

СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ *)

(Распады)

Л. Б. Окунь

1. ВВЕДЕНИЕ

Этот обзор посвящен теории слабых взаимодействий элементарных частиц. Основное внимание уделено лептонным распадам странных частиц (K -мезонов и гиперонов). Мы совершенно не рассматриваем медленных процессов, происходящих в ядрах (β -распад ядер, захват мюонов в ядрах, распад гиперядер).

Не пытаясь охватить все направления, существующие сейчас в теории распадов странных частиц, мы изложим ниже один из возможных вариантов этой теории, в основе которого лежат гипотеза о составной модели сильно взаимодействующих частиц и гипотеза об универсальном слабом взаимодействии.

В распадах мезонов и барионов существенную роль играют виртуальные сильные взаимодействия. Поскольку последовательная теория сильных взаимодействий в настоящее время отсутствует, мы будем учитывать их феноменологически.

Малые поправки, обусловленные виртуальными фотонами, мы рассматривать не будем.

Во втором разделе обсуждаются свойства слабых взаимодействий. В третьем разделе рассмотрен распад мюона. В этом процессе характер слабого взаимодействия не затемняется виртуальными сильными взаимодействиями. В четвертом разделе рассмотрены взаимодействия лептонов с сильно взаимодействующими частицами, в которых странность последних не меняется. Эти взаимодействия ответственны за такие процессы, как распад нейтрона, захват мюона протоном, распады заряженных π -мезонов, некоторые ненаблюдавшиеся пока распады гиперонов. В пятом разделе рассмотрены такие взаимодействия лептонов с сильно взаимодействующими частицами, при которых странность последних меняется. Они ответственны за лептонные распады K -мезонов и гиперонов. Шестой раздел посвящен нелептонным распадам странных частиц.

Объем обзора не позволил с должной полнотой указать оригинальные теоретические работы по рассматриваемым вопросам. В еще большей степени это относится к цитированию экспериментальных работ. Более полные сведения о затронутых в обзоре вопросах читатель сможет найти в материалах конференций по физике элементарных частиц¹⁻⁵ и в ряде обзоров⁶⁻¹⁹.

*) Статья публикуется также на английском языке в Annual Review of Nuclear Science, т. 9. Обзор литературы к этой статье завершен в декабре 1958 г.

2. СВОЙСТВА СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

2.1. Универсальное фермиевское взаимодействие

Как хорошо известно, слабые взаимодействия ответственны за все известные распады элементарных частиц (таблица I), кроме распадов Σ^0 -гиперона и π^0 -мезона. Исследование слабых взаимодействий, особенно усилившееся со времени фундаментальной работы Ли и Янга²⁰, привело к созданию теории универсального слабого взаимодействия в работах Файнмана и Гелл-Манна²¹ и Сударшана и Маршака²² (см. также^{23, 24}). Согласно этой теории и в рамках составной модели Сакаты (см. 2.2), плотность лагранжиана слабого взаимодействия имеет вид

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} j_\alpha j_\alpha^* \quad (1)$$

Ток j_α , входящий в лагранжиан, состоит из четырех членов

$$j_\alpha = j_\alpha^e + j_\alpha^\mu + j_\alpha^n + j_\alpha^\Lambda, \quad (2)$$

из которых два — лептонные токи:

$$j_\alpha^e = \bar{\psi}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_\nu \quad \text{и} \quad j_\alpha^\mu = \bar{\psi}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_\nu \quad (3)$$

и два — барионные:

$$j_\alpha^n = \bar{\psi}_n \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_p \quad \text{и} \quad j_\alpha^\Lambda = \bar{\psi}_\Lambda \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_p. \quad (4)$$

Первый из барионных токов сохраняет странность ($\Delta S = 0$), второй меняет ее ($\Delta S = -1$). В выражениях (3) и (4) $\bar{\psi}$ — операторы рождения частиц и уничтожения античастиц, ψ — операторы рождения античастиц и уничтожения частиц; $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_4$. Мы считаем частицами e^- , μ^- , ν , p , n , Λ и античастицами e^+ , μ^+ , $\bar{\nu}$, \bar{p} , \bar{n} , $\bar{\Lambda}$.

$$\gamma_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ -\sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4 = -\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Каждый из токов (3) — (4) состоит из двух слагаемых: векторного $j_\alpha(V) = \bar{\psi}\gamma_\alpha\psi$ и аксиально-векторного $j_\alpha(A) = \bar{\psi}\gamma_\alpha\gamma_5\psi$.

