

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА ТЯЖЕЛЫХ МЕЗОНОВ И ГИПЕРОНОВ

Э. О. Оконов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	245
Распадные свойства K -мезонов	247
« $\tau\theta$ -проблема»	247
Различные способы распада K^+ -мезона	248
Среднее время жизни K^+ -мезона	251
Масса и спин K^+ -мезона	254
K^- -мезон	254
K^0 -мезон	255
Долгоживущий K^0 -мезон (K_S^0)	258
Распадные свойства гиперонов	266
Λ^0 -гиперон	266
Σ -гипероны	268
Каскадный Ξ -гиперон	270
Спин гиперонов	274
Лептонные распады гиперонов	275
Несохранение четности при распаде гиперонов	276
Антигипероны	279
Экспериментальная проверка правила отбора $ \Delta I = 1/2$	280
«Новые» частицы	283
Цитированная литература	286

ВВЕДЕНИЕ

Последние два года отмечены весьма плодотворными исследованиями K -мезонов и гиперонов. Эти две большие группы нестабильных частиц объединены общим названием «странные частицы», которое тесно связано с несколько необычным формализмом изотопического спина, применяемого к K -мезонам и гиперонам. Хорошо известно, что попытка распространить понятие зарядовой инвариантности на эти частицы привела к так называемой «теории смещенных изотопических мультиплетов», сформулированной впервые Гелл-Манном и Нисидзимой^{1-4*}), которая сыграла (и продолжает играть) огромную эвристическую роль. За два года, охватываемые настоящим обзором, значительно пополнились экспериментальные данные относительно распадных свойств K -мезонов и гиперонов, причем был получен ряд качественно новых результатов. Ни один из них не противоречит систематике Гелл-Манна, а некоторые являются прямым ее следствием. Каковы же эти результаты?

1. Окончательно подтверждено предсказанное Гелл-Манном существование Σ^0 -гиперона, быстро ($\tau_{\Sigma^0} < 10^{-15}$ сек.) распадающегося на Λ^0 -частицу и γ -квант.

*) О дальнейшем развитии идей Гелл-Манна, их математической формулировке см. обзорные статьи^{5, 6, 7}, а также монографию М. А. Маркова⁸; там же можно найти исчерпывающую библиографию по этому вопросу.

Таблица I

Распадные свойства K -мезонов и гиперонов (данные на 1/IX—1958 г.)

Об- щее назва- ние		Символ	Продукты распада	Относи- тельная вероят- ность q	Масса	Среднее время жизни τ
				%	Мэв	сек
K -ме- зоны	1	K^+			$493,98 \pm 0,14$	$(1,21 \pm 0,01) \cdot 10^{-8}$
		$K_{\mu 2}$	$\mu^+ + \nu$	$58,5 \pm 3,0$	$494,2 \pm 1,2$	$(1,23 \pm 0,02) \cdot 10^{-8}$
		$K_{\pi 2} (0)$	$\pi^+ + \pi^0$	$27,7 \pm 2,7$	$494,1 \pm 1,0$	$(1,21 \pm 0,02) \cdot 10^{-8}$
		$K_{\pi 3} (\tau)$	$\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	$5,56 \pm 0,41$	$493,9 \pm 0,9$	$(1,18 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}$
		$K'_{\pi 3} (\tau')$	$\pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	$2,15 \pm 0,47$	~ 493	$(1,0^{+0,5}_{-0,3}) \cdot 10^{-8}$
		$K_{\mu 3}$	$\mu^+ + \pi^0 + \nu$	$2,83 \pm 0,95$	$495 \pm 2,1$	$(0,88 \pm 0,23) \cdot 10^{-8}$
		$K_{e 3}$	$e^+ + \pi^0 + \nu(?)$	$3,23 \pm 1,30$	494 ± 4	$(1,44 \pm 0,46) \cdot 10^{-8}$
		K_{γ}	$\pi^+ + \pi^0 + \gamma(?)$	$\sim 0,04$		
	2	K^-			$493,9 \pm 0,4$	$(1,25 \pm 0,11) \cdot 10^{-8}$
		$K_{\mu 2}$	$\mu^- + \bar{\nu}$	65 ± 18		
		$K_{\pi 2}$	$\pi^- + \pi^0$	30 ± 12		
		$K_{\pi 3}$	$\pi^- + \pi^- + \pi^+$	5 ± 5		
		$K'_{\pi 3}$	$\pi^- + \pi^0 + \pi^0$			
		$K_{\mu 3}$	$\mu^- + \pi^0 + \bar{\nu} (?)$			
		$K_{e 3}$	$e^- + \pi^0 + \bar{\nu}$			
	3	$K^0 \tilde{K}^0$				
		a $K_1^0 (0_1^0)$	$\pi^+ + \pi^-$	86 ± 6	496 ± 3	$(0,98 \pm 0,08) \cdot 10^{-10}$
			$\pi^0 + \pi^0$	14 ± 6		
		б $K_2^0 (0_2^0)$	$e^{\pm} + \pi^{\mp} + \nu$	$21 \leq q \leq 91$	$m_{K_1^0} - m_{K_2^0} \approx$ $\approx 10^{-5}$ эв (?)	$(9,0^{+3,5}_{-2,5}) \cdot 10^{-8}$
			$\mu^{\pm} + \pi^{\mp} + \nu$	$9 \leq q \leq 78$		
			$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	$1,5 \leq q \leq 14$		
Гипе- роны	4	Λ^0	$p + \pi^-$	63 ± 3	$1115,2 \pm 0,14$	$(2,70 \pm 0,10) \cdot 10^{-10}$
			$n + \pi^0$	37 ± 3		
	5	Σ^+	$p + \pi^0$	49 ± 3	$1189,4 \pm 0,2$	$(0,79 \pm 0,10) \cdot 10^{-10}$
			$n + \pi^+$	51 ± 3		
	6	Σ^0	$\Lambda^0 + \gamma$		$1190,5^{+0,7}_{-1,4}$	$\tau < 10^{-11}$
	7	Σ^-	$n + \pi^-$		$1196,4 \pm 0,3$	$(1,72^{+0,17}_{-0,10}) \cdot 10^{-10}$
Анти- гипе- роны	8	Ξ^-	$\Lambda^0 + \pi^-$		1319 ± 3	$(4,6 < \tau < 200) \cdot 10^{-10}$
	9	$\Xi^0 (?)$	$\Lambda^0 + \pi^0$?	?
	10	$\tilde{\Lambda}^0$	$\tilde{p} + \pi^+$		1114^{+3}_{-1}	

2. Получено первое прямое экспериментальное указание на существование нейтрального каскадного гиперона (Ξ^0), также предсказываемого на основании схемы смещенных зарядовых мультиплетов.

3. В соответствии с теорией Гелл-Манна и Пайса (см. стр. 258) была обнаружена долгоживущая K_2^0 -частица, отличная по своим распадным свойствам от известного до сих пор K_1^0 -мезона, и было экспериментально доказано существование перехода $K^0 \rightarrow \tilde{K}^0$ в вакууме (так называемый процесс Пайса—Пиччиони).

4. Было экспериментально показано, что при распаде гиперонов, так же как и при β -распаде, пространственная четность и инвариантность к зарядовому сопряжению не сохраняются.

5. В связи с этим в настоящее время нет никаких оснований сомневаться в несохранении четности и в распадах K -мезонов. Таким образом, можно считать, что τ - и θ -мезоны — это одна и та же частица, распадающаяся различными способами с нарушением четности.

6. Зарегистрирован первый случай распада зарядовосопряженного аналога Λ^0 -частицы — анти-лямбда-гиперона ($\tilde{\Lambda}^0$), распадающегося в соответствии с принципом зарядового сопряжения на антипротон и π^+ -мезон.

Следует отметить, что использованный в настоящем обзоре экспериментальный материал относительно распадных взаимодействий нестабильных частиц получен, в основном, на ускорителях. Исключение составляют сведения о каскадном Ξ -гипероне, единственным источником которых являлись до последнего времени только космические лучи*).

РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА K -МЕЗОНОВ

« $\tau\theta$ -проблема»

Как известно, затруднения, возникшие в связи с изучением τ - и θ -мезонов в основном сводились к следующему. Было экспериментально установлено, что массы и времена жизни τ - и θ -мезонов в пределах экспериментальных ошибок совпадают между собой, что давало основания считать τ и θ одной и той же частицей, распадающейся различными способами. С другой стороны, было показано, что конечные состояния распадов $\tau \rightarrow 3\pi$ и $\theta \rightarrow 2\pi$ обладают противоположной по знаку четностью, а этот факт свидетельствовал о том, что τ и θ не могут быть одной и той же частицей.

При этом предполагалось, как само собой разумеющееся, что при распадах K -мезонов, как и во всех других слабых взаимодействиях, четность сохраняется.

Последнее утверждение, ни у кого не вызывавшее сомнения, было подвергнуто критическому пересмотру Ли и Янгом⁹. Осуществленные вслед за этим эксперименты^{10,11} показали, что при β -распаде четность не сохраняется. Строго говоря, эти опыты нельзя было считать прямым доказательством того, что несохранение четности имеет место во всех слабых взаимодействиях, в том числе и при безнейтринных τ - и θ -распадах.

Однако прямая экспериментальная проверка факта несохранения четности при K -распаде представляется весьма затруднительной, поскольку нельзя получить поляризованные K -мезоны, так как последние обладают нулевым спином**) (см. стр. 254). С другой стороны, очевидно, что

*) Недавно появилось сообщение о том, что с помощью пузырьковой пропановой камеры в π -мезонном пучке бэватрона ($5,5 \text{ Вэв/с}$) было зарегистрировано два случая рождения и распада Ξ^- -частицы (см. стр. 270).

**) С этой точки зрения можно считать вполне естественным отсутствие какой-либо асимметрии в распадах 2697 проанализированных K -мезонов²⁴⁶.

распады K -мезонов и гиперонов должны обладать одинаковыми свойствами инвариантности (или неинвариантности), поскольку K -мезоны и гипероны «связаны» в сильном взаимодействии совместного рождения, для которого указанные выше свойства инвариантности имеют место. Поэтому после недавних опытов, показавших несохранение четности и инвариантности к зарядовому сопряжению в распадах гиперонов (см. стр. 276), нет никаких оснований сомневаться в том, что и в $K\pi$ -распадах имеет место то же самое.

Таким образом, можно считать доказанным, что существует один K -мезон, распадающийся разными способами, а тот факт, что конечные состояния τ - и θ -распадов имеют различную «четность», является просто результатом несохранения четности в распадном взаимодействии K -мезонов. Что же касается других попыток разрешить « $\tau\theta$ -проблему»^{12,13,14}, то они не нашли себе экспериментального подтверждения.

Различные способы распадов K^+ -мезона

В таблице II приводятся относительные вероятности различных способов распада K^+ -мезона, полученные Дублинской и Берклиевской группами.

Таблица II

	$K_{\mu_2} \rightarrow \mu + \nu$	$K_{\pi_2} \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	$K_{\pi_3} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$	$K'_{\pi_3} \rightarrow \pi^+ + 2\pi^0$	$K_{\mu_3} \rightarrow \mu + \pi^0 + \nu$	$K_{e_3} \rightarrow e + \pi^0 + \nu(?)$
15	$57,0 \pm 2,6$	$23,2 \pm 2,8$	$6,77 \pm 0,45$	$2,15 \pm 0,42$	$5,9 \pm 1,3$	$5,1 \pm 1,3$
16	$58,5 \pm 3,0$	$27,7 \pm 2,7$	$5,56 \pm 0,41$	$2,15 \pm 0,47$	$2,83 \pm 0,95$	$3,23 \pm 1,30$

С учетом данных Амстердамской группы¹⁷ среднее взвешенное для относительной вероятности K_{μ_3} - и K_{e_3} -распадов равно соответственно $(3,9 \pm 0,5)\%$ и $(5,1 \pm 0,8)\%$.

Большинство из приводимых здесь распадов довольно хорошо изучено и последние работы мало что прибавляют к старым экспериментальным данным. Исключение составляют K_{μ_3} - и K_{e_3} -распады, исследованию которых последнее время уделяется значительное внимание.

Еще в 1951 г. О'Кэлли было сделано предположение¹⁸, что простейшим из возможных K_{μ_3} -распадов является $K_{\mu_3} \rightarrow \mu + \pi^0 + \nu$. Однако только недавно получено экспериментальное подтверждение того, что одним из нейтральных продуктов распада является π^0 . Было зарегистрировано несколько случаев K_{μ_3} -распада^{19,20}, при котором имеет место редкий распад $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ (так называемая «пара Далитца») (см. рис. 1). Строго говоря, другой нейтральной частицей наряду с нейтрино мог быть и γ -квант. Поскольку, однако, есть все основания считать K^0 -мезон бозоном, схема $K_{\mu_3}^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu$ не вызывает сомнений. Спектр μ^+ -мезонов, приведенный на рис. 2¹⁵, также хорошо согласуется с данной схемой распада, согласно которой максимальная энергия $E_\mu \sim 134$ Мэв.

Что же касается распада $K_{e_3}^+ \rightarrow e^+ + ? + ?$, то относительно природы нейтральных продуктов распада ничего определенного пока сказать нельзя. Следует предположить, однако, что $K_{e_3}^+$ является заряженным аналогом $K^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \nu$, обнаруженного среди распадов долгоживущей компоненты K^0 -мезона (см. стр. 258).

Для распада $K_{e_2}^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu$ максимальная энергия позитронов равна 228 Мэв . Однако в 4 случаях (из 45 зарегистрированных) энергия позитронов превышает 228 Мэв ^{15, 18, 21}. Позитроны таких энергий, в принципе, могли бы возникнуть за счет распада $K_{e_2} \rightarrow e + \nu$, однако пока нет достаточных экспериментальных данных в пользу

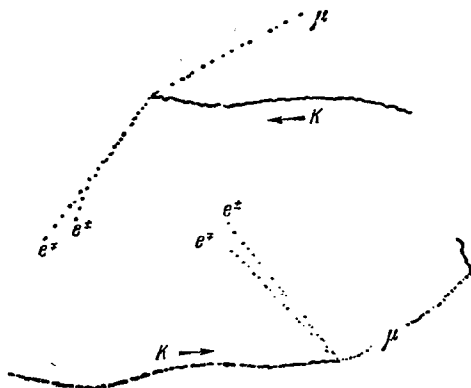


Рис. 1.

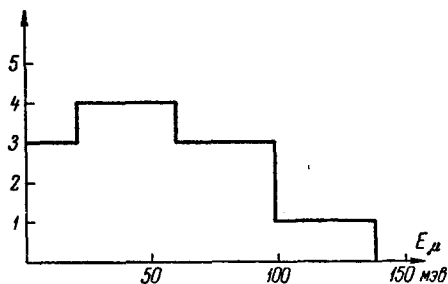


Рис. 2.

существования такого распада. Скорее всего наличие e^+ с $E > 228 \text{ Мэв}$ — это результат экспериментальной ошибки. Следует отметить, что спектр e^+ от распада $K \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu$, рассчитанный в предположении скалярного K -мезона и тензорного [распадного взаимодействия, имеет

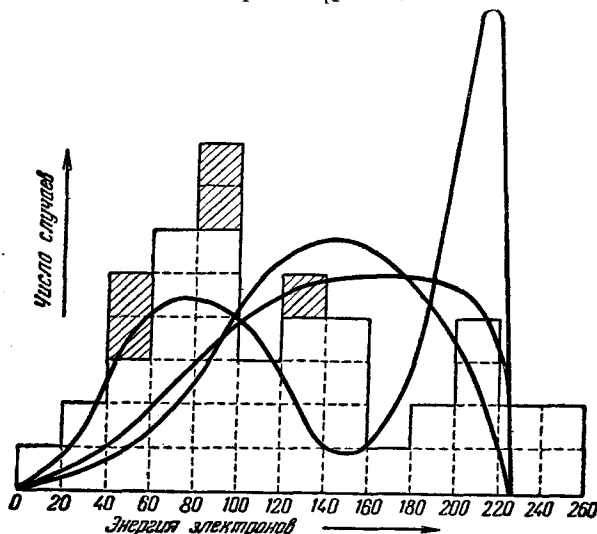


Рис. 3.

два пика около 100 Мэв и 210 Мэв ^{22, 23, 24}. Этот спектр хорошо совпадает с экспериментальными результатами, доложенными на 6-й Рочестерской конференции¹⁸ (см. рис. 3) и с данными Дублинской группы¹⁵. В этой связи случаи с $E > 228 \text{ Мэв}$ можно считать результатом «размытия» второго (тензорного) пика за счет больших ошибок в определении E_{e^+} .

Недавно Фейнманом и Гелл-Манном²⁵, а также независимо от них Маршаком и Сударжаном²⁶ и Сакураи²⁷ была предложена схема

универсального четырехфермионного взаимодействия, в которой связь барионов с электронно-нейтринным полем осуществляется посредством векторного и аксиально-векторного вариантов (так называемая « $V-A$ -теория»). В рамках этой схемы нашли удовлетворительное объяснение почти все эксперименты по β -распаду, а также распаду и захвату μ -мезона. Единственное серьезное разногласие с экспериментом было связано с предсказываемым « $V-A$ -теорией» $\pi \rightarrow e + \nu$ -распадом, который долгое время не удавалось обнаружить^{28, 29, 30}. Это затруднение было устранено недавними опытами, которые показали в противоположность более ранним работам, что $\pi \rightarrow e + \nu$ -распад существует и что его вероятность по порядку величины совпадает с предсказаниями « $V-A$ -теории»^{31, 32}. Эти успехи « $V-A$ -теории» делают весьма заманчивой перспективу распространить ее также и на распадные взаимодействия K -мезонов и гиперонов. В этой связи наличие резко выраженных тензорных пиков в спектре K_{e_s} несколько обескураживает. Оценка χ^2 -вероятности*) при сравнении экспериментального K_{e_s} -спектра с « $V-A$ -теорией» дает в лучшем случае $\chi^2 \sim 0,07$, в то время как при использовании $S+T+(P)$ -варианта удается получить хорошее согласие с экспериментом^{35, 36} **). С другой стороны, экспериментальное значение относительной вероятности $K_{\mu_s}^+$ - и $K_{e_s}^+$ -распадов: $RK_+ = \frac{K^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu}{K^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu} = 0,8 \pm 0,2$ хорошо согласуется с предсказаниями « $V-A$ -теории» ($R_{K^+} \approx 1$)^{37, 38, 39}. Таким образом, большое принципиальное значение имеет дальнейшее исследование различных угловых корреляций и энергетического распределения K_{e_s} - и K_{μ_s} -распадов (особенно при фиксированной энергии π -мезона)***), которые дают богатые возможности для окончательного определения варианта теории распадного взаимодействия для K -мезонов⁴⁰⁻⁵⁰.

Исключительный интерес представляют поиски $K \rightarrow e + \nu$ -распада, относительная вероятность которого $\frac{w(K \rightarrow e + \nu)}{w(K \rightarrow \mu + \nu)}$ должна составлять, согласно « $V-A$ -теории», $0,23 \cdot 10^{-4}$ ^{37, 38}.

Следует отметить также, что изучение K_{μ_s} -распада предоставляет редкую возможность проверить сохранение инвариантности при обращении времени T (или, что то же самое, сохранение «комбинированной» четности CP) в слабых взаимодействиях. Для этого необходимо исследовать наличие поляризации распадного μ -мезона относительно плоскости распада $[\sigma_\mu(\mathbf{p}_\pi \times \mathbf{p}_\mu)]$, которая может быть обнаружена по асимметрии $\mu \rightarrow e$ -распадов. Наличие такой асимметрии при условии, что K^+ -мезоны не поляризованы****), свидетельствовало бы о нарушении $T(CP)$ -инвариантности при распаде K -мезона.

По-видимому, такой опыт лучше всего ставить в пузырьковых камерах с тяжелым наполнителем (ксенон, фреон), так как в этом случае направление распадного π^0 -мезона (\mathbf{p}_π) может быть определено, если наблюдать конверсию γ -квантов, возникших в результате распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

*) О критерии χ^2 и вообще о методе максимального правдоподобия см. например,^{33, 34}.

**) Следует отметить, однако, что вычисления спектров K_{e_s} и K_{μ_s} в рамках « $V-A$ -теории», носят приближенный характер, так как эти распады не могут быть выражены прямо через четырехфермионное взаимодействие.

