2000	5,9	$0,96 \pm ,026$	144 ± 12	$\mu(e)$
Br ₄	?	2,1	0,0368	—	1370 ± 320	0,17	1	—	—
Br ₅	?	1,54	0,0286	950 ± 200	1220 ± 400	8,9	$1,705 \pm ,083$	66 ± 11	$\mu(\pi)$
Br ₆	?	2,55	0,0442	1036 ± 280	1036 ± 280	0,1	1	—	—
Br ₇	?	0,38	0,0114	—	1000	2,5	$1,09 \pm ,05$	170 ± 29	$\pi(\mu)$
Br ₈	?	2,55	0,0418	900 ± 200	1460 ± 320	7,65	$1,14 \pm ,025$	187 ± 17	π
Br ₉	?	0,63	0,0168	—	1000	19,5	$1,094 \pm ,016$	162 ± 9	π

¹⁾ K -частицы, приведённые в таблице VII, обозначены по месту их обнаружения и снабжены номером. Например, Br₂₄ означает 24-я K -частица Бристольской группы, Ko₅ — пятая K -частица Копенгагенской группы, Пер — частицы Политехнической школы и т. д. Аналогичные обозначения использованы в таблице VI.

Первичные частицы						Вторичные частицы			
К-частица	звезда	пробег (в мм)	время пролёта (в 10^{-9} сек)	масса (в m_p)		длина (в мм)	g^*	$p\beta$ (Мэв/c)	масса (в m_e)
				(g, R)	(α , R)				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Br ₁₀	?	1,38	0,0286	—	1100±330	0,275	1	—	—
Br ₁₁	?	0,54	0,0153	—	1300	0,1	1	—	—
Br ₁₂	?	13,2	0,1386	—	1210±150	0,15	1	—	—
Br ₁₃	?	0,96	0,0224	—	1089±450	0,2	1	—	—
Br ₁₄	?	0,44	0,0536	—	925±190	0,5	1,02±,10	120±44	μ (e, π)
Br ₁₅	?	9,56	0,1152	—	1100±170	4,1	1,028±,031	184±30	π (μ , e)
Br ₁₆	?	1,7	0,0314	—	1000	2,8	1,030±,045	153±24	μ (π)
Br ₁₇	?	4,31	0,0644	—	1200±230	6,5	1,15±,03	172±17	π
Br ₁₈	?	1,85	0,0342	—	1500	4,0	1	315±70	μ (π , e)
Br ₁₉	?	1,02	0,0224	—	1000±2000	2,8	1	125±35	μ (π , e)
Br ₂₀	?	6,675	0,0858	—	990±150	0,18	1	—	—
Br ₂₁	1+0 n	0,35	0,0105	—	—	18,0	0,93±	205±5	μ
Br ₂₂ (*)	1+0 p	28,0	0,2384	—	780±90	6,0	1,09±,04	170±20	—
Br ₂₃ (*)	19+3 n	7,56	0,0930	990±150	—	3,0	—	—	—
Br ₂₄ (*)	10+0 p	8,56	0,1034	1200±200	1400±200	54,0	1,2±,1	119±9	203±8
Br ₂₅ (*)	24+3 p	3,77	0,0580	1000±250	1150±250	0,5	—	—	—
Br ₂₆ (*)	19+24	42,1	0,3170	990±55	1100±150	—	1	100	—
Br ₂₇	?	8	0,1000	—	—	—	—	—	—
Br ₂₈	?	8	0,1000	—	—	—	—	—	—
Br ₂₉	?	1,3	0,1386	—	1000	—	—	—	—
Br ₃₀ (*)	?	40	0,3064	—	—	Энергия 50—60 Мэв, оценена по изменению плотности зёрен			

Продолжение табл. VII

Первичные частицы						Вторичные частицы			
К-частицы	звезда	пробег (в мм)	время пролёта (в 10^{-9} сек)	масса (в m_e)		длина (в мм)	g^*	$p\beta$ (Мэв/с)	масса (в m_e)
				(g, R)	(α , R)				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Br ₃₁ (*)	13+3p	19,09	0,1814	900±200	—	—	1	145±25	—
Br ₃₂ (*)	27+3p	19,18	0,1814	—	—	—	—	—	—
Br ₃₃ (*)	7+5p	4,03	0,0602	850±200	—	—	1	112±20	—
Br ₃₄ (*)	23+13p	—	—	—	—	—	—	—	—
Br ₃₅ (*)	15+5p	48,36	0,3064	910±200	—	—	—	—	—
Br ₃₆ (*)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Br ₃₇ (*)	4+0 n	8	0,1000	—	720±200	Предварительные данные		67	Возможно, электрон
Br ₃₃ (*)	11+4p	18,81	0,1746	1200±200	—	—	—	—	—
Br ₃₉ (*)	?	23	0,2012	900±200	—	—	—	—	—
Br ₄₀ (*)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Br ₄₁ (*)	19+3 n	39,0	0,2954	950	—	—	—	—	—
GeMi ₁	?	2,0	0,3690	—	1270±290	3,44	0,94±,03	150±27	—
GeMi ₂	30+8 α	5,26	0,0744	1050±140	1030±165	0,45	1,15±,1	—	—
GeMi ₃	36+6p	1,88	0,0342	1170±270	1540±380	2,08	1,14±,03	108±18	190±32
GeMi ₄	?	1,47+	0,0286	—	1360±340	2,5	1,06±,04	200±33	300±50
GeMi ₅	?	0,64	0,0168	—	1000	—	—	—	—
GeMi ₆	?	3,4	0,0536	980±290	1010±200	—	—	—	—
GeMi ₇	?	12,57	0,1350	—	1100±165	0,6	—	—	—
GeMi ₈ (*)	4+0 n	5,69	0,0782	—	1380±270	—	—	—	—
GeMi ₉ (*)	7+0p	19,24	0,1814	—	1015±160	51,0	1,12±,012	135±7	—

Первичные частицы				Вторичные частицы					
К-частица	звезда	пробег (в мм)	время пролёта (в 10^{-9} сек)	масса (в m_e)		длина (в мм)	g^*	p^2 (Мэв/с)	масса (в m_e)
				(g, R)	(α, R)				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
GeMi ₁₀ (*)	?	18,5	0,1746	—	1025±200	40,0	0,97±,012	150±10	—
GeMi ₁₁ (*)	10+7p	18,33	0,1746	—	900±125	53,0	0,97±,13	190±15	—
GeMi ₁₂ (*)	4+2p	15,85	0,1534	—	850±120	60,0	1,21±,025	146±10	—
GeMi ₁₃ (*)	16+0p	9,4	0,1068	—	870±165	—	—	—	—
Bx ₁	?	3,0	0,0490	—	800±160	—	—	—	—
Bx ₂	?	2,0	0,0368	—	750±170	—	—	—	—
Bx ₃	?	1,4	0,0286	—	985±255	—	—	—	—
Bx ₄	?	20,0	0,1880	—	1100±110	5,0	1,09	200±30	—
It ₁	?	5,0	0,0704	—	1020±140	0,2	1,12±,11	—	—
It ₂	?	0,52	0,0138	—	—	4,7	1,07±,03	172±26	280±50
It ₃	?	0,12	0,0051	—	—	2,5	2,75±,08	24,5±25	191±30
It ₄	?	11,3	0,1232	1080±150	1000±260 —190	0,13	1	—	—
It ₅	?	10,4	0,1152	1030±250	1190±400	0,34	1,15±,14	—	—
It ₆	?	1,7	0,0314	—	1000	0,25	1,56±,14	—	—
It ₇	?	0,44	0,0122	—	—	0,64	1,1±,1	111±35	190±60
Ko ₁ (*)	?	1,4	0,0286	—	1680±760 —520	21,0	0,93±,02	190±20	—
Ko ₂ (*)	?	0,3	0,0097	—	—	—	—	—	—
Ko ₃ (*)	12+2p	3,0	0,0490	1110±160	1100±300	64,0	0,96±,015	223±22	Возможно, π
Ko ₅ (*)	11+12p	30,0	0,2502	—	970±210	58,0	1,02±,02	167±8	Вероятно, π

Продолжение табл. VII

Первичные частицы						Вторичные частицы			
K-частица	звезда	пробег (в мм)	время пролёта (в 10^{-9} сек)	масса (в m_e)		длина (в мм)	g^*	$\rho\beta$ (Мэв/с)	масса (в m_e)
				(g, R)	(a, R)				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Ko ₆ (*)	6+1p	5,3	0,0744	1000±40	880±160	—	—	—	—
Ko ₇ (*)	16+2n	44	0,3276	—	1630±160	34	—	—	—
Ko ₈ (*)	23+9p	15,0	0,1534	—	—	—	—	—	—
Os ₁	16+3p	14,0	0,1462	—	1090±180	2,5	1,05±,03	126±21	200±20
Mn ₃	?	3,28	0,0512	1000±150	1030±300	9,1	1,010±,05	124±12	—
Pd ₁	29+4n	0,29	0,0168	—	—	0,6	1,05±,05	158±53	—
Pd ₂	21+2n	2,6	0,0440	—	1030±320	0,2	1,03±,2	—	—
Pd ₃ (*)	20+7n	42,5	0,3170	964±60	—	21,0	—	160±10	270±33
Pd ₄ (*)	15+1p	19,14	0,1814	975±200	961±122	40,0	—	110±15	—
Pd ₅ (*)	4+1p	19,31	0,1814	1006±100	920±330	37,5	—	70±16	—
Pd ₆ (*)	14+11p	17,24	0,1676	850±100	685±290	44,4	—	52±20	—
Pd ₇ (*)	5+1p	36,5	0,2844	943±60	948±100	24,0	—	159±9	276±30
Pd ₈ (*)	15+7a	26,93	0,2262	1180±140	895±225	—	—	190±40	—
Pd ₉ (*)	17+2p	12,0	0,1310	1060±100	1420±360	21,0	—	153±36	—
Pd ₁₀ (*)	10+5p	25,2	0,2262	1100±160	—	10,0	—	67±15	—
Per ₁	?	1,3	0,0256	1150±300	970±300	20,0	0,97±,03	197±13	—
Per ₂	13+18p	4,95	0,0700	900±75	860±75	0,16	0,85±,2	—	—
Per ₃	9+2p	6,04	0,0820	1015±85	1090±130	Несколько зёрен		—	—
Per ₄	6+1p	9,0	0,1068	910±70	890±90	0,85	1,0±,1	—	—
Per ₅	?	1,52	0,0290	800±250	1070±220	0,2	1	—	—

Первичные частицы						Вторичные частицы			
K-частица	звезда	пробег (в м.м.)	время пролёта (в 10^{-9} сек)	масса (в m_e)		длина (в м.м.)	g^*	$p\beta$ (Мэв/с)	масса (в m_e)
				(g, R)	(α , R)				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Рер ₈	?	1,4	0,0286	960 $\pm$ 220	825 $\pm$ 180	3,4	0,975 $\pm$,05	290 $\pm$ 60	—
Рер ₈ (*)	28 $\pm$ 6p	9,5	0,1068	980 $\pm$ 150	920 $\pm$ 155	—	1	—	—
				862 $\pm$ 60					
Рер ₉ (*)	2 $\pm$ 0p	2,05	0,0368	950 $\pm$ 250	1210 $\pm$ 390	—	1	—	—
Рер ₁₀ (*)	11 $\pm$ 2p	8,7	0,1034	990 $\pm$ 150	1100 $\pm$ 200	—	1	—	—
				920 $\pm$ 60					
Рер ₁₁ (*)	29 $\pm$ 11p	2,7	0,0442	950 $\pm$ 140	1083 $\pm$ 294	—	1	—	—
Рер ₁₂ (*)	13 $\pm$ 5p	37,4	0,2954	960 $\pm$ 130	850 $\pm$ 180	—	1	—	—
Рер ₁₃ (*)	?	19,3	0,1880	880 $\pm$ 80	1420 $\pm$ 310	7,18	1,03 $\pm$,03	200 $\pm$ 20	—
				960 $\pm$ 130					
Рер ₁₄ (*)	?	9,63	0,1152	1240 $\pm$ 90	934 $\pm$ 165	23,205	E=33,3 Мэв	—	μ
				1300 $\pm$ 175					
				1050 $\pm$ 90					
Рер ₁₅ (*)	21 $\pm$ 0p	4,66	0,0684	—	1005 $\pm$ 320	—	1	—	—
Рер ₁₆ (*)	8 $\pm$ 2p	27,8	0,2384	—	1075 $\pm$ 190	—	0,96 $\pm$,09	—	—
Рер ₁₇ (*)	3 $\pm$ 6p	14,0	0,1462	—	—	49	1,05 $\pm$,02	180 $\pm$ 10	—
Рер ₁₈ (*)	?	10,3	0,1152	—	1195 $\pm$ 260	—	1	—	—
Рер ₁₉ (*)	4 $\pm$ 0n	0,585	0,0153	—	—	—	1,14 $\pm$,11	—	—
Рер ₂₀ (*)	?	18,0	0,1746	—	—	—	1	—	—
Рер ₂₂ (*)	?	40,0	0,3064	—	1120 $\pm$ 160	20	0,98 $\pm$,02	194 $\pm$ 34	—

Первичные частицы					Вторичные частицы					
K-частицы	звезда	пробег (в мм)	время пролёта (в 10 ⁻⁹ сек)	масса (в m _e)		длина (в мм)	g*	pβ (Мэв/c)	масса (в m _e)	
				(g, R)	(α, R)					
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
Рер ₂₃ (*)	7+0n	29,5	0,2384	—	1230+240	5	1,16±,15	195±30	—	
Рер ₂₄ (*)	19+1p	18,4	0,1814	—	1060±200	—	—	—	—	
Rc ₁ (*)	16+0n	7,54	0,0930	—	660±210	—	—	—	—	
Rc ₂ (*)	25+15n	23,8	0,2138	—	1020±300	—	—	—	—	
Rc ₃ (*)	8+0n	49,5	0,3582	—	850±125	—	1,02±,06	—	—	
Rc ₄ (*)	6+3p	3,6	0,0558	—	1060±260	—	—	—	—	
Rc ₅ (*)	?	31,8	0,2618	—	950±220	—	—	—	—	
Rc ₆ (*)	9+4	40	0,3064	—	1030±160	—	—	—	—	
Rc ₇ (*)	?	20,2	0,1880	980±130	—	14,6	E = 28 Мэв		μ	
Ro ₁ (*)	16+8n	12,1	0,1310	1020±65	1040+280 -140	π-мезон: E = 38,5 Мэв				—
Ro ₂ (*)	?	24,6	0,2138	935±40	—	(3 — лучевая σ-звезда)				—
Ro ₃ (*)	14+6n	20,2	0,01880	860±35	1020+150 -120	29,0	1,24±0,07	—	—	
				980±60	—	18	1,07±,06	230±30	—	
				950±50	+120					
Ro ₄ (*)	6+0p	35,7	0,2844	1000+40 980±330 (α, g)	720 -90	4,83	E = 13,6±,3 Мэв		μ	

μ -мезонов, но в некоторых наиболее удачных случаях достаточно длинных следов это может быть сделано. Так, например, на рис. 47 представлены результаты измерений (g , α) для распада B_{r24} (см. таблицу VII); длина следа вторичной частицы до выхода из эмульсионной камеры равна 5,4 см, и зависимость (g , $p\beta$) может быть промерена с достаточной статистической точностью в нескольких точках следа ¹³⁶. Как видно из рис. 47, соответствующие экспери-

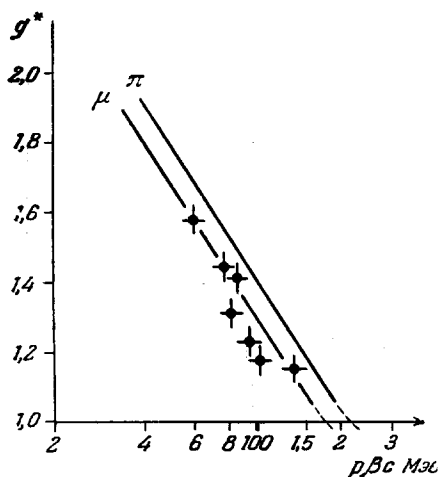


Рис. 47. Зависимость плотности зёрен g^* от $p\beta$ для вторичной частицы при распаде K -мезона (распад B_{r24} из таблицы VII) ¹³⁶.

ментальные точки хорошо ложатся на кривую для μ -мезонов и совершенно не согласуются с кривой (g , $p\beta$) для π -мезонов, полученной на основании измерения (g , α) в следах ливневых частиц. Масса μ -мезона, полученная на основании кривой рис. 47, равна $203 \pm 8 m_e$. Кроме рассмотренного, имеются и другие аналогичные случаи, когда точные измерения массы вторичной частицы позволяют уверенно отождествлять её с μ -мезоном (см. распады B_{r21} ; Per_1 ; Per_{14} ; Rc_7 ; Ro_4 в таблице VII).