Константа слабого взаимодействия G равна $(1,40 \pm 0,01) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$, если определять ее, сравнивая измеренную на опыте вероятность распада мюона с теоретически рассчитанной (см. ниже). В системе единиц $\hbar = c = 1$, которой мы будем пользоваться в дальнейшем,

$$G = (1,00 \pm 0,01) \cdot 10^{-5} M^{-2}, \quad (6)$$

где M — масса протона *).

Легко видеть, что взаимодействие (1) содержит в себе все известные слабые взаимодействия. Так, член $j^e j^{\mu*}$ даст распад мюона, член $j^e j^{n*}$ даст β -распад нейтрона, член $j^n j^{\mu*}$ вызовет захват мюона протоном и распад π -мезона, члены $j^e j^{\Lambda*}$ и $j^\mu j^{\Lambda*}$ приведут к лептонным распадам странных частиц, а член $j^n j^{\Lambda*}$ обусловит нелептонные распады странных частиц **).

*) При переходе от системы единиц, в которой $\hbar = c = 1$, к системе CGS удобно пользоваться соотношениями

$$\frac{\hbar}{Mc^2} = 7 \cdot 10^{-25} \text{ сек}, \quad \frac{\hbar}{Mc} = 2,1 \cdot 10^{-14} \text{ см}.$$

**) Для краткости здесь и в ряде случаев ниже мы не упоминаем членов, эрмитово сопряженных (э. с.) рассматриваемым.

Таблица I

Массы и времена жизни элементарных частиц

Семейство частиц	Частица	Спин	Масса, Мэв	Среднее время жизни, сек
Фотоны	γ	1	0	стабилен
Лептоны	$\nu \quad \bar{\nu}$	$\frac{1}{2}$	$<2 \cdot 10^{-4} **)$	стабилен
	$e^- \quad e^+$	$\frac{1}{2}$	0,510976	стабилен
	$\mu^- \quad \mu^+$	$\frac{1}{2}$	$105,70 \pm 0,06$	$(2,22 \pm 0,02) \cdot 10^{-8}$
Мезоны	$\pi^+ \quad \pi^-$	0	$139,63 \pm 0,06$	$(2,56 \pm 0,05) \cdot 10^{-8}$
	π^0	0	$135,04 \pm 0,16$	$(0,0 < \tau < 0,4) \cdot 10^{-15}$
	$K^+ \quad K^-$	0	$494,0 \pm 0,20$	$(1,224 \pm 0,013) \cdot 10^{-8}$
	$K^0 \quad \bar{K}^0$	0	$497,9 \pm 0,6^+$	$K_1: (1,05^{+0,07}_{-0,05}) \cdot 10^{-10} ****)$ $K_2: (8,1^{+3,2}_{-2,4}) \cdot 10^{-8} *****)$
Барионы *)	p	$\frac{1}{2}$	$938,213 \pm 0,01$	стабилен
	n	$\frac{1}{2}$	$939,506 \pm 0,01$	$(1,011 \pm 0,026) \cdot 10^3 ****)$
	Λ^0	$\frac{1}{2}$	$1115,2 \pm 0,13$	$(2,42^{+0,13}_{-0,12}) \cdot 10^{-10} ***)$
	Σ^+	$\frac{1}{2}$	$1189,3 \pm 0,35$	$(0,79 \pm 0,08) \cdot 10^{-10} ***)$
	Σ^-	$\frac{1}{2}$	$1196,4 \pm 0,5$	$(1,71^{+0,16}_{-0,14}) \cdot 10^{-10} ***)$
	Σ^0	$\frac{1}{2}$	$1190^{+0,9}_{-1,9} *****)$	$< 10^{-11}$; теор. $\sim 10^{-19}$
	$\Xi^- \quad \Xi^0$? ?	$1321 \pm 3,5$?	$(4,5 < \tau < 200) \cdot 10^{-10}$?