***) Это возможно не только при исследовании нейтральных $K_{e_s}^0$ - и $K_{\mu_s}^0$ -мезонов, но и в случае изучения распадов $K^+ \rightarrow \mu + \pi^0 + \nu$ в пузырьковых камерах с тяжелым наполнителем.

****) Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что спин K -мезонов равен 0 (см. стр. 254).

В последнее время было зарегистрировано два K'_{π^+} случая, когда из точки распада, кроме π -мезона, вылетает электронно-позитронная пара (e^+e^-), что является, по-видимому, результатом распада $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ ^{52, 53}.

Эти факты, если принять во внимание также схожесть спектров π^+ в K'_{π^+} - и K_{π^+} -распадах ⁵⁴, являются прямым свидетельством в пользу $K'_{\pi^+} \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$ -распада.

Наконец, совсем недавно в эмульсии среди большого числа обычных K^+ распадов (1400) было обнаружено два K'_{π^+} -распада, в которых испускаются π^+ -мезоны с энергией, превышающей максимально возможную для обычного $K'_{\pi^+} \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$ -распада. Авторы предполагают, что зарегистрированный ими случай — аномальный распад типа $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \gamma$ ^{55, 56}. Однако, как было указано в ⁵⁶, совпадающие значения энергии распада в этих обоих случаях (60 и 61,7 Мэв) наводят на мысль о возможности двухчастичного распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + x^0$, где x^0 — неизвестный до сих пор бозон с массой $\sim 500 m_e$ — нейтральный аналог частицы, зарегистрированной группой Алиханяна (см. стр. 284).

Следует упомянуть также, что попытка обнаружить среди распадов 400 K^+ -мезонов гипотетический распад $K^+ \rightarrow \mu^+ + \mu^0$ оказалась безуспешной ⁵⁷. Это свидетельствует против существования μ^0 -мезона с массой $\simeq m_{\mu^\pm}$.

Среднее время жизни K^+ -мезона

В последних работах для определения времени жизни K -мезонов наряду с эмульсионной методикой с успехом используются счетчики, что дало возможность получить значительно более точные результаты.

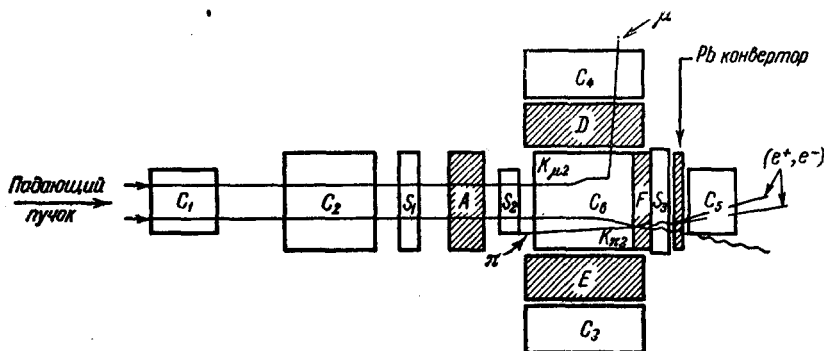


Рис. 4.

На рис. 4 схематически изображена система счетчиков, использованная в работе ⁶⁴ для измерения среднего времени жизни K_{π^+} , K_{μ^+} , K_{π^+} -распадов. K^+ -мезоны с импульсом 465 Мэв/с отклонялись магнитным полем ускорителя и фокусировались с помощью квадрупольных магнитных линз на систему черенковских и сцинтилляционных счетчиков, расположенную на расстоянии 4,5 м от мишени.

Расположенный в начале этой системы черенковский счетчик чувствителен только к заряженным частицам, имеющим скорость в пределах 0,62 ÷ 0,78 с. Для того чтобы ограничить число K -мезонов, зарегистрированных счетчиком C_1 , используется второй черенковский счетчик C_2 , включенный на антисовпадения с C_1 . Порог C_2 выбран таким образом, чтобы обладающие импульсом 465 Мэв/с π -мезоны регистрировались этим счетчиком, а K -мезоны, имеющие тот же

импульс, не давали в нем черенковского свечения. K -мезоны тормозятся и останавливаются в C_6 , вызывая $C_1-C_2+S_1+S_2-S_3$ -совпадения, и затем распадаются, испуская частицу, достаточно быструю для того, чтобы сработал C_4 . При этом измеряется время жизни распадающегося K -мезона в C_1 и C_6 , которая характеризует время жизни распадающегося K -мезона.

Идентификация случаев распада $K_{\mu 2}$ осуществляется с помощью одного из черенковских счетчиков, чувствительных к μ -мезону. Толщина поглотителей D и E выбиралась таким образом, чтобы π -мезоны от $K_{\pi 2}$ -распада поглощались в них. При этом большинство других типов распадов, имеющих и без того малую вероятность, также не регистрировались.

Одновременно осуществлялся также отбор $K_{\pi 2}$ -мезонов, остановившихся в F и распавшихся на π^+ и π^0 .

π^0 -мезоны тут же распадаются на два γ -кванта, которые не регистрируются в S_3 , а после прохождения свинцового конвертора дают импульс в C_5 . Вообще говоря, такого рода совпадения будут иметь место и при $K_{\mu 3} \rightarrow \mu + \pi^0 + \nu$ - и $K_{e 3} \rightarrow e + \pi^0 + \nu$ -распадах, однако их относительная вероятность очень мала.

На рис. 5 изображена кривая задержанных C_1+C_6 совпадений при регистрации $\tau_{K_{\pi 2}}$ - и $\tau_{K_{\mu 2}}$ -распадов, из которых следует

$$\tau_{K_{\mu 2}} = \left(1,17^{+0,08}_{-0,07} \right) \cdot 10^{-8} \text{ сек},$$

$$\tau_{K_{\pi 2}} = \left(1,21^{+0,11}_{-0,10} \right) \cdot 10^{-8} \text{ сек}.$$

Несколько видоизмененная экспериментальная установка использовалась теми же авторами для измерения среднего времени жизни распада $K_{\pi 3}$

$$\tau_{K_{\pi 3}} = \left(1,17^{+0,08}_{-0,07} \right) \cdot 10^{-8} \text{ сек}.$$

Аналогичная установка была использована группой Альвареца^{67, 69}, которая также получила для $\tau_{K_{\pi 3}}$ и $\tau_{K_{\mu 2}}$ совпадающие в пределах ошибок результаты (см. таблицу III).

Известно, что относительные вероятности $K_{\mu 3}$ - и $K_{e 3}$ -распадов, измеренные в различных условиях, в пределах ошибок совпадают между собой. Это свидетельствует о том, что $\tau_{K_{\mu 3}}$ и $\tau_{K_{e 3}}$ имеют величину, близкую к среднему времени жизни (остальных распадов). Однако прямое измерение $\tau_{K_{\mu 3}}$ и $\tau_{K_{e 3}}$ представляет серьезные экспериментальные трудности ввиду малой относительной вероятности этих распадов.

Рочестерской группой была предпринята попытка оценить относительную величину $\tau_{K_{\mu 3}}$ и $\tau_{K_{e 3}}$, используя в качестве эталона $K_{\pi 2}$ -

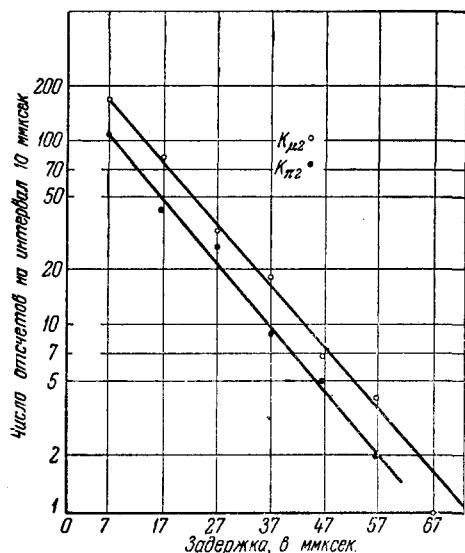


Рис. 5.

Таблица III

Лите- ратура	Источник К-мезонов	Детектор	$E_{K^+} \text{ Мэв}$	Среднее время жизни в 10^{-8} сек					
				Δt 10^{-8} сек	K_{π_3}	K_{π_2}	$K_{\pi^+_2}$	K_L	все К
58	Космич. лучи	Счетчики	80	1,6				$0,96 \pm 0,08$	
59	» »	»	80	4,3				$1,40 \pm 0,15$	
60	» »	Счетчики + камера Вильсона	80	0,45				$1,10^{+0,41}_{-0,24}$	
61	» »	Счетчики		10^2					$1,08^{+0,08}_{-0,22}$
62	» »	»			$1,13^{+0,42}_{-0,23}$			$1,09 \pm 0,13$	
63	» »	»	80	1,5					$0,8 \pm 0,07$
64	Космотрон	»	190	2,9		$1,21^{+0,11}_{-0,10}$	$1,17^{+0,08}_{-0,07}$		
65	»	»	200	1,6	$5,17^{+0,08}_{-0,07}$				
66	»	Эмульсии	356	1,3	$1,04^{+0,42}_{-0,23}$			$1,11^{+0,18}_{-0,11}$	
67	Бэватрон	Счетчики	100 ÷ 140			$1,3 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,2$		$1,3 \pm 0,1$
68	»	»	120		$1,19 \pm 0,046$	$1,21 \pm 0,03$	$1,24 \pm 0,018$		
69	»	Эмульсии	110	0,18	$1,0^{+0,7}_{-0,3}$				
70	»	»	110	2	$0,8^{+0,5}_{-0,2}$			$0,7^{+0,15}_{-0,10}$	
71	»	»	100 ÷ 170	1,3				$1,01^{+0,33}_{-0,21}$	
72	»	»	150	1,3				$1,27^{+0,14}_{-0,12}$	$1,35^{+0,16}_{-0,13}$
73	»	»			$1,0 \pm 0,2$			$1,24 \pm 0,2$	
	Среднее взвешенное				$1,18 \pm 0,03$	$1,21 \pm 0,02$	$1,23 \pm 0,02$	$1,11 \pm 0,12$	$1,11 \pm 0,10$

и K_{μ_3} -распады⁷³. Результаты этих оценок приведены в таблице:

$$\tau_{K_{\mu_3}} = (0,88 \pm 0,23) \cdot 10^{-8} \text{ сек}; \quad \tau_{K_{e3}} = (1,44 \pm 0,46) \cdot 10^{-8} \text{ сек}.$$

Как видно из таблицы, экспериментальные значения среднего времени жизни различных распадов совпадают в пределах ошибок. Это вполне согласуется с предположением о существовании одного K -мезона, распадающегося различными способами.

Недавно Трейманом и Уайлдом были высказаны предположения о возможном существовании K^+ -компоненты со средним временем жизни, значительно меньшим 10^{-8} сек⁷⁵.

Однако до сих пор ни в эмульсиях⁷⁶, ни в камерах⁷⁷ не было зарегистрировано сколько-нибудь заметного числа короткоживущих K^+ -мезонов.

Масса и спин K^+ -мезона

Массы K^+ -мезонов, распадающихся различными способами, также совпадают в пределах ошибок (см. таблицу).

Приведенные значения масс получены при просмотре одной и той же эмульсионной стопки, облученной в K^+ -мезонном пучке бэватрона⁷⁸:

$$m(K_{\pi_3}) = 966,6 \pm 1,9 m_e,$$

$$m(K_{\pi_2}) = 966,9 \pm 2,0 m_e,$$

$$m(K_{\mu_2}) = 967,2 \pm 2,2 m_e,$$

$$m(K_{\mu_3}) = 969 \pm 5 m_e,$$

$$m(K_{e3}) = 967 \pm 8 m_e.$$

Как известно, анализ спектра импульсов π^- при K_{π_3} -распаде может дать ответ на вопрос о спине K^+ -мезона⁷⁹.

В ряде опубликованных в последнее время работ был осуществлен подобный анализ на основании значительного числа случаев^{80, 81, 82, 83}, что дало возможность сделать следующие выводы:

1. Наилучшим образом экспериментальным данным соответствует (0^-) -состояние K_{π_3} -мезона.

2. Состояния 1^- , 2^+ практически исключаются.

3. Относительная вероятность (для K_{π_3} -состояния (1^+)) ничтожна.

4. Состояние (2^-) в принципе не может быть исключено, однако против этой возможности говорит отсутствие распада $K^+ \rightarrow \pi + \gamma$ ⁸⁴.

Следует отметить, что изотропное распределение продуктов распада в K_{π_2} - и K_{μ_2} -случаях^{85, 12} также свидетельствует в пользу $s_k = 0$.

Кроме того, наличие полной (с точностью до 10%) поляризации μ -мезона при K_{μ_2} -распаде, которая наблюдалась, например, в⁸⁶, может, вообще говоря, иметь место в случае, если спин K -мезона равен нулю. Таким образом, имеется значительное количество независимых экспериментальных данных, показывающих, что спин K -мезона равен нулю, хотя это нельзя считать строго доказанным.

K^- -мезон

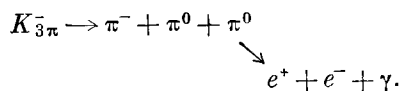
Распадные свойства K^- -мезонов изучены значительно менее подробно, поскольку они сильно взаимодействуют с веществом и при остановке обычно захватываются ядром, не успевая распадаться. Те немногие зарегистрированные случаи K^- -распадов — это главным образом распады на лету.

В последнее время в камере Вильсона и пузырьковой камере было зарегистрировано несколько случаев $K_{\pi_3}^-$ -распадов^{87, 88, 89}. Можно считать вполне достоверным случай $K_{\pi_2}^-$ -распада, который был обнаружен в эмульсии, экспонированной в K^- -мезонном пучке⁸⁹.

В этом же эмульсионном блоке был также зарегистрирован случай $K_{e_3}^-$ -распада.

Парижской группой получены некоторые экспериментальные указания на существование $K_{\mu_2}^-$ - и $K_{\mu_3}^-$ -распадов⁹⁰. Бернской группой было зарегистрировано несколько случаев $K_{\pi_3}^-$ и $K_{\mu_3}^-$ и были измерены энергии этих распадов: $Q_{\pi_2} = (109,5 \pm 3,0) \text{ Мэв}$ и $Q_{\mu_2} (153 \pm 4) \text{ Мэв}$. Таким образом, существование этих типов распадов можно считать экспериментально доказанным⁹¹. Имеется также ряд других случаев, зарегистрированных в камере Вильсона, которые могут быть интерпретированы как $K_{\pi_2}^-$ - и $K_{\mu_2}^-$ -распады^{87, 99}. Отношение вероятностей различных способов распада для K -мезона, по-видимому, такое же, как и для K^+ ⁹⁴, (см. таблицу I на стр. 246, однако из-за бедной статистики более определенные выводы сделать трудно. Среднее время K^- -мезона ($\tau = (1,25 \pm 0,11) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$)⁹⁴ совпадает в пределах ошибок с τ_{K^+} . Существование короткоживущей компоненты K^- с $\tau_K \sim 10^{-10} \text{ сек}$, о которой упоминалось в работах^{96, 97}, более поздние эксперименты не подтверждают⁸⁷.

И, наконец, недавно в стопке эмульсии был обнаружен трехчастичный K^- -распад, при котором наряду с отрицательным мезоном испущена электронно-позитронная пара⁹⁸. Наиболее вероятная интерпретация этого случая: $K_{3\pi}^-$ -распад с последующим распадом одного из π^0 -мезонов по схеме Далицца:



Исследование реакции захвата $K + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ дает возможность с большой точностью определить массу K^- -мезона по известным массам остальных частиц, входящих в эту реакцию. Наиболее точные значения m_K были получены группами Берклиевской $493,87 \pm 0,46 m_e$ ^{99, 100} и Висконсинской $493,96 \pm 1,0 m_e$ ¹⁰¹, они дают среднее взвешенное $m_{K^-} = 493,6 \pm 0,4 m_e$.

Таким образом, совпадающие значения масс и времен жизни K^+ - и K^- -мезонов дают все основания рассматривать их как частицу и античастицу по отношению друг к другу.

K_1^0 -мезон

Наиболее вероятный распад $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ был изучен достаточно хорошо в более ранних работах (см. обзорные статьи^{102, 103, 104}).

В последнее время были получены лишь более точные значения энергии распада $Q_{K^0} = (217,0 \pm 4) \text{ Мэв}$ ¹⁰⁶, что с учетом ранее полученных данных¹⁰⁵ дает среднее взвешенное $Q_{K_{2\pi}^0} = (215 \pm 2) \text{ Мэв}$, а также среднего времени жизни (см. таблицу IV).

С появлением возможности получения «странных» частиц на ускорителях были предприняты попытки зарегистрировать нейтральные распады $K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ и $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$.

В ряде работ^{108, 109, 110} для этой цели был использован оригинальный метод, осуществленный впервые Гарвиным¹⁰⁷.

Таблица IV

$\tau_{\pi^0} \times 10^{10} \text{ сек}$	Число случаев	Детектор, условия эксперимента	Литература
$1,06^{+0,08}_{-0,06}$	259	Пузырьковая пропановая камера в пучке π^- (1,3 Бэв), космотрон	170
$0,99^{+0,12}_{-0,06}$	89	Камера Вильсона с пластинами в пучке π^- (1,8 Бэв), космотрон	171
$0,93^{+0,10}_{-0,06}$	228	Пузырьковая Н-камера в пучке π , бэватрон	172
$0,81^{+0,23}_{-0,15}$	62	Пузырьковая пропановая камера в пучке π^- (1,1 Бэв), космотрон	173
$1,15^{+0,45}_{-0,25}$	39	Камера Вильсона в пучке π^- (1,9 Бэв), космотрон	174
$0,98^{+0,08}_{-0,06}$	677	Среднее взвешенное	

Вылетающие из мишени K^0 -мезоны (см. рис. 6) распадаются на некотором расстоянии от нее, давая в случае нейтрального распада π^0 -мезоны, которые сразу же ($\sim 10^{-15}$ сек) распадаются на γ -кванты.

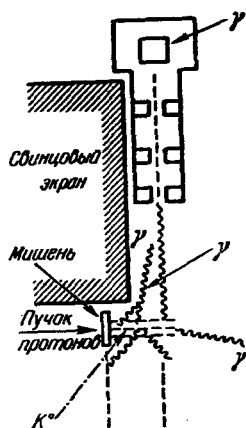


Рис. 6.

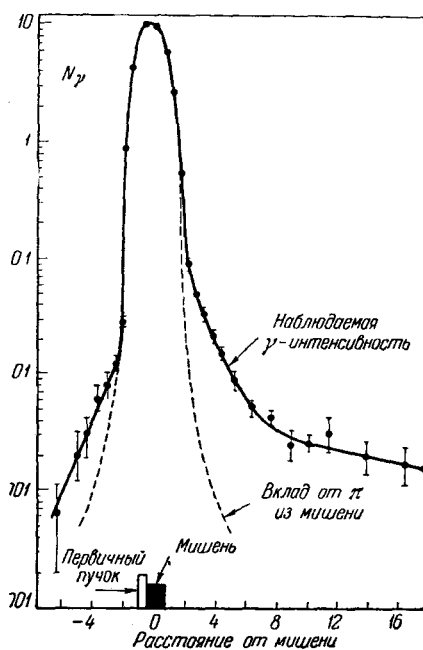


Рис. 7.

Таким образом из пространства, не связанного с мишенью, испускаются γ -кванты, которые регистрируются хорошо коллимированным γ -телескопом.

Благодаря возможности относительного перемещения мишени и коллиматора может «просматриваться» пространство на разных расстояниях от мишени как впереди, так и сзади ее. На рис. 7 изображена зависимость интенсивности γ -излучения от взаимного положения положения мишени и оси коллиматора¹⁰⁹. Пунктиром дана интенсив-

ность γ -излучения, испущенного непосредственно из мишени, полученная при энергии налетающих протонов, меньшей порога рождения «странных» частиц.

Из анализа этих кривых (а также кривых, полученных в ¹¹⁰ при различных энергиях налетающих протонов) авторы делают вывод о существовании распадов $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ и $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$.

При этом авторы делают весьма произвольные предположения относительно энергетического и углового распределения рожденных частиц и не учитывают вклад распада $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$. Поэтому эти работы, строго говоря, нельзя считать экспериментальным доказательством существования нейтрального распада K^0 . Более прямые экспериментальные сведения о наличии $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ -распада были получены в ^{112, 161}.