б. Доказательства существования π -мезонов среди вторичных частиц. Доказательства наличия π -мезонов среди вторичных частиц не столь несомненны, так

как до сих пор не удалось обнаружить случаев остановки вторичных π -мезонов в эмульсии. Поэтому все доказательства возникновения π -мезонов при K -распадах основаны на измерении массы вторичных частиц по рассеянию и плотности зёрен и на поисках ядерных взаимодействий вторичных частиц. В некоторых случаях измерения (g , α) позволяют достаточно хорошо разделить вторичные π -мезоны от μ -мезонов. Так, например, на рис. 48 изображены результаты измерения (g , α) на трёх участках следа длиной 19,5 мм, принадлежащего вторичной частице, возникшей при распаде B_{r9} ¹³⁷ (см. таблицу VII). Несмотря на то, что ионизация весьма близка к минимальной, эти измерения позволяют достаточно хорошо различить π -мезон от μ -мезона. Аналогичные результаты были получены и другими исследователями ^{139, 140}.

Следует заметить, что весьма сильным доказательством наличия π -мезонов среди быстрых вторичных мезонов, возникающих при распаде K -частиц, было бы обнаружение взаимодействия этих мезо-

нов с ядрами эмульсии. Общая длина пути, пройденная всеми вторичными частицами, отождествлёнными по измерениям (g, α) с π -мезонами, близка к 22 см (см. данные таблицы VII), тогда как средняя длина пути для взаимодействия π -мезонов с энергией ~ 100 Мэв в эмульсии ~ 25 см. Лишь в 1955 г. Рао и Митра¹⁴¹ обнаружили один случай несомненного ядерного взаимодействия; вторичная частица, которая по (g, α) -измерениям является лёгким

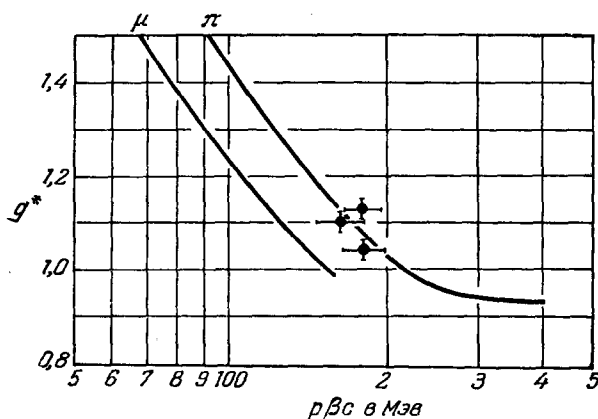


Рис. 48. Зависимость g^* от $p\beta$ для вторичной частицы при распаде K -мезона (распад B_{91} из таблицы VII)¹³⁷.

мезоном, создаёт на лету звезду из пяти сильно ионизирующих частиц.

V.2.2. Спектр вторичных μ - и π -мезонов. В таблице VII приведено 12 K -распадов (B_{71} , B_{71} , B_{74} , GeM_{13} , H_3 , H_7 , Os_1 , Pd_8 , Per_1 , Per_{14} , Rc_7 , Ro_4), когда вторичная частица может быть уверенно отождествлена с μ -мезоном либо по $\mu \rightarrow e$ -распаду, либо по измерениям (g, α) . В этой же таблице помещены данные о десяти K -распадах, для которых вторичная частица может быть с достаточной степенью уверенности отождествлена с π -мезоном. На рис. 49 показано распределение $p\beta$ для этих двух различных типов K -распадов. Из графиков видно, что величины $p\beta$ в случае $K \rightarrow \mu$ -распада распределены в широком интервале значений от 10 до 210 Мэв/с. Отсюда следует, что если все эти μ -мезоны возникли в результате распада K -частицы одного типа, то при таком распаде возникают ещё по меньшей мере две нейтральные вторичные частицы. На основании этих данных Бристольская группа¹³⁷ предположила существование χ -мезонов, распадающихся по схеме

$$\chi^\pm \rightarrow \mu^\pm + ? + ?$$

где $?$ — нейтральные частицы, о природе которых из этих опытов можно сказать очень мало.

В отличие от спектра μ -мезонов спектр π -мезонов (рис. 49) говорит о существовании монохроматической линии. Это указывает на распад на две частицы. Мезоны такого типа, существование которых также было постулировано Бристольской группой ¹³⁷, получили название χ -мезонов. Их схема распада имеет вид

$$\chi^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + ?$$

При построении спектров вторичных μ - и π -мезонов были использованы наиболее достоверные случаи из таблицы VII. Можно

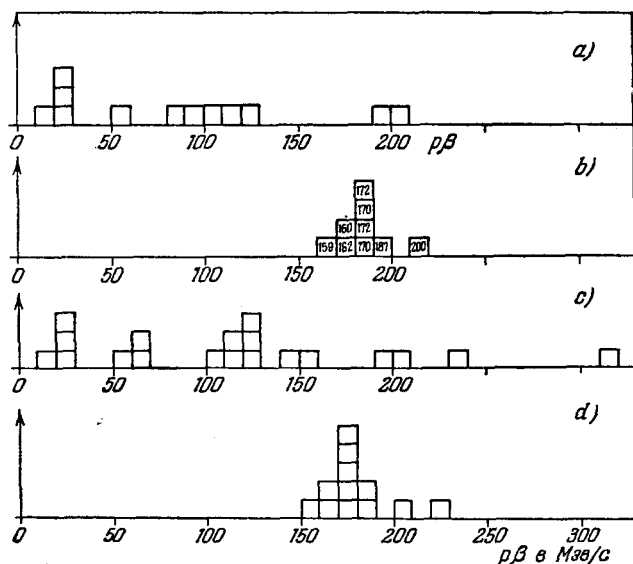


Рис. 49. Спектры $p\beta$ для вторичных μ - и π -мезонов при K -распадах.

привлечь к рассмотрению и частицы, природа которых определена с меньшей степенью уверенности, т. е., например, можно считать все частицы с массой, меньшей $240 m_e$, μ -мезонами, а частицы с большей массой π -мезонами. В таблице VII в скобках указана менее вероятная природа таких частиц. Например, обозначение μ (π) означает, что масса частицы меньше $240 m_e$, но статистическая точность измерений не позволяет полностью исключить предположение о π -мезоне. Спектры всех вторичных μ - и π -мезонов приведены на рис. 49. Они полностью оставляют в силе выводы, сделанные при рассмотрении наиболее надёжно опознанных частиц.

V.2.3. Массы первичных частиц. Результаты непосредственного измерения масс K -мезонов приведены в таблице VII,

из которой видно, что ошибки индивидуальных измерений масс слишком велики для того, чтобы можно было надеяться разделить различные массы в интервале 900—1000 m_e .

Первые измерения масс K -мезонов в фотсэмульсиях, выполненные Бристольской группой для следов длиной несколько миллиметров, дали значения в пределах 1100—1400 m_e (см. таблицу VII, распады B_{r_1} — $B_{r_{19}}$). С появлением эмульсионных камер измерениям стали доступны значительно более длинные следы. При этом оказалось, что существует определённая корреляция между длиной следа и измеренной величиной массы: измерения на длинных следах, выполненные со значительно большей статистической точностью, дали значительно меньшие значения масс, лежащие в пределах 800—1000 m_e . В таблице VII приведены массы, полученные по измерениям (g, R)* и (α, R). В таблице VIII приведены средние взвешенные значения масс χ - и χ -частиц, спектры импульсов вторичных частиц которых были приведены на рис. 49.

Таблица VIII
Среднее взвешенное
значение массы

	g, R	α, R
M_χ	1035 ± 25	1110 ± 84
M_χ	955 ± 44	995 ± 65

Из этой таблицы следует, что средние значения массы χ -мезонов несколько больше среднего значения массы χ -мезонов. Как всегда при взвешивании значений, обнаруживающих большой разброс, указанным небольшим погрешностям измерений нельзя придавать решающего значения. Принимая во внимание это обстоятельство, следует сказать, что данные измерения масс, рассматриваемые сами по себе, не дают решающих указаний на существование K -мезонов с массой, отличающейся от массы τ -мезона, равной 965 m_e . На этом основании Поуэлл¹⁴² высказал гипотезу о том, что τ -, χ - и χ -распады представляют собой альтернативные распады одной и той же частицы с массой $\sim 965 m_e$.

Некоторые выводы о массе первичных χ - и χ -частиц могут быть сделаны на основании рассмотренных спектров вторичных частиц.

Спектр χ -мезонов говорит о существовании монохроматических π -мезонов. Допустим, что нейтральной частицей, возникающей при таком распаде, является π^0 -мезон:

$$\chi = \pi^+ + \pi^0 + Q.$$

Ниже приведены значения энергии E_π импульса p_π , Q и пробега R_π заряженного π -мезона, возникающего при таком распаде,

*) Под g понимается здесь любая величина, определяемая ионизацией: плотность зёрен, плотность просветов и т. п.

в предположении, что масса χ -мезона равна массе τ -мезона ($965 m_e$):

$$\begin{aligned}\chi &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + Q; \quad M_\chi = 965 m_e, \\ Q &= 219 \text{ Мэв}, \\ E_\pi &= 108,5 \text{ Мэв}, \\ p_\pi &= 205 \text{ Мэв}/c, \\ p\beta_\pi &= 170 \text{ Мэв}/c, \\ R_\pi &= 60 \text{ з/см}^2 \text{ Pb} = 20 \text{ см эмульсии}.\end{aligned}$$

Среднее взвешенное значение $p\beta$, полученное по всем 12 значениям $p\beta$, по которым построен спектр рис. 49, равно $p\beta = 168 \pm \pm 4 \text{ Мэв}/c$, что прекрасно совпадает с $p\beta = 170 \text{ Мэв}/c$, приведённым в таблице. Таким образом, спектр $p\beta$ хорошо согласуется с предположением о распаде по схеме

$$\chi \rightarrow \pi + \pi^0 + \sim 219 \text{ Мэв}.$$

Подтверждением этой схемы распада является упоминавшаяся выше работа Рао и Митра¹⁴¹, в которой обнаружено сильное ядерное взаимодействие лёгкого мезона, возникшего при распаде остановившейся частицы, масса которой $M = 937^{+250}_{-170} m_e$ (метод постоянной саггиты). Энергия лёгкого мезона, измеренная по рассеянию и плотности зёрен, лежит в пределах 104—115 Мэв. Если этот случай распада интерпретировать по схеме $\chi^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 + Q$, то для величины Q получаем значение $Q = 222 \pm 12 \text{ Мэв}$, а для массы тяжёлого мезона $M = 971 \pm 22 m_e$, что находится в согласии с непосредственными измерениями массы.

Оставаясь в рамках известных нейтральных частиц, можно допустить, что при распаде χ -мезона возникает нейтрино или γ -квант:

$$\chi \rightarrow \pi + \nu \text{ или } \chi \rightarrow \pi + \gamma.$$

Исходя из измеренного значения $p\beta = 168 \pm 4 \text{ Мэв}/c$, можно вычислить массу такого χ -мезона. Она равна $890 m_e$, что значительно хуже согласуется с результатами непосредственного измерения масс первичных частиц, приведёнными в таблице.

Таким образом, совокупность данных о массе первичных и о спектре вторичных частиц свидетельствует о наличии заряженных K -частиц с массой, близкой к массе τ -мезона, распадающихся на $\pi^\pm$ -и π^0 -мезоны. По массе и схеме распада эти мезоны чрезвычайно близки к ϑ^0 -мезонам, распадающимся по схеме

$$\vartheta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \sim 214 \text{ Мэв}.$$

Они получили обозначение $\vartheta^\pm$ -мезонов.

Обратимся к рассмотрению спектра μ -мезонов, возникающих при χ -распаде. Ниже приведены параметры распада:

$$\chi \rightarrow \mu + \nu + \nu \text{ (или } \gamma) + Q,$$

вычисленные в предположении, что $M = 965 m_e$:

$$\chi \rightarrow \mu + \nu + \nu + Q; M_\chi = 965 m_e,$$

$$Q = 385 \text{ Мэв},$$

$$E_{\mu \text{ max}} = 152 \text{ Мэв},$$

$$p_{\mu \text{ max}} = 243 \text{ Мэв}/c,$$

$$p_{\nu \text{ max}}^{\beta} = 215 \text{ Мэв}/c,$$

$$R = 104 \text{ г/см}^2 \text{ Pb} \approx 33 \text{ см эмульсии}.$$

Из этой таблицы следует, что спектр p_{ν}^{β} для μ -мезонов должен обрываться при значении $p_{\nu \text{ max}}^{\beta} = 215 \text{ Мэв}/c$. Из рассмотрения спектра p_{ν}^{β} для вторичных частиц, отождествлённых как μ -мезоны (рис. 49 и таблица VII), видно, что только два значения p_{ν}^{β} : 235 ± 35 и $315 \pm 70 \text{ Мэв}/c$, выходят за указанный предел. Однако эти величины измерены со слишком большой погрешностью, чтобы их можно было рассматривать как доказательство наличия $p_{\nu}^{\beta} > 215 \text{ Мэв}$. Таким образом, измеренный спектр вторичных частиц не противоречит предположению о χ -распаде:

$$\chi \rightarrow \mu + \nu + \nu + \sim 385 \text{ Мэв},$$

при котором возникают 2 лёгкие нейтральные частицы — нейтрино или γ -кванты.

V.2.4. β -распад K -мезонов. В течение 1954 г. были получены доказательства возникновения быстрых электронов при распаде заряженных K -мезонов^{143–146}. Эти электроны могут быть опознаны, во-первых, по измерению рассеяния и плотности зёрен методом (g, α) , во-вторых, по наличию дополнительных потерь энергии, вызванных тормозным излучением: вероятность тормозного излучения возрастает обратно пропорционально квадрату массы покоя частицы и в случае электрона может быть легко обнаружена по внезапному изменению направления следа, не сопровождающемуся изменением плотности зёрен. Плотность зёрен в следах электронов с энергией, большей 10–20 Мэв, равна плотности зёрен «на плато»: $g^* \sim 1$. В то же время из рис. 9 и 10 следует, что μ - и π -мезоны с $p_{\nu}^{\beta} > 130 \text{ Мэв}$ и 200 Мэв, соответственно, также создают ионизацию, близкую к $g^* \sim 1$. Поэтому уверенно отличить электроны от μ -мезонов методом (g, α) можно лишь в том случае, если импульс электронов заметно меньше 100 Мэв/с. Что касается второго критерия отбора по дополнительным потерям, то он сохраняет свою силу и при больших энергиях электронов.

О первом случае электронного распада K -мезона сообщили Фридландер и др.¹⁴³ (см. рис. 50). K -частица возникла в четырёх-лучевой звезде типа $4 \div 0 n$. Измерения её массы дали следующие результаты: $800 \pm 150 m_e$ (α, R), $720 \pm 190 m_e$ (пост. сагитта) $1500 \pm 100 m_e$ (фотометрический метод).

Вторичная частица проходит 11 слоёв эмульсии; плотность зёрен следа не отличима от $g_{\text{плато}}$: $g^* = 1,01 \pm 0,02$; величина $p\beta$, измеренная по рассеянию, равна $88,5 \pm 6 \text{ Мэв/с}$. По этим данным частицу нельзя, однако, с уверенностью отличить от μ -мезона, который при такой же плотности зёрен имеет $p\beta > 100 \text{ Мэв/с}$. В точке B (рис. 50), на расстоянии 2,3 см от точки распада, частица испытывает внезапное отклонение (лавинная длина в эмульсии равна 2,9 см), после чего обнаруживает свойства медленного электрона с энергией $\sim 5 \text{ Мэв}$: внезапное отклонение сопровождается сильным увеличением рассеяния при той же плотности зёрен, что с большой достоверностью говорит о потере энергии в точке B , вызванной тормозным излучением.

Аналогичный случай β -распада K -мезона с меньшей энергией электрона был опубликован Даханаяке и др.¹⁴⁴ из той же лаборатории. Для массы первичной частицы

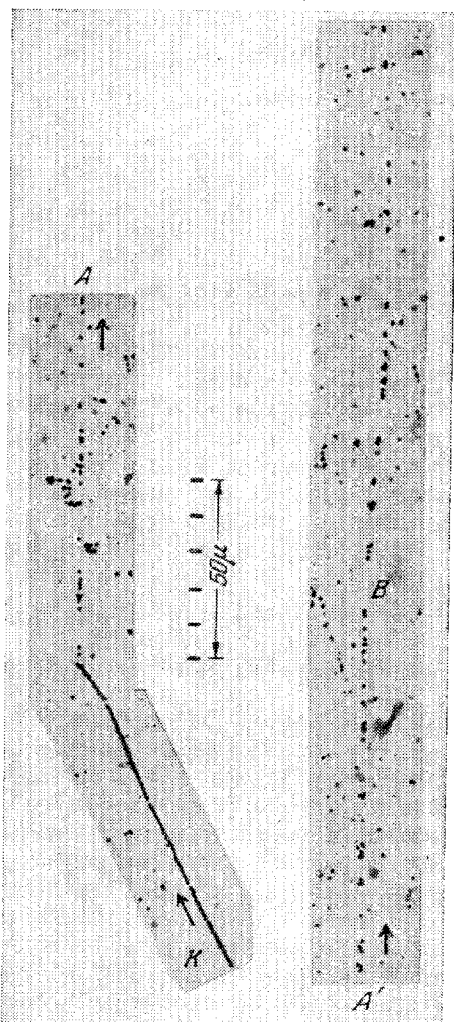


Рис. 50. Распад K -мезона на электрон¹³⁵.