*) Антибарионы имеют тот же спин, массу и время жизни, что и барионы.

**) См. работу Сакураи, где теоретически интерпретируются экспериментальные данные (Sakurai J. J., Phys. Rev. Letters 1, 40 (1958)).

***) Eisler F., Plano R., Prodell A., Samios N., Schwartz M., Steinberger J., Bassi P., Borelli V., Puppi G., Tanaka H., Waloschek P., Zoboli V., Conversi M., Franzini P., Mannelli I., Santangelo R., Silvestrini V., Nuovo Cimento 10, 150 (1958); см. также Boldt E., Caldwell D. O. and Pal Y., Phys. Rev. Letters 1, 148 (1958), которые дают:

$$\tau_{\Lambda^0} = (2,63 \pm 0,21) \cdot 10^{-10} \text{ сек}, \quad \tau_{K_2^0} = 9^{+6}_{-7} \cdot 10^{-8} \text{ сек},$$

$$\tau_{K_1^0} = (1,07 \pm 0,13) \cdot 10^{-10} \text{ сек}.$$

****) Сосновский А. П., Сливак П. Е., Прокофьев Ю. А., Рутиков И. Е., Добрынин Ю. П., ЖЭТФ 35, 1059 (1958).

*****) Bardon M., Lande K., Lederman L. M. and Chinowsky W., Annals of Physics 5, 156 (1958).

*****) Stevenson L., Phys. Rev. 111, 1707 (1958). + Rosenfeld A. H., Solmitz F. T. and Tripp R. D., Phys. Rev. Letters 2, 111 (1959).

Остальные данные взяты из таблицы I обзора Гелл-Манна и Розенфельда (Annual Rev. of Nuclear Sci. 7, 407 (1957)).

Кроме того, взаимодействие (1) должно приводить к ряду процессов, которые пока не наблюдались. К этим процессам, в частности, относятся рассеяние нейтрино и антинейтрино на электронах (член $j^e j^{e^+}$) и рассеяние протонов на нейтронах с несохранением четности (член $j^n j^{n^+}$). Первый из этих процессов рассмотрен Файнманом и Гелл-Манном²¹ и Шехтером²⁵; второй — Зельдовичем^{26a}, который оценил специфическое «ананольное» электромагнитное взаимодействие^{26b} атомных электронов с ядром, обусловленное взаимодействием $j^n j^{n^+}$.

2.2. Модель Сакаты

Рассмотрим теперь более подробно барионные токи j^n и j^Λ . Такой выбор барионных токов соответствует модели сильно взаимодействующих частиц, предложенной Сакатой²⁷. Согласно этой модели истинно элементарными сильно взаимодействующими частицами являются только три частицы: протон, нейтрон и Λ -гиперон, а все остальные мезоны и барионы являются составными (таблица II). Модель Сакаты является обобщением на странные частицы идеи Ферми и Янга²⁸ о составном π -мезоне. (Весьма близкие модели были предложены Леви и Маршаком^{29a} и Марковым^{29b}.)

Таблица II

Модель Сакаты

Мезоны	S	T	Гипероны	S	T
$\pi^+ = p\bar{n}$	0	1	$\Sigma^+ = \Lambda p\bar{n}$	-1	1
$\pi^- = \bar{p}n$	0	1	$\Sigma^- = \Lambda \bar{p}n$	-1	1
$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} - n\bar{n})$	0	1	$\Sigma^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\Lambda(p\bar{p} - n\bar{n})$	-1	1
$K^- = \bar{p}\Lambda$	-1	$\frac{1}{2}$	$\Xi^- = \bar{p}\Lambda\Lambda$	-2	$\frac{1}{2}$
$\bar{K}^0 = \bar{n}\Lambda$	-1	$\frac{1}{2}$	$\Xi^0 = \bar{n}\Lambda\Lambda$	-2	$\frac{1}{2}$
$K^+ = p\bar{\Lambda}$	+1	$\frac{1}{2}$			
$K^0 = n\bar{\Lambda}$	+1	$\frac{1}{2}$			

S — странность, T — изотопический спин, черта обозначает античастицу.