Авторам удалось сфотографировать в пузырьковой камере восемь случаев рождения Λ^0 -частицы в π^-p -взаимодействии, причем на этих

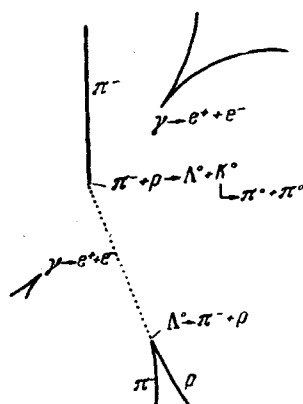


Рис. 8.

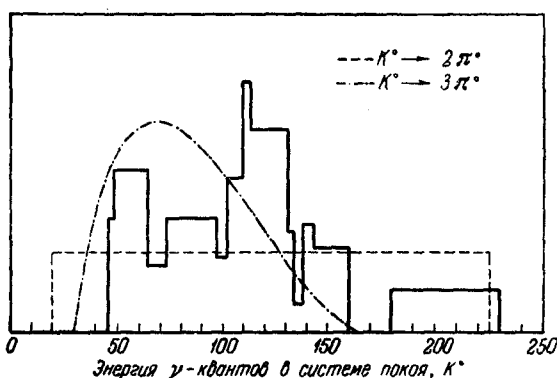


Рис. 9.

фотографиях, помимо характерного Λ^0 -распада, видны электронные позитронные пары от γ -квантов, претерпевших конверсию (рис. 8). Кинематический анализ этих случаев хорошо согласуется с предположением, что зарегистрированные γ -кванты — результат нейтрального распада K^0 -мезона, рожденного совместно с Λ^0 -частицей в реакции: $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$. На рис. 9 изображено энергетическое распределение квантов, полученных из этих фотографий.

Анализ этого распределения позволяет отбросить возможность распадов типа $K^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$, поскольку первый из них дает (в системе центра масс) моноэнергетические γ -кванты (246 Мэв), а второй дает максимум при 229 Мэв. Из двух возможных распадов $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ и $K^0 \rightarrow 3\pi^0$, по-видимому, имеет место первый, так как распад на $3\pi^0$ мезона значительно менее вероятен с точки зрения фазового объема. Более того, если распадные взаимодействия инвариантны к обращению времени, то для короткоживущей компоненты распад $K_1^0 \rightarrow 3\pi^0$ должен быть вообще запрещен (см. стр. 261). По числу квантов, зарегистрированных одновременно с распадом, была вычислена относительная вероятность распада:

$$R_{K^0 \rightarrow 2\pi^0} = \frac{\omega(K^0 \rightarrow 2\pi^0)}{\omega(K^0 \rightarrow 2\pi)} = 0,14 \pm 0,06.$$

Более косвенные оценки дают для $R_{K^0 \rightarrow 2\pi^0} = 0,07 \pm 0,02$ ²⁵⁸.

Во всяком случае $R_{K^0 \rightarrow 2\pi^0}$, по-видимому, мало, так как в некоторых экспериментах, как, например, при облучении в пучке $1,8 \text{ Бэв}$ π^- -мезонов камеры с пластинами вовсе не было обнаружено нейтральных распадов ($R_{K^0 \rightarrow 2\pi^0} = 0,1 \pm 0,1$)^{113*}.

Следует отметить, что наличие распада $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ оказывается разрешенным только в случае четного спина $K^0 \rightarrow (\sigma_{K^0} = 0, 2, 4, \dots)$. Это позволяет при определении спина сразу же отбросить возможности $\sigma_{K^0} = 1, 3, 5, \dots$

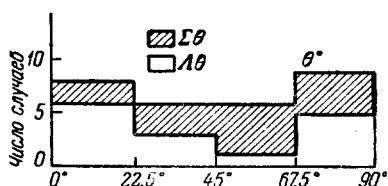


Рис. 10.

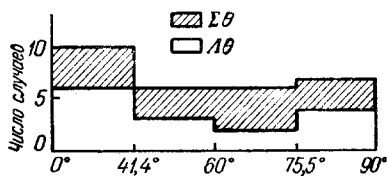


Рис. 11.

Последние экспериментальные данные не дают никаких оснований считать спин K^0 отличным от нуля.

На рис. 10, 11 изображены угловые распределения распадов K -мезонов, рожденных в паре с гипероном при π^-p -взаимодействии при $1,1 \text{ Бэв}$ ^{115, 116}.

Из приведенных распределений видно, что они не имеют явной анизотропии, что вполне согласуется с предположением, что $\sigma_{K^0} = 0$.

Ранее полученные экспериментальные указания на анизотропию в K^0 -распаде¹¹⁶ являются, по-видимому, результатом статистических ошибок.

Таким образом, можно считать, что спин K^0 -мезона, так же как и спин заряженных K -мезонов, равен 0.

Долгоживущий K^0 -мезон (K_2^0)

Еще в ранних работах имелись указания на существование так называемых «аномальных» K^0 -распадов, отличных от $K^0 \rightarrow 2\pi$. В последнее время интерес к «аномальным» распадам еще более усилился в связи с известными работами Гелл-Манна и Пайса¹¹⁷. Как известно, в связи с применением операции зарядового сопряжения к K^0 -частице создалась довольно необычная ситуация. С одной стороны, экспериментально установлено, что K^0 -частица имеет античастицу, с ней не совпадающую, т. е. состояния K^0 и \bar{K}^0 не могут иметь определенных «собственных значений» оператора зарядового сопряжения.

С другой стороны, известно, что K^0 и \bar{K}^0 могут переходить в $\pi^+\pi^-$ -состояние, которое обладает определенным значением «зарядовой» четности ($C = +1$). Более того, появляется возможность медленного превращения частицы в античастицу через это состояние $K^0 \rightleftharpoons 2\pi \rightleftharpoons \bar{K}^0$. В поисках выхода из этого затруднения Гелл-Манн и Пайс предположили, что состояния K^0 и \bar{K}^0 являются суперпозицией двух компонент K_1^0 и K_2^0 , которые представляют собой линейные комбинации состояний K^0 и \bar{K}^0 , построенные таким образом, чтобы каждая из них обладала

*) На конференции в Венеции и Падуе приводились более поздние данные этой группы: $0,03 \leq R_{K^0 \rightarrow 2\pi^0} \leq 0,13$ ¹¹⁴.

определенным значением C и, стало быть, определенными распадными свойствами:

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \tilde{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \tilde{K}^0}{i\sqrt{2}}.$$

Первая компонента K_1^0 , как нетрудно видеть, является «зарядово-четной» ($C = +1$) и может распадаться на $\pi^+\pi^-$, а вторая — «зарядово-нечетной», распад которой на $\pi^+ + \pi^0$ запрещен*). Было также сделано предположение, что K_2^0 обладает значительно большим временем жизни, а поэтому не наблюдается в процессах совместного рождения.

Классический опыт по проверке существования перехода $K^0 \rightleftharpoons \tilde{K}^0$ в вакууме был предложен Пайсом и Пиччиони, по имени которых обычно и называют этот процесс¹¹⁸. Они предложили изучать взаимодействия K^0 -мезонов на достаточно большом расстоянии от места рождения с тем, чтобы дать возможность короткоживущей компоненте полностью распасться. Тогда, если оставшаяся после этого долгоживущая компонента действительно представляет суперпозицию $K_2^0 = \frac{K^0 - \tilde{K}^0}{i\sqrt{2}}$, то в результате различного характера взаимодействия K^0 и \tilde{K}^0 такая суперпозиция может «распасться», и могут появиться случаи рождения гиперонов, например, $\tilde{K}^0 + N \rightarrow Y + \pi$ или перезарядка $\tilde{K}^0 + n \rightarrow K^- + p$.

Появляется также возможность наблюдать вблизи места взаимодействия $K^0 \rightarrow 2\pi$ распады как результат «выделения» из суперпозиции $K_2^0 = \frac{K^0 - \tilde{K}^0}{i\sqrt{2}}$ провзаимодействовавших K_0 и \tilde{K}^0 . Даныш и Понтекорво предложили интересный вариант описанного выше опыта: наблюдать K^- при энергиях налетающих нуклонов (π -мезонов) ниже порога рождения K^- (т. е. ниже порога рождения пары K -мезонов), но достаточных для генерации $K^0(K^+)$ в паре с гипероном¹¹⁹. В этом случае K^- — могут возникнуть, в результате перехода $K^0 \rightleftharpoons \tilde{K}^0$ с последующей перезарядкой $K^0 \rightarrow K^-$ в толстой мишени (или в результате еще более сложного процесса: $K^+ \rightarrow K^0 \rightarrow \tilde{K}^0 \rightarrow K^-$). Интересная ситуация возникает с $K_{\mu 3}^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \nu$ и $K_{e 3}^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \nu$ -распадами, которые оказываются разрешенными как для K_1^0 , так и для K_2^0 -частицы**), поскольку всегда можно составить симметричное и антисимметричное состояния типа:

$$K_1^0 = A_1 [\Psi(e^+\pi^-\nu) + \Psi(e^-\pi^+\tilde{\nu})],$$

$$K_2^0 = iA_2 [\Psi(e^+\pi^-\nu) - \Psi(e^-\pi^+\tilde{\nu})].$$

*) При этом предполагается в соответствии с экспериментальными данными, что спин K -мезона равен 0.

**) « $V-A$ -теория» предсказывает для K_1^0 и K_2^0 равные вероятности $K_{e 3}^-$ и $K_{\mu 3}^-$ -распадов¹²⁰, т. е.:

$$\omega(K_1^0 \rightarrow \pi^\mp + \mu^\pm + \nu) = \omega(K_2^0 \rightarrow \pi^\mp + \mu^\pm + \nu),$$

$$\omega(K_1^0 \rightarrow \pi^\mp + e^\pm + \nu) = \omega(K_2^0 \rightarrow \pi^\mp + e^\pm + \nu).$$

В связи с этим представляют интерес поиски аномальных $K_1^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \nu$ -распадов, относительная вероятность которых должна быть (если принять экспериментальные оценки, сделанные для K_2^0)

$$\frac{\omega(K_1^0 \rightarrow \pi^\mp + \mu^\pm + \nu)}{\omega(K_1^0)} = \frac{\omega(K_1^0 \rightarrow \pi^\mp + e^\pm + \nu)}{\omega(K_1^0)} \sim 3 \cdot 10^{-4}.$$

Как было отмечено Трейманом и Саксом¹²¹, вероятность распадов такого типа будет определяться не только экспонентами распада K_1^0 и K_2^0 , но и интерференционным членом, зависящим от разности масс K_1^0 и K_2^0 .

$$R(e^+\pi^-\nu) = \frac{1}{2} A_1^2 \exp(-\lambda_1 t) + \frac{1}{2} A_2^2 \exp(-\lambda_2 t) + A_1 A_2 \cos(\Delta\omega t) \exp\left[-(\lambda_1 + \lambda_2) \frac{t}{2}\right],$$

$$R(e^-\pi^+\nu) = \frac{1}{2} A_1^2 \exp(-\lambda_1 t) + \frac{1}{2} A_2^2 \exp(-\lambda_2 t) - A_1 A_2 \cos(\Delta\omega t) \exp\left[-(\lambda_1 + \lambda_2) \frac{t}{2}\right],$$

где λ_1 и λ_2 — постоянные распада K_1^0 и K_2^0 , а

$$\Delta\omega = \frac{(m_{K_1^0} - m_{K_2^0})c^2}{\hbar}.$$

Из этих уравнений видно, например, что в случае $A_1 = A_2$ распад $K^0 \rightarrow (e^-\pi^+\nu)$ в начальный момент времени ($t=0$) будет вообще запрещен.

Как видно из графика (рис. 12), зависимость вероятности распадов $R(e^-\pi^+\nu)$ и $R(e^+\pi^-\nu)$ от времени сильно зависит от $\Delta\omega = \frac{\Delta Mc^2}{\hbar}$. Поэтому изучение этого эффекта может дать сведения о разности масс K_1^0 и K_2^0 .

Аналогичная зависимость вероятности от времени $K^0 \rightarrow \mu^- + \pi^+ + \nu$ распада была получена Окунем¹²² на основании предположения, что распадные взаимодействия $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ (а) и $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ (б) являются первичными, а все остальные взаимодействия, включающие K , μ , ν , являются производными от процессов (а) и (б)¹²³. Это предположение ведет к запрету распада $K^0 \rightarrow \mu^- + \pi^+ + \nu$, причем возможность такого распада появляется в результате превращения K^0 в \bar{K}^0 -частицу, распад которой на $\mu^- + \pi^+ + \nu$ разрешен.

Интерференционные эффекты можно также изучать, регистрируя не распады, а продукты взаимодействия \bar{K}^0 , как это было предложено в¹²⁴. Следует отметить также, что для больших t , когда остается

лишь долгоживущая компонента K_2^0 , должна иметь место зарядовая симметрия в распадах K_2^0 , т. е. $\frac{R(e^-\pi^+\nu)}{R(e^+\pi^-\nu)} = 1$.

Экспериментальные указания на неинвариантность распадных взаимодействий к зарядовому сопряжению потребовали пересмотра теории Гелл-Манна и Пайса. Однако основные выводы этой теории остаются в силе, если принять гипотезу о «комбинированной четности». Действительно, согласно идеям Ландау¹²⁵, Ли и Янга¹²⁶, в слабых взаимодействиях не имеет место сохранение пространственной (P) и «зарядовой» четности (C) в отдельности, а существует лишь инвариантность в совокупности этих обеих операций (CP) («комбинированная инверсия» в терминологии Ландау). Тогда состояния K_1^0 и K_2^0 могут рассматриваться как собственные состояния комбинированной инверсии с собственными значениями соответственно $CP = +1$ и $CP = -1$. Поскольку состоя-

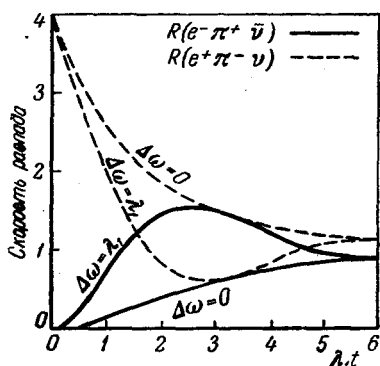


Рис. 12.

ние $\pi^+\pi^-$ является четным по отношению к CP -операции, распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ оказывается по-прежнему запрещенным. Остаются в силе также все выводы относительно интерференционных явлений в $K^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \nu$ - и $K^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \nu$ -распадах, рассмотренных выше. Однако при рассмотрении $K_{3\pi}^0$ -распада возникает ряд новых следствий^{127, 128}.

1. Распад $K^0 \rightarrow 3\pi^0$ может иметь место только для $K_2^0 (CP = -1)$, но не для $K_1^0 (CP = +1)$, поскольку состояние $3\pi^0$ асимметрично относительно CP -сопряжения.

2. Распад $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ оказывается в принципе разрешенным для K_1^0 , однако такой распад возможен для состояния $l=l'=1$ (где l — орбитальный момент). Поэтому этот распад \sim в 100 раз менее вероятен, чем $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, который может происходить в основном состоянии. Если при этом считать вероятности распадов $\omega(K_{3\pi}^+)$ и $\omega(K_{3\pi}^0)$ одного порядка, то

$$\frac{\omega(K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)}{\omega(K_1^0 \rightarrow 2\pi)} \leq 10^{-5}.$$

Появляются также и некоторые другие следствия, которые будут рассмотрены в связи с правилом отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ (см. стр. 280).

В дальнейшем было показано¹³⁰, что существование K_1^0 - и K_2^0 -компонент с различным временем жизни может следовать из более общих предположений, чем предположение инвариантности распадного взаимодействия при обращении времени. При этом снимаются все отмеченные выше запреты, и $K^0 \rightarrow 2\pi$ -распад оказывается разрешенным как для K_2^0 , так и для K_1^0 -компоненты. И хотя вероятности этих распадов в принципе могут различаться, возникает необходимость как-то объяснить большую разницу во временах жизни этих компонент¹³¹ и ввести какие-то правила отбора, запрещающие распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$.

В случае нарушения CP -инвариантности может также возникнуть зарядовая асимметрия в распадах $K^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \nu$, так что уже не будет сохраняться соотношение

$$\frac{R(e^-\pi^+\nu)}{R(e^+\pi^-\nu)} = 1 \quad \text{для } K_2^0\text{-компоненты}^*).$$

Первые прямые экспериментальные указания на существование долгоживущей K_2^0 -компоненты были получены в работе Ланде и др.¹²⁹.

На рис. 13 схематически изображена экспериментальная установка, использованная в этой работе. В пучок нейтральных частиц, рожденных на внутренней мишени космотрона и пропущенных через свинцовый коллиматор, помещалась камера Вильсона. Расстояние до мишени было достаточно для того, чтобы по пути распались практически все Δ^0 -и $K_{2\pi}^0$ -частицы. Заряженные же частицы, летящие в сторону камеры,

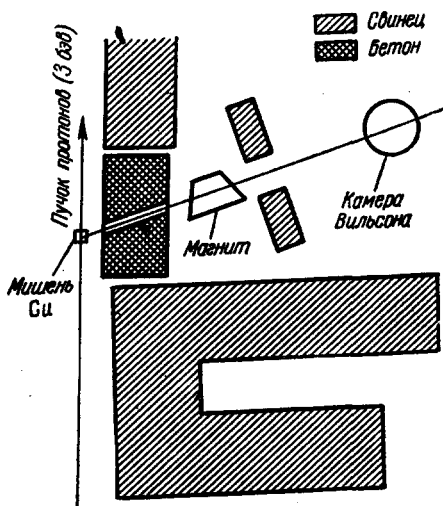


Рис. 13.

*) Вайнберг¹³² считает, однако, что подобная асимметрия должна быть небольшой ($\leq 10\%$) даже если CP -инвариантность не сохраняется в распадном взаимодействии K -мезона.

Если учесть также, что берклиевской группой среди распадов K_2^0 было зарегистрировано 8 случаев с e^- и ни одного с e^+ , то суммарная зарядовая асимметрия в распадах K_2^0 будет:

$$\frac{\omega(\pi^+)}{\omega(\pi^-)} = \frac{38}{16} = 2,4.$$

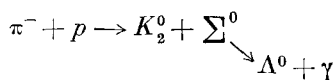
Небольшое число зарегистрированных случаев не позволяет пока делать окончательные выводы о несохранении $CP(T)$. С другой стороны, уже появляются попытки как-то объяснить возможную зарядовую асимметрию, не отказываясь при этом от сохранения CP в слабых взаимодействиях, так как в противном случае (CP не сохраняется) положение еще больше осложнится. Однако на этом пути пока не найдено удовлетворительного решения. Так, в ¹³⁶ предлагается возродить теорию дублетов и объяснить возможную зарядовую асимметрию в распадах K_2^0 интерференцией между τ_2^0 и θ_2^0 . При этом предполагается, что τ^0 и θ^0 разные частицы, что кажется весьма маловероятным после того, как была доказана идентичность τ и θ .

В опытах с космическими лучами также были получены некоторые экспериментальные данные относительно «аномальных» K^0 -распадов. В работе ¹³⁷ с помощью камеры Вильсона наблюдалось 18 аномальных K^0 распадов. В каждом отдельном случае невозможно было однозначно установить тип распада, однако было показано, что большинство зарегистрированных распадов хорошо согласуется со схемами $K^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \nu$, $K^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \nu$, $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ и возможно $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$. Было установлено также, что время жизни этих «аномальных» распадов значительно больше времени жизни обычного $K_{2\pi}^0$ распада. Все это дает основания считать эти случаи распадами долгоживущей компоненты K_2^0 .

Что же касается наблюдаемой разницы в числе связанных рождений и в угловых распределениях K_1^0 и K_2^0 , то она может быть связана с разным временем жизни.

Недавно было получено прямое доказательство существования совместного рождения долгоживущего K_2^0 -мезона и гиперона ¹³⁸. На фотографии (схема на рис. 15), полученной с пузырьковой пропановой камерой, видны испущенные из точки взаимодействия π^- -мезона с протоном (A):

- 1) γ -квант, дающий электронно-позитронную пару.
- 2) Λ^0 -частица, распадающаяся вблизи места взаимодействия (B).
- 3) K^0 -мезон, претерпевающий трехчастичный распад на значительном расстоянии, равном десятикратному среднему распадному пробегу K_1^0 -частицы (C). Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных свидетельствует о том, что имела место реакция:



с последующим распадом:

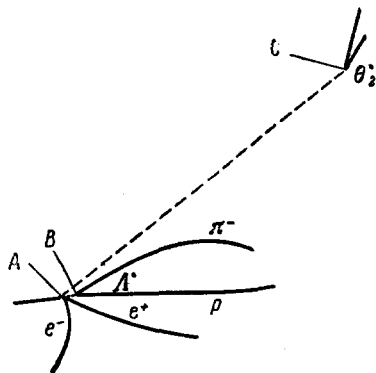
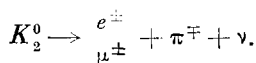


Рис. 15.