получены следующие значения: $970 \pm 100 m_e$ (g, R), $690 \pm 160 m_e$ (α, R), $760 \pm 110 m_e$ (пост. сагитта).

Плотность зёрен, близкая к $g_{\text{плато}}$, и $p\beta = 49 \pm 4 \text{ Мэв}$ в первых четырёх эмульсиях позволяет со значительно большей уверенностью,

чем в предыдущем случае, исключить из рассмотрения μ -мезон в качестве вторичной частицы. Дополнительные доказательства её электронной природы получены измерением энергии электрона вдоль следа. Эти измерения показывают, что, кроме потерь энергии на ионизацию, частица теряет энергию на тормозное излучение.

Ещё два случая β -распада K -мезонов (общая длина пути электрона $\sim 0,8$ лавинной единицы) были наблюдаемы О'Силеем¹³⁹. Таким образом, существование β -распада у K -мезонов получило убедительные доказательства. Разброс значений $p\beta$ показывает, что в данном случае имеет место распад не менее чем на три частицы, две из которых нейтральные:

$$K \rightarrow e + ? + ?.$$

V.3. Массы быстрых заряженных мезонов, образованных в ядерных расщеплениях большой энергии

Рассмотренные выше измерения масс тяжёлых нестабильных частиц были выполнены для медленных частиц, останавливающихся в одиночных эмульсиях или фотоэмульсионных камерах. Даниэль и Перкинс¹⁴⁷ и Фаулер и Перкинс¹⁴⁸ измерили массы ливневых частиц, возникающих в ядерных расщеплениях с энергией, превышающей 50 Мэв. Так как ливневые частицы, как правило, обладают большой энергией и не останавливаются в эмульсии, то для определения их масс был использован метод измерения плотности зёрен и угла рассеяния (см. 1.3.6). В этих работах была также исследована зависимость выхода тяжёлых частиц от энергии ядерного расщепления.

Измерения масс были произведены в работе¹⁴⁷ с помощью одиночных пластинок и продолжены в работе¹⁴⁸ с помощью фотоэмульсионных камер. В обеих работах измерялись массы ливневых частиц, плотность зёрен в следах которых лежит в пределах $\sim (1,1 - 2,2) g_{\text{плато}}$, что соответствует скорости $0,5 < \beta < 0,85$.

В последней работе¹⁴⁸ измерения масс были произведены для ливневых частиц из звёзд, содержащих не менее трёх ливневых частиц ($n_s > 3$); следы составляли с плоскостью эмульсии угол $< 5^\circ$; их длина находилась в пределах от 4 до 14 см.

Результаты измерения масс, полученные в работе¹⁴⁷, показаны на рис. 51, изображающем спектр масс для 350 ливневых частиц. Из рассмотрения измеренного спектра масс видно, что среди 325 ливневых частиц, кроме 164 протонов, 129 π -мезонов и 11 дейтронов и тритонов, имеется группа из 20 частиц, масса которых лежит между массой π -мезона и массой протона, в интервале $(900 - 1400) m_e$. Проведённое на рис. 51 сплошной линией распределение получено в предположении, что все эти 20 частиц представляют собой частицы с массой, близкой к $1210 m_e$. Таким образом, полученное распреде-

ление указывает на существование группы ливневых частиц, масса которых больше массы π -мезона. Если пытаться объяснить эти частицы единственным значением массы, следует предположить существование частиц с массой $\sim 1200 m_e$. Этот результат находится однако в резком противоречии со всеми наиболее достоверными измерениями масс медленных K -мезонов, останавливающихся в эмульсии.

На рис. 51 приведены также распределения масс для следов искусственно полученных π -мезонов и протонов, измеренных тем же методом (g^* , α). Как видно из рисунка, для масс искусственных π -мезонов получено примерно такое же распределение, что и для

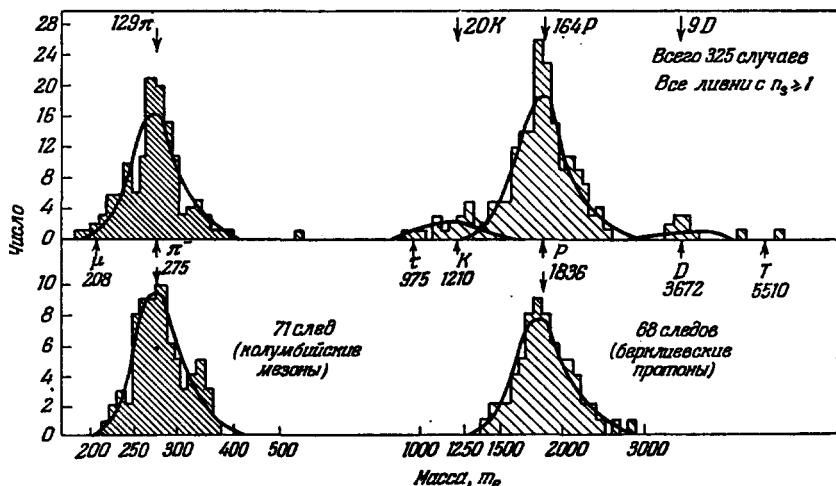


Рис. 51. Спектр масс ливневых частиц и градуировочных π -мезонов и протонов. Ливневые частицы испущены из звёзд с $n_s \geq 1$, созданных частицами с энергией 10—50 Бэв¹⁴⁷.

π -мезонов из ливней космических лучей. Распределение измеренных масс искусственных протонов также совпадает с распределением масс ливневых протонов и не обнаруживает нерегулярности в области 900—1400 m_e , которая указывала бы на возможные систематические ошибки метода измерения масс.

Результаты Фаулера и Перкинса¹⁴⁸ для ливневых частиц, наблюдавшихся в фотоэмульсионных камерах, приведены на рис. 52. Сравнение этих кривых с приведёнными выше показывает значительное улучшение разрешающей способности метода, достигнутое благодаря использованию более длинных следов в фотоэмульсионной камере. Так, например, полуширина протонной линии в измерениях, выполненных в одиночных эмульсиях, близка к 300 m_e , тогда как в измерениях, выполненных с фотоэмульсионной камерой, она не превышает 150 m_e .

В этих улучшенных измерениях опять были обнаружены K -частицы, масса которых больше массы τ -мезона. Авторы считают, что наблюдавшаяся в прежних измерениях группа частиц с массами в интервале $(900-1400)m_e$ в этих измерениях разделилась на две группы: частицы с массой около $970m_e$ и девять частиц, средняя масса которых $\sim 1450m_e$. Общая длина пути этих 9 частиц в эмульсии ~ 70 см, их время пролёта $\sim 3 \times 10^{-9}$ сек. Обнаружено одно ядерное взаимодействие, вызванное такой частицей.

Близкие к этим результаты были получены Розендорфом, Шталем и Екутиэлем¹⁴⁹, измерившими массу 55 ливневых частиц с длиной следов от 5 до 34 мм и плотностью зёрен в пределах $1,05-1,50$ г/плато. 20 из них оказались π -мезонами. Из полученного

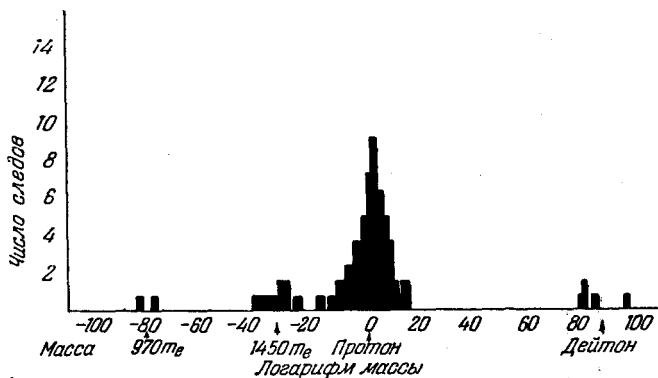


Рис. 52. Спектр масс ливневых частиц по данным, полученным с помощью эмульсионной камеры¹⁴⁸.

распределения масс для остальных частиц следует наличие частиц с массой, большей массы τ -мезона и близкой к $\sim 1200m_e$.

Наличие интенсивной группы частиц с массой $\sim 1200-1450m_e$, обнаруженное в этих опытах, не подтверждается, однако, ни опытами с камерами Вильсона, ни измерением масс K -мезонов, остановившихся в эмульсии. Можно было бы думать, что эти частицы очень короткоживущие и распадаются на лету, когда их скорость велика. Такие распады не наблюдались, но если при этом в качестве вторичной частицы возникает тяжёлый мезон с массой $\sim 900-1000m_e$ типа τ -, κ -, χ - или θ -мезонов, то такие распады было бы нелегко обнаружить. Таким образом, в настоящее время вопрос о природе этих частиц остаётся открытым: если эти частицы реально существуют, то об их схеме распада ничего неизвестно. Если этих частиц нет и соответствующие максимумы в спектрах рис. 51 и 52 вызваны неизвестными флуктуациями в распределениях протонных масс, было бы очень важно выяснить причины таких флуктуаций.

V.4. S-частицы

Рассмотрим данные о заряженных K -частицах, останавливающихся в пластинах камеры Вильсона или масс-спектрометра. Средний пробег этих частиц в пластинах имеет порядок десятков $г/см^2$, тогда как средний пробег K -частиц, останавливающихся в эмульсионных камерах, как это видно из таблицы VII, не превосходит $15-20 г/см^2$. Таким образом, оба метода регистрируют тяжёлые нестабильные частицы в близких или перекрывающихся интервалах пробегов и естественно предположить, что S -частицы, наблюдаемые в камерах Вильсона, и K -мезоны, останавливающиеся в эмульсионных камерах, — одни и те же частицы. Поэтому данные, полученные обоими методами, дополняют друг друга. При этом благодаря наличию большого числа пластин в камере Вильсона можно надеяться наблюдать остановку вторичных частиц с большим импульсом, обычно покидающих эмульсию задолго до полного торможения. Типичная фотография распада S -частиц была приведена на рис. 19.

V.4.1. Данные Алагёзской группы. Измерения масс большого числа K -частиц, останавливающихся в пластинах масс-спектрометра или камеры Вильсона, соединённой с масс-спектрометром, были выполнены Алиханяном и сотрудниками (схемы установок см. рис. 20, 21). Спектр масс, полученный в работе 1952 г.^{56б} на приборе старого типа (рис. 20), показан на рис. 53. Спектр состоит из двух линий примерно равной интенсивности, соответствующих значениям масс $\sim 580 m_e$ и $\sim 950 m_e$. Полуширина первой линии ~ 70 , второй $\sim 110 m_e$. Измерения пробега S -частиц и их ионизации, выполненные с помощью установленного в

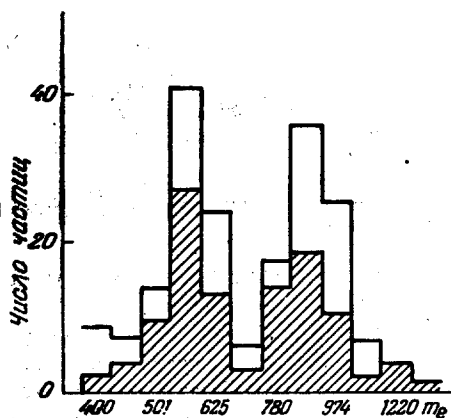


Рис. 53. Измерения массы S -частиц по данным Алиханяна и сотрудников⁵⁶ методом пробег — импульс.

масс-спектрометре пропорционального счётчика, также указывали на присутствие в интервале $500-1000 m_e$ двух групп частиц^{69, 150, 151}. Подробное описание этих измерений содержится в обзоре А. И. Алиханова⁶⁸.

После того как система нижних фильтров масс-спектрометра была заменена многопластинной камерой Вильсона^{53в}, были получены снимки распада в пластинах камеры частиц, массы которых близки к приведённым значениям^{152, 153}. В одном случае¹⁵² поло-

жительно заряженная частица с импульсом $p = 2,16 \cdot 10^8$ эв/с и возрастающей к концу пробега ионизацией, останавливается в третьей пластине. Из места остановки выходят два следа, один из которых доходит до четвертой пластины, в которой испытывает размножение, причём два вышедших из четвертой пластины следа оканчиваются в пятой пластине. Масса, остановившейся первичной частицы, определённая по импульсу p и пробегу R , равна $525 \pm 50 m_e$, вторичные частицы авторы считают электронами. В двух других аналогичных распадах, также сопровождавшихся испусканием двух

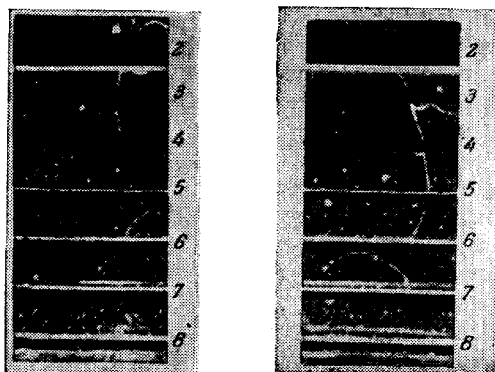


Рис. 54. Распад S -частицы с массой $525 \pm 50 m_e$ по данным Алиханяна и сотрудников¹⁵².

заряженных частиц из пластины, где произошёл распад, масса нестабильных частиц равна

510 ± 80 (по импульсу
и пробегу)

500 ± 150 (по ионизации
и пробегу)

650 ± 150 (по импульсу
и пробегу)

$700 \pm 250 m_e$ (по ионизации
и пробегу)

Два случая подобных распадов приведены на рис. 54.

Кроме этих трёх остановок, наблюдались ещё две остановки частиц с массой $500-600 m_e$, сопровождавшиеся испусканием двух электронов¹⁵². Наряду с этими пятью остановками были зарегистрированы четыре остановки положительных частиц, сопровождавшиеся испусканием только одного электрона. Остановка последней частицы с массой $650 \pm 100 m_e$ сопровождалась испусканием очень медленного мезона, испытавшего сильное рассеяние в газе камеры. Полученных данных о свойствах вторичных частиц недостаточно для установления схемы распада, и в качестве одной из предполагаемых схем распада авторы указывают распад на $\pi^\pm$ - и π^0 -мезоны.

Анализ распадов тяжёлых мезонов, остановившихся в пластинках камеры Вильсона, был продолжен в работе¹⁵³, в которой описаны 3 остановки в медных пластинках медленных отрицательно заряженных частиц с массами $940 \pm 90 m_e$ и $\sim 1000 m_e$. В первом из этих трёх случаев наблюдалось испускание вторичной частицы, которая, повидимому, является μ - или π -мезоном, хотя авторы отмечают, что полностью исключить электрон в качестве вторичной частицы нельзя. Эта вторичная частица проходит одну медную пластину и, повидимому, останавливается в расположенной над ней свинцовой пластине. В двух других случаях вторичные частицы, испускаемые при остановке, скорее всего представляли собой мезон. Существенно, что во всех трёх случаях остановки отрицательно заряженных мезонов не обнаружено образования звёзд, которые должны были бы быть замечены в камере Вильсона. Это находится в согласии с эмульсионными данными, показывающими, что звёзды от захвата K -мезонов — это слабые «звезды испарения», иногда сопровождающиеся вылетом π -мезонов. При наблюдении этого явления в многопластинной камере частицы «испарения» будут поглощены в пластине, а π -мезон сможет в некоторых случаях её покинуть.

Кроме упомянутых случаев, в этой работе сообщается об остановке положительной частицы с массой $1520 \pm 150 m_e$. Вторичная частица испытывает слабое рассеяние и её пробег в свинце $2,6 < R < 4,36$ см. Если это π -мезон, то его энергия $70 < E < 100$ Мэв.

Таким образом, в рассмотренных работах Алагёзской группы установлено существование частиц обоого знака с массой $\sim 950 m_e$, проходящих через весь прибор и распадающихся после остановки в пластинах камеры Вильсона. Время жизни этих частиц больше $5 \cdot 10^{-9}$ сек и естественно отождествить их с долгоживущими K -мезонами, обнаруженными в эмульсиях. В Алагёзской лаборатории измерения масс S -частиц были произведены также М. С. Козодаевым и А. И. Филипповым⁵³. Для определения импульса S -частиц эти авторы использовали магнитную камеру Вильсона, а для определения пробега — в измерениях 1950—1951 гг. — пластины, переложённые рядами счётчиков, а в измерениях 1951—1952 гг. — многопластинную камеру Вильсона, расположенную под магнитной камерой. Всего было зарегистрировано девять положительных и две отрицательные частицы; полученный спектр масс может быть объяснён наличием S -частиц с единственным значением массы, близким к $1000 m_e$.