Если не ограничиваться рамками модели Сакаты, то ток j наряду с членом $\bar{p}n$ мог бы содержать члены $\pi^0\pi^+$, $\pi^-\pi^0$, $\bar{\Sigma}^0\Sigma^+$ и др., для которых $\Delta S = 0$, где ΔS — изменение странности. Наряду с членом $\bar{\Lambda}p$ в ток вошли бы члены $\bar{\Sigma}^0p$, $\bar{\Sigma}^-n$, $\bar{K}^-\pi^0$ и др., для которых $\Delta Q = \Delta S = -1$, где ΔQ — изменение заряда. Кроме того, были бы возможны такие члены, для которых $+\Delta Q = -\Delta S = -1$, например $\bar{n}\Sigma^+$, и члены с $\Delta S = 2$, например $\bar{\Xi}^-n$.

В согласии с моделью Сакаты мы будем предполагать, что все сильные взаимодействия элементарных частиц обусловлены сильным четырехфермионным взаимодействием между протоном, нейтроном и Λ -гипероном (и их античастицами), а все медленные распады мезо-

нов и барионов обусловлены слабым взаимодействием p , n и Λ между собой и с лептонами.

Как уже указывалось во введении, существенная трудность при рассмотрении распадов мезонов и барионов заключается в том, что необходимо учитывать сильные взаимодействия, не поддающиеся пока последовательному расчету. К сожалению, расчеты с четырехфермионным сильным взаимодействием^{29с} не являются в настоящее время более последовательными, чем расчеты в рамках обычной мезонной теории. В этом отношении модель Сакаты не облегчает наше положение. Достоинство этой модели заключается в том, что благодаря минимальному числу сильно взаимодействующих полей слабые взаимодействия в рамках модели Сакаты обладают рядом свойств симметрии, которые не разрушаются сильными взаимодействиями. Это позволяет делать в ряде случаев весьма определенные предсказания о характеристиках отдельных процессов³⁰. К числу свойств, которыми обладают слабые взаимодействия в модели Сакаты, относятся правило $\Delta S = \pm 1$ для нелептонных распадов, правило $\Delta T = 1/2$ для лептонных распадов с изменением странности, подобие векторного взаимодействия с сохранением странности и электромагнитного взаимодействия и т. д.

Разумеется, все свойства слабого взаимодействия, вытекающие из модели Сакаты, могут быть постулированы (и были в действительности постулированы) независимо друг от друга и от модели Сакаты. Это будет видно из последующих разделов, в которых мы подробно рассмотрим эти свойства. Пока же мы сформулируем основные свойства слабого взаимодействия, не связанные с моделью Сакаты.

2.3. Общие свойства слабого взаимодействия

Слабое взаимодействие в форме (1) обладает следующими свойствами:

1. Оно универсально, так как имеет одинаковый вид (V - и A -варианты) и величину для различных пар частиц. Идея об универсальности слабых взаимодействий была впервые высказана более 10 лет назад³¹ и с тех пор получила целый ряд подтверждений.

2. Оно инвариантно относительно инверсии пространственных координат, так как наряду со скалярными членами $j(V)j(V)^+$ и $j(A)j(A)^+$ содержит псевдоскалярные $j(V)j(A)^+$ и $j(A)j(V)^+$. Гипотеза о несохранении четности в слабых взаимодействиях, выдвинутая Ли и Янгом²⁰, за последние годы была подтверждена почти во всех известных медленных процессах.

3. Оно инвариантно относительно зарядового сопряжения. На возможность такой инвариантности в связи с несохранением четности указал ряд авторов^{32, 33}. В настоящее время она доказана опытом.

4. Оно инвариантно относительно комбинированной инверсии, являющейся произведением пространственной инверсии и зарядового сопряжения. Мысль о необходимости этой инвариантности впервые была высказана Ландау³³. Имеющиеся экспериментальные данные, по-видимому, подтверждают ее.

5. Оно инвариантно относительно так называемого преобразования спиральности (chirality transformation), которое заключается в замене $\psi \rightarrow \gamma_5 \psi$, $\bar{\psi} \rightarrow -\bar{\psi} \gamma_5$ для каждой частицы^{22, 23, 24, 30а, 50}. Физический смысл этой инвариантности пока не ясен, так как полный лагранжиан, включающий массу покоя частиц, не инвариантен относительно преобразования спиральности, а следовательно, не инвариантны и матричные элементы отдельных процессов с участием сильно взаимодействующих частиц.