Данные, полученные в работе ¹³⁹, дают возможность оценить относительное число K^0 претерпевающих $K^0 \rightarrow 2\pi$ -распад. При этом учитывались как заряженный ($\pi^+ + \pi^-$), так и нейтральный ($\pi^0 + \pi^0$)-распады, а общее число рожденных K^0 определялось в предположении, что имеет место только совместное рождение: $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 (\Sigma^0) + K^0$ (т. е. по Λ^0 -распадам).

В соответствии с предсказаниями Гелл-Манна и Пайса было получено $\frac{\omega(K_1^0 \rightarrow 2\pi)}{\omega(K_{1,2}^0)} = 0,49 \pm 0,08$, т. е. половина K^0 распадается как короткоживущая компонента K_1^0 , а другая половина — K_2^0 в камере не регистрируется вследствие большого времени жизни. В этой же работе был определен нижний предел для времени жизни долгоживущей компоненты ($\tau_{K_0} > 3 \cdot 10^{-8}$ сек).

В одном из последних экспериментов брукхэйвенской группы осуществлено непосредственное измерение среднего времени жизни K_2^0 -частицы ^{140, 141}. С этой целью расстояние от мишени до камеры было увеличено с 5,5 м до 21,5 м, что привело к уменьшению числа зарегистрированных K_2^0 -распадов, приходящихся на одно взаимодействие нейтронов, наблюдавшихся в этой же камере. Такие относительные измерения позволили исключить необходимость учитывать поправки на телесный угол, интенсивность пучка первичных частиц и т. д. Спектр скоростей K_2^0 рассчитывался кинематически в предположении совместного рождения K -мезонов и гиперонов на сложных ядрах ¹⁴².

В результате было получено: $\tau_{K_2^0} = \left(9,0 \begin{smallmatrix} +3,5 \\ -2,5 \end{smallmatrix}\right) \cdot 10^{-8}$ сек.

К настоящему времени осуществлено несколько экспериментов, которые подтвердили существование превращения $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ в вакууме. Так, в соответствии с предсказаниями Пайса и Пиччиони был обнаружен на значительном расстоянии от мишени случай рождения гиперона, как результат превращения $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ с последующим взаимодействием $\bar{K}^0 + N \rightarrow \Sigma^- + \pi$ в камере Вильсона ¹³³. Более определенные доказательства существования процесса Пайса и Пиччиони получены в аналогичном опыте на бэватроне при облучении мишени π -мезонами с энергией, меньшей порога рождения \bar{K}^0 -частицы.

При этом изучалось взаимодействие K^0 -частицы, возникающей как результат процесса Пайса-Пиччиони в пропановой пузырьковой камере, в результате которого было зарегистрировано в общей сложности не менее 14 Λ^0 и 15 $K_{2,\pi}^0$ распадов ^{134, 143, 144}.

Редкий по красоте случай, зарегистрированный в пузырьковой водородной камере группой Альвареца, является наиболее яркой иллюстрацией существования процесса Пайса-Пиччиони ¹⁴⁵ (см. рис. 16).

На этой фотографии видно вызванное π^- -мезоном совместное рождение Λ^0 -частицы, которая тут же распадается, и K^0 -мезона. Кинетический анализ этого события дает возможность однозначно определить направление вылета K^0 -мезона, рожденного совместно с Λ^0 -частицей. На значительном расстоянии от места рождения K^0 взаимодействует с протоном, порождая Σ^+ -гиперон, претерпевающий распад $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$. Очевидно, что K^0 -мезон, обладающий «странностью» $S_{K^0} = +1$, не может вызвать рождение гиперона $S_\Sigma = -1$, однако подобное взаимодействие может произойти в результате перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, что и имело место в данном случае.

В эмульсионных стопках, облученных на достаточно большом расстоянии от мишени бэватрона, было также обнаружено несколько слу-

чаев рождения нестабильных частиц $^{146-154}$ и образования гиперфрагментов $^{148, 152}$ нейтральной частицей. Причем в некоторых случаях 149 оказалось возможным оценить массу этой нейтральной частицы, которая оказалась близкой к массе K -мезона.

Все эти случаи хорошо согласуются с предположением, что нейтральной частицей, вызвавшей взаимодействия, является \tilde{K}^0 -мезон, «образовавшийся» в результате процесса Пайса — Пиччиони через долгоживущую K_2^0 -компоненту.

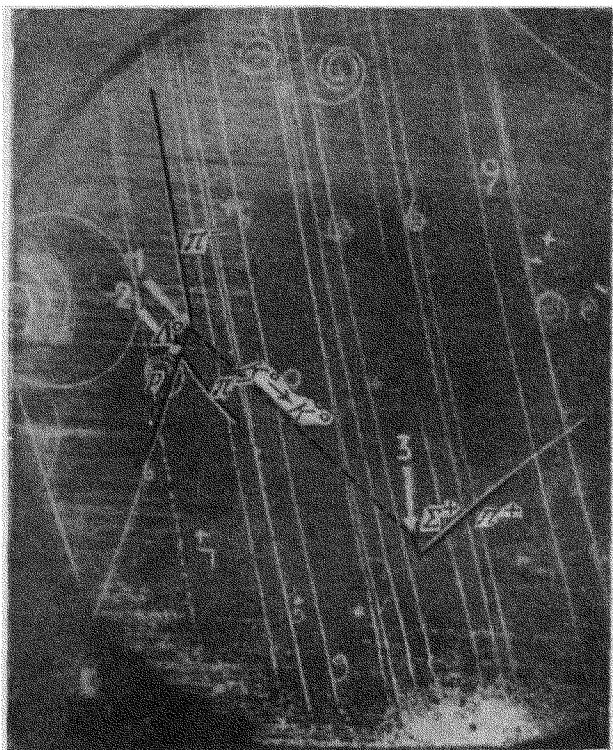


Рис. 16.

Наиболее убедительными в этом отношении являются опыты Фрая и др. $^{153, 154}$. В стопках эмульсии, расположенной вблизи мишени, которая облучалась в пучке K^+ -мезонов, было обнаружено 75 гиперфрагментов, явившихся результатом процесса: $K^+ \xrightarrow{\text{перезарядка}} K^0 \xrightarrow{\text{процесс ПП}} \tilde{K}^0$.

Следует отметить, что дальнейшее изучение K_2^0 -распадов представляет значительный интерес. Особенно важно исследование зарядовой асимметрии в $K_2^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \nu$ и $K_2^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \nu$ -распадах, которое, по-видимому, может решить вопрос о сохранении CP -инвариантности в слабых взаимодействиях *). Подобные результаты можно получить, изучая $3\pi^0$ -распады, например, в ксеноновой пузырьковой камере. В этом случае наличие $K^0 \rightarrow 3\pi^0$ -распадов с временем жизни, равным $\tau_{K_1^0}$, свидетельствовало бы о нарушении $CP(T)$ -инвариантности.

Очень важным является также изучение процесса Пайса—Пиччиони и связанных с ним различных интерференционных явлений, которые

*) См., однако, примечание на стр. 261.

могут дать сведения о $\Delta m_{K^0} = (m_{K_1^0} - m_{K_2^0})$. Например, в работе¹⁵⁵ обсуждаются интересные экспериментальные возможности, которые могут возникнуть, если медленные переходы с $|\Delta S| = 1$ и $|\Delta S| = 2$ имеют сравнимую вероятность. В этом случае переход $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ должен происходить настолько быстро ($\sim 10^{-16}$ сек), что могут иметь место случаи кажущегося нарушения закона сохранения «странности» при рождении.

Недавно была предпринята первая экспериментальная попытка оценить Δm_{K^0} ¹⁵⁶. Для этой цели изучались взаимодействия K^0 -мезонов с веществом на различных расстояниях от места их рождения. Как уже отмечалось, наличие K^0 -взаимодействий, в которых рождаются гипероны, свидетельствует о существовании $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ -перехода, а изучение распределения подобных взаимодействий может дать сведения о величине Δm_{K^0} . Грубая оценка, сделанная по 12 случаям, дает $\Delta m_{K^0} \sim 10^{-5}$ эв, что соответствует времени перехода $\sim 10^{-10}$ сек. При этом отмечалось также, что не было наблюдеено (как и в опытах Колумбийской и Принстонской камерных групп) случаев кажущегося нарушения закона сохранения «странности», вызванных более быстрыми переходами. Ввиду очень бедной статистики к этим данным следует относиться весьма осторожно. Тем более, что переход $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ со временем порядка 10^{-10} сек может быть вовсе не связанным с рассмотренной выше интерференцией и возникнуть просто как следствие разницы во временах жизни K_1^0 и K_2^0 . Интересно также предлагаемое в ряде работ экспериментальное изучение различных способов регенерации K_1^0 -мезона, например, в результате рассеяния долгоживущего K_2^0 -мезона¹⁵⁷ или действия на него магнитного поля¹⁵⁸. Последнее предложение, однако, имеет чисто академический интерес, поскольку такой процесс возможен только в случае, если магнитный момент и спин K^0 не равны нулю.

Что же касается изучения регенерации K_1^0 -мезона при рассеянии K_2^0 , то оно, как это было показано в¹⁵⁹, может дать сведения о разности масс K_1^0 - и K_2^0 -частиц.

РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА ГИПЕРОНОВ

Λ^0 -гиперон

Основной распад этого гиперона $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ к настоящему времени изучен достаточно подробно. Из последних экспериментальных данных следует отметить новое значение энергии распада $Q_{\Lambda^0} = (37,9 \pm 0,4) \text{ Мэв}$ ¹⁰⁵ (вместо 36,9 Мэв, полученного в прежних работах). Это имеет большое значение для правильного определения энергии связи Λ^0 в гиперфрагментах, которая, если верить новому значению Q_{Λ^0} , оказывается на 1 Мэв больше.

Первые сведения о нейтральном распаде $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$ были получены в работах¹⁰⁸⁻¹¹⁰. Однако, как уже указывалось (см. стр. 255), эти данные никак не могут рассматриваться как экспериментальное доказательство существования распада $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi$. Несомненно, более доказательными в этом отношении являются случаи, зарегистрированные при облучении пропановой пузырьковой камеры в π^- -мезонном пучке^{112, 161}. В этом опыте было получено 5 фотографий рождения K^0 -частицы в π^-p -взаимодействии, причем на этих фотографиях, помимо $K_{2\pi}^0$ -распада, видна конверсия γ -кванта, испущенного на воображаемом пути Λ^0 -частицы. Направление же вылета Λ^0 -частицы однозначно определялось

из кинематических соотношений в предположении, что имеет место реакция совместного рождения.

Приведенное на рис. 17 энергетическое распределение этих 5 γ -квантов, несмотря на статистическую бедность, позволяет исключить возможность распада $\Lambda^0 \rightarrow n + \gamma$, который дает в системе центра масс моноэнергетические γ -кванты ($E_\gamma \sim 165 \text{ Мэв}$) и в то же время не противоречит распаду $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$. Рассчитав вероятность конверсии γ -квантов, авторы получили очень грубую оценку относительного числа Λ^0 , претерпевших нейтральный распад

$$R_{\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0} = \frac{\omega(\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0)}{\omega(\Lambda^0)} = 0,18 \pm 0,09.$$

Более косвенным образом R_{Λ^0} может быть получено по отношению числа случаев совместного рождения Λ^0 и K^0 к числу случаев, когда на снимке виден лишь распад $K^0_{2\pi}$, а Λ^0 , как предполагают, распадается на нейтральные продукты и потому не видна ¹⁶¹ ($R_{\Lambda^0} = 0,37 \pm 0,03^*$)).

Среднее время жизни Λ^0 -частицы измерялось во многих работах. В таблицах VI и VII приводятся значения, полученные соответственно в опытах с космическими лучами и на ускорителях.

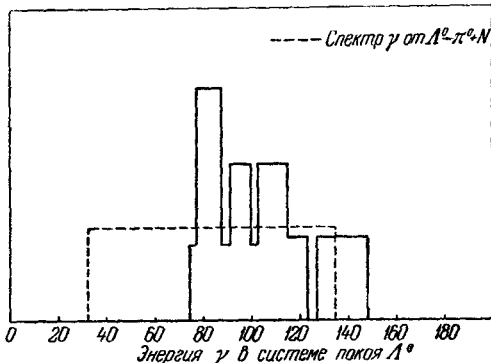


Рис. 17.

Таблица VI

$\tau_{\Lambda^0} \times 10^{10}$	Число случаев	Детектор	Литература
$3,5 \pm 1,2$	21	Камера Вильсона с пластинами	162
$2,5 \pm 0,7$	63	Камера Вильсона в магните	163
$3,7^{+3,9}_{-1,3}$	26	Камера Вильсона в магните	164
$3,6^{+1,1}_{-0,7}$	23	Камера Вильсона в магните	165
$4,0^{+3,7}_{-1,2}$	21	Камера Вильсона с пластинами	166
$4,8^{+2,6}_{-1,2}$	22	Камера Вильсона с пластинами	167
$2,14^{+0,8}_{-0,5}$	25	Камера Вильсона с пластинами	168
$3,6^{+0,8}_{-0,5}$	31	Камера Вильсона с пластинами	169
$3,5^{+0,3}_{-0,2}$	232	Среднее взвешенное	

Как видно из таблиц, среднее время жизни Λ^0 , измеренное в опытах с космическими лучами, заметно больше, чем τ_{Λ^0} , полученное на ускорителях. Одна из наиболее вероятных причин такого расхождения будет обсуждена в связи с возможным существованием Ξ^0 -гиперона (см. стр. 272).

*) Суммарные данные по 1399 случаям совместного рождения, зарегистрированным разными камерными группами ¹⁶⁰.

Таблица VII

$\tau_{\Delta^0 \text{ сек}} \times 10^{10}$	Число случаев	Детектор, условия эксперимента	Литература
$2,77 \pm 0,2$	304	Пузырьковая пропановая камера в пучке π^- (1,3 Бэв), космотрон	139, 161
$2,75^{+0,40}_{-0,38}$	74	Камера Вильсона в пучке π (1,9 Бэв), космотрон	174
$3,05 \pm 0,35$	340	Пузырьковая водородная камера в пучке π^- (000), бэватрон	172
$2,63 \pm 0,21$	188	Камера Вильсона с пластинами в пучке π^- (1,8 Бэв), космотрон	171
$2,08^{+0,46}_{-0,31}$	61	Пузырьковая пропановая камера в пучке π^- (1,1 Бэв), космотрон	173
$2,95 \pm 0,4$	76	Пузырьковая камера в пучке медленных K^- (бэватрон)	175
$2,70 \pm 0,10$	1043	Среднее взвешенное	

Σ-гипероны

Существование заряженных Σ-гиперонов с распадами $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ и $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ было установлено экспериментально сравнительно давно при облучении эмульсии и камер Вильсона в космических лучах.

Однако только в последних экспериментах, осуществленных на ускорителях, удалось получить более подробные сведения относительно распадных свойств Σ^+ - и Σ^- -гиперонов.

Наиболее точные значения среднего времени жизни τ_Σ были получены при изучении Σ-гиперонов, рожденных в результате захвата K^- -мезонов в пузырьковых камерах и эмульсиях:

$$\tau_{\Sigma^+} = \left(0,95 \begin{smallmatrix} +0,34 \\ -0,20 \end{smallmatrix} \right) \cdot 10^{-10} \text{ сек}, \quad \tau_{\Sigma^-} = \left(1,67 \begin{smallmatrix} +0,40 \\ -0,38 \end{smallmatrix} \right) \cdot 10^{-10} \text{ сек}$$

(группа Глазера)¹⁷⁸,

$$\tau_{\Sigma^+} = (0,69 \pm 0,10) \cdot 10^{-10}; \quad \tau_{\Sigma^-} = (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-10} \text{ сек}$$

(группа Альвареца)⁹⁵

$$\tau_{\Sigma^+} = \left(0,89 \begin{smallmatrix} +0,14 \\ -0,10 \end{smallmatrix} \right) \text{ (Висконсинская группа) }^{177},$$

а также в работах объединенной Колумбийской, Пизанской и Болонской группы¹⁷⁹:

$$\tau_{\Sigma^-} = \left(1,89 \begin{smallmatrix} +0,33 \\ -0,25 \end{smallmatrix} \right) \cdot 10^{-10} \text{ сек}$$

(пузырьковая камера в пучке π^- -мезонов). Среднее взвешенное этих значений, приведенное в таблице I:

$$\tau_{\Sigma^+} = (0,79 \pm 0,10) \cdot 10^{-10} \text{ сек}, \quad \tau_{\Sigma^-} = \left(1,72 \begin{smallmatrix} +0,17 \\ -0,10 \end{smallmatrix} \right) \cdot 10^{-10} \text{ сек}.$$

Эмульсионные данные дают, как правило, меньшие значения τ_{Σ^-} . В связи с этим высказывались соображения о возможном существовании короткоживущего Σ^- -гиперона¹⁸⁰. Однако это обстоятельство вряд ли заслу-

живает серьезного обсуждения, поскольку упомянутые данные противоречивы и имеют небольшую точность.

С удовлетворительной точностью было измерено отношение вероятностей различных способов распада Σ^+ -гиперона, которое оказалось близким к 1

$$\alpha_{\Sigma^+} = \frac{w(\Sigma \rightarrow p + \pi^0)}{w(\Sigma \rightarrow n + \pi^+)} = \frac{136}{154} = 0,88 \pm 0,12^*).$$

Совсем недавно для относительной вероятности $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ и $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^0$ -распадов был получен еще более точный результат $R_{\Sigma^+} = 0,96 \pm 0,06$ ¹⁸⁰.

Заслуживает внимания необычный Σ^+ -распад, обнаруженный Экспонгом и Нилсоном в эмульсионной стопке, которая экспонировалась в K -мезонном пучке бэзатрона¹⁷⁹. Характерной особенностью этого распада является наличие электронно-позитронной пары, испущенной одновременно с протоном.

Наиболее естественным было бы считать эту электронно-позитронную пару результатом распада $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$, однако такая интерпретация вызывает затруднения с сохранением импульса.

В соответствии со схемой Гелл-Манна и Нисидзими, в рамках которой Σ -гиперон выступает как зарядовый триплет ($I = 1$), должен существовать нейтральный Σ^0 -гиперон, очень быстро ($\tau_{\Sigma^0} < 10^{-11}$ сек)^{**}), распадающийся на Λ^0 -частицы и γ -квант. Это последнее обстоятельство очень затрудняет прямое наблюдение Σ^0 -гиперона. Первые косвенные указания на существование Σ^0 -частицы были получены еще в ранних работах^{181, 182}, когда в двух случаях совместного рождения $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ обнаружилось нарушение закона сохранения импульса. Это кажущееся несохранение легко устранялось, если предположить, что имеет место рождение Σ^0 : $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0$ с последующим распадом $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$. Более определенные сведения относительно существования Σ^0 были получены в работе¹⁸³, в которой наблюдался непрерывный спектр Λ^0 -частиц, возникших в результате захвата остановившейся Σ^- -частицы протоном. Эти результаты находятся в хорошем согласии с предположением, что имеет место реакция $\Sigma^- + p \rightarrow n + \Sigma^0$, и противоречат

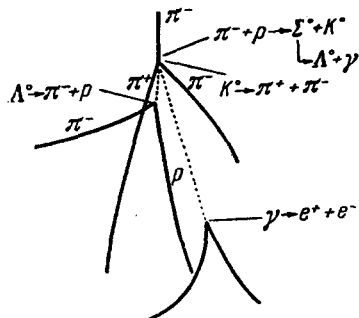


Рис. 18.

$\Sigma^- + p \rightarrow \Lambda^0 + n$, поскольку в последней реакции должны получаться моноэнергетические Λ^0 -частицы ($E_{\Lambda^0} \sim 37$ Мэв). И, наконец, недавно при облучении пропановой камеры в пучке π -мезонов было зарегистрировано три случая совместного рождения, когда из места взаимодействия π^- -мезона с нуклоном, помимо Λ^0 и K^0 , вылетает γ -квант, дающий электронно-позитронную пару¹⁸⁴ (схема рис. 18).