В работах Алиханяна и сотрудников обнаружено также существование второй группы долгоживущих частиц с массой 500—600 m_e . Интенсивность этих частиц сравнима с интенсивностью частиц с массой $\sim 950 m_e$. О наличии значительного числа частиц с массой $\sim 600 m_e$ среди очень мягкой компоненты (пробег меньше 12 мм Al) сообщали в своей недавней работе Иноки и др.¹⁵⁶. Остальные опыты с камерами Вильсона, управляемыми проникаю-

щими ливнями, и с эмульсиями, не подтвердили наличия заметного числа таких частиц, хотя отдельные измерения масс дали значения, близкие к $500\text{--}600 m_e$. Так, например, одна из ливневых частиц, массы которых были промерены в работе Даниэля и Перкинса, имеет массу $520 \pm 60 m_e$ (см. спектр масс на рис. 51), а масса одного из K -мезонов, останавливающихся в эмульсии и образующих σK -звезду, равна, по измерениям рассеяния и пробега, $540^{+290}_{-170} m_e$. Причина расхождения данных Алагёзской группы с дан-

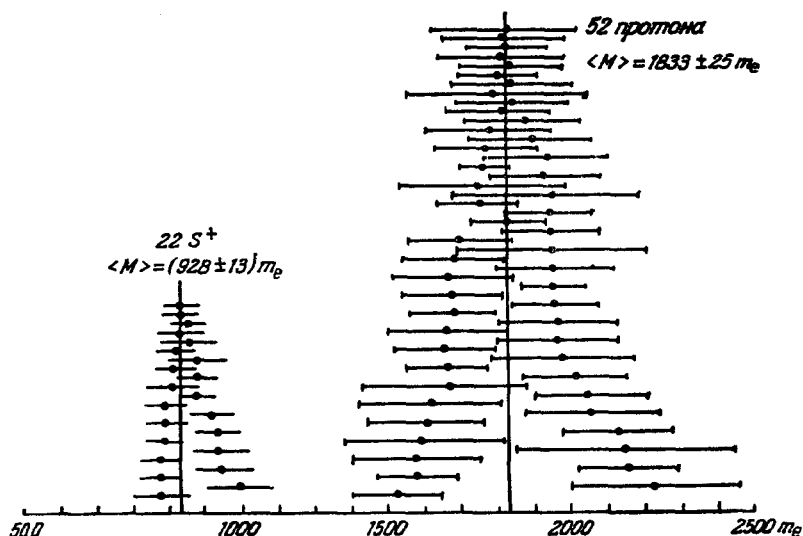


Рис. 55. Измерения массы S -частиц (по данным группы Политехнической школы) методом пробег — импульс¹⁵⁶.

ными других групп в настоящее время неясна. Среди возможных причин следует в первую очередь указать на различие в методах отбора частиц. Так, например, K -мезоны, обнаруживаемые в эмульсиях, отыскивались до сих пор главным образом по явлениям в конце пробега и реже прослеживались из звёзд. K -мезоны, наблюдаемые в камерах Вильсона, отбирались по проникающим ливням. Между тем Алагёзская группа регистрирует все остановившиеся частицы, независимо от их происхождения или способа распада.

V.4.2. Масса заряженных K -мезонов по измерениям группы Политехнической школы и М. Т. И. Группа Политехнической школы для определения массы S -частиц измеряла их импульсы с помощью второй, магнитной камеры, расположенной над многопластинной камерой Вильсона¹⁵⁴ (схему установки см. рис. 15). Им удалось измерить массы 22 S -частиц. Результаты этих измерений представлены на рис. 55, где приведены

также результаты измерения масс «опорных» протонов. Среднее взвешенное значение массы протона равно $1833 \pm 25 m_e$, среднее значение массы S -частиц равно

$$M = 928 \pm 13 m_e$$

и находится в хорошем согласии с данными Алагёзской группы.

Хотя значение массы не совпадает со значениями масс τ -, χ - и χ -мезонов, приведёнными в таблице VIII, расхождения не выходят за пределы ошибок измерений. Таким образом, эти измерения масс не позволяют при достигнутой точности утверждать, что существуют K -частицы с массой, отличной от масс τ -, χ - и χ -мезонов.

Группа М. Т. И.¹⁵⁵ оценивала массу распадающихся частиц по их пробегу и рассеянию в пластинах. Для этих оценок были выбраны 16 частиц, идентифицированных как K -частицы по свойствам вторичных частиц, пробег которых превосходил толщину двух свинцовых пластин. Такие измерения, в принципе, аналогичны измерениям масс частиц, останавливающихся в эмульсии, по рассеянию и пробегу, но обладают значительно меньшей разрешающей способностью, так как число измерений углов равно числу пластин, пересечённых вторичной частицей, что крайне ограничивает статистическую точность измерений. Среднее значение массы K -частиц, полученное этим методом, равно $1200^{+270}_{-200} m_e$ и является лишь оценкой значения массы. Не исключено, что среди 16 S -частиц имеются заряженные гипероны. Это могло бы сблизить завышенное значение массы K -частиц по сравнению с данными фотсэмульсий и данными Алагёзской группы и группы Политехнической школы.

V.4.3. Вторичные частицы при S -распадах. Схемы распада. Группы М. Т. И.¹⁵⁶ и Политехнической школы¹⁵⁴ зарегистрировали 67 и 45 S -распадов, соответственно, и измеряли пробеги вторичных частиц в пластинах камеры. Чтобы исключить распады τ -мезонов или $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ - и $\mu \rightarrow e$ -распады, достаточно было рассматривать лишь вторичные частицы с пробегом, большим $\sim 20 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$.

В большинстве случаев вторичные частицы, возникшие при рассмотренных 112 распадах, покидают камеру или уходят в её неосвещённую область, обладая минимальной ионизирующей способностью. Для таких вторичных частиц можно было лишь указать нижний предел пробега. 23 вторичные частицы остановились в пластинах камеры, имея пробег $> 20 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$. В этом случае можно было установить более или менее точно пределы, в которых заключены их пробеги. Полученные спектры пробегов показаны на рис. 56,а (данные М. Т. И.) и 56,б (данные П. Ш.).

Из этих спектров видно, что пробеги вторичных частиц образуют две группы: 1) пробеги $< 60 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$ и 2) пробеги, близкие к $100 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$.

На некоторых фотографиях S -распадов обнаружено возникновение небольших электронных ливней, направление которых приблизительно противоположно направлению вылета вторичной заряженной частицы. В большей части распадов электронный каскад образуется не в пластине, где произошёл распад, а в одной из смежных,

причём точки распада и начала каскада не соединены следом ионизирующей частицы, что указывает на их происхождение от γ -квантов. Фотография одного такого распада была приведена на рис. 19. На спектрах пробегов фиг. 56 значком « γ » помечены распады, сопровождавшиеся электронными каскадами. Все они связаны со вторичными частицами с пробегом $\leq 60 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$. Кроме отмеченных пяти электронных каскадов, наблюдали ещё семь каскадов¹⁵⁷, для которых удалось определить только нижний предел пробега вторичной частицы: во всех случаях он оказался меньше $60 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$.

Полученные данные о наличии группы пробегов $\leq 60 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$ и о связанных с такими пробегами электронными каскадами являются чрезвычайно сильным доводом в пользу того, что соответствующая группа S -частиц идентична с $\chi^\pm$ - или $\vartheta^\pm$ -мезонами, распадающимися по схеме

$$\chi^\pm \equiv \vartheta^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm_0 \sim 220 \text{ Мэв.}$$

Действительно, ионизационный пробег возникающих при таких распадах $\pi^\pm$ -мезонов равен $60 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$ (см. V.2.3); наличие ядерных взаимодействий приводит к появлению меньших пробегов, что отчётливо проявилось в спектре (рис. 56). Возникающие при распаде π^0 -мезонов с энергией $\sim 110 \text{ Мэв}$ γ -кванты имеют энергию $\sim 120 \text{ Мэв}$. Такие γ -лучи образуют в тонких пластинах меди или свинца каскады из нескольких электронов. Направление электронных каскадов подтверждает схему распада и противоречит предположению о непосредственном возникновении γ -квантов при распаде типа

$$S^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma.$$

Действительно, в этом случае направление каскада должно было бы быть противоположно направлению вылета вторичной частицы. Наблюдавшиеся группой М. Т. И. углы между этими двумя направлениями равны для рассмотренных ими распадов 180, 180,

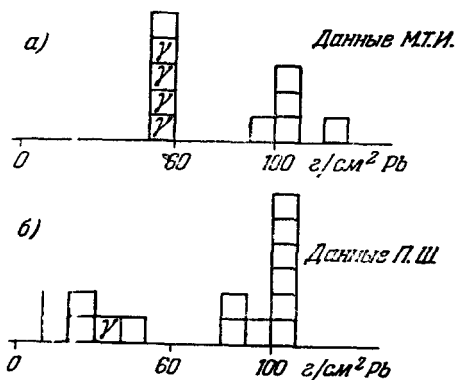


Рис. 56. Спектр пробегов вторичных частиц при S -распадах по данным группы М. Т. И. (а) и П. Ш. (б).

180, 170, 166, 163, 157, 151, 147, 127, 123 и 112° , что, в пределах ограниченной статистики, согласуется с предположением, что γ -кванты не возникли непосредственно при S -распаде, а образовались от распада π^0 -мезонов.

Обратимся к выводам, вытекающим из наличия монохроматической группы вторичных частиц с пробегом $\sim 100 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$. Отсутствие ядерных взаимодействий, рассеяние этих частиц в пластинах камеры, а также их ионизирующая способность указывают на то, что эти частицы суть μ -мезоны. Среднее значение импульса этих монохроматических μ -мезонов равно $230 \pm 5 \text{ Мэв}$ по данным М. Т. И. и $225 \pm 6 \text{ Мэв}$ по данным П. Ш. Непосредственные измерения масс для первичных частиц, образующих вторичные с пробегом $\sim 100 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$, удалось выполнить только в одном случае¹⁵⁶, для которого получено значение массы: $874 \pm 57 m_e$. В четырёх случаях удалось измерить массы частиц, для которых пробег вторичных частиц больше $60 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$. Эти массы равны 872 ± 76 , 933 ± 54 , 902 ± 76 и $917 \pm 58 m_e$. Среднее взвешенное значение по этим пяти измерениям равно $(906 \pm 30) m_e$.

Зная средний импульс вторичных μ -мезонов ($225\text{—}230 \text{ Мэв/с}$) и задавшись схемой распада, можно вычислить массу первичной частицы. Результаты этих вычислений приведены в таблице IX.

Таблица IX

Предполагаемая схема распада	$K \rightarrow \mu + \nu$ (или γ)	$K \rightarrow \mu + \pi^0$	$K \rightarrow \pi + \nu$ (или γ)	$K \rightarrow \pi + \pi^0$
Масса первичной частицы (m_e)	941 ± 11 (П. Ш.) 950 ± 15 (М. Т. И.)	1012 ± 12	1090 ± 13	1150 ± 14

Из таблицы следует, что лучшее согласие с непосредственными измерениями масс даёт схема распада $K \rightarrow \mu + \nu$, которая в то же время наилучшим образом согласуется и с исследованными на опыте свойствами вторичных частиц. Таким образом, рассмотренные данные говорят о существовании новой частицы с массой $\sim 930\text{—}960 m_e$, схема распада которой аналогична схеме распада заряженных π -мезонов.

В заключение обзора исследований S -распадов с помощью многопластинной камеры Вильсона следует отметить, что в полученных данных совершенно не отразилось присутствие χ -мезонов, существование которых убедительно следовало из опытов с эмульсиями. Возможное объяснение этого может заключаться в том, что время жизни χ -мезонов слишком мало: они распадаются в камерах Вильсона на лету и не «выживают» до S -распада. Данные о распадах на лету K -мезонов, зарегистрированных в магнитных камерах Вильсона, дают доводы в пользу такого предположения.

V.5. Новые способы отбора K -частиц и прямые измерения их времени жизни

В главе I указывалось, что попытки разработать новые методы отбора V^0 -частиц до сих пор не привели к увеличению их выхода. Попытки осуществления новых методов отбора K -частиц, останавливающихся в пластинах, оказались более удачными. Вторичные частицы, возникающие при распаде остановившихся K -частиц, в большинстве имеют энергию, значительно превосходящую энергию вторичных частиц при τ -, π - и даже μ -распадах. Поэтому регистрация быстрых вторичных частиц позволяет отобрать K -распады. Этот метод отбора был использован в работе Мазетти и Койффеля¹⁵⁷.

В работе Баркера и Бинье^{158, 159} был использован другой метод отбора K -частиц. Останавливающиеся в данных фильтрах K -частицы имеют скорость, меньшую, чем более лёгкие частицы, останавливающиеся в тех же фильтрах, а тем более проходящие через них. Поэтому, включив в систему отбора пороговый счётчик анти-совпадений, не срабатывающий при прохождении через него медленной K -частицы, можно отобрать K -частицы.

Схема установки Мазетти и Койффеля показана на рис. 57. Она состоит из жидкого сцинтилляционного счётчика, двух черенковских счётчиков C направленного действия, трёх рядов счётчиков G_1, G_2, G_3 , включённых в годоскоп, и поглотителей из свинца и алюминия. Эта установка и связанная с ней радиотехническая схема выделяют явления следующего типа. Заряженная нестабильная частица, зародившаяся при ядерном взаимодействии в верхнем «генерирующем» слое свинца, пересекает сцинтилляционный счётчик S и тормозится в одном из черенковских счётчиков C или вблизи него. Затем она распадается и, если вторичная частица испущена

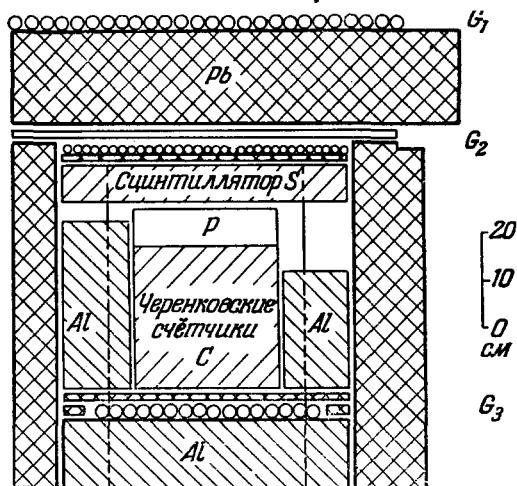


Рис. 57. Установка для измерения среднего времени жизни K -мезонов. G_1, G_2, G_3 — ряды счётчиков Гейгера-Мюллера. Все элементы установки имеют приблизительно квадратную форму за исключением S , размеры которого $27 \times 61 \text{ см}^2$. Два черенковских счётчика C расположены один за другим¹⁵⁷.

вверх и обладает скоростью, превосходящей пороговую скорость черенковского счётчика, она регистрируется им (с эффективностью $\sim 90\%$). При этом счётчик остаётся нечувствительным к ливневым частицам, пронизывающим его в обратном направлении, сверху вниз (эффективность $\sim 0,4\%$). Интервал времени между срабатыванием счётчиков S и C измерялся с помощью схемы измерения времени

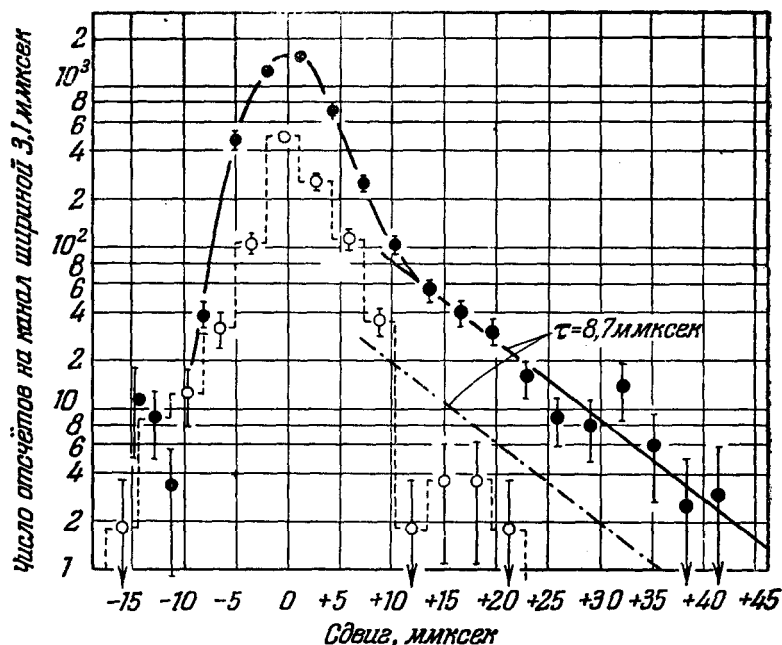


Рис. 58. Распределение сдвигов во времени при распаде K -мезонов. Расположение счётчиков, как на рис. 57. Продолжительность опыта 231 час, полная интенсивность 19,8 за час опыта. Счётчики Черенкова смещены на 50 см. Нормировано к продолжительности основного опыта¹⁵⁷.