6. Оно сохраняет «лептонный заряд»³⁴. Если считать частицами μ^- , e^- , ν , а античастицами μ^+ , e^+ и $\bar{\nu}$, то во всех медленных процессах число лептонов минус число антилептонов должно сохраняться. Экспериментальные данные подтверждают этот закон сохранения.

7. Если $m_\nu = 0$, то излагаемая теория совпадает с теорией продольного нейтрино³⁵, в которой нейтрино поляризовано антипараллельно импульсу, а антинейтрино — параллельно. Однако теперь, поскольку все частицы, а не только нейтрино, входят в слабые взаимодействия только двумя компонентами (в виде $(1 + \gamma_5)\psi$), не видно специальных аргументов в пользу строгого равенства нулю массы нейтрино³⁶.

8. Замечательной чертой токов j в выражении (2) является то, что в каждый из них входит одна заряженная и одна нейтральная частица. Это свойство соответствует тому, что в природе, по-видимому, запрещены такие процессы, как $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$ ³⁷, $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$, $K^0 \rightarrow e^+ + e^-$ и др., в которых участвуют только два лептона, причем оба заряженные или оба нейтральные, а также распад $\mu^+ \rightarrow e^- + 2e^+$.

2.4. Первично ли фермиевское взаимодействие?

Ряд рассмотренных выше свойств слабого взаимодействия наталкивает на предположение о том, что взаимодействие (1) не является первичным, а обусловлено обменом заряженным векторным мезоном между парами фермионов (рис. 1). Согласно этой гипотезе^{21, 38, 39, 40} константа взаимодействия такого

векторного мезона с перечисленными выше парами фермионов одна и та же и эффективный лагранжиан слабого взаимодействия имеет вид

$$L' = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{m^2}{m^2 - k^2} \left(\delta_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha k_\beta}{m^2} \right) j_\alpha j_\beta^*, \quad (7)$$

где k — четырехмерный импульс, переносимый промежуточным мезоном, а m — его масса. Легко видеть, что если масса промежуточного мезона достаточно велика, то во всех наблюдавшихся до сих пор медленных процессах, для которых $k \ll m$, взаимодействие L' практически эквивалентно взаимодействию L (см. уравнение (1)). Небольшие различия между этими взаимодействиями в распаде $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ были исследованы Ли и Янгом⁴¹.

Рис. 1. Фейнмановская диаграмма обмена промежуточным мезоном. Волнистая линия изображает промежуточный мезон. Прямые линии изображают фермионы.

Против подобной модели слабого взаимодействия существует возражение, выдвинутое Файнманом и Гелл-Манном⁴², а также Файнбергом³⁹. Они показали, что промежуточный векторный мезон сделал бы возможным распад $\mu \rightarrow e + \gamma$, который для локального четырехфермионного взаимодействия запрещен (в первом порядке теории возмущений по слабому взаимодействию). Отношение распадов $\mu \rightarrow e + \gamma / \mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ составляло бы по их оценкам $\geq 10^{-4}$, в то время как экспериментально⁴³ это отношение меньше, чем $2 \cdot 10^{-5}$. Следует отметить, однако, что теоретический вывод основан на вычислении с расходящимся интегралом, и поэтому не может считаться абсолютно достоверным.

Рассмотрим теперь, как универсальное слабое взаимодействие проявляется в конкретных физических процессах. Начнем мы с наиболее простого случая.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ЛЕПТОНАМИ

3.1. Распад мюона

Единственным наблюдавшимся до сих пор процессом, в котором участвуют только лептоны, является распад мюона

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}. \quad (8)$$

Согласно формулам (1)–(4) лагранжиан взаимодействия, ответственного за этот процесс, имеет вид

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} j_a^{\mu} j_a^{\mu} + \text{э. с.} \quad (9)$$

Если не учитывать виртуальных фотонов*), то амплитуда распада (8) будет определяться только лагранжианом (9) и будет равна

$$\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) u_{\nu}) (\bar{\nu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) u_{\mu}), \quad (10)$$

где u_e , u_{ν} , u_{μ} — спиноры соответствующих частиц.