В^{138, 160, 185} сообщается о том, что зарегистрировано еще 12 подобных случаев. Анализ этих 15 случаев дает возможность с хорошей точностью определить энергию распада Σ^0 :

$$Q_{\Sigma^0} = 75,3 \begin{matrix} +0,9 \\ -1,4 \end{matrix} \text{ Мэв}$$

*) Суммарные данные из^{177, 178}.

**) Приведенная величина дает лишь предел экспериментальных возможностей при определении τ_{Σ^0} . Надо полагать, что τ_{Σ^0} значительно меньше ($\sim 10^{-20} \div 10^{-21}$ сек).

и массу Σ^0 :

$$m_{\Sigma^0} = 1190,5 \begin{smallmatrix} +0,9 \\ -1,4 \end{smallmatrix} \text{ Мэв.}$$

В одном из упомянутых случаев 185 Σ^0 -распада вместо γ -кванта испускается пара Далитца ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + e^-$). Изучение относительной вероятности такого аномального Σ^0 -распада представляет существенный интерес, так как дает сведения об относительной четности Λ^0 и Σ^0 -гиперонов 186 . Однако это требует богатого статистического экспериментального материала.

В последнее время были получены также точные значения массы и для заряженных Σ -гиперонов $m_{\Sigma^+} = (1189,5 \pm 0,3) \text{ Мэв}$, $m_{\Sigma^-} = (1196,5 \pm 0,4) \text{ Мэв}$ 188 и $\bar{m}_{\Sigma^+} = (1189,3 \pm 0,3) \text{ Мэв}$ и $\bar{m}_{\Sigma^-} = (1195,8 \pm 0,5) \text{ Мэв}$ 100 , а также $\bar{m}_{\Sigma^-} = (1196,7 \pm 0,6) \text{ Мэв}$ 187 .

В таблице 1 приводятся средние взвешенные этих результатов: $m_{\Sigma^+} = (1189,4 \pm 0,2)$ и $\bar{m}_{\Sigma^-} = (1196,4 \pm 0,3) \text{ Мэв}$. Как (неоднократно) указывалось $^{189, 190, 191}$, наблюдаемая разница в массах Σ^+ и Σ^- -гиперонов является результатом различия собственной электромагнитной энергии этих барионов, которая связана с аномальным магнитным моментом, подобно тому, как это имеет место в случае нуклона $^{192, 193}$. Используя соотношения, выведенные в 190 , и новейшие экспериментальные значения масс Σ^+ , Σ^0 , Σ^- -гиперонов, можно оценить магнитные моменты этих гиперонов, величины которых (в гиперонных магнетонах) приводятся ниже:

$$\begin{aligned} \mu_{\Sigma^+} &\simeq 1,5, & \mu_{\Sigma^-} &\sim 1 - 1,5, \text{ если } \mu_{\Sigma^0} > 0; \\ \mu_{\Sigma^+} &= (-8) - (-11), & \mu_{\Sigma^-} &= 5 - 8, \text{ если } \mu_{\Sigma^0} < 0. \end{aligned}$$

Каскадный Ξ -гиперон

Существование Ξ^- -гиперона можно считать экспериментально доказанным, хотя число наблюдаемых каскадных распадов $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \begin{smallmatrix} \pi^- \\ p + \pi^- \end{smallmatrix} (a)$ исчисляются пока единицами. До настоящего времени зарегистрировано всего 20 случаев*) $^{194-207}$; из них лишь 12 можно считать вполне достоверными, про остальные же можно сказать, что они хорошо согласуются с распадом (a). Большинство каскадных гиперонов зарегистрировано при облучении камер Вильсона в космических лучах, и лишь четыре в эмульсиях, причем в последних случаях распад Λ^0 не наблюдался и идентификация осуществлялась по характерной энергии Ξ^- -распада.

Наиболее ценные сведения относительно свойств Ξ^- -частиц приводятся в работе 207 , в которой проанализировано 6 достоверно зарегистрированных Ξ -гиперонов. Эти данные дают возможность сделать оценку относительной вероятности рождения Ξ^- , которая составляет по меньшей мере 20% от вероятности рождения Σ^- (при этом учитывались и те возможные случаи, когда распад Λ^0 -частицы, получившейся в результате Ξ^- -распада, происходит за пределами эффективного объема камеры). По-видимому, небольшое число зарегистрированных до сих пор случаев Ξ^- объясняется (помимо высокого энергетического

*) Это число включает два случая, зарегистрированных с помощью пузырьковой пропановой камеры, установленной в π^- -мезонном пучке ($E_{\pi^-} = 5,0 \pm 0,5 \text{ Бэв}$) бэватрона $^{205, 206}$.

порога рождения) еще и малой эффективностью регистрации двух последовательных распадов в камере не слишком больших размеров. Только в пяти ранее зарегистрированных случаях возможно очень грубое прямое измерение массы Ξ^- . Однако, поскольку достоверно определена схема распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$, в прямых измерениях нет необходимости, и масса Ξ^- может быть достаточно точно определена по энергии распада Q_{Ξ} . Среднее взвешенное по 18 случаям распадов Ξ^- дает: $Q_{\Xi} = (64,2 \pm 2,5) \text{ Мэв}$; $m_{\Xi} = (1319 \pm 3) \text{ Мэв}$. До последнего времени не удавалось сколько-нибудь точно измерить среднее время жизни Ξ^- .

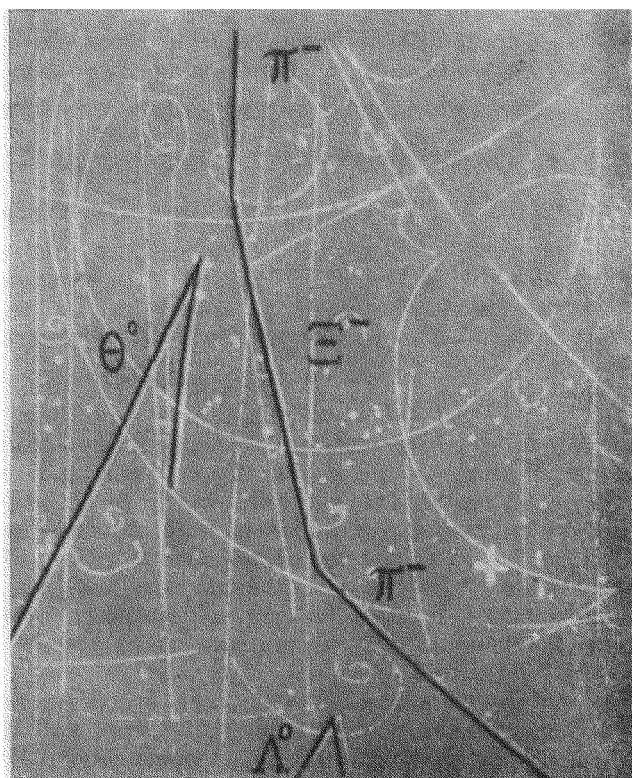


Рис. 19. Случай рождения и распада Ξ^- -гиперона в пузырьковой камере ²⁰⁶.

Это объясняется тем обстоятельством, что для полной идентификации Ξ^- необходимо видеть также Λ^0 -распад, а это как бы сокращает эффективные размеры, в пределах которых возможно измерение τ_{Ξ^-} . Лишь в работе ²⁰⁷ содержится оценка нижнего и верхнего пределов для τ_{Ξ^-} , сделанная по 7 проанализированным Ξ^- -распадам. Эта оценка дает для нижнего предела $\tau_{\Xi} = 4,6 \cdot 10^{-10} \text{ сек}^*$.

Оценка верхнего предела $\tau_{\Xi} < 2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ была сделана по числу K_1^0 -распадов, не сопровождающихся распадом Ξ^- . При этом предполагалось, что Ξ^- рождается с двумя K -мезонами. Эта последняя оценка весьма произвольна и очень груба и вряд ли заслуживает серьезного внимания. Несмотря на значительно больший фазовый объем до сих

*) Времена жизни Ξ^- -гиперонов, зарегистрированных на бэватроне ($1,1 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$ и $4,8 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$), не противоречат этим оценкам.

пор не был зарегистрирован распад $E^- \rightarrow n + \pi^- (I)$. Отсутствие подобного распада привело Гелл-Манна и Пайса к предположению, что для распадов, в которых участвуют сильно взаимодействующие частицы, существует правило отбора $|\Delta S| = 1$, запрещающее распады (типа 1) с изменением «странности» на две единицы. Это правило отбора требует, чтобы странность E^- -гиперона была $S_E = -2$, так как продукты его распада Λ^0 и π^- имеют суммарную «странность» -1^*). Принимая во внимание известное соотношение

$$Q = I_3 + \frac{N}{2} + \frac{S}{2}$$

(где Q — заряд, I_3 — третья компонента изотоп-спина, N — число барионов, минус число антибарионов) и, подставляя $S_E = -2$, можно определить $I_3 = -\frac{1}{2}$. Отсюда следует, что при этих предположениях E^- -гиперон является зарядовым дублетом, т. е. наряду с $E^- (I_3 = -\frac{1}{2})$

должен существовать $E^0 (I_3 = +\frac{1}{2})^{**}$. Преимущественным распадом этой гипотетической частицы является, по-видимому, трудно наблюдаемый распад $E^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$. В связи с возможным существованием E^0 -частицы следует обратить внимание на заметное различие времени жизни Λ^0 , регистрируемых в космических лучах $\tau_{\Lambda^0} = (3,5^{+0,3}_{-0,2}) \cdot 10^{-10}$ сек и Λ^0 -частиц, искусственно получаемых на ускорителях ($\tau_{\Lambda^0} = (2,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-10}$ сек). В первом случае, помимо Λ^0 , рожденных непосредственно в первичном акте, могут быть зарегистрированы Λ^0 , возникшие в результате ненаблюдаемого распада $E^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$. Первичное взаимодействие, в котором рождаются гипероны, при этом, как правило, не наблюдается, поэтому различить эти два сорта Λ^0 -частиц не представляется возможным. Это обстоятельство должно привести к кажущемуся увеличению измеряемого τ_{Λ^0} по сравнению с действительным, причем это увеличение зависит от соотношения вероятности рождения с последующим распадом E^0 - и Λ^0 -частиц (подробней см. ²⁰⁸).

В то же время на ускорителях экспериментаторы имели до сих пор дело с «чистыми» в этом смысле Λ^0 -частицами, так как E^0 -гиперон не мог быть рожден по энергетическим соображениям.

Отмеченный факт может свидетельствовать в пользу существования E^0 , хотя, разумеется, возможность какой-нибудь систематической ошибки в данном случае не может быть исключена.

Единственным прямым экспериментальным указанием в пользу существования E^0 -гиперона является случай, полученный недавно при экспонировании камеры Вильсона в космических лучах на Пик-дю-Миди ²⁰⁹. На фотографии (см. рис. 20) помимо Λ^0 -частицы вида элек-

*) В пользу $S = -2$, казалось бы, говорит наблюдаемый случай рождения E^- с двумя K^0 -мезонами ²⁰³.

Однако этот факт не следует переоценивать, поскольку: во-первых, нет доказательств, что оба мезона K^0 , а не \bar{K}^0 , во-вторых, известны случаи кажущегося нарушения странности, когда K^0 -мезоны распадаются, по-видимому, за пределами камеры или претерпевают нейтральный распад (например, случай рождения E^- с одним K^0 -мезоном и вообще без K -мезонов ^{204, 205, 206}).

**) В рамках схемы Гелл-Манна и Нисидзимы существует в принципе еще одна возможность: приписать E изотоп-спин $I=0$, что ведет к изотопическому синглету с $S=-3$. В этом случае можно было бы видоизменить правило отбора: считать разрешенными распады с $|\Delta S|=1, 2$ и запрещенными $|\Delta S|=3$.

тронно-позитронная пара, испущенная из точки предполагаемого Ξ^0 -распада. Авторы считают ее результатом распада $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$. В сообщении отсутствуют какие-либо подробности, и поэтому неясно, каким образом удалось исключить, например, возможность $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + e^-$ -распада или возможность совместного рождения Λ^0 и K^0 с последующим распадом $K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$.

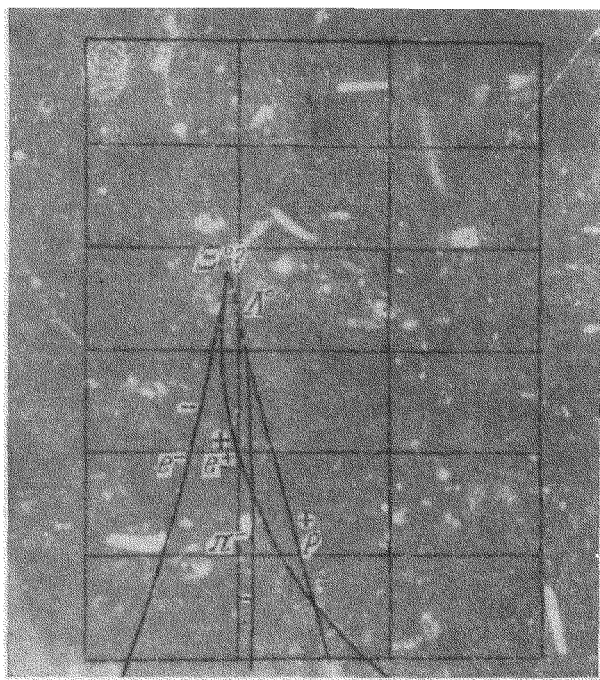


Рис. 20.

Каскадный гиперон является наиболее экзотическим и в то же время наименее изученным из всех гиперонов, поэтому дальнейшее изучение его свойств представляет исключительный интерес. Помимо исследования обычных распадных свойств Ξ^- , важные сведения может дать также исследование характера взаимодействия каскадного гиперона с веществом²¹⁰. Так, если «странность» Ξ^- -частицы действительно (-2), то при захвате каскадного гиперона протоном ядра может иметь место реакция $\Xi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda^0^*$). При этом имеется определенная вероятность того, что оба Λ^0 будут захвачены ядром, а энергия возбуждения (~ 30 Мэв) высветится в виде γ -квантов и нуклонов. Изучение такого «двойного» гиперядра предоставляет редкую возможность получить какие-то сведения о Λ^0 - Λ^0 -взаимодействии.

И, наконец, изучение Ξ^- -распада даст один из немногих реально осуществимых способов проверки сохранения $CP(T)$ -инвариантности в слабых взаимодействиях²¹².

*) Согласно модели М. А. Маркова²¹¹, в которой гипероны рассматриваются как возбужденные состояния нуклона, а «странность» характеризует степень этого возбуждения, вероятность такого процесса ничтожно мала.

Спин гиперонов

Известно, что в свое время в ряде работ^{213, 214} была обнаружена сильная корреляция между плоскостями рождения и распада Λ^0 -частицы, что свидетельствовало о том, что спин Λ^0 больше $1/2$. Дальнейшее изучение угловых распределений одного из продуктов распада гиперонов относительно направления π^- -мезона, вызывающего рождение, не подтвердило полученных ранее экспериментальных данных^{115, 116, 177, 215, 216, 217}. Как было указано в²¹⁹, наилучшим образом интерпретируемые результаты получаются, если ограничиться анализом только случаев рождения гиперонов под углами, близкими к 0° и 180° . В этих случаях преобладающей во взаимодействии является S-волна, что в значительной степени

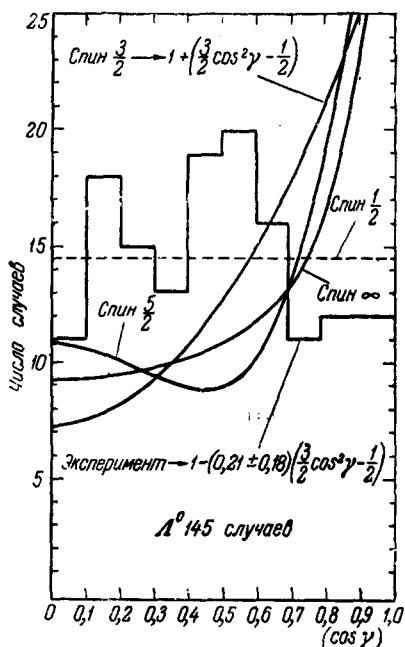


Рис. 21.

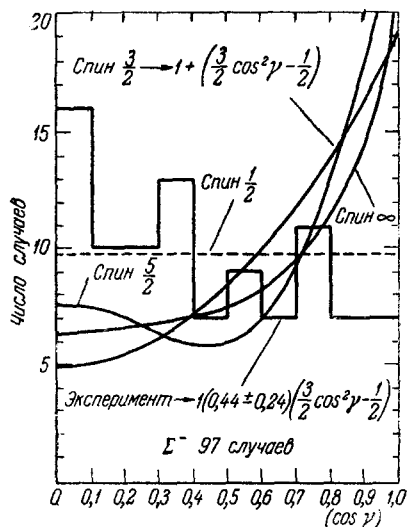


Рис. 22.

упрощает анализ и делает его однозначным. Подобный анализ был осуществлен в²¹⁵; результаты его приводятся на рис. 21 и 22. Как видно из сравнения экспериментальных данных с угловыми распределениями, рассчитанными для различных значений спина, наилучшее согласие получается, если положить для Λ^0 и Σ^- спин $1/2$. Для спина $3/2$ имеет место расхождение в 6—7 стандартных ошибок, а для больших значений спина это расхождение еще больше.

При исследовании углового распределения распадов Σ^- , рожденных в реакции $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$ ¹⁷⁷, также не было обнаружено ранее замеченной асимметрии, что опять-таки свидетельствует о спине $1/2$ ⁹⁵. Измерение отношения числа безмезонных распадов к числу мезонных распадов гиперфрагментов (q) может в принципе также дать сведения о спине Λ^0 ²²⁰. Последние данные хорошо согласуются с $\sigma_{\Lambda^0} = 1/2$, хотя при анализе возникают некоторые затруднения с интерпретацией безмезонных распадов²²¹. Дополнительный теоретический анализ, сделанный в предположении сильного несохранения четности при Λ^0 -распаде (что и имеет место в действительности), показал, что экспериментальное значение q можно согласовать с рассчитанным только

при $\sigma_{\Lambda^0} = 1/2$ ²²². Более общее рассмотрение соотношения величины спина и степени несохранения четности было осуществлено Ли и Янгом²²³, которые показали, что из наблюдаемой экспериментально большой асимметрии «вверх — вниз» в распаде Λ^0 -частицы следует $\sigma_{\Lambda^0} = 1/2$.

Таким образом, все полученные за последние два года экспериментальные данные свидетельствуют в пользу $\sigma_{\Lambda^0} = 1/2$. В этой связи вызывает некоторое недоумение наблюдаемая в одной из недавних работ²¹⁸ асимметрия в угловом распределении Λ^0 -распада, указывающая на то, что спин Λ^0 -частицы $3/2$. Следует отметить, однако, недостаточную статистическую обеспеченность наблюдаемой асимметрии (проанализировано 28 случаев совместного рождения $\Lambda^0 + K^0$).

Авторы, по-видимому, и сами не доверяют полученному ими результату, поскольку для анализа углового распределения K^0 -распадов они используют значение спина Λ^0 , равного $1/2$. При этом они получили в соответствии с другими экспериментальными данными для спина K^0 -мезона значение $\sigma_{K^0} = 0$. В то же время, если принять $\sigma_{\Lambda^0} = 3/2$, полученное угловое распределение для K^0 оказывается несовместимым со значением $\sigma_{K^0} = 0$. Все это вместе взятое заставляет относиться к этим данным о спине Λ^0 с некоторой осторожностью. Что же касается спинов Σ^0 и Σ^+ , то имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные, несмотря на свою бедность, вполне совместимы с предположением, что спины $\Sigma^+ \Sigma^0$ -гиперонов (так же, как и спин Σ^-) равны $1/2$. Как указал Гатто²²⁴, полный анализ углового распределения π^- -мезона от распада Ξ^- может дать сведения о спине каскадного гиперона. Однако число зарегистрированных случаев Ξ^- -распадов слишком мало, чтобы можно было сделать какие-либо определенные выводы о спине Ξ^- . Пока нет никаких оснований считать спин Ξ^- отличным от $1/2$.