типа «хронотон»¹⁶⁰. Годоскопическая система счётчиков Гейгера-Мюллера позволяла исключать из рассмотрения запаздывания, связанные с прохождением через установку ливневых частиц.

Пороговое значение скорости частицы, вызывающей срабатывание черенковского счётчика, равное 0,76 c , отвечает электронам, μ -мезонам и π -мезонам с энергиями, большими 250 $кэв$, 50 $Мэв$ и 70 $Мэв$ соответственно.

При наличии такого порога система, очевидно, не будет регистрировать заряженные π -мезоны, возникающие при τ -распаде. Что касается распадов K -частиц на лёгкие мезоны или на электроны, то распады типа $K_{\mu 2}$, $K_{\pi 2}$ или K_e заведомо будут регистрироваться

системой, а распады κ -мезонов будут регистрироваться в тех случаях, когда μ -мезон приобретает при распаде достаточно большую энергию. Результаты измерений приведены на рис. 58. По оси абсцисс отложено время в 10^{-9} сек, по оси ординат — число распадов, приходящихся на интервал времени в $3,1 \cdot 10^9$ сек. «Колокольная» часть кривой, со спадами, простирающимися в обе стороны, обусловлена флуктуациями во времени появления импульсов в счётчиках S и C и случайными импульсами от ливневых частиц. Эти сдвиги, обра-

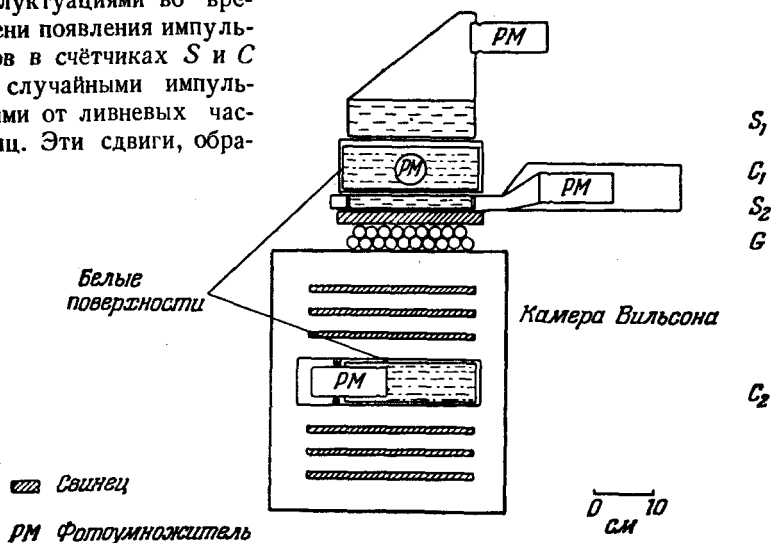


Рис. 59. Установка Баркера и Бинье для отбора K -мезонов и измерения их временем жизни¹⁵⁸.

зующие фон измерений, были промерены отдельно, и соответствующие данные приведены на рис. 58 пунктиром. Прямой участок на рис. 58 соответствует экспоненциальному распаду. Анализируя этот участок распадной кривой в предположении единственного времени распада, авторы получили для среднего времени жизни K -частиц значение:

$$[\tau_k = (8,7 \pm 1,7) \cdot 10^{-9} \text{ сек.}]$$

В работе Баркера и Бинье одновременно с измерением времени жизни заряженных K -частиц производилось фотографирование следов этих частиц в камере Вильсона¹⁵⁹ (высота 2850 м, Пик-де-Миди). Экспериментальная установка включала в себя (рис. 59; схема измерения времени на рисунке не показана) многопластинную камеру Вильсона, в которой находился также черенковский счётчик C_2 с фотоумножителем. Система расположенных над камерой управляющих счётчиков состояла из черенковского счётчика C_1 , двух жидких сцинтилляционных счётчиков и двух рядов G счётчиков Гейгера-Мюллера. Черенковские счётчики срабатывали только от

прохождения быстрой частицы. Система счётчиков над камерой выделяла совпадения импульсов от счётчиков S_1 , S_2 , G , не сопровождавшиеся импульсом от черенковского счётчика C_1 (совпадения $H = S_1 + S_2 + G - C_1$). Эти совпадения H , очевидно, вызывались тяжёлой частицей, прошедшей через всю систему и не создавшей из-за своей малой скорости сигнала в черенковском счётчике C_1 . Порог черенковского счётчика был выбран таким, чтобы π - и μ -мезоны, проходящие через систему, вызывали срабатывание счётчика C_1 и не регистрировались системой, тогда как более тяжёлые частицы, если их скорость была меньше критической, счётчиком C_1 не отмечались и давали совпадения H .

Расширение камеры управлялось совпадением $H + C_1$, происходившим в пределах разрешающего времени $5 \cdot 10^{-6}$ сек. Критическая скорость для счётчика C_1 , наполненного смесью равных объёмов глицерина и воды, была равна 0,71 с, и он срабатывал от электронов и μ - и π -мезонов с энергиями, близкими к энергиям срабатывания счётчика в работе Мазетти и Койффеля. Таким образом, рассмотренная система была специально настроена на отбор одиночных, идущих без сопровождения другими частицами, медленных тяжёлых частиц с массой, превышающей $300 m_e$, испускающих после остановки в многопластинной камере Вильсона быстрые заряженные частицы или продукты их аннигиляции. Такой метод отбора тяжёлых частиц при работе с камерой Вильсона представляет большой интерес, так как существовавшие ранее установки отбирали проникающие ливни, в составе которых находились тяжёлые нестабильные частицы. Единственным исключением в этом отношении являлся масс-спектрометр Алиханяна и его сотрудников, который также регистрирует одиночные частицы.

Результаты этого опыта сводятся к следующему. За 2000 часов работы наблюдалось восемь частиц, остановившихся в свинцовых пластинах в хорошо освещённой части камеры Вильсона и испустивших вторичные заряженные частицы, попавшие в счётчик C_2 . Вторичные частицы не размножаются и не рассеиваются заметным образом в свинцовых пластинах, откуда следует, что они не электроны. Измерения величины импульса в счётчике C_2 согласуются с предположением, что эти вторичные частицы — монохроматические μ -мезоны от K_μ -распада.

Для определения времени жизни K -частиц измерялся интервал времени между моментами срабатывания счётчиков C_1 и C_2 . После введения поправок на время пролёта первичной и вторичной частиц, из восьми полученных времён жизни можно статистическим методом получить «наиболее правдоподобное» время жизни K -частиц, разумеется, в предположении, что это однородная группа частиц, распадающихся по одной экспоненте. Полученное таким образом значение равно

$$T_k = (15,8^{+8,7}_{-4,0}) \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Если включить в рассмотрение 5 дополнительных распадов, обнаруженных в плохо освещённых частях камеры, то

$$T_k = (11,0^{+4,0}_{-2,4}) \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Оба эти значения в пределах погрешности измерений согласуются с результатами предшествующей работы¹⁵⁷ и с оценками среднего времени жизни основной части K -частиц по их времени пролёта в камерах Вильсона.

VI. ЗАРЯЖЕННЫЕ $V^\pm$ -ЧАСТИЦЫ

VI.1. Массы первичных частиц

Основные исследования заряженных частиц, наблюдавшихся по распадам на лету в камерах Вильсона ($V^\pm$ -частицы), были выпол-



Рис. 60. V^+ -распад одной из ливневых частиц в камере Вильсона¹⁶¹.

нены обеими Манчестерскими группами (Онгфрау-Йох и Пик-де-Миди)^{161, 162}, группой М. Т. И.¹⁶³, Индианской группой¹⁶⁴ и группой Политехнической школы^{51, 165}.

Два типичных примера распада заряженных V -частиц приведены на рис. 60 и 61. Частица на рис. 60 представляет собой одну из ливневых частиц, рождённых при ядерном взаимодействии в свинцовой пластине над камерой. На рис. 61 частица имеет небольшую скорость и её след достаточно велик для того, чтобы оценить по

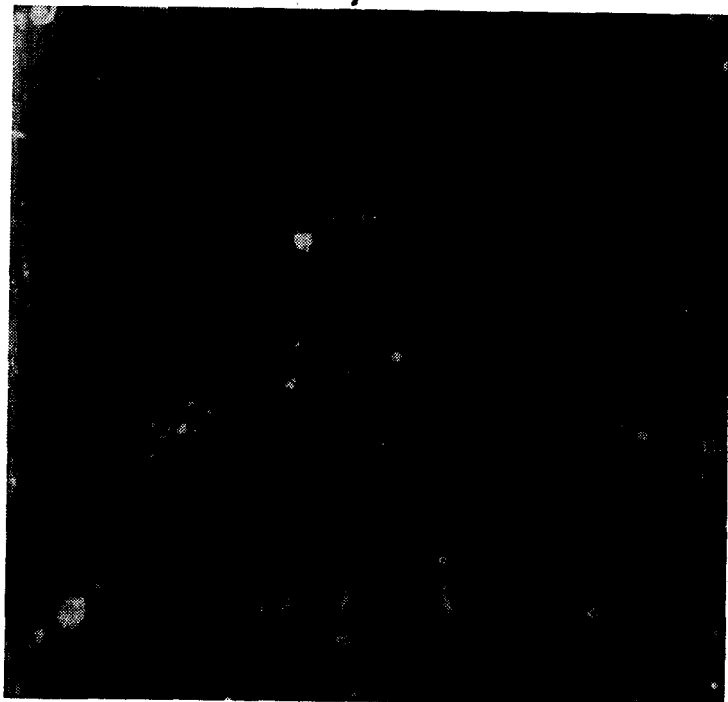


Рис. 61. V^+ -распад медленной частицы в магнитной камере Вильсона¹⁶¹.

импульсу и ионизации её массу, которая лежит в пределах 920—1440 m_e .

Йорк, Лейтон и Бьёрнеруд⁴³ произвели анализ 103 распадов заряженных V -частиц (схема установки показана на рис. 12). Для 17 распадов им удалось определить массу медленных $V^\pm$ -частиц по их импульсу и ионизации. Полученный спектр масс приведён на рис. 62, из которого видно, что измеренные значения масс группируются около 1000 m_e . К тому же выводу приводит рассмотрение данных группы на Юнгфрау-Йох¹⁶¹. Среди 44 заряженных V -частиц, наблюдавшихся этой группой в 1952—1954 гг., обнаружено 11 медленных $V^\pm$ -частиц, массы которых лежат в пределах

от 600 до 2500 m_e и группируются около $\sim 1000 m_e$. К тем же выводам приводят измерения масс, выполненные другими исследователями.

Из всех этих измерений, произведённых в магнитных камерах Вильсона, следует, что, принимая во внимание существующие ошибки измерений, большая часть наблюдаённых масс может быть объяснена наличием частиц с единственным или близкими значениями масс в интервале 900—1000 m_e .

VI.2. Вторичные частицы при $V^\pm$ -распадах

В небольшом числе распадов условия наблюдения вторичных частиц были достаточно благоприятными для непосредственного определения их массы. Так, например, на рис. 62 представлен

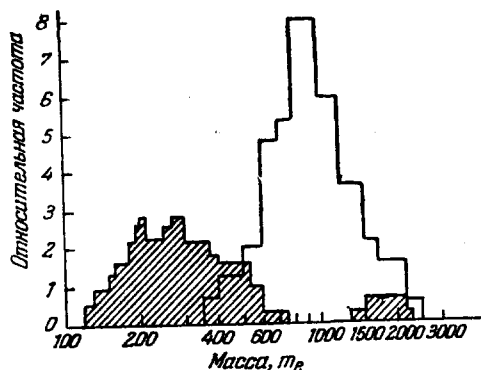


Рис. 62. Массы первичных и вторичных частиц при $V^\pm$ -распадах. Незаштрихованный участок соответствует массам первичных, заштрихованный — массам вторичных частиц. Спектр построен для 10 положительных и 7 отрицательных первичных частиц.

спектр масс вторичных частиц, измеренный Пасаденской группой (заштрихованная часть спектра). Из этого спектра видно, что во всех случаях, за исключением двух*), вторичные частицы являются лёгкими (μ - или π -) мезонами. Интересно сравнить этот спектр масс лёгких мезонов, возникающих при $V^\pm$ -распадах, со спектром масс π -мезонов, возникающих при V_1^0 -распадах, измеренным на той же установке Пасаденской группы (рис. 24). Это сравнение ясно показывает присутствие не только π -, но и μ -мезонов среди вторичных частиц при $V^\pm$ -распадах.

*) В этих двух случаях вторичные частицы заряжены положительно и их масса близка к массе протона. Эти распады были интерпретированы как распады гиперонов $\Upsilon^+ \rightarrow \pi^0 + p$.

Исследование свойств вторичных заряженных частиц было произведено также группой Политехнической школы¹⁶⁵, наблюдавшей 66 V^+ -распадов и 40 V^- -распадов в верхней магнитной камере своей установки (см. рис. 15). Из вторичных частиц, возникших при этих распадах, 15 отрицательных и 12 положительных частиц проникли в нижнюю многопластинную камеру. Анализ их прохождений через пластины показал, что положительные частицы не испытывают ядерных взаимодействий в пластинах и, повидимому, являются μ -мезонами. В двух случаях, когда эти частицы останавливаются в пластинах нижней камеры, оценка массы по пробегу и ионизации подтверждает, что это μ -мезоны. Восемь из пятнадцати отрицательных вторичных частиц испытывают ядерные взаимодействия в пластинах и, повидимому, являются π -мезонами.

VI.3. Положительный избыток и время жизни $V^\pm$ -мезонов

В таблице X приведено число V^+ - и V^- -мезонов, зарегистрированных в магнитных камерах Вильсона различных размеров.

Таблица X

Группа	Вертикальный размер камеры (см)	V^+	V^-
Манчестер (Пик-де-Миди)	~20	5	14
Пасадена (верхняя камера)	20	14	28
Индиана	55	13	18
Манчестер (Юнгфрау-Иох)	50	29	13
Политехническая школа	68	66	40
		127	113

Таблица обнаруживает корреляцию между положительным избытком $\delta = \frac{V^+}{V^-}$ и вертикальными размерами камер: величина δ меняется от $\sim 1/2$ до ~ 2 при переходе от малых камер к большим. Это можно рассматривать как указание на существование по крайней мере двух типов заряженных V -частиц с разными временами жизни. Относительно долгоживущие V -мезоны, «выживающие» в больших камерах, должны быть заряжены преимущественно положительно.

Непосредственным подтверждением такой гипотезы является распределение точек распада в большой камере Индианской группы, приведённое на рис. 63 для $13V^+$ - и $18V^-$ - распадов. Первые распады

распределены почти равномерно вдоль камеры, тогда как отрицательные распады группируются в её верхней части. Естественно, по крайней мере предварительно, отождествить долгоживущие положительные частицы с положительными K_μ^+ -частицами группы Политехнической школы. Это подтверждается также оценками времени жизни K_μ -частиц, выполненными группой П. Ш., показавшими, что среднее время жизни K_μ -частиц велико и, во всяком случае, больше чем 5×10^{-9} сек¹⁶⁵. В работе¹⁶⁶ на основании анализа относительного числа $V^\pm$ - и S -частиц в своей установке группа П. Ш. пришла к выводу, что среднее время жизни K_μ -частиц близко к $2,8 \times 10^{-8}$ сек. Для остальных $V^\pm$ -частиц, не входящих в группу K_μ -частиц и рассматриваемых как однородная группа частиц (χ - и $\theta^\pm$ -мезоны), оценка среднего времени жизни даёт $\sim 2,4 \cdot 10^{-9}$ сек.

Кроме этих двух групп частиц с различными временами жизни, следует отметить группу ещё более короткоживущих частиц, выделенную Йорком, Бьернерудом и Лейтоном. По их оценке среднее время жизни основной части $V^\pm$ -частиц, распад которых наблюдается в нижней камере, лежит в пределах $10^{-11} < \tau < 10^{-10}$ сек. Природа этих частиц не была установлена, но среди них были обнаружены два заряженных гиперона, образовавшие при распаде протоны, и авторы считают, что большая часть частиц этой группы, среди которых наблюдается большой положительный избыток, являются заряженными гиперонами.

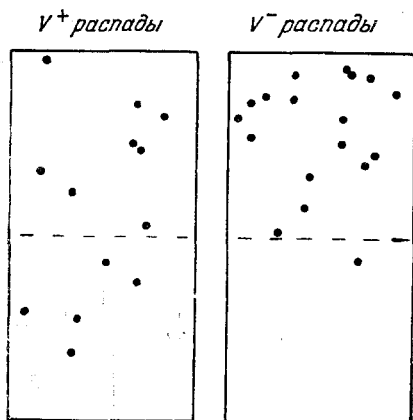


Рис. 63. Распределение точек распада $V^\pm$ -мезонов в большой камере Индианской группы¹⁶⁴.