Амплитуда (10) дает возможность рассчитать все характеристики распада мюона. Полная вероятность распада равна

$$\omega = \frac{1}{\tau} = \frac{G^2 \mu^5}{192 \pi^3}. \quad (11)$$

Здесь μ — масса мюона, массой электрона мы пренебрегли. Спектр электронов распада имеет вид

$$\omega(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{\tau} (3 - 2\varepsilon) \varepsilon^2 d\varepsilon. \quad (12)$$

Здесь ε — отношение энергии электрона к его максимальной энергии, равной $\mu/2$ ($0 \leq \varepsilon \leq 1$). В случае произвольного четырехфермионного взаимодействия спектр электронов характеризуют параметром Мишеля ρ ⁴⁵:

$$\omega(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{12}{\tau} \left[(1 - \varepsilon) - \frac{2}{9} \rho (3 - 4\varepsilon) \right] \varepsilon^2 d\varepsilon. \quad (13)$$

Легко видеть, что спектр (12) отвечает $\rho = 0,75$.

Угловое распределение электронов при распаде полностью поляризованного мюона

$$\omega(\varepsilon, \vartheta) d\varepsilon d(\cos \vartheta) = \frac{1}{\tau} [(3 - 2\varepsilon) - \lambda \cos \vartheta (1 - 2\varepsilon)] \varepsilon^2 d\varepsilon d(\cos \vartheta), \quad (14)$$

где ϑ — угол между спином мюона и импульсом электрона, а λ равно $+1$ для распада μ^+ и -1 для распада μ^- . Усредненное по энергиям угловое распределение электронов имеет вид

$$\omega(\vartheta) d(\cos \vartheta) = \frac{1}{2\tau} \left[1 + \frac{\lambda}{3} \cos \vartheta \right] d(\cos \vartheta). \quad (15)$$

Позитроны при μ^+ -распаде должны быть поляризованы параллельно своему импульсу ($s = +1$, где s — степень продольной поляризации), а электроны в μ^- -распаде — антипараллельно ($s = -1$).

*) Радиационные поправки в распаде мюона рассмотрены в работе Бермана⁴⁴.

Теоретические и экспериментальные данные по μ^+ -распаду сопоставляются в таблице III.

Таблица III

Распад положительного мюона

Параметр	$\tau, \text{сек.} \cdot 10^6$	ρ	λ	s
Теория	?	0,75	+1	+1
Опыт	$2,22 \pm 0,02$	$0,68 \pm 0,02^*)$	$0,98 \pm 0,06^{**})$	$\sim +1^*)$

*) См. доклад Гольдхабера на Женевской конференции 1958 г. По вопросу о параметре ρ см. также Rosensohn L., Phys. Rev. 109, 958 (1958), где содержится подробная библиография.

**) Али-Заде С. А., Гуревич И. И., Добрецов Ю. П., Никольский Б. А. и Суркова Л. В., ЖЭТФ (36, 1327 1959). Эта работа содержит также подробную библиографию по вопросу об измерении параметра λ . Знак λ на опыте не установлен, так как до сих пор не измерено направление поляризации распадающихся мюонов (см. Примеч. при корректуре на стр 478).

Вывод формул этого раздела и формул более общих вариантов взаимодействия, ответственного за распад мюона, см. в ⁴⁶.

4. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ И БАРИОНОВ БЕЗ ИЗМЕНЕНИЯ СТРАННОСТИ

4.1. Лагранжиан и матричные элементы

Согласно формулам (1) — (4) лагранжиан взаимодействия сильно взаимодействующих частиц с лептонами, в котором странность первых не меняется, имеет вид

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} j_a^n j_a^{l+} + \text{э. с.}, \quad (16)$$