Лептонные распады гиперонов

Вопрос о возможности существования лептонных распадов гиперонов уже давно занимает как теоретиков, так и экспериментаторов. Интерес к этому вопросу еще больше возрос в связи с успехами универсального $V - A$ -взаимодействия. Это вполне естественно: « $V - A$ -теория» предсказывает вполне определенные вероятности для лептонных распадов гиперонов, и сравнение этих предсказаний с экспериментом является критерием применимости этой теории к распадным взаимодействиям гиперонов. Наиболее тщательные поиски лептонных распадов гиперонов были осуществлены в совместной работе Колумбийской и Пизанской камерных групп²²⁵. Анализ 270 Λ^0 -распадов и 84 Σ^- -распадов, зарегистрированных в пузырьковых камерах, показал, что ни в одном из них не имело место испускание лептонов. В таблице VIII (стр. 276) приведены вероятности различных лептонных распадов, рассчитанные на основании « $V - A$ -теории», и чувствительность эксперимента, соответствующая одному (уже ненаблюдаемому случаю).

Сравнение этих двух величин показывает, что если бы вероятность появления лептонных распадов соответствовала предсказаниям « $V - A$ -теории», то такие распады уже должны были бы наблюдаться.

Безуспешными оказались также поиски лептонных распадов гиперонов и в ряде других работ^{161, 226, 230}, в том числе и среди распадов долгоживущих нейтральных частиц¹³⁴. К настоящему времени

Таблица VIII

Вид распада	Вероятность распада согласно «V—A-теории»	Чувствительность эксперимента
$\Lambda^0 \rightarrow P + e^- + \bar{\nu}$	$5,3 \times 10^7$	$1,1 \times 10^7$
$\Lambda^0 \rightarrow P + \mu^- + \bar{\nu}$	$1,3 \times 10^7$	$1,1 \times 10^7$
$\Lambda^0 \rightarrow P + 2 \text{ лептона}$	$6,6 \times 10^7$	$1,1 \times 10^7$
$\Sigma^- \rightarrow N + e^- + \bar{\nu}$	29×10^7	$9,4 \times 10^7$
$\Sigma^- \rightarrow N + \mu^- + \bar{\nu}$	14×10^7	$9,4 \times 10^7$
$\Sigma^- \rightarrow N + 2 \text{ лептона}$	43×10^7	$9,4 \times 10^7$

проанализировано в общей сложности около 1500 распадов свободных и связанных гиперонов и не обнаружено ни одного лептонного распада *).

И хотя окончательные выводы делать пока еще рано, отмеченный факт следует рассматривать как серьезное затруднение «V—A-теории» в применении к распадам гиперона (во всяком случае в ее теперешнем виде).

В настоящее время предпринимаются попытки как-то обойти это затруднение (см., например, ¹²⁰). В этой же работе приводятся оценки нижних пределов вероятности лептонных распадов гиперонов, сделанные в предположении, что прямое барионно-лептонное взаимодействие в данном случае отсутствует, а распад происходит через $N\Lambda K$ -взаимодействие с последующим распадом виртуального K -мезона. Эти оценки дают:

$$\frac{\omega(\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu})}{\omega(\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-)} \gtrsim 3 \cdot 10^{-4},$$

$$\frac{\omega(\Lambda^0 \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu})}{\omega(\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-)} \gtrsim 5 \cdot 10^{-5}.$$

В результате дальнейших исследований при тщательном анализе 1529 Λ^0 -распадов было обнаружено 2 лептонных распада типа $\Lambda^0 \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ (вместо 24 случаев, предсказываемых «V—A-теорией»). ^{292, 293}

Несохранение четности [при распаде гиперонов

В опытах, проведенных в Колумбийском университете ^{10, 11}, показано несохранение четности лишь для распадов с участием нейтрино, которое многие считали ответственным на этот эффект ^{126, 232, 233}. Поэтому значительный интерес представляла экспериментальная проверка несохранения четности в безнейтринных распадах, например в распадах гиперона. На принципиальную возможность проверить, сохраняется ли четность в гиперонных распадах, было впервые указано Ли и Янгом ¹⁴. В дальнейшем эта возможность разбиралась в ряде теоретических работ ^{234–237}. Недавно появились экспериментальные работы, в которых в соответствии с предложениями Ли, Штейнбергера и др. ²³⁸ были изучены корреляции между углами рождения и распада в процессах:

$$1) \pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-,$$

$$2) \pi^- + p \rightarrow K^0 + \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-.$$

*) Если не считать довольно сомнительного случая, опубликованного в ²³¹.

Основные результаты этих экспериментов сводятся к следующему:

1) Обнаружена значительная асимметрия «вверх—вниз» в распаде поляризованных при рождении Λ^0 -частиц, что указывает на несохранение четности. Среднее взвешенное (по результатам 3 работ²³⁹⁻²⁴¹) значение асимметрии

$$\bar{P}\alpha_{\Lambda^0} = \frac{N_{\text{вверх}} - N_{\text{вниз}}}{\frac{1}{2}(N_{\text{вверх}} + N_{\text{вниз}})} = 0,52 \pm 0,10,$$

где $N_{\text{вверх}}$ и $N_{\text{вниз}}$ — число π^- -мезонов распада, испущенных соответственно вверх или вниз относительно плоскости рождения, \bar{P} — усредненная по всем углам вылета поляризация Λ^0 при рождении, а α — степень асимметрии, связанной с несохранением четности. Имеется возможность оценить верхний предел поляризации \bar{P} , если учесть угловое распределение Λ^0 -частиц при рождении. Принимая во внимание лишь S - и P -волны и используя данные Адэра²⁴² по анизотропии «вперед—назад» при рождении Λ^0 -частицы ($2,9 \pm 0,4$) можно получить верхний предел для поляризации: $\bar{P} \leq 0,78 \pm 0,03$. Отсюда, учитывая экспериментальное значение \bar{P} , появляется возможность определить нижний предел $\alpha_{\Lambda^0} \geq 0,67 \pm 0,13^*$). Вероятность того, что наблюдаемый эффект является результатом статистических флуктуаций, равна $\sim 10^{-5}$.

2) Полученный результат свидетельствует также о том, что при Λ^0 -распаде не сохраняется не только четность (P), но и инвариантность к зарядовому сопряжению (C).

Для того чтобы это показать, Гатто²⁴³ воспользовался теоремой Ли, Эме и Янга¹³⁰, согласно которой в случае сохранения C не может возникнуть асимметрия, связанная с псевдоскаляром $\sigma_{\Lambda^0} \times p_{\pi}$, если пренебречь взаимодействием в конечном состоянии. Гатто вычислил максимально допустимую при сохранении C асимметрию, вызванную взаимодействием продуктов распада Λ^0 -протона и π^- -мезона, которая оказалась $\alpha \leq 0,18 \pm 0,02$. Очевидно, что эта величина несовместима с экспериментальным значением $\bar{P}\alpha = 0,52 \pm 0,10$, так как \bar{P} не может быть больше единицы. Отсюда следует несохранение инвариантности к зарядовому сопряжению (C) при распаде Λ^0 -частицы.

3) Анализ 287 случаев не обнаружил заметной асимметрии, связанной с несохранением четности при распаде Σ^- -гиперона. Этот результат представляется довольно странным, если учесть значительную асимметрию при Λ^0 -распаде, однако это может быть вызвано отсутствием поляризации при рождении Σ^- **).

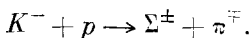
Необходимо также иметь в виду, что степень поляризации P зависит от угла вылета (θ) рожденного гиперона и может иметь противоположные знаки в разных интервалах угла θ , так что в результате усреднения $P(\theta)$ по всем θ может оказаться, что $\bar{P} \sim 0$. Поэтому в дальнейшем представляет интерес измерение анизотропии отдельно для различных угловых интервалов.

*) В недавних опытах на бэватроне (пузырьковая камера в пучке π^- -мезонов для нижнего предела коэффициента асимметрии была получена величина: $\alpha_{\Lambda^0} \geq 0,73 \pm 0,14$ (при этом предполагалось, что $\bar{P} \leq 1$)¹⁶⁰.

**) Интересные возможности как-то «узаконить» разницу в степени асимметрии в Λ - и Σ -распадах рассмотрены в ^{244, 245}.

4) Проведен анализ углового распределения 114 распадов Λ^0 -частиц, являющихся продуктом Σ^0 -распада, с целью установить несохранение четности в распадном взаимодействии Σ^0 -гиперона. При этом не было обнаружено анизотропии, выходящей за пределы ошибки $(\bar{P}\alpha_{\Sigma^0} = 0,17 \pm 0,17)^{160}$. Однако в данном случае нельзя было ожидать значительного эффекта, поскольку распадная Λ^0 -частица сохраняет лишь $1/3$ первоначальной поляризации Σ^0 -гиперона.

Некоторые сведения относительно асимметрии «вверх — вниз» в Σ -распадах были получены также с помощью фотоэмульсий, в которых наблюдались распады Σ^\pm -гиперонов, полученных в реакции



В соответствии с данными камерных групп не было обнаружено анизотропии при Σ^- -распаде. В то же время для распадов $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ и $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ наблюдалась заметная анизотропия $\bar{P}\alpha_{\Sigma^+(0)} = 0,36 \pm 0,21$ и $\bar{P}\alpha_{\Sigma^+} = 0,37 \pm 0,19$ соответственно^{247, 248}. Однако относительная точность этих измерений оставляет желать лучшего*).

Ли и Янг обратили внимание на тот факт, что возникший в результате Λ^0 -распада протон должен обладать в системе покоя Λ^0 продольной поляризацией, равной коэффициенту асимметрии α^{250} .

При распаде Λ^0 -частицы на лету у распадного протона появляется поперечная составляющая поляризации, которая может быть обнаружена при рассеянии по асимметрии «вправо — влево».

По величине этой асимметрии, зная импульс и угол вылета протона, можно вычислить первоначальную продольную поляризацию, т. е. α_{Λ^0} .

Таким образом, имеется возможность измерить коэффициент асимметрии Λ^0 -распада непосредственно, не делая никаких оценок степени поляризации Λ^0 -частицы при рождении. Кроме того, этот метод позволяет определить знак асимметрии, что нельзя сделать, измеряя $\bar{P}\alpha$, из-за отсутствия сведений о знаке поляризации.

В настоящее время уже появились первые результаты опытов, в которых используется этот метод^{249, 260}. Так, в камере Вильсона с пластинами наблюдалось 54 случая рассеяния протонов от распада Λ^0 -частиц²⁴⁹. На основании этих данных был определен¹⁷⁴ коэффициент асимметрии $\alpha_{\Lambda^0} = -\left(0,85^{+0,15}_{-0,21}\right)^{**}$. Вероятность того, что измеренный в этом эксперименте коэффициент имеет противоположный знак (т. е. «+») равна $\frac{\omega(\alpha > 0)}{\omega(\alpha < 0)} = \frac{1}{24}$.

*) Совсем недавно были получены более точные значения анизотропии при Σ^\pm -распадах¹⁸⁰

$$\bar{P}\alpha(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0) = + (0,70 \pm 0,30),$$

$$\bar{P}\alpha(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+) = + (0,02 \pm 0,07),$$

$$\bar{P}\alpha(\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-) = + (0,02 \pm 0,05).$$

В этой работе отбирались Σ -гипероны, вылетевшие при рождении в определенном интервале углов $\theta (45^\circ < \theta_{\text{ц.м.}} < 90^\circ)$. Экспериментальные подробности пока неизвестны, поэтому трудно оценить степень достоверности этих результатов.

**) С точки зрения продольной поляризации распадного протона знак «—» у коэффициента α означает, что протон имеет отрицательную «закрученность», т. е. его спин направлен против направления его движения.

Однако согласно предварительным результатам Берклиевской группы (21 случай рассеяния распадных протонов в пузырьковой пропановой камере) предпочтительнее оказывается ¹⁶⁰

$$\alpha_{\Delta^0} > 0 \left[\frac{\omega(\alpha > 0)}{\omega(\alpha < 0)} = 9,5:1 \right].$$

Неоднократно отмечалось, что изучение асимметрии, связанной с несохранением четности при распаде гиперонов, может дать сведения о характере их распадного взаимодействия ^{236, 252, 253}.

Приведенные выше экспериментальные данные относительно коэффициента асимметрии при Λ^0 -распаде находятся в хорошем согласии (по крайней мере по величине) с предсказаниями « $V-A$ теории» ($\alpha_{\Delta^0} = -0,88$) ^{238, 252}. Что же касается знака асимметрии, то тут, как уже упоминалось, имеют место противоречивые экспериментальные данные, которые не позволяют пока сделать однозначных выводов.

Асимметрия при распадах Σ -гиперонов пока еще изучена слишком плохо для того, чтобы можно было провести подобное сравнение с теорией, да и выводы самой теории в данном случае менее однозначны. Тем не менее существующие данные исключают скалярный и псевдоскалярный варианты взаимодействия, если предположить инвариантность распадного взаимодействия гиперонов к обращению времени и при условии равенства констант у членов, сохраняющих и несохраняющих четность (так называемый закон «один к одному»^{*}).

Следует упомянуть, наконец, что « $V-A$ -теория» предсказывает значительный по величине коэффициент асимметрии в распаде Ξ^- -гиперона ($\alpha_{\Xi^-} = -0,96$), что также в принципе может быть проведено экспериментально.

Антигипероны

В настоящее время можно считать, что разделение всех частиц на частицы и античастицы — одна из общих закономерностей природы. Поэтому почти ни у кого не возникает сомнений в том, что гипероны, как и все другие фермионы, имеют сопряженные с ними античастицы.

Однако обнаружение антигиперонов представляет значительные трудности, связанные с высокими энергетическими порогами рождения этих частиц ^{**}). Предпочтительней, по-видимому, использовать для генерации антигиперонов не первичный пучок ускоренных протонов, а пучки вторичных частиц ($\pi-K$ -мезонов, антипротонов), при взаимодействии которых пороги рождения антигиперонов заметно ниже. Тем не менее получение достаточно интенсивных пучков вторичных частиц с достаточно высокой энергией, необходимых для осуществления такого редкого процесса, как рождение антигиперона, само по себе представляет серьезную проблему.

^{*}) Оба эти условия, по-видимому, выполняются при β -распаде, однако применимость их к распадам гиперонов, строго говоря, подлежит экспериментальной проверке.

^{**}) Рождение $\tilde{\Lambda}$ и $\tilde{\Sigma}$ -гиперонов непосредственно в нуклон-нуклонных соударениях находится на пределе энергетических возможностей бэватрона, а получение всех предсказываемых антигиперонов (в том числе и $\tilde{\Xi}$) в реакциях подобного типа возможно в настоящее время лишь на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований.

До настоящего времени зарегистрирован всего лишь один случай, который может быть интерпретирован как распад антигиперона 255 . В эмульсионной стопке, облученной в π^- -мезонном пучке бэватрона ($E_{\pi^-} = 4,6 \pm 0,3 \text{ Бэв}$), был обнаружен случай распада анти Λ^0 -частицы, рожденной, по-видимому, в реакции типа

$$\pi^- + p \rightarrow \tilde{\Lambda}^0 + \Lambda^0 + n.$$

На рис. 23 виден распад нейтральной частицы на две заряженные — одна из которых претерпевает характерный для π^+ -мезона $\pi \rightarrow \mu + e$ -распад, а другая частица дает многолучевую звезду с большим энергосодержанием (видимая энергия 783 Мэв) и почти наверняка является антипротоном, проаннигилировавшим на лету. Измерение

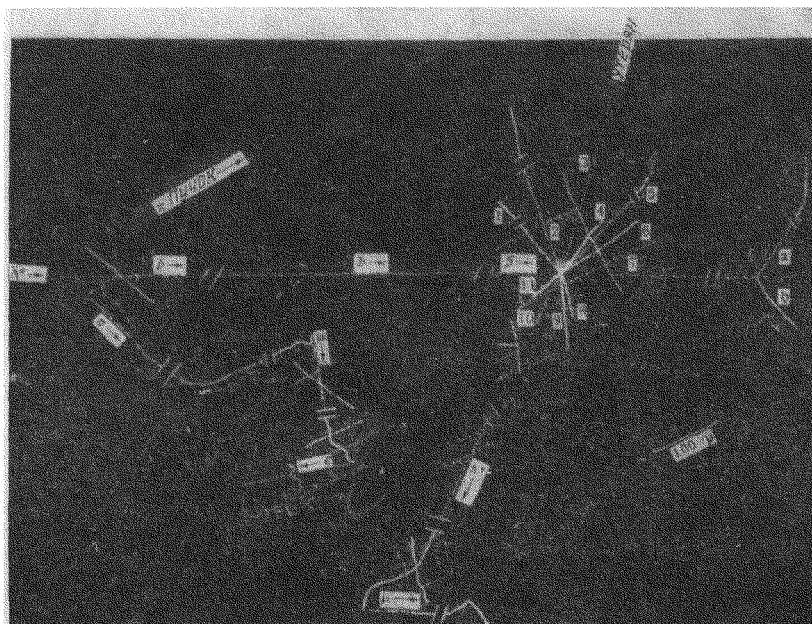


Рис. 23.

угла разлета и энергии этих обеих частиц дало возможность определить энергию распада $Q = \left(35^{+2,6}_{-0,9} \right) \text{ Мэв}$, которая оказалась совпадающей в пределах ошибок с энергией распада Λ^0 -частицы. Таким образом, есть все основания считать этот случай распадом $\tilde{\Lambda}^0$ -частицы, хотя возможность одновременного рождения \tilde{p} и π^+ в результате взаимодействия какой-либо нейтральной частицы с нейтроном в принципе не может быть исключена.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ПРАВИЛА ОТБОРА $|\Delta I| = 1/2$

Отсутствие распада $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$, энергетически более выгодного, чем наблюдаемый $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$, может означать, что в слабых взаимодействиях, в которых участвуют сильно взаимодействующие частицы, «странность» может измениться только на единицу ($|\Delta S| = 1$) или

$|\Delta I_3| = 1^*)$. Это обстоятельство было отмечено Гелл-Манном и Пайсом, которые обобщили это правило отбора, предположив, что в слабых взаимодействиях подобного типа имеет место также $|\Delta I| = 1/2$. Это предположение влечет за собой ряд следствий, которые могут быть проверены экспериментально.

1) Правило отбора $|\Delta I| = 1/2$ запрещает распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, в то же время $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ -распад оказывается разрешенным**) ²⁵⁷. Таким образом, в рамках этого правила отбора находит объяснение большая разница в вероятностях этих распадов, обнаруженная экспериментально.

2) С другой стороны, оцененная из опыта относительная вероятность нейтрального распада K^0 -мезона

$$R_{K_{2\pi^0}} = \frac{\omega(K_1^0 \rightarrow 2\pi^0)}{\omega(K_1^0 \rightarrow 2\pi)} = 0,14 \pm 0,06^{***})$$

находится в заметном противоречии с правилом отбора $|\Delta I| = 1/2$, согласно которому $R_{K_{2\pi^0}} = 1/3$ ²⁵⁹. Для того чтобы удовлетворить экспериментальному значению $R_{K_{2\pi^0}}$, надо привлекать также переходы $\Delta I = 3/2$. Очевидно, однако, что точность этого измерения очень невелика, для того чтобы делать какие-либо далеко идущие выводы.

Для экспериментального значения

$$R_{K_{2\pi^\pm}} = \frac{\omega(K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-)}{\omega(K_1^0 + K_2^0)} = 0,39 \pm 0,03$$

(среднее взвешенное по 1069 случаям, зарегистрированным различными камерными группами) согласие с правилом $\Delta I = 1/2$, которое требует $R_{K_{2\pi^\pm}} = 1/3$, — несколько лучше.

3) В соответствии с правилом $|\Delta I| = 1/2$ должно иметь место следующее соотношение между вероятностями $K_{3\pi}^+$ и $K_{3\pi}$ распадов ^{260, 261}:

$$R_{K_{3\pi}} = \frac{\omega(\pi^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^0)}{\omega(\pi^+ + \pi^+ + \pi^-)} = \frac{1}{4} \cdot 1,295 = 0,325^{****}).$$

Это соотношение справедливо при условии симметричности волновой функции 3π -мезонов относительно перестановки импульсов π -мезонов, что, по-видимому, соответствует действительности ^{257, 260}. Эксперимент дает значение $R_{K_{3\pi}} = 0,32 \pm 0,08$, хорошо согласующееся с приведенным выше ¹¹.

4) Из правила $|\Delta I| = 1/2$ следует, что вероятности 3π -распадов K^+ и K^0 должны быть одного порядка ($\tau \sim 10^{-7}$ сек) при условии, что

*) Строго говоря, это рассуждение справедливо, если $S_3 = -2$, однако в принципе возможность $S_3 = -3$ не может быть исключена в настоящее время.