VI.4. Распределение импульсов p_t и p^* для вторичных частиц

Приведённые выше данные говорят о существовании по меньшей мере двух типов заряженных V -частиц, но недостаточны для решения вопроса об их числе и схемах распада. Дополнительные сведения могут быть получены в результате динамического анализа $V^\pm$ -распадов, однако и этот анализ не решает проблему полностью. Действительно, выше было показано, что K -частицы, останавливающиеся в эмульсии или многопластинных камерах, представляют собой смесь частиц с близкими массами, но совершенно различными схемами

распада. Кроме того, среди $V^\pm$ -частиц имеется заметная часть заряженных гиперонов. Поэтому не приходится ожидать, что распределение поперечных импульсов при существующей точности их измерений даст хорошо разрешённый спектр импульсов и позволит с лёгкостью выделить различные схемы распада.

Ввиду предполагаемого наличия долгоживущих V^+ -частиц, идентичных с K_μ^+ -мезонами, рассмотрим p_t -распределения отдельно для

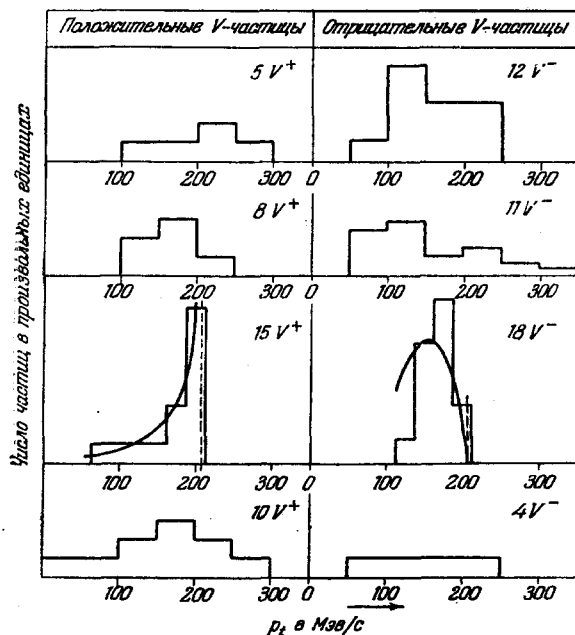


Рис. 61. Распределение поперечных импульсов p_t для $V^\pm$ -распадов.

V^+ - и V^- -частиц. Они приведены на рис. 64 и построены по данным работ 161, 162, 43, 164. Измерения Индианской группы¹⁶⁴ являются наиболее точными: средняя ошибка $\Delta p_t \approx 5\%$. Из приведённых гистограмм видно, что p_t -распределения различны для положительных и отрицательных вторичных частиц. Для положительных частиц максимум распределения сдвинут в сторону больших импульсов и лежит в области $\sim 200-250$ Мэв/с. Наиболее точно измеренное p_t -распределение хорошо согласуется с теоретическим распределением для распада $K_\mu \rightarrow \mu + \nu$ при значении $p^* \sim 220$ Мэв/с (сплошная кривая) и не согласуется с предположением о распаде на μ -мезон и две частицы с нулевой массой (пунктирная кривая). Этот анализ показывает, таким образом, что значительная часть V^+ -распадов происходит по схеме $K_\mu \rightarrow \mu + \nu$. В то же время распады V^- -мезонов,

как это видно из рис. 64, не могут быть объяснены такой схемой. С ещё большей очевидностью эти выводы подтверждаются распределением импульсов p^* в системе центра инерции для таких $V^\pm$ -распадов, когда скорость первичной частицы и импульс и масса вторичной частицы измерены. Соответствующий анализ известных в середине 1954 г. данных был проведён Соверби¹⁶⁷. Полученное им распределение p^* приведено на рис. 65, отдельно для V^+ - и V^- -распадов. Заштрихованная часть гистограмм соответствует частицам, которые прямыми измерениями массы идентифицированы как K -мезоны. Распределения для частиц разного знака сильно отличаются: для

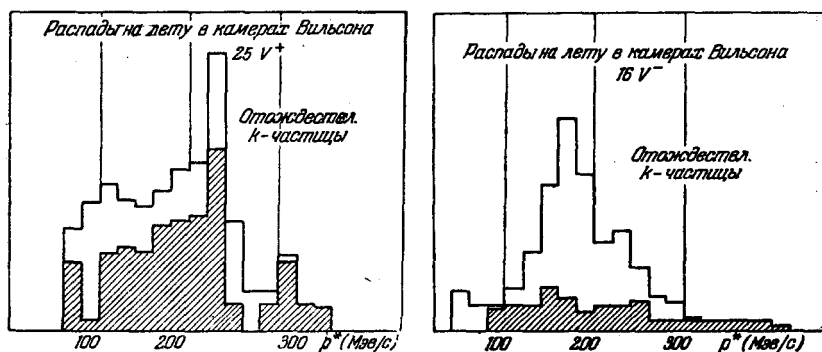


Рис. 65. Распределение импульсов вторичных частиц в системе распадающейся $V^\pm$ -частицы¹⁶⁷.

V^+ -частиц имеется максимум вблизи $p^* \sim 220$ Мэв/с, отсутствующий для V^- -частиц. Естественно отождествить этот максимум с распадом $K_\mu \rightarrow \mu + \nu$, а широкое распределение импульсов приписать вторичным частицам, возникающим при распаде χ -мезонов. В незаштрихованной части распределения для V^- -частиц имеется максимум в области ~ 180 Мэв/с. Возможно, что он вызван наличием среди V^- -частиц отрицательно заряженных гиперонов (см. IV.4; IV.5).

Из приведённых данных следует, что результаты исследования $V^\pm$ -частиц в магнитных камерах Вильсона подтверждают выводы, сделанные при изучении K -распадов и распадов гиперонов в эмульсионных камерах и многопластинных камерах Вильсона.

VII. ГЕНЕРАЦИЯ ГИПЕРОНОВ И K -МЕЗОНОВ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ЯДРАМИ

VII.1. Частота наблюдения частиц в камерах Вильсона

В большинстве существующих методов отбора нестабильных частиц регистрируются частицы, рождённые в проникающих ливнях большой энергии. Относительно сечения образования таких ливней

известно, что оно близко к геометрическому сечению ядер, в которых генерируются ливни. Поэтому, оценив частоту появления тяжёлых нестабильных частиц в проникающих ливнях, можно получить представление о сечении образования этих частиц. Интересующее нас число проникающих ливней, приходящееся на одну V -частицу, может меняться в широких пределах, в зависимости от экспериментальных условий наблюдения (схема отбора частиц, размеры камеры, расположение генерирующего слоя вещества относительно камеры, высота места наблюдения и т. п.). Для горных высот ($\sim 3-4$ км) эта величина, по данным различных авторов, работавших с магнитными или многопластинными камерами Вильсона, лежит в пределах 25—150 проникающих ливней на одну V -частицу. Перейти от этой чисто экспериментальной величины к истинному числу проникающих ливней, приходящихся на одну V -частицу, довольно трудно, так как для этого необходимо ввести большие и не всегда достаточно обоснованные поправки на поглощение частиц в генерирующем веществе, на их распад до вхождения в камеру, на различие в эффективности регистрации V -распадов различных типов и различных энергий и т. п. Эти поправки в несколько раз меняют приведённые выше величины. Так, например, Дейчман¹⁰⁰ наблюдал 46 V^0 -частиц среди 1150 проникающих ливней. После введения указанных поправок эта величина возросла до 153 V^0 -частиц на то же число проникающих ливней, т. е. отношение числа V^0 -частиц к числу проникающих ливней составляет $\sigma = 1/(8 \pm 2)$.

Зная среднее число ливневых частиц в регистрируемых проникающих ливнях, можно оценить долю V -частиц среди ливневых частиц. Эта величина, по данным различных авторов^{168, 169, 43}, близка к 3%.

Относительное число заряженных $V^\pm$ -частиц среди V -частиц зависит от условий регистрации, в частности от вертикальных размеров используемых камер, и приблизительно в 3—6 раз меньше наблюдаемого числа V^0 -частиц.

VII.2. Частота наблюдения

тяжёлых нестабильных частиц в эмульсиях и многопластинных камерах Вильсона

Данные, относящиеся к эмульсиям, были получены в результате систематического рассмотрения значительного объёма эмульсионных камер, экспонированных на высоте ~ 25 км в течение ~ 8 часов Сардинской экспедицией 1953 г. Миланская, Падуанская, Парижская и Римская группы¹²¹ рассмотрели $118,5 \text{ см}^3$ эмульсии и обнаружили на 5052 π -мезона, остановившихся в эмульсии, девять τ -мезонов, три τ' -мезона и 25 K -мезонов, что даёт:

$$N\tau/N\pi = 9/5052 = 1,8 \cdot 10^{-3},$$

$$N\tau/NK = 9/25,$$

$$N\tau/N\tau' = 9/3.$$

Абсолютная интенсивность τ - и K -мезонов, вычисленная по этим данным и отнесённая к 1 см³ эмульсии в сутки, равна:

$$n_{\tau} = 2,3 \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-3} \text{ сутки}^{-1},$$

$$n_{\tau+K} = 8,7 \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-3} \text{ сутки}^{-1}.$$

Интересно сравнить последнюю величину с интенсивностью тяжёлых мезонов на горных высотах. По данным Фаулера и др.¹⁷⁰ в 1 см³ фотоэмульсии, помещённой под 30 см свинца на высоте 3 км, регистрируется $1,2 \times 10^{-2}$ тяжёлых мезонов в сутки, т. е. интенсивность между высотами 3 и 25 км возрастает приблизительно в 70 раз.

Данные об относительной частоте появления K -мезонов и заряженных гиперонов в эмульсии были получены Бонетти и др.¹⁷¹, наблюдавшими при систематическом просмотре всех частиц, образующих в эмульсии одиночные заряженные вторичные частицы, 14 K -мезонов и четыре заряженных гиперона.

Данные о частоте наблюдения S -частиц в многопластинных камерах могут быть получены из работы Бриджа и др. По оценке этих авторов, отношение числа остановившихся в пластинках S -частиц к числу остановившихся π -мезонов (высота 3250 м) близко к 1/70. Это находится в грубом согласии с приведённой выше частотой наблюдения K -мезонов в эмульсиях (стратосфера), где один K -мезон приходится на ~ 200 остановившихся π -мезонов.

VII.3. Природа частиц, генерирующих тяжёлые нестабильные частицы

При измерениях в фотоэмульсии в некоторых случаях можно установить, образована ли звезда, в которой возникла тяжёлая нестабильная частица, α -частицей, однократно заряженной, или нейтральной частицей. Данные, полученные из рассмотрения таблиц Падуанской конференции, приведены в таблице XI.

Таблица XI

Частицы, возникшие в ядерном расщепл.	τ	K	Y	Y $\tau+K+Y$
Первичная частица, создавшая расщепление				
α -частица	3	3	1	7
Однократно заряженная	8	37	8	53
Нейтральная	9	22	11	42

Из этой таблицы следует, что ядерные расщепления в стратосфере, в которых возникают τ -мезоны, K -мезоны и заряженные

гипероны, создаются приблизительно в равном числе однократно заряженными⁵³ и нейтральными⁴² частицами.

Рассмотрим теперь данные, полученные с помощью камер Вильсона и относящиеся к высотам до 4 км.

Если V -частица зародилась в верхнем блоке вещества, расположенном над камерой, то установить, была ли она заряженной или нейтральной, как правило, невозможно. Это можно сделать лишь для частиц, рождённых в пластинах, расположенных в камерах Вильсона, когда след заряженной первичной частицы в камере может быть виден. Анализ соответствующих данных показывает, что в отличие от эмульсии, большая часть как $V^\pm$ -, так и V^0 -частиц, возникающих в пластинах камеры, образуется заряженными «первичными» частицами.

Так, например, по данным группы М. Т. И. из 24 V^0 -частиц, возникших в многопластинной камере Вильсона, 22 частицы возникли в ядерных взаимодействиях, вызванных заряженными первичными частицами, и только две V^0 -частицы возникли от нейтральных частиц. Аналогичные данные Пасаденской группы, относящиеся к V -частицам, зарождавшимся в свинцовой пластине между камерами (см. рис. 12), приведены в таблице XII.

Таблица XII

Число V -частиц, созданных заряженной или нейтральной частицей в свинце между камерами

Природа первичной частицы	$V^\pm$	V^0	$R = V^\pm/V^0$
Заряженная, идущая в сопровождении других ливневых частиц, или без сопровождения	38	104	$0,36 \pm 0,07$
Нейтральная первичная	5	14	$0,36 \pm 0,18$
Вес частицы	43	118	$0,36 \pm 0,05$

Из этой таблицы следуют два вывода. Во-первых, независимо от того, вызвано ли ядерное взаимодействие (проникающий ливень) заряженной или нейтральной частицами, существует замечательный параллелизм в образовании заряженных и нейтральных V -частиц: в этом опыте с точностью до статистических ошибок отношение $V^\pm/V$ близко к среднему значению 0,36. Во-вторых, из таблицы следует, что подавляющее число V -частиц (132 из 161), выходящих из расположенной между камерами пластины, создаётся заряженными первичными частицами.

Известно, что протоны и нейтроны большой энергии присутствуют в космическом излучении на горных высотах примерно в равном коли-

честве. Исходя из факта зарядовой независимости ядерных сил, естественно считать, что нейтроны и протоны высоких энергий одинаково эффективны в отношении образования V -частиц. Поэтому, чтобы объяснить преобладающую роль заряженных частиц при образовании V -частиц в пластинах камеры Вильсона, необходимо допустить, что значительная их часть создаётся отличными от протонов заряженными частицами. Такими частицами являются заряженные π -мезоны, образующиеся в ядерных взаимодействиях высокой энергии в верхнем свинцовом блоке, расположенном над камерой Вильсона или в пластинах камеры.

VII.4. Спектр и угловое распределение V^0 -частиц

На рис. 66 приведён энергетический спектр $21 \Lambda^0$ -частицы, образованной в проникающих ливнях с энергией $5 \div 50$ Бэв. Этот спектр был измерен Гейтером на Пик-де-Миди¹⁶⁷. Генератором Λ^0 -частиц служила 4-см свинцовая пластина, помещённая внутри магнитной камеры Вильсона. Замечательным свойством этого распределения является относительно малое число Λ^0 -частиц с большой

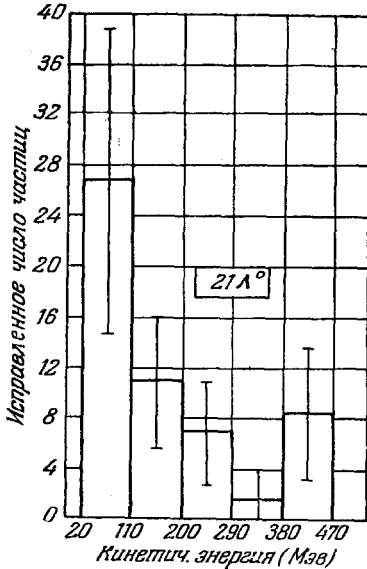


Рис. 66. Кинетическая энергия нейтральных гиперонов, возникших в ливнях с энергией $\sim 5-10$ Бэв¹⁶⁷.

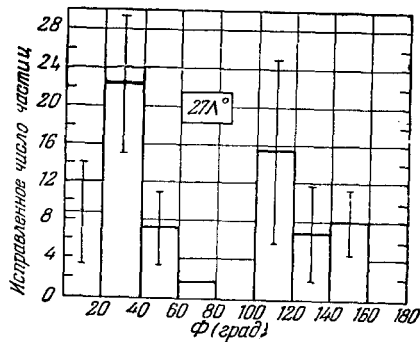


Рис. 67. Угловое распределение направлений вылета нейтральных гиперонов по отношению к направлению первичной частицы¹⁶⁷.

энергией. Аналогичный результат был получен Принстонской группой, исследовавшей энергетический спектр V^0 -частиц.

На рис. 67 показано угловое распределение направлений вылета Λ^0 -частиц по отношению к первичной частице, полученное Гейтером¹⁶⁷.

Следует отметить, что как энергетический спектр, так и угловое распределение обнаруживают сходство с соответствующими распределениями «серых» протонов в ядерных расщеплениях большой энергии.

VII.5. Парное рождение гиперонов и K -мезонов

Полученные при изучении космического излучения данные о гиперонах и K -мезонах были подтверждены опытами на брукхавенском космотроне¹⁷². Так, например, при бомбардировке диффузионной камеры нейтронным пучком среди 20 000 снимков было зарегистрировано 3 Λ^0 -распада и 2 неотожествлённых распада заряженных V -частиц. При облучении ядерных эмульсий протонным пучком, рассеянным от бериллиевой мишени, наблюдались заряженные K -частицы и τ -мезоны.