где индекс l означает один из двух лептонных токов (j^e или j^μ). Взаимодействие (16) обуславливает целый ряд процессов: β -распад нейтрона, захват мюона протоном, распад заряженных π -мезонов, лептонные распады гиперонов (или K -мезонов), при которых возникают гипероны (или K -мезоны) той же странности, что и распадающиеся, например *)

$$\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda^0 + e^\pm \pm \nu.$$

Во всех этих процессах виртуальные сильные взаимодействия играют фундаментальную роль и мы обязаны их учитывать. С другой стороны, последовательная теория сильных взаимодействий в настоящее время отсутствует. В результате мы вынуждены описывать различные процессы феноменологическими матричными элементами, содержащими такие параметры, которые будущая теория сильных взаимодействий позволит вычислить и которые мы пока вынуждены определять путем сравнения наших формул с опытом. Несмотря на явную половинчатость, такой подход позволяет привести в стройную систему обширный экспериментальный материал и сделать ряд интересных предсказаний.

*) Здесь и в дальнейшем $+\nu$ означает вылет нейтрино, а $-\nu$ — вылет антинейтрино.

Чтобы свести до минимума число неизвестных параметров, входящих в матричные элементы, мы как в этом, так и в последующих разделах будем широко использовать свойства симметрии лагранжианов сильного и слабого взаимодействий, поскольку именно они определяют свойства симметрии матричных элементов. (Напомним, что виртуальными электромагнитными взаимодействиями мы пренебрегаем.) В частности, мы будем широко опираться на то, что сильные взаимодействия изотопически и зарядово инвариантны и сохраняют четность.

Как в рассмотренном выше случае распада мюона, так и во всех других процессах, рассмотренных в этом обзоре, можно ограничиться первым порядком теории возмущений по слабому взаимодействию *). Поэтому амплитуды различных лептонных распадов должны иметь вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} (V_\alpha + A_\alpha) \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l, \quad (17)$$

где u_l — спинор электрона (мюона), u_ν — спинор нейтрино. Матричные элементы V_α и A_α равны

$$\left. \begin{aligned} V_\alpha &= \langle f | j(V) | i \rangle, \\ A_\alpha &= \langle f | j(A) | i \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

где $|i\rangle$ и $\langle f|$ — физические состояния сильно взаимодействующих частиц в начале и конце процесса (токи $j(V)$ и $j(A)$ определены выше, см. параграф 2.4). Из-за наличия сильных взаимодействий мы не можем вычислить V_α и A_α ; нам известно только, что они являются четырехмерными векторами (или псевдовекторами), построенными, вообще говоря,

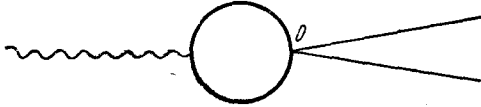


Рис. 2. Распад мезона на лептоны. Волнистая линия изображает мезон. Петля представляет виртуальные сильные взаимодействия. Слабое фермиевское взаимодействие действует в точке O .

наиболее общим образом из волновых функций и импульсов сильно взаимодействующих частиц.

В дальнейшем мы в основном будем иметь дело с тремя типами процессов:

1. Распад псевдоскалярного мезона на лептоны (рис. 2). В этом случае имеется один псевдоскаляр φ — волновая функция распадающегося мезона — и один четырехмерный вектор k — импульс мезона, — поэтому

$$V_\alpha = 0, \quad A_\alpha = f \varphi k_\alpha, \quad (19)$$

где f — некоторая константа.

Для распада скалярного мезона V_α и A_α поменялись бы местами.

2. Распад мезона на пару лептонов и другой мезон (рис. 3). В этом случае имеются две волновые функции мезонов φ_1 и φ_2 и два четырехмерных вектора: k_1 и k_2 — импульсы мезонов (суммарный импульс лептонов $k = k_1 - k_2$); поэтому, если четности мезонов одинаковы, то

$$V_\alpha = [f_1 (k^2) k_1^\alpha + f_2 (k^2) k_2^\alpha] \varphi_2^+ \varphi_1, \quad A_\alpha = 0, \quad (20)$$

*) Следствия, которые вытекают из этого факта для дисперсионных соотношений в случае слабого взаимодействия, рассмотрены Боголюбовым, Биленьким и Логановым⁴⁷.