**) При этом в соответствии с экспериментом предполагается, что спин K -мезонов равен 0 (четный).

***) Другие экспериментальные оценки R_{K^0} (см. стр. 257) дают еще меньшие значения.

****) Коэффициент 1,295 — поправка на различный фазовый объем этих распадов.

преобладающим состоянием 3π является $I=1^*$). Из этого правила отбора вытекают также и другие следствия относительно распада долгоживущей K^0 -компоненты, а именно:

$$R_{K_{3\pi}^0} = \frac{\omega(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)}{\omega(K_2^0)} = 0,2, \quad (a)$$

$$R_{K_{3\pi^0}^0} = \frac{\omega(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{\omega(K_2^0)} = 0,3 \quad (б)$$

(если преобладающим является состояние с $I=1$)^{141, 260}. Существующие экспериментальные данные не противоречат количественным оценкам для $R_{K_{3\pi}^0}$ (а), хотя вследствие малого числа зарегистрированных случаев пока нельзя говорить о каком-то согласии. Что же касается величины $R_{K_{3\pi^0}^0}$ (б), то о ней вообще ничего нельзя сказать, поскольку $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ -распад обнаружен еще не был.

5) Правила отбора $|\Delta I| = 1/2$ требуют, чтобы относительная вероятность заряженного распада Λ^0 была

$$R_{\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-} = \frac{\omega(\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-)}{\omega(\Lambda^0)} = \frac{2}{3} **).$$

что находится в хорошем согласии с экспериментом ($R_{\Lambda^0} = 0,63 \pm 0,03$)¹⁶⁰.

6) Значительно более сложной в отношении правила $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ оказалась ситуация распадом Σ -гиперона. Поначалу казалось, что экспериментальные значения

$$R_{\Sigma^+} = \frac{\omega(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0)}{\omega(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+)} = 0,88 \pm 0,12$$

и $r = \tau_{\Sigma^-}/\tau_{\Sigma^+} = 2,2$ несовместимы, если принять правило отбора $|\Delta I| = 1/2$ ^{261, 262}. Включение произвольных членов, учитывающих несохранение четности, значительно расширило пределы возможных значений R_{Σ} и r так, что оказалось возможным удовлетворить правилу $|\Delta I| = 1/2$ ^{263, 264}.

Однако при этом следует предположить определенную степень несохранения четности при Σ -распадах^{265, 266, 267}.

Как уже упоминалось (см. стр. 277), экспериментальные данные на этот счет весьма неопределенны: в Σ^- -распадах не было обнаружено сколько-нибудь заметной анизотропии, в то же время получены некоторые указания на существование анизотропии в распадах Σ^+ -гиперона. И в том и в другом случае нельзя ничего сказать о коэффициентах асимметрии, так как степень поляризации неизвестна. Для того чтобы избежать необходимости оценки поляризации P для проверки правила отбора $\Delta I = 1/2$, следует использовать соотношения, которые включают отношения величин анизотропии (P_α), измеренной для различных Σ -распадов в одних и тех же условиях²⁶⁸. Использование подобных соотношений показывает, что существующие экспериментальные данные (правда, пока еще весьма бедные) не противоречат явным образом правилу отбора $\Delta I = 1/2$ ^{269, 270}.

*) Экспериментально найденное соотношение $K'_{3\pi}/K_{3\pi}$ показывает, что это, по-видимому, так.

**) Следует заметить, что подобный результат можно также получить при определенным образом подобранной комбинации переходов $|\Delta I| = 1/2$ и $|\Delta I| = 3/2$.

7) Анализ изотопических отношений, реализуемых при распаде E^- и E^0 -гиперонов в предположении, что имеет место чистый $\Delta I = 1/2$ -переход, дает для отношения среднего времени жизни этих гиперонов величину $\tau_E - / \tau_{E^0} = 1/2$ (в случае $\Delta I = 3/2$ это отношение равно $\tau_E - / \tau_{E^0} = 2$)²⁶¹. Это отношение пока не может быть проверено из-за отсутствия экспериментальных данных.

8) Если распространить правило отбора $\Delta I = 1/2$ на распадные взаимодействия, включающие лептоны, как было сделано в²⁷¹, возникает ряд следствий, которые могут быть проверены экспериментально:

$$\begin{aligned} \omega(K_1^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu) &= \omega(K_2^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu) = \\ &= 2\omega(K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu) = 6,6 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}, \\ \omega(K_1^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu) &= \omega(K_2^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu) = \\ &= 2\omega(K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu) = 8,4 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}. \end{aligned}$$

Принимая во внимание эти соотношения, легко показать, что если бы $K^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\pm + \nu$ и $K^0 \rightarrow \pi^\mp + e^\pm + \nu$ являлись единственно возможными способами распада K_2^0 -мезона, то его время жизни должно было бы быть $\tau_{K^0} = 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$. Однако поскольку прочие распады K_2^0 -частицы составляют не более 20%²⁷⁹, предсказываемое время жизни K_2^0 несколько меньше ($\tau_{K_2^0} = 5 \div 6 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$). Эта величина не противоречит явным образом экспериментальному значению ($\tau_{K_2^0} = (9 \pm 3) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$). Для более основательных утверждений необходимы более точные измерения времени жизни K_2^0 -мезона и относительной вероятности различных способов его распада.

Таким образом, несмотря на значительное число экспериментов, свидетельствующих в пользу правила отбора $|\Delta I| = 1/2$, на основании существующего экспериментального материала пока трудно сделать однозначный вывод о том, что распадное взаимодействие преобразуется в изотопическом пространстве как сферический тензор ранга $1/2$. Следует упомянуть также, что правило отбора $\Delta T = 1/2$ носит пока чисто феноменологический характер. Представляет определенный интерес обосновать его теоретически. В этом направлении уже предпринимаются первые шаги^{273, 274}.

«НОВЫЕ» ЧАСТИЦЫ

Время от времени в литературе появляются сообщения о существовании новых частиц, отличных от известных до сих пор мезонов и гиперонов.

Значительный интерес вызвало обнаружение в космических лучах частицы с массой $\sim 550 m_e (540 \pm 35)$ ²⁷⁵. Было зарегистрировано 11 таких частиц, в подавляющем большинстве (9) отрицательных по знаку, которые останавливались в камере Вильсона, не давая при этом никаких вторичных частиц. Обращает на себя внимание тот факт, что эти частицы не являются результатом взаимодействия внутри камеры или над ней, а попали в камеру, по-видимому, извне. Это позволяет предполагать, что обнаруженные частицы могут быть продуктами распада какой-нибудь другой нестабильной частицы. Такой нестабильной частицей из числа известных могут быть K^- -мезон или E^- -гиперон. Однако тщательные поиски заряженной частицы с массой $500 m_e$ среди продуктов распада $5000 K^+$ -мезонов не дали положительных результатов²⁷⁶ (см., однако,³⁶). Среди частиц, генерируемых в мишени бэватрона, также не были обнаружены мезоны с массой $500 m_e$, что дало возможность

лишь оценить верхний предел сечения рождения этих частиц ($\sim 1/300$ от сечения рождения K -мезонов)¹⁷⁶.

Безуспешными также оказались поиски подобных частиц на Корнелеском синхротроне²⁷⁸. Определенный в цитируемой работе верхний предел фоторождения этих частиц оказался равным $4 \cdot 10^{-33}$ см²/ядро Be ($E_\gamma = 550 \div 1100$ Мэв). Тем не менее в работе²⁷⁷ были получены некоторые дополнительные данные относительно существования подобных частиц. В этом опыте исследовался спектр масс космических частиц на высоте с помощью системы сцинтилляционных и черенковских счетчиков. При этом был обнаружен небольшой пик в районе $650 m_e$, включающий 15 частиц, из которых 8 составляют фон. Однако этот пик исчезал после того, как убирался свинцовый фильтр, находящийся сверху установки. Отмеченный факт, по-видимому, означает (в противоположность экспериментальным данным группы Алиханяна), что зарегистрированные частицы рождаются в непосредственной близости от мишени, хотя это может быть также результатом изменения фоновых условий.

В материалах последней Женевской конференции по физике частиц высокой энергии имеется упоминание о трех частицах с $m \sim 500 m_e$, зарегистрированных в космических лучах с помощью камеры Вильсона²⁷⁹.

Однако в работах других 5 групп (камерных и эмульсионных), которые также пытались обнаружить в космических лучах частицу с массой $500 \div 600 m_e$, среди 4700 остановившихся μ -мезонов, не было зарегистрировано ни одной «аномальной» частицы^{280, 281}. С другой стороны, приняв полученную в²⁷⁵ относительную вероятность появления частицы с $m = 550 m_e$ (1 на ~ 200 остановившихся μ -мезонов), следовало ожидать, что будет зарегистрировано свыше 20 подобных частиц.

Таким образом, для того чтобы как-то согласовать все эти результаты, нужно было бы предположить, что группа Алиханяна недооценила относительного потока μ -мезонов по крайней мере в 20 раз. Разумеется, никакие поправки на неодинаковую эффективность регистрации не могут устранить это противоречие. Очевидно, что вопрос о существовании мезона с массой $500 \div 600 m_e$ требует дополнительной экспериментальной проверки.

В другой работе²⁸⁴ с помощью камеры Вильсона, облученной в космических лучах, было зарегистрировано два случая распада нейтральной частицы на две заряженных, из которых одна, по-видимому, тяжелей π -мезона и в свою очередь распадается и дает слабо ионизирующую частицу. Авторы предполагают, что имел место распад сверхтяжелого мезона в соответствии со схемой $\lambda^0 \rightarrow \pi + K + 10 \text{ Мэв}$ ($m_{\lambda^0} \sim 1270 m_e$) с последующим распадом K -мезона. При этом новая частица рассматривается как возбужденное связанное состояние K -частицы и π -мезона, для чего была привлечена модель, которая была в свое время предложена Пауэлом²⁸⁵. Следует отметить, однако, что подобная интерпретация далеко не однозначна, поскольку нет определенных данных о природе предполагаемого K -мезона. Поэтому, например, возможность аномального распада $K \rightarrow 2\pi + \gamma$ с последующим распадом одного из π -мезонов не может быть исключена.

В^{282, 283} содержатся сообщения о двух сверхтяжелых мезонах, но не нейтральных, как в предыдущей работе, а заряженных. В первом из этих случаев²⁸² положительно заряженная частица с массой $1200 \div 1600 m_e$ (измеренной по ионизации и импульсу) вылетает из стенки диффузионной камеры и распадается на ней-

тральную частицу и π (или μ)-мезон. Наиболее вероятная схема распада:

$$\lambda^+ \rightarrow K^0 + \pi^+$$

при этом предположении $m_{\lambda^+} = 1462 \pm 15 m_e$.

Во втором случае²⁸³ «аномальный» мезон рождается в камере в результате π -нуклонного взаимодействия, а затем претерпевает каскадный распад. Из всех возможных процессов наилучшее согласие с кинематическим анализом дает распад сверхтяжелого мезона

$$\lambda^- \rightarrow K^0 + \pi^- \text{ с последующим распадом } K^0 \rightarrow \mu^- + \pi^+ + \nu.$$

Экспериментальные указания в пользу возможного существования сверхтяжелого мезона содержатся также и в²⁸⁶. В этой работе при просмотре эмульсии, облученной в стратосфере, была обнаружена звезда, из которой вылетает медленная заряженная частица. Взаимодействуя, она дает начало 2 трэкам, один из которых авторы приписывают K^- -мезону. Основанием для этого служит измерение массы этой частицы $(1160 \pm 180) m_e$. Трэк предполагаемого K^- -мезона прослежен до конца, однако никаких заряженных частиц в конце трэка обнаружено не было. Согласно предположениям авторов, описанный случай следует интерпретировать как взаимодействие сверхтяжелого мезона (с $m \geq 1400 m_e$), в результате которого испускается K -мезон. В более ранних работах^{288, 289} было описано еще два случая, которые могут быть интерпретированы как K -мезонный распад сверхтяжелого мезона. Причем в этих обоих случаях, как и в предыдущем, K -мезон дает в конце своего трэка безлучевую звезду. Вероятность такого совпадения, если учесть относительное число безлучевых K^- -звезд ($\sim 0,18$), оказывается небольшой ($6 \cdot 10^{-3}$). Это странное обстоятельство можно объяснить, предположив, что продуктом распада является не K -мезон, а неизвестный до сих пор фермион с массой, близкой массе K , возникший в результате распада K -частицы. Такой фермион при остановке, как правило, не должен давать каких-либо видимых продуктов взаимодействия, подобно тому, как это имеет место при захвате μ -мезона ($\mu^+ + p \rightarrow n + \nu$ *). В этой связи следует напомнить, что случаи, зарегистрированные в^{55, 56} (см. стр. 251), также могут быть интерпретированы как аномальный распад K^- -мезона на π -мезон и неизвестную нейтральную частицу с массой $\sim 500 m_e$.

Описанные в^{288, 289} случаи, так же как и случаи²⁸⁷, могут быть также интерпретированы как распад (или взаимодействие) сверхтяжелого гиперона $Y \rightarrow K + \Lambda(N)$. Следует указать, что в рамках схемы Гелл-Манна возможно существование подобного отрицательно заряженного гиперона со странностью $S = -3$ (изотопический синглет), который распадался бы на K -мезон и $\Lambda|\Sigma|$ или на π -мезон и Ξ -частицу. «Сверхтяжелые» мезоны, дающие в результате распада K -частицу, также могут быть включены в схему Гелл-Манна как изотопические синглеты с $S = +2$ или $S = -2$.

Недавно в камере Вильсона наблюдался случай, который, по мнению авторов, наилучшим образом согласуется с предположением, что имеет место каскадный распад сверхтяжелого нейтрального гиперона²⁹⁰ $Y^0 \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ с последующим распадом $\Sigma^\pm \rightarrow \pi^\pm + n$.

*) Зарегистрированные группой Алиханяна частицы с массой $\sim 550 m_e$ также не дают при остановке видимых следов.

Однако этот случай не противоречит другой возможности, которая уже обсуждалась ранее, а именно:

$$\lambda^0 \rightarrow \pi^\pm + K^\mp$$

с последующим распадом

$$K^\mp \rightarrow \pi^\mp + ?$$

Более того, могло иметь место просто взаимодействие \tilde{K}^0 на ядрах газа камеры $\tilde{K}^0 + N \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$.

Для этого гипотетического «супергиперона» Y^0 нет места в схеме Гелл-Манна—Нисидзимы. Для описания Y^0 в рамках упомянутой схемы надо было бы ввести, помимо «странности», еще одно квантовое число.

Следует упомянуть также о распаде с аномально большой энергией Q , который также был зарегистрирован в космических лучах с помощью камеры Вильсона²⁹¹. В результате этого распада под углом 95° к направлению движения распадающейся частицы испускается положительная частица с $p = \begin{pmatrix} 352 & +94 \\ & -61 \end{pmatrix} \text{ Мэв/с}$ (поперечный импульс $p_\tau = 351 \text{ Мэв/с}$). Ни один из известных до сих пор распадов нестабильных частиц не может дать такой большой энергии распада, поэтому авторы затрудняются сделать какой-либо вывод относительно природы распадавшейся частицы.

Из возможных распадов наилучшее согласие с экспериментальным значением p_τ дает распад $\Xi \rightarrow n + \pi$ ($p_{\pi^+} \sim 320 \text{ Мэв/с}$), однако в этом случае следовало бы предположить существование положительного каскадного гиперона.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Gell-Mann, Phys. Rev. **92**, 833 (1953).
2. Gell-Mann, Материалы конференции в Пизе (1956); см. также Проблемы современной физики № 11, 28 (1956).
3. Nishijima, Progr. Theor. Phys. **12**, 107 (1954); **13**, 285 (1955).
4. Nishijima, Fortschritte der Phys. **4**, 519 (1956).
5. Ю. А. Яппа, Проблемы современной физики № 11, 3 (1956).
6. Л. Б. Окунь, УФН **LXI**, 4, 635 (1957).
7. Гелл-Манн, Розенбаум, УФН **LXVI**, 2, 391 (1958).
8. М. А. Марков, Гипероны и K -мезоны, Физматгиз, 1958.
9. Lee, Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
10. Wu, Ambler et al., Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
11. Garwin, Lederman, Phys. Rev. **105**, 1415 (1957).
12. Lee, Orear, Phys. Rev. **100**, 932 (1955).
13. Lee, Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
14. Lee, Yang, Phys. Rev. **104**, 822 (1956).
15. Alexander, O'Ceallaigh et al., Nuov. Cim. **6**, 478 (1957).
16. O'Ceallaigh, Alexander, Материалы 7-й Рочестерской конференции, VIII (1957).
17. Bruin, Holthuizen, Jongejans, Nuov. Cim. **9**, 422 (1958).
18. O'Ceallaigh, Phil. Mag. **42**, 1082 (1951).
19. Yekutieli, Kaplan, Hoang, Phys. Rev. **101**, 506 (1956).
20. Yekutieli, Kaplan, Hoang, Phys. Rev. **101**, 1834 (1956).
21. Crussard, Материалы 6-й Рочестерской конференции (1956).
22. Kodama, Sugahara, Wakasa, Progr. Theor. Phys. **16**, 64 (1956).
23. Sugahara, Wakasa, Yonezawa, Progr. Theor. Phys. **17**, 1 (1957).
24. Wakasa, Kodama, Sugahara, Nuovo Cim. **5**, 285 (1957).
25. Feynmann, Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
26. Marshak, Sudarshan, Phys. Rev. **109**, 1860 (1958).
27. Sakurai, Nuovo Cim. **7**, 649 (1958).
28. Friedman, Rainwater, Phys. Rev. **84**, 684 (1949).
29. Lokanathan, Steinberger, Supl. Nuovo Cim. **II**, 151 (1955).