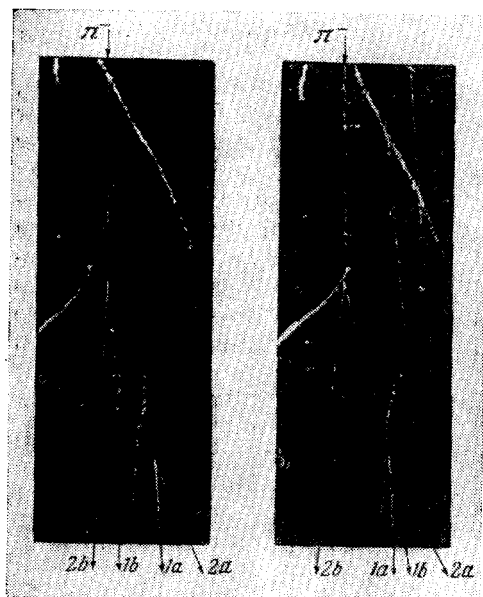
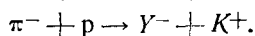
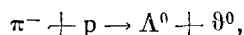


Рис. 68. Образование нейтрального гиперона Λ^0 и Ξ^0 -мезона при столкновении π -мезона с энергией 1,37 Бэв с протоном¹⁷³. Следы 1а и 2а принадлежат протону и π -мезону, соответственно возникающим при распаде Λ^0 -частицы. Следы 1б и 2б принадлежат π -мезонам, возникающим при распаде Ξ^0 -мезона.

Наиболее важным результатом, полученным в первый же период работы брукхавенского космотрона, было доказательство парного рождения гиперонов и K -мезонов при взаимодействии быстрых π -мезонов с протонами¹⁷³. Было показано, что эти взаимодействия происходят по схемам:



Явление парного рождения гиперонов и K -мезонов было обнаружено

при облучении π -мезонами с энергией 1,3 Бэв диффузионной камеры, наполненной водородом при давлении ~ 18 атм. Открытие парного рождения было вскоре подтверждено многочисленными примерами парного рождения, обнаруженными в космическом излучении с помощью фотоэмульсий и камер Вильсона.

В работах¹⁷³ приведены 4 снимка, которые прямо или косвенно указывают на образование пар Λ^0 - и Ξ^0 -частиц, и один снимок, свидетельствующий об образовании пары Y^- , K^+ . Доказательства того, что одна из нейтральных частиц на первых снимках представляет собой нейтральный гиперон Λ^0 , основаны на том, что масса положительных вторичных частиц, определённая по импульсу и ионизации, близка к массе протона, а величина Q , вычисленная в предположении (p , π^-)-распада, близка к ~ 37 Мэв. Доказательства возникновения K^0 -мезонов в том же π^- — p -столкновении имеют несколько менее определённый характер. Так, например, в двух случаях K^0 -мезоны не наблюдались, и присутствие этих частиц устанавливается из применения законов сохранения энергии и импульса. Наиболее наглядным является пригодимый на рис. 68 снимок, изображающий случай, когда всё явление — образование гиперона Λ^0 и мезона K^0 и их распада — произошло в газе диффузионной камеры. Величины Q , полученные для Λ^0 - и Ξ^0 -частиц, равны, соответственно, 27 ± 11 и 233 ± 41 Мэв, что в пределах ошибок совпадает с известными значениями Q для этих частиц.

Случай одновременного рождения Λ^0 - и Ξ^0 -мезонов в космическом излучении был наблюден Томпсоном и др.¹⁷⁴ Этот снимок приведён на рис. 69, где видны два V^0 -распада. Сильно ионизирующая частица 3 является протоном, а частица 4 — π -мезоном. Вычисленное на основании измерений импульса значение $Q(p, \pi^-) = 37 \pm 4$ Мэв и, таким образом, распад (3, 4) может быть с определённой приписан Λ^0 -частице. Природа частиц 2 и 3, создающих ионизацию, близкую к минимальной, не может быть точно установлена, однако, если допустить, что они π -мезоны, то $Q(\pi, \pi) = 223 \pm 10$ Мэв, что хорошо согласуется с $Q = 214$ Мэв для Ξ^0 -распада.

Отсутствие на снимке других следов приводит авторов к выводу, что Λ^0 - и Ξ^0 -частицы возникли в результате столкновения первичной частицы с нуклоном на периферии ядра, а анализ

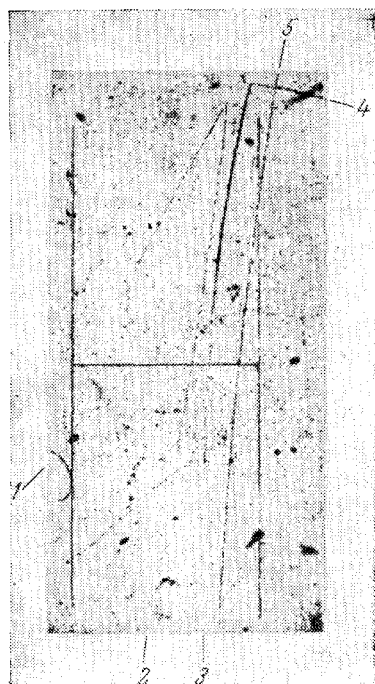


Рис. 69. Парное рождение нейтрального гиперона (вторичные частицы 3 и 4) и мезона (вторичные частицы 1 и 2) в космическом излучении¹⁷⁴.

динамики распадов показывает, что в таком случае масса этой первичной частицы должна быть близка к массе π -мезона. Многочисленные случаи парного рождения заряженных гиперонов и K -мезонов отмечены в таблице VI, суммирующей данные по заряженным гиперонам. В нескольких случаях парной частицей был τ -мезон. Этот факт говорит в пользу гипотезы Поуэла о тождественности τ -мезонов с некоторыми типами K -мезонов.

VII.6. Ядерные взаимодействия K -мезонов и гиперонов

В течение долгого времени не удавалось обнаружить ядерные взаимодействия K -мезонов. Фридландер и др.¹⁷⁵ произвели тщательные, но безуспешные поиски звёзд, созданных в одиночных слоях эмульсии остановившимися отрицательными K -мезонами (σK^- -звёзды). Из этой работы следовало, что если K -звёзды и существуют, то число их значительно меньше числа остановившихся и распавшихся K^+ -мезонов.

В настоящее время известно более 120 остановок K^+ -мезонов в эмульсии и не более 20 σK -звёзд. Одним из первых наблюдений звёзд, созданной тяжёлым мезоном в эмульсии, была работа П. И. Лукирского и др.¹⁷⁶ На Падуанской конференции были рассмотрены данные о шестнадцати σK^- -звёздах в эмульсии. Так как массы всех известных K -частиц очень близки друг к другу, если не совпадают, то определить, к какому из известных типов K -частиц относится частица, образовавшая σK -звезду, невозможно. Это обстоятельство, а также малость числа наблюденных звёзд приводят к тому, что изучение элементарного акта взаимодействия K -мезонов с нуклонами находится ещё в самой начальной стадии.

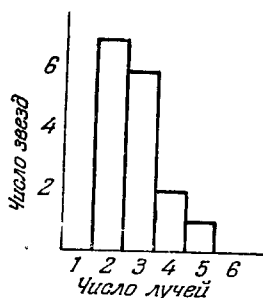


Рис. 70. Распределение звёзд, образованных захватом K -мезона (σK^- -звёзды) по числу лучей¹³⁸.

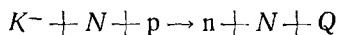
На рис. 70 приведено распределение σK -звёзд по числу лучей. В этом распределении отсутствуют звёзды с числом лучей, большим пяти, большинство же звёзд содержит два-три луча. Рассмотрение характера следов показывает, что эти звёзды являются либо слабыми звёздами «испарения», либо звёздами испарения, сопровождающимися вылетом π -мезона, энергия которого не превышает 50 Мэв. В одном случае в σK -звезде испускается заряженный гиперон с энергией около 60 Мэв, распадающийся на лету. Аналогичный случай, обнаруженный в многопластинной камере Вильсона Де-Стеблером¹⁷⁷, показан на рис 71. K -мезон, остановившийся в третьей сверху пластине, создал звезду, в которой был испущен лёгкий

На рис. 70 приведено распределение σK -звёзд по числу лучей. В этом распределении отсутствуют звёзды с числом лучей, большим пяти, большинство же звёзд содержит два-три луча. Рассмотрение характера следов показывает, что эти звёзды являются либо слабыми звёздами «испарения», либо звёздами испарения, сопровождающимися вылетом π -мезона, энергия которого не превышает 50 Мэв. В одном случае в σK -звезде испускается заряженный гиперон с энергией около 60 Мэв, распадающийся на лету. Аналогичный случай, обнаруженный в многопластинной камере Вильсона Де-Стеблером¹⁷⁷, показан на рис 71. K -мезон, остановившийся в третьей сверху пластине, создал звезду, в которой был испущен лёгкий

мезон и медленный нейтральный гиперон Λ^0 , распавшийся в той же пластине. Этот автор обнаружил также ещё две K -звезды, сопровождавшиеся вылетом Λ^0 -частицы.

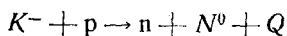
Известные к настоящему времени σK -звёзды могут быть предварительно объяснены следующими возможными типами взаимодействий K -мезонов с нуклонами:

а) Взаимодействие K -мезона с двумя нуклонами



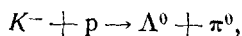
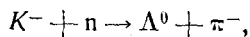
(N — нейтрон (n) или протон (p)), подобное взаимодействию π^- -мезона с парой нуклонов. В результате такого взаимодействия энергия покоя K -мезона, близкая к $Q \sim 500$ Мэв, распределяется между обоими нуклонами ядра, что приводит к появлению типичной звезды испарения, которая может иногда сопровождаться вылетом одного, а значительно реже двух π -мезонов.

б) Взаимодействие K -мезона с одним нуклоном



(N^0 — нейтральная частица). Это «слабое» взаимодействие аналогично взаимодействию μ^- -мезона с протоном, в результате которого большая часть энергии покоя μ^- -мезона уносится нейтрино. Результатом такого захвата является слабая звезда испарения, энергия которой значительно меньше 500 Мэв и в зависимости от типа нейтральной частицы лежит в пределах примерно 20 — 200 Мэв.

в) Случай, аналогичные σK -звезде Де-Стеблера, могут быть объяснены взаимодействиями типа



обратными взаимодействию π -мезонов с нуклонами, приводящему к парному рождению K -мезонов и гиперонов.

Данные о ядерных взаимодействиях гиперонов ещё более скудны, чем рассмотренные данные о σK -звёздах. К началу 1955 г. было

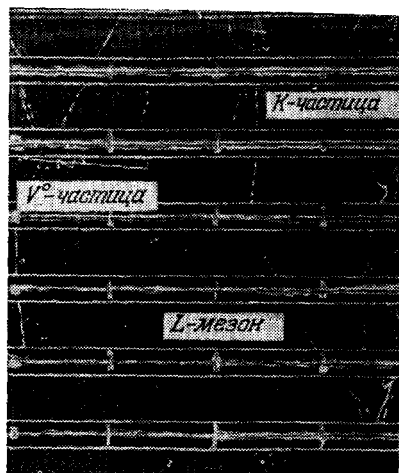


Рис. 71. σK^- -звезда в многопластинной камере 177.

обнаружено пять звёзд, созданных захватом остановившихся в эмульсии заряженных гиперонов¹⁷⁸. Пример такой звезды показан на рис. 72. Четыре из этих звёзд являются типичными звёздами испа-

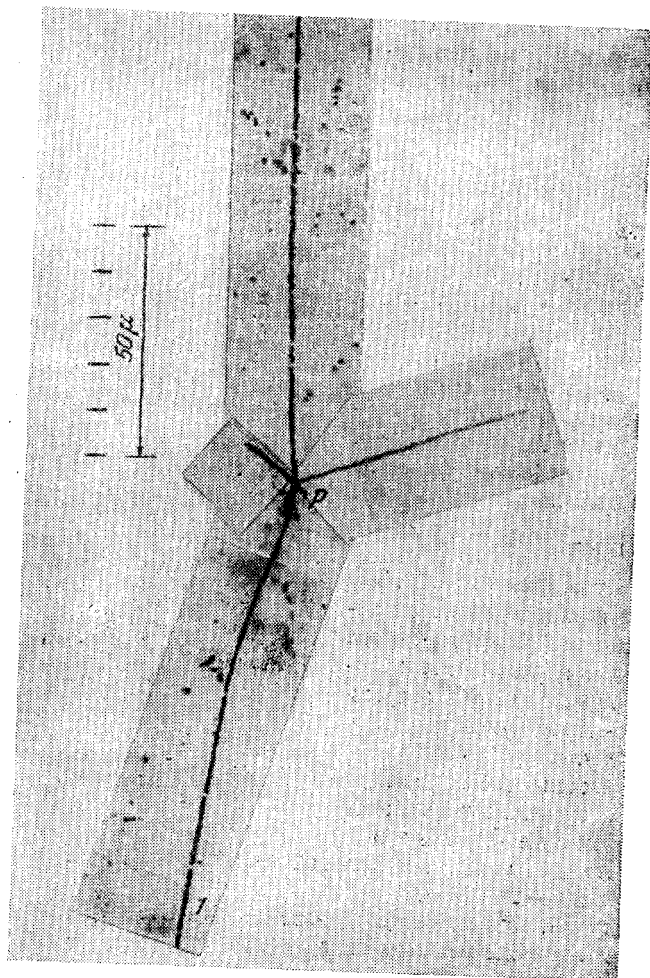


Рис. 72. Звезда, образованная захватом заряженного гиперона, остановившегося в эмульсии. 1 — след гиперона¹⁷⁸.

рения с 1, 2, 3 и 6 лучами. Последняя звезда образована следами протона и π -мезона. Видимая энергия звёзд ни в одном случае не превосходит ~ 100 Мэв. Таким образом, из свойств этих звёзд

прежде всего следует, что энергия возбуждения ядра, переданная ему при захвате гиперона, мала и не превосходит энергии возбуждения от захвата π^- -мезона.

VII.7. Нестабильные ядерные осколки

В настоящее время общепринята точка зрения, согласно которой обнаруженные типы гиперонов представляют собой нуклоны, находящиеся в возбуждённом состоянии. Переходя в основное состояние, т. е. превращаясь в протон или нейтрон, они испускают π -мезоны. Такая точка зрения подтверждается двумя опытными фактами. Во-первых, как это следует из опытов, выполненных на космотроне, гипероны возникают даже тогда, когда первоначальной кинетической энергии сталкивающихся частиц недостаточно, чтобы обеспечить массу покоя гиперона. Во-вторых, в обратном процессе, когда остановившийся гиперон взаимодействует с ядром, выделяющаяся энергия также мала и не превосходит энергии покоя π -мезона. Если гипероны действительно представляют собой нуклоны в возбуждённом состоянии, то можно ожидать существования ядер, у которых по крайней мере один из нуклонов заменён гипероном. Убедительные доказательства существования такого нового типа ядерного возбуждения были впервые приведены Данишем и Пневским¹⁷⁹. Характерной особенностью таких ядер («нестабильные ядерные осколки») является то, что они, подобно остальным тяжёлым нестабильным частицам, образуются в ядерных расщеплениях большой энергии и обладают, в ядерном масштабе времени, чрезвычайно большим временем жизни, сравнимым с временем жизни гиперонов. На Падуанской конференции суммированы данные о 17 распадах таких ядер¹⁸⁰. Их время жизни лежит в пределах $\sim 10^{-12} - 10^{-10}$ сек, при этом длина их следов в эмульсии находится в пределах от 2 микрон до 13 мм.

Характерный случай распада нестабильного ядерного осколка показан на рис. 73. Этот случай представляет особенный интерес также потому, что одновременно с рассматриваемым осколком в звезде возник и τ -мезон. Осколок f проходит в эмульсии путь, равный 17,3 мм, и после остановки распадается на короткопробежную частицу a и быструю частицу b , покидающую эмульсию. Короткий след a сливается с окончанием следа самого осколка, а след b с точностью $\sim 2^\circ$ противоположен следу a . Таким образом, из геометрии распада следует, что осколок f распался на две частицы a и b . Подсчёт числа δ -лучей вдоль следа f показывает, что он образован однократно заряженной частицей. Для массы этой частицы получены следующие значения:

$$M_F = 4830 \pm 1400 m_e (\bar{\alpha}, R),$$

$$M_F = 5300 \pm 900 (g, R).$$

Таким образом, частица f , у которой $Z=1$ и $A=3$, является ядром трития H_1^3 . Измерения ионизации и рассеяния частицы b показывают, что она является лёгким мезоном. Из закона сохранения

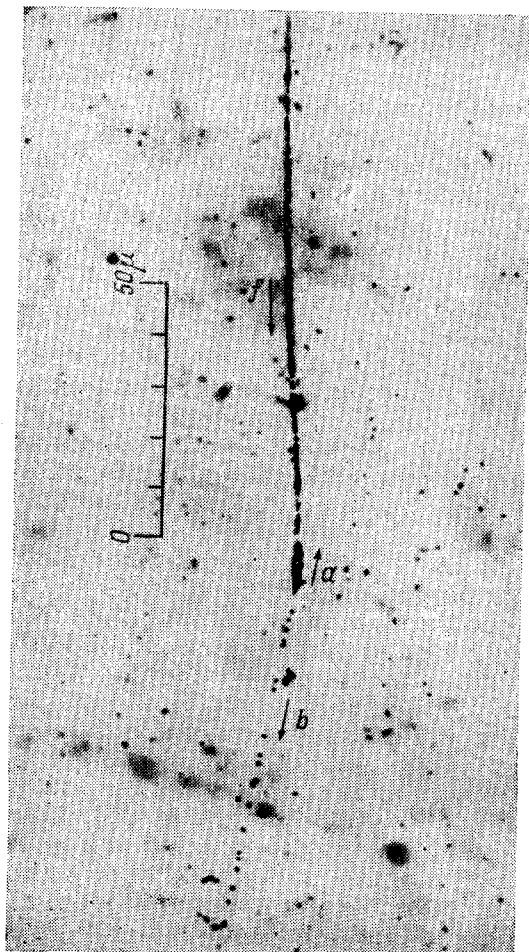
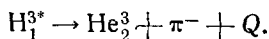


Рис. 73. Распад тяжёлого ядерного осколка (возбуждённое ядро H_1^3) на π^- -мезон и α -частицу.