30. Anderson, Lattes, *Nuovo Cim.* 6, 1356 (1957).
31. Fazzini, Fidescaro, Merrison A., Electron Decay of the Pion (препринт, 1958); *Phys. Rev. Let.* I, 247 (1958).
32. Imprudglia, Plano, Steinberger et al., The β -Decay of the Pion (препринт, CU-175, 1958); *Phys. Rev. Let.* I, 249 (1957).
33. И. В. Дунин-Барковский, Н. В. Смирнов, Теория вероятности и математическая статистика в технике. Гостехиздат, 1955.
34. Н. П. Клепиков, С. Н. Соколов. Анализ экспериментальных данных методом максимума правдоподобия. Изд. ОИЯИ.
35. Yonezawa, Some Remarks on the Decay K_{e3} -Process (препринт, 1958).
36. Takeda, Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 9, 287 (1958).
37. Zachariasen, *Phys. Rev.* 110, 1481 (1958).
38. И. Ю. Кобзарев, И. Е. Тамм, *ЖЭТФ* 34, 899 (1958).
39. Oneda, Tanikawa, Consequences of Renormalizable Weak Interaction. (препринт, 1958).
40. Furuichi, Sawada, Yonezawa, *Nuovo Cim.* 6, 1416 (1957).
41. McDowell, *Nuovo Cim.* 6, 1445 (1957).
42. С. Г. Матинян, *ЖЭТФ* 31, 529 (1956); 32, 929 (1957); 33, 797 (1957).
43. Werle, *Nucl. Phys.* 1, 171 (1957); 6, 1 (1958).
44. Furuichi, *Nuovo Cim.* 7, 269 (1958).
45. Л. Б. Окунь, International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles (Венеция—Падуя), VII, 30 (1957), *Nucl. Phys.* 5, 455 (1958).
46. И. Г. Ивантер, *ЖЭТФ* 35, 111 (1958).
47. И. Ю. Кобзарев, *ЖЭТФ* 34, 1347 (1958).
48. Gatto, *Progr. Theor. Phys.* 19, 146 (1958).
49. Charap, International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles (Падуя—Венеция, 1957), VII, 41.
50. Pais, Treiman, *Phys. Rev.* 105, 1616 (1958).
51. Sakurai, *Phys. Rev.* 109, 980 (1958).
52. Heckman, Smith, Barkas, *Nuovo Cim.* 4, 51 (1956).
53. Levi, Setti, Slater, Материалы 7-й Рочестерской конференции (1957)
54. Whitehead, Stork et al., UCRL-3295 (1956).
55. Harris, Lee, Orear, Taylor, *Phys. Rev.* 108, 1561 (1957).
56. Prowse, Evase, *Nuovo Cim.* 8, 856 (1958).
57. Henri, Shapiro, *Phys. Rev.* 110, 590 (1958).
58. Mezzetti, Keuffel, *Phys. Rev.* 95, 859 (1954).
59. Mezzetti, Keuffel, *Nuovo Cim.* 4, 1096 (1956).
60. Barker, Binnie, Hyams et al., *Phys. Mag.* 46, 307 (1955).
61. Binnie, Hyams, Barker et al., *Supl. Nuov. Cim.* 4, 597 (1956).
62. Keuffel, Morris, Stitt et al., *Phys. Rev.* 108, 1584 (1957).
63. Robinson, *Phys. Rev.* 99, 1606 (1955).
64. Fitch, Motley, *Phys. Rev.* 101, 496 (1956).
65. Motley, Fitch, Материалы 6-й Рочестерской конференции (1956).
66. Orear, Harvis, Taylor, *Phys. Rev.* 100, 932 (1955).
67. Alvarez, S. Goldhaber, Crawford et al., *Phys. Rev.* 101, 503 (1956)
68. Crawford, Alvarez, Материалы 7-й Рочестерской конференции, VIII (1957).
69. Alvarez, S. Goldhaber, *Nuovo Cim.* 2, 344 (1955).
70. Harris, Orear, Taylor, *Phys. Rev.* 100, 932 (1955).
71. Hoff, Chupp, S. Goldhaber, G. Goldhaber, *Phys. Rev.* 99, 1617 (1955).
72. Bhowmik, Evans, Nilsson, *Nuovo Cim.* 6, 944 (1957).
73. Hoang, Kaplan, Yekutielli, *Phys. Rev.* 105, 278 (1957).
74. O'Callaigh, Материалы 7-й Рочестерской конференции, VIII (1957).
75. Treiman, Wyld, *Phys. Rev.* 106, 1320 (1957).
76. «G-stack collaboration», Материалы конференции в Пизе (1955).
77. Eisler, Plano, Steinberger et al., *Phys. Rev.* 107, 324 (1957).
78. Peterson, *Phys. Rev.* 105, 693 (1957).
79. Dalitz, *Phil. Mag.* 44, 1068 (1953).
80. Orear, Harris, Taylor, *Phys. Rev.* 102, 1676 (1956).
81. И. С. Шаниро, Э. И. Долинский, А. И. Мишакова, *ЖЭТФ*, 32, 173 (1957).
82. Orear, *Phys. Rev.* 106, 834 (1957).
83. Baldo-Ceolin, Bonetti, Greaning et al., *Nuovo Cim.* 6, 84 (1957).
84. Dalitz, *Phys. Rev.* 99, 915 (1955).
85. Hoang, *Phys. Rev.* 105, 278 (1957).
86. Karpus, International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles (Венеция—Падуя, 1957).

87. Nilson, Frisk, Decay Modes and Lifetimes of Negative Heavy Mesons (препринт, 1958).
88. Weldman, UCRL-3507 (см. также Supl. Nuovo Cim. 4, 541 (1957)).
89. Expong, G. Coldhaber, Phys. Rev. 102, 1187 (1956).
90. Armenteros, Aster et al., Supl. Nuovo Cim. 4, 541 (1957).
91. Eisenberg, Koch et al., Nuovo Cim. 8, 662 (1958).
92. Lohrmann, Nicolic et al., Nuovo Cim. 7, 163 (1958).
93. Arnold, Ballam, Reynolds, Phys. Rev. 100, 295 (1955).
94. Barkas, Материалы 7-й Рочестерской конференции, VII (1957).
95. Alvarez, Материалы 7-й Рочестерской конференции, VII (1957).
96. York, Leighton, Byrnerud, Phys. Rev. 95, 159 (1954).
97. Leighton, Trilling, Phys. Rev. 100, 1468 (1955).
98. Freden, Gilbert, White, Phys. Rev. Let. 1, 217 (1958).
99. Barkas, Dudziak, Giles et al., Phys. Rev. 105, 1417 (1957).
100. Barkas, Dyer, Giles, Phys. Rev. Let. 1, 273 (1958).
101. Fry, Schneps, Snow, Swami et al., Phys. Rev. 104, 270 (1956).
102. А. О. Вайсценберг, УФН, LVII, 361 и 631 (1955).
103. Dalitz, Reports on Progress in Physics XX, 163 (1957).
104. Franzinetti, Morpurgo, Supl. Nuovo Cim. 2, 525 (1957).
105. Thomson, Burwell, Huggett, Supl. Nuovo Cim. 4, 286 (1956).
106. D'Andlau, Armenteros, Nuovo Cim. 6, 1135 (1957).
107. Garwin, Phys. Rev. 90, 275 (1955).
108. Collins, Материалы 5-й Рочестерской конференции (1955).
109. Osher, Mayer, Parker, Материалы 6-й Рочестерской конференции (1956).
110. Ridgeway, Berlay, Collins, Phys. Rev. 104, 513 (1956).
111. Schwartz, Материалы 7-й Рочестерской конференции, VI (1957).
112. Plano, Samios, Steinberger, Nuovo Cim. 5, 216 (1957).
113. Blumenfeld, Boldt, Bridge et al., Bull. Amer. Phys. Soc. 112, 236 (1957).
114. Boldt, Bridge, International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles (Падуя—Венеция, 1957) VIII, 5.
115. Brown, Claser, Perl et al., Phys. Rev. 108, 1036 (1957).
116. Gupta, Chang, Snyder, Phys. Rev. 106, 14 (1957).
117. Gell-Mann, Pais, Phys. Rev. 97, 1387 (1955).
118. Pais, Piccioni, Phys. Rev. 100, 1487 (1955).
119. М. Я. Даныш, Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ 32, 398 (1957).
120. Oneda, Strange Particle Decays and the Universal V—A. four-fermion Interaction (препринт, 1958).
121. Treiman, Sachs, Phys. Rev. 103, 1545 (1956).
122. Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 32, 402 (1957).
123. Schwinger, «On the Properties of K-mesons» (препринт, 1957).
124. Fry, Sachs, Phys. Rev. 109, 2212 (1958).
125. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 31, 405 (1957).
126. Lee, Yang, Phys. Rev. 105, 1671 (1957).
127. Pais, Treiman, Phys. Rev. 106, 1106 (1957).
128. Gatto, Phys. Rev. 106, 166 (1957).
129. Lande, Booth, Lederman et al., Phys. Rev. 103, 1901 (1956).
130. Lee, Oehme, Yang, Phys. Rev. 106, 940 (1957).
131. Okubo, Bull. Amer. Phys. Soc. 3, 12 (1958).
132. Weinberg, Phys. Rev. 110, 782 (1958).
133. Chinowsky, Lande, Lederman, Phys. Rev. 105, 1925 (1957).
134. Lederman, Материалы 7-й Рочестерской конференции (1957).
135. Lande (препринт, CU-166, March 1958).
136. Treiman, Wyld, Phys. Rev. 106, 169 (1957).
137. Kadyk, Trilling, Leighton, Phys. Rev. 105, 1962 (1957).
138. Eisler, Plano, Samios, Steinberger, Cu-160 (препринт, 1957).
139. Plano, Samios, Sahwarz, Steinberger, Cu-142 (препринт, 1957).
140. Chinowsky, Bardón, Lande, Lederman, Bull. Am. Phys. Soc. 3, 24 (1958).
141. Bardón, Lande, Lederman et al., CU-163 1958 (препринт); Phys. Rev. 110, 780 (1958).
142. Sternheimer, Block, Harth, Phys. Rev. 100, 324 (1955).
143. Lander, Fowler, Powell, Bull. Amer. Phys. Soc. 1, 385 (1956).
144. Fowler, Powell, Lander, Bull. Amer. Phys. Soc. 2, 236 (1957).
145. Alvarez, Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 6, 209 (1958).
146. Fry, Schneps, Swami, Phys. Rev. 103, 1904 (1956).
147. Fowler, Powell, Saphir, Whight, Phys. Rev. 103, 208 (1956).
148. Friesen, Kristiansson, Nuovo Cim. 5, 1013 (1957).

149. Baldo-Cedin, Dilworth, Fry et al., *Nuovo Cim.* 6, 130 (1957).
150. Ammer, Friedman, Levi, Telegdi, *Nuovo Cim.* 5, 1801 (1957).
151. Levi-Setti, Материалы 7-й Рочестерской конференции, VII (1957).
152. Bisi, Caster, Carolli, *Nuovo Cim.* 9, 864 (1958).
153. Fry, Baldo-Ceolin, Camerini et al., *Haperfragments Produced by K⁰-Mesons from K⁺ Charge Exchange* (препринт, 1958).
154. Kaplan, 1958. Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 6, 175 (1958).
155. Л. Б. Окунь, Б. М. Понтекорно, *ЖЭТФ* 32, 1587 (1957).
156. Boldt, Caldwell, *Pal. Phys. Rev. Let.* I, 150 (1958).
157. Good, *Phys. Rev.* 106, 591 (1957).
158. Good, *Phys. Rev.* 105, 1120 (1957).
159. Good, *Phys. Rev.* 110, 550 (1958).
160. Claser, 1958. Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 9, 265 (1958).
161. Eisler, Plano, Samios, Steinberger, *Nuovo Cim.* 5, 1700 (1957).
162. Bridge, Rossi, Peyron, *Phys. Rev.* 91, 362 (1953).
163. Alford, Leighton, *Phys. Rev.* 90, 622 (1953).
164. Page, *Newth Phil. Mag.* 45, 38 (1954).
165. Page, *Phil. Mag.* 45, 863 (1954).
166. Gayther, *Phil. Mag.* 45, 570 (1954).
167. Deutschman (цитирован.), *Phil. Mag.* 45, 38 (1954).
168. Ballario, Bizzari et al., *Nuovo Cim.* 6, 994 (1957).
169. Snyder, Chang, *Bull. Am. Phys. Soc.* № 4, 186 (1956).
170. Blumenfeld, Booth, Lederman, *Phys. Rev.* 98, 1203 (1956).
- 170a. Eisler et al. (Колумбийская, Пизенская и Болоньская группы), 1958, Annual International Conference on High Energy Physics, 9, 272 (1958).
171. Boldt, Caldwell, *Pal. Phys. Rev. Let.* I, 148 (1958).
172. Crawford, Cresti, Good et al., 1958. Annual International Conference on High Energy Physics, 9, 272 (1958).
173. Glaser, Brown, Perl, 1958. Annual International Conference on High Energy Physics, стр. 272, *Phys. Rev.* 108, 1036 (1958).
174. Blumenfeld, Chinowskij, Lederman, *Nuovo Cim.* 8, 296 (1958).
175. Alvarez, Horwitz, Miller, 1958. Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 9, 272 (1958).
176. Rosenfeld, Материалы 7-й Рочестерской конференции, VIII (1957).
177. Snow, Материалы 7-й Рочестерской конференции, VIII (1957).
178. Fry, Schneps et al., *Phys. Rev.* 107, 257 (1957).
179. Ekspong, Nilsson, *Phys. Rev. Let.* I, 36 (1958).
180. Cool (частное сообщение, сент. 1958 г.).
181. Fowler, Shutt, Thorndike *Phys. Rev.* 93, 861 (1954).
182. Walker, *Phys. Rev.* 98, 1407 (1955).
183. Alvarez, Bradner et al., *Nuovo Cim.* 5, 1026 (1957).
184. Plano, Samios, Steinberger, *Nuovo Cim.* 5, 216 (1957).
185. Stevenson, *Phys. Rev. Let.* I, 195 (1958).
186. Feinberg, *Phys. Rev.* 109, 1019 (1958).
187. Nilsson, Frisk, Emission of Charged Σ from K-Proton Capture in Nuclear Emulsion (препринт, 1958).
188. White, Материал 7-й Рочестерской конференции, VII (1957).
189. Sudarshan, Marshak, *Phys. Rev.* 104, 267 (1956).
190. Marshak, Okubo, Sudarshan, *Phys. Rev.* 106, 599 (1957).
191. Katsumori, *Progr. Theor. Phys.* 17, 803 (1957).
192. Treynmann, Speisman, *Phys. Rev.* 94, 500 (1954).
193. Peterman, *Helv. Phys. Acta* 27, 441 (1954).
194. Armenteros et al., *Phil. Mag.* 43, 597 (1952).
195. Cowan et al., *Phys. Rev.* 94, 161 (1954).
196. Fretter et al., *Phys. Rev.* 96, 853 (1954).
197. Dahanayake, *Nuovo Cim.* 1, 888 (1955).
198. Arnold, *Phys. Rev.* 98, 838 (1955).
199. Cowen et al., *Phys. Rev.* 92, 1089 (1953).
200. Barrett et al., *Phys. Rev.* 94, 1328 (1954).
201. Friedlander, *Nuovo Cim.* 1, 482 (1955).
202. Costaghali, *Nuovo Cim.* 2, 569 (1955).
203. Sorrels, Leighton, Anderson, *Phys. Rev.* 100, 1457 (1955).
204. Trilling, Leighton, *Phys. Rev.* 104, 1703 (1956).
205. Science, *News Letters.* (Febr. 15. 1958).
206. Powell, 1958. Annual International Conference on High Energy Physics. at CERN 5, 161 (1958).
207. Trilling, Neubaue, *Phys. Rev.* 104, 1688 (1956).

208. Э. О. Оконов, ЖЭТФ 35, 1232 (1958).
209. Leprince-Ringuet (Kaplon), 1958. Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 5, 161 (1958).
210. Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук, И. М. Шмушкевич, ЖЭТФ 34, 1246 (1958).
211. М. А. Марков, О систематике элементарных частиц, Изд-во АН СССР (1955).
212. Iso (в печати), цитировано в ³⁵.
213. Fowler, Shutt, Thorndike, Phys. Rev. 93, 861 (1954); 98, 121 (1955).
214. Walker, Shephard, Phys. Rev. 101, 1810 (1956).
215. Eisler, Steinberger, Bassi et al., CU-152; Nuovo Cim. 7, 222 (1958).
216. Graves, Glaser, International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles (Венеция—Падуя) 1, 20 (1957).
217. Durand, Landovitz, Leitner (препринт, май 1958).
218. Leipuner, Adair, Phys. Rev. 109, 1358 (1958).
219. Adair, Phys. Rev. 100, 1540 (1955).
220. Ruderman, Karplus, Phys. Rev. 102, 247 (1956).
221. Telegdi, Материалы 7-й Рочестерской конференции 1957 г.
222. Cerulus, Nuovo Cim. 5, 1685 (1957).
223. Lee, Yang, Phys. Rev. 109, 1755 (1958).
224. Gatto, Nuovo Cim. 2, 841 (1955).
225. Costa, Dallaporta, Nuovo Cim. 2, 219 (1955).
226. Behrends, Frondell, Phys. Rev. 106, 345 (1957).
227. В. М. Шехтер, ЖЭТФ 35, 458 (1958).
228. Eisler, Plano, Prodel et al., Leptonic Decay Modes of Hyperons (препринт, CU-171, 1958).
229. Freden, Gilbert, White, Bull. Am. Phys. Soc. 3, 25 (1958).
230. Good, 1958. Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 5, 160 (1958).
231. Hornbestel, Salant, Phys. Rev. 102, 502 (1956).
232. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 32, 407 (1957).
233. Salam, Nuovo Cim. 5, 209 (1957).
234. Morpurgo, Nuovo Cim. 3, 1069 (1956); 4, 1222 (1956); 5, 1787 (1957).
235. С. Г. Матинян, ЖЭТФ 32, 1248 (1957).
236. Sakurai, Phys. Rev. 108, 491 (1957).
237. Dellaporta, Ferrati, Nuovo Cim. 5, 1793 (1957).
238. Lee, Steinberger, Feinberg et al., Phys. Rev. 106, 1367 (1957).
239. Grawford, Gresti, Good et al., Phys. Rev. 108, 1102 (1957).
240. Plano, Samios, Steinberger et al., Phys. Rev. 108, 1553 (1957).
241. Adair, Leipuner (в печати), см. ¹⁶².
242. Adair, International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles (Венеция—Падуя, 1957).
243. Gatto, Phys. Rev. 108, 1103 (1957).
244. Marshak, 1958. Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 9, 284 (1958).
245. Tati, Progr. Theor. Phys. 20, 398 (1958).
246. Alexander, Wataghin, Nuovo Cim. 7, 128 (1958).
247. Barkas et al. (данные 4 эмульсионных групп) цитировано в ²³⁹.
248. Barkas, Giles et al., International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles (Падуя—Венеция) VII, 5 (1957).
249. Boldt, Bridge, Caldwell, Pal. Phys. Rev. Let. I, 256 (1958).
250. Boldt, Bridge et al., Bull. Amer. Phys. Soc. 3, 163 (1958).
251. Lee, Yang, Phys. Rev. 108, 1645 (1957).
252. Sudarshan, Marshak, Phys. Rev. 108, 1861 (1957).
253. Taguchi, Kawabe, Progr. Theor. Phys. 19, 586 (1958).
254. Umezawa, Konuma, Nakagawa, Nucl. Phys. 7, 169 (1958).
255. Prowse, Baldo-Ceolin, Phys. Rev. Let. I, 179 (1958).
256. Gell-Mann, Pais, Supl. Nuovo Cim. 3, 1045 (1956).
257. Wenzel, Phys. Rev. 101, 1214 (1956).
258. Schwartz, Материалы 7-й Рочестерской конференции, 1957 г.
259. Takeda, Phys. Rev. 101, 1547 (1956).
260. Dalitz, Proc. Phys. Soc. 69, 527 (1956).
261. Gatto, Nuovo Cim. 3, 318 (1956).
262. Iso, Kawaguchi, Progr. Theor. Phys. 16, 177 (1956).
263. Л. Б. Окунь, И. Ю. Робзарев, ЖЭТФ 33, 296 (1957).
264. Kawaguchi, Phys. Rev. 107, 573 (1957).
265. Geolin, Nuovo Cim. 6, 1006 (1957).
266. Feld, Nuovo Cim. 6, 650 (1958).
267. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys. 19, 485 (1958).
268. Itabashi, Progr. Theor. Phys. 19, 747 (1958).

269. Umezawa, Nakagawa, Selection Rules on the Hyperon Decays (препринт, 1958).
270. Eguchi, Nagata, Progr. Theor. Phys. **20**, 144 (1958).
271. Okubo, Marshak et al., The Interaction Current in Strangeness-Violating Decays (препринт, 1958).
272. Ledermann, 1958, Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 9, 275 (1958).
273. D'Espagnat, Prentki, Salam, Nucl. Phys. **5**, 447 (1958).
274. Takeda, Isotopic Spin and Strange Particles (препринт, 1958).
275. А. И. Алиханян, Н. В. Шостакович и др., ЖЭТФ **31**, 955 (1957).
276. Harris, Orear, Taylor, Nuovo Cim. **6**, 1232 (1957).
277. Keuffel, Call, Sandmann, Bul. Amer. Phys. Soc. II **3**, 162 (1958).
278. Stein, Phys. Rev. Let. **1**, 21 (1958), Phys. Rev. Let. **1**, 203 (1958).
279. Linderberg (в изложении Reynolds'a), 1958, Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 5, 161 (1958).
280. Conversi, Fiorini, Ratti et al., Nuovo Cim. **9**, 740 (1958).
281. Steinberger, 1958, Annual International Conference on High Energy Physics at CERN 5, 153 (1958).
282. Harth, Block, Phys. Rev. **100**, 959 A (1955).
283. Slaughter, Harth, Block, Phys. Rev. **109**, 2111 (1958).
284. Sinhe, Sangupta, Nuovo Cim. **5**, 1153 (1957).
285. Powell, Nature **173**, 469 (1954).
286. А. А. Варфоломеев, Р. И. Герасимова, ДАН **10**, 959 (1956).
287. Eisenberg, Phys. Rev. **96**, 541 (1954).
288. Fry, Schneps, Swami, Phys. Rev. **97**, 1189 (1955).
289. Fry, Schneps, Swami, Nuovo Cim. **2**, 341 (1955).
290. Annes, Harman, Sard, Nuovo Cim. **6**, 1155 (1957).
291. Э. Ш. Манджавидзе, Н. Н. Ронишвили и др., ЖЭТФ **33**, 303 (1957).
292. Grawford, Cresti, Good, Kalbfleisch, Stevenson, Ticho, Phys. Rev. Let. **1**, 377 (1958).
293. Nordin, Orear, Reed, Rosenfeld, Solmitz, Taft, Tripp, Phys. Rev. Let. **1**, 388 (1958).
-