заряда следует, что этот лёгкий мезон заряжен отрицательно, а короткопробежная частица a несёт двойной положительный заряд, т. е. является α -частицей. Схема распада тяжёлого нестабильного осколка может быть поэтому записана в следующем виде:



Величина выделяющейся при этом распаде энергии Q равна $42,0 \pm 4,2$ Мэв. Аналогичный распад возбуждённого ядра трития был обнаружен ранее Бонетти и др.¹⁸¹, получившими значение $Q = 41,7 \pm 1,0$ Мэв. Эти значения энергии Q близки к энергии распада нейтрального гиперона (~ 37 Мэв). Поэтому рассмотренные распады могут быть объяснены предположением, что в обоих возбуждённых ядрах трития один из нейтронов был заменён нейтральным гипероном.

Почти все полученные данные о тяжёлых нестабильных осколках (многие из них имеют заряд, значительно больший 1) согласуются с предположением, что эти осколки образованы заменой одного из нейтронов нейтральным гипероном. Один из обнаруженных случаев распада нейтрального осколка (двухлучевая вилка)¹⁸² согласуется

с предположением, что это расщепление представляет собой распад возбуждённого «динейтрона» на π^- -мезон и дейтрон, со значением $Q = 89 \pm 10$ Мэв. Этот случай допускает и другую интерпретацию: он может быть примером распада осколка, представляющего собой соединение нуклона и заряженного гиперона.

Зная природу осколка, массу и энергию частиц, возникающих при его распаде, можно определить энергию связи нейтрального гиперона в осколке. Такие оценки, выполненные для нескольких допускающих измерения случаев, показывают, что энергия связи нейтрального гиперона в ядерном осколке в несколько раз меньше энергии связи нейтрона в соответствующем стабильном осколке.

Сводная таблица масс и схем распада тяжёлых нестабильных частиц

В таблице XIII суммированы наиболее надёжные данные о массах и схемах распада тяжёлых нестабильных частиц, приведённые в обзоре. В некоторых случаях приведено несколько возможных значений параметров распада со ссылками на соответствующие работы.

Рассмотренные данные о заряженных гиперонах требуют существования по меньшей мере трёх типов заряженных гиперонов: положительно заряженный гиперон Y^+ (его обозначают также Σ^+), которому следует приписать две альтернативные схемы распада ($Y^+ \rightarrow p + \pi^0$ и $Y^+ \rightarrow p + \pi^+$), отрицательно заряженный гиперон Y^- , распадающийся на нейтрон и π^- -мезон (его обозначают также Σ^-), и более тяжёлый гиперон, при распаде которого возникают нейтральный гиперон и отрицательно заряженный π^- -мезон. Последний тип гиперона, образующий так называемые каскадные распады, обозначается также Ξ^- .

Наиболее надёжно установленными схемами распада K -мезонов являются схемы распада τ^- , $\Xi^{\pm}$, Ξ^0 и K_{μ} -мезонов. Как видно из таблицы, в пределах погрешностей измерений массы этих мезонов почти совпадают. Как указывалось выше, Ξ^0 -мезон может считаться нейтральным аналогом $\Xi^{\pm}$ -мезона, подобно тому, как π^0 -мезон является нейтральным аналогом $\pi^{\pm}$ -мезона. Было показано, что существует значительная вероятность того, что τ -мезон имеет спин и чётность (0^-) , т. е. является, подобно π -мезону, псевдоскалярной частицей. В этом случае можно ожидать, что подобно обычному π -мезону он будет также распадаться на μ -мезон и нейтрино. Поэтому возможно, что распад K_{μ} -мезона представляет собой конкурирующую ветвь распада τ -мезона. Если это так, то массы этих мезонов должны совпадать, а измерения среднего времени жизни τ - и K_{μ} -мезонов должны давать одинаковые значения. Из данных таблицы видно, что массы τ - и K_{μ} -мезонов близки друг к другу. То же следует сказать и о средних временах жизни. Для

Таблица XIII

Обозначения	Схема распада	Энергия распада в Мэв	Масса в m_e	Среднее время жизни в сек	Спин
1. Гипероны					
Λ^0	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$	$37,2 \pm 0,3$	2182 ± 1	$(3,7^{+0,8}_{-0,6}) \cdot 10^{-10}$	Полу-целый
$\Upsilon^+ (\Sigma^+)$	$\Upsilon^+ \rightarrow p + \pi^0$	$116 \pm 0,7$	$2333 \pm 1,5$	$(2,9^{+4,8}_{-1,1}) \cdot 10^{-10}$	" "
$\Upsilon^\pm (\Sigma^\pm)$	$\Upsilon^\pm \rightarrow n + \pi^\pm$	110 ± 10	2333 ± 20	$10^{-11} < \tau < 3 \cdot 10^{-10}$	" "
$\Upsilon^- (\Xi^-)$	$\Upsilon^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$	67^{+12}_{-5} 65 ± 5	2600 ± 24 2582 ± 10	$\sim 10^{-10}$	" "
2. К-мезоны					
$\tau; 965,5 {}^0_0 K_{3\pi}$	$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$	$74,4 \pm 0,3$	$965,5 \pm 0,7$	$> 10^{-8}$	Целый
$\tau'; 975 {}^0_{2\pi} K_\pi$	$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 + \pi^0$	—	975 ± 44	$> 10^{-9}$	"
$\vartheta^0; 971 {}^0_0 K_{2\pi}$	$\vartheta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	214 ± 5	971 ± 10	$(1,5^{+0,4}_{-0,3}) \cdot 10^{-10}$	"
$\chi; \vartheta^\pm; {}^0_{\pi} K_\pi$	$\vartheta^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$	—	952 ± 11	$> 10^{-9}$	"
$\chi; 1060 {}^0_{??} K_\mu$	$\chi \rightarrow \mu + \nu + \bar{\nu}$ или $\mu + \nu + \nu$	—	1060 ± 35	$> 10^{-9}$	—
$K_\mu, \bar{\nu} K_\mu$	$K_\mu \rightarrow \mu + \nu$	—	950 ± 15 941 ± 11 928 ± 13	$\sim 2,8 \cdot 10^{-8}$	Целый
K_e	$K_e \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$	—	~ 1000	—	—
$1450 K$	?	—	$\sim 1200 - 1450$	?	—
$550 K$	?	—	$\sim 500 - 600$	$> \sim 5 \cdot 10^{-9}$	—

окончательных заключений необходимы, однако, более точные измерения этих величин.

Для массы χ -мезона в таблице приведено значение $1060 \pm 35 m_e$, полученное взвешиванием измерений, произведённых методом ионизация — пробег, по данным фотозмульсий. Следует отметить, что доказательства того, что масса χ -мезона превышает $1000 m_e$, не являются достаточно убедительными. Действительно, указанная точность ($\pm 35 m_e$) обманчива, так как она получена при взвешивании

значений масс, имеющих разброс, не перекрывающийся стандартными отклонениями, а данные о спектре вторичных μ -мезонов при χ -распаде также не дают достоверных указаний на то, что масса χ -мезона больше $1000 m_e$. Таким образом, можно утверждать, что измерения масс для всех K -мезонов, останавливающихся в эмульсии, согласуются с предположением о единственном значении массы, близком к массе τ -мезона, т. е. к $965 m_e$. Это является основанием гипотезы о том, что τ -, χ -, χ - и K -распады представляют собой альтернативный распад частиц одного типа. Как уже указывалось, для проверки этой гипотезы необходимо было бы убедиться в том, что всем этим распадам соответствует одинаковое время жизни частицы и что относительная частота появления этих частиц не зависит от условий их наблюдения. Повидимому, эта проблема будет решена на ускорителях, когда удастся получить пучок заряженных K -мезонов.

Вопрос о существовании мезонов с массой около $1450 m_e$ (^{1450}K) также не может считаться разрешённым до тех пор, пока не будет окончательно подтверждена или отвергнута надёжность измерения масс методом ионизация — рассеяние. Эта задача сможет быть решена тогда, когда ливневые частицы, для которых измерения масс дают значения, близкие к $1450 m_e$, будут прослежены до остановок в эмульсионной камере и их масса будет измерена одним из обычных методов, где одним из параметров является остаточный пробег частицы.

Для одной и той же частицы в таблице приведены несколько употребительных обозначений. Так, например, τ -мезон обозначается $^{965,5}_0K_3$, что означает — K -мезон с массой $965,5 m_e$, дающий при распаде 3 заряженные частицы и не образующий нейтральных вторичных частиц.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

(К главам V — VII)

119. E. Amaldi, C. Costagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, Nuovo Cim. XII, 5, 668 (1954).
120. C. Castagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, Suppl. Nuovo Cim. XII, № 2, 296 (1954).
121. E. Amaldi, E. Fabri, Hoang, W. O. Lock, L. Scarsi, B. Touschek, B. Vitale, Suppl. Nuovo. Cim. XII, № 2, 419 (1954).
122. J. Crussard, M. Caplon, J. Klarmann, J. Noon, Phys. Rev. **93**, 253 (1954).
123. В. Б. Берестецкий, ДАН СССР **92**, 519 (1953).
124. C. Dilworth, G. Occhialini, L. Scarsi, An. Rev. Nuc. Sci. **271** (1954).
125. R. Leighton, S. Wanlass, Phys. Rev. **86**, 3, 426 (1952).
126. M. Annis, N. Harmon, Phys. Rev. **88**, 1202 (1952).
127. V. Van Lint, G. Trilling и другие Phys. Rev. **95**, № 1, 295 (1954).
128. D. B. Gayther, Phil. Mag. **44**, 1297 (1953).
129. R. H. Dalitz, Phil. Mag. **44**, 1068 (1953).

130. E. Fabri, *Nuovo Cim.* 11, 479 (1954).
131. E. Fabri, *Suppl. Nuovo Cim.* XII, № 2, 205 (1954).
132. C. O'Ceallaigh, *Phil. Mag.* 42, 1032 (1951).
133. E. Amaldi, G. Cortini, A. Manfredini, *Suppl. Nuovo Cim.* XII, № 2, 210 (1954).
134. J. Crussard, C. Marboux, D. Morelett, J. Trembley, A. Orkin-Leckertois, *Compt. Rend.* 234, 84 (1951).
135. M. Friedlander, D. Keefe, M. Menon, *Nuovo Cim.* 1, № 4, 694 (1955).
136. M. Renardier, *Proc. Bagneres Confr.*, стр. 158, 1953.
137. M. Menon, O'Ceallaigh, *Proc. Roy. Soc.* 1146, 292 (1954).
138. C. C. Dilworth, A. Manfredini, G. Rochester, I. Waddington, G. Zorn, *Suppl. Nuovo Cim.* XII, № 2, 433 (1954).
139. M. Baldo, G. Belliboni, B. Sechi, G. T. Zorn, *Nuovo Cim.* XII, № 2, 220 (1954).
140. I. Boggild, I. Hooper, M. Scharff, *Suppl. Nuovo Cim.*, XII, № 2, 223 (1954).
141. M. V. K. Appa Rao, S. Mitra, *Proc. Indian Acad. Sci.* A41, № 1, 30 (1955).
142. C. Powell, *Proc. Roy. Soc.* 1146, 278 (1954).
143. M. W. Friedlander, D. Keefe, M. G. K. Menon, L. van Rossum, *Phil. Mag.* 1043, (1954).
144. C. Dahanyake, P. E. François, Y. Fujimoto, P. Jredale, C. J. Waddington, M. Yasin, *Phil. Mag.* 1219 (1954).
145. R. Johnston, C. O'Ceallaigh, *Phil. Mag.* № 375, 393 (1955).
146. C. O'Ceallaigh, Частное сообщение, см.¹⁴⁴.
147. R. R. Daniel, D. H. Perkins, *Proc. Roy. Soc.* 221, 351 (1954); R. Daniel, J. Davies, J. Molvey, D. Rerkins, *Phil. Mag.* 42, 342, 753 (1952).
148. P. H. Fowler, D. H. Perkins, *Suppl. Nuovo Cim.* XII, № 2, 236 (1954).
149. S. Rosendorf, R. Stahl, G. Yekutieli, *Suppl. Nuovo Cim.* XII, № 2, 247 (1954).
150. А. Алиханян, В. Харитонов, *ДАН СССР* 85, 295 (1952).
151. А. Алиханян, В. Харитонов, *ДАН СССР* 92, № 6, 1125 (1953).
152. А. Алиханян, В. Кириллов-Угрюмов, Н. Шостакович, В. Фёдоров, Г. Мерзон, *ДАН СССР* 92, 511 (1953).
153. А. Алиханян, В. Кириллов-Угрюмов, Н. Шостакович, В. Фёдоров, Г. Мерзон, *ДАН СССР* 92, 915 (1953).
154. R. Armenteros, B. Gregory, A. Hendel, A. Lagarrigue, L. Leprince-Ringuet, F. Muller, C. Reyrou, *Nuovo Cim.* 1, 5, 915 (1955).
155. B. Rossi, H. Bridge, *Proc. Bagneres Conf.* стр. 107, 1953.
156. H. Bridge, H. Destabler, B. Rossi, B. Sreekantan, *Nuovo Cim.* 1, 5, 874 (1955).
157. L. Mezzetti, J. Keuffel, *Phys. Rev.* 95, 3, 858 (1954).
158. P. Barker, D. Binnie и др., *Phil. Mag.* 46, 300, (1955).
159. P. Barker, D. Binnie и др., *Phil. Mag.* 46, 307 (1955).
160. I. W. Keuffel, *Rev. Sci. Instr.* 20, 197 (1949).
161. J. Buchanan, W. Cooper, D. Millar, J. Newth, *Phil. Mag.* 45, № 369, 1025 (1954).
162. C. C. Butler, *Proc. Roy. Soc.* 1146, 339 (1954).
163. B. Rossi, H. Bridge, *Proc. Bagneres Conf.*, 1953.
164. Y. Kim, J. Burwell, R. Huggett, R. Thompson, *Phys. Rev.* 96, № 1, 229 (1954).
165. L. Leprince-Ringuet, *Proc. Glasgow Conf.* стр. 335, 1954.

166. R. Armenteros, B. Gregory, A. Lagarrigue, L. Leprince-Ringuet, F. Muller, Ch. Peyron, Suppl. Nuovo Cim. XII, № 2, 327 (1954).
 167. C. C. Butler, Proc. Glasgow Conf., стр. 324, 1953.
 168. J. Newth, Proc. Bagneres Conf 57, 1953.
 169. R. Leighton, Proc. Bagneres Conf. 49, 1953.
 170. P. H. Fowler и др. Phil. Mag. 42, 1040 (1951).
 171. A. Bonetti, R. Levi Setti, B. Locatelli, Suppl. Nuovo Cim. XII, № 2, 292 (1954).
 172. A. Thorndike, Proc. Glasgow Conf. 331, 1953.
 173. W. Fowler, R. Shutt, A. Thorndike, W. Whittemor, Phys. Rev. 90, 1126 (1953); 91, 1287 (1953); 93, 861 (1954).
 174. R. Thompson, J. Burwell, R. Hugget, C. Karzmark, Phys. Rev. 95, 6, 1576 (1954).
 175. M. Friedlander, G. Harris, M. Menon, Proc. Roy. Soc. 221, № 1146, 394 (1954).
 176. Ю. Г. Дегтярёв, А. П. Жданов, П. И. Лукирский, ДАН СССР, 94, № 5, 843 (1954).
 177. H. DeStaebler, Phys. Rev. 95, 4, 110 (1954).
 178. R. Johnston, C. O'Ceallaigh, Nuovo Cim. I, 3, 468 (1955).
 179. M. Danysz, J. Pniewski, Phil. Mag. 44, 348 (1953).
 180. M. Grilli, R. Levi Setti, Suppl. Nuovo Cim. XII, № 2, 466 (1954).
 181. A. Bonetti и др., Nuovo Cim. 11, 210 (1954).
 182. D. Lal и др., Phys. Rev. 93, 908 (1954).
-