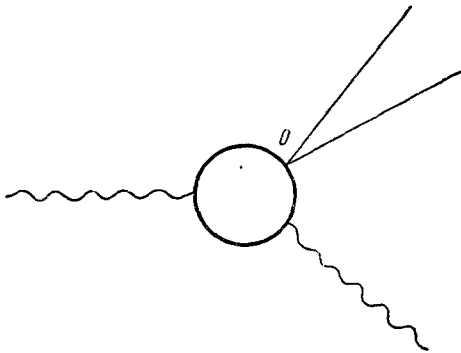


Рис. 3. Распад мезона на другой мезон + лептоны. Волнистые линии изображают мезоны. Петля представляет виртуальные сильные взаимодействия. Слабое фермиевское взаимодействие действует в точке O .

где f_1 и f_2 — функции инварианта k^2 . (Два других инварианта, которые можно построить из k_1 и k_2 , равны квадратам масс мезонов.) Если бы четности мезонов были различны, то V_α и A_α в (20) поменялись бы местами.

3. Распад бариона на пару лептонов и другой барион (рис. 4). Волновые функции барионов u_1 и u_2 — спиноры. Поэтому в отличие от предыдущего случая матричные элементы имеют более сложный вид (см. ⁴⁸). Если четность барионов одинакова, то:

$$V_\alpha = \bar{u}_2 [\gamma_\alpha f_1 + (\gamma_\alpha \hat{k} - \hat{k} \gamma_\alpha) f_2 + k_\alpha f_3] u_1, \quad (21)$$

$$A_\alpha = \bar{u}_2 [\gamma_\alpha g_1 + (\gamma_\alpha \hat{k} - \hat{k} \gamma_\alpha) g_2 + k_\alpha g_3] \gamma_5 u_1. \quad (22)$$

Здесь f и g — скалярные функции, зависящие только от k^2 , где k — четырехмерный импульс, передаваемый лептонам. Матрицы $\hat{\gamma}_\alpha$ определены выше (см. (5)), $\hat{k} = k_\alpha \gamma_\alpha$. Если четности барионов различны, V_α и A_α меняются местами.

Выражения (17) — (22) относятся не только к лептонным распадам с сохранением странности сильно взаимодействующих частиц, но и к распадам, в которых их странность меняется (см. раздел 5).

В силу инвариантности лагранжиана на слабого взаимодействия относительно преобразования комбинированной инверсии, все функции f и g в выражениях (19) — (22) действительны.

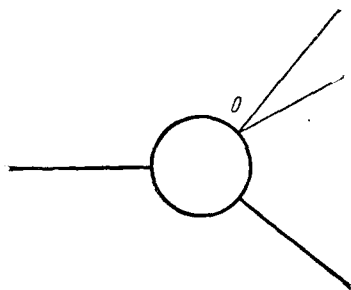


Рис. 4. Распад бариона на другой барион + лептоны. Жирные линии представляют барионы. Петля представляет виртуальные сильные взаимодействия. Слабое взаимодействие действует в точке O .

4.2. Сохранение векторного тока

Излагаемая теория слабого взаимодействия обладает одним замечательным свойством: в ней существует глубокая аналогия между слабым взаимодействием (16) и электромагнитным взаимодействием. В модели Сакаты взаимодействие всех мезонов и барионов с электромагнитным полем сводится к взаимодействию с электромагнитным полем протона, так как две другие элементарные частицы нейтральны. Лагранжиан этого взаимодействия имеет вид

$$e \bar{\psi}_p \gamma_\alpha \psi_p A_\alpha,$$

где e — электрический заряд, A — четырехмерный вектор-потенциал. Это взаимодействие может быть записано в виде

$$e \bar{\psi} \gamma_\alpha \frac{1 + \tau_3}{2} \psi \cdot A_\alpha, \quad (23)$$

где $\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, а $\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$ — спинор в изотопическом пространстве. Нуклонный ток в (23) состоит из двух членов: изотопического скаляра (1) и изотопического вектора (τ_3).

Рассмотрим теперь взаимодействие с лептонами векторной части тока, сохраняющего странность, $j^n(V)$:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_n \gamma_\alpha \psi_p j_\alpha^{e+}.$$

Это взаимодействие можно записать в виде

$$\frac{G}{2} \bar{\psi} \gamma_{\alpha} \tau^{-} \psi \cdot j_{\alpha}^{e^{+}}, \quad (24)$$

$$\text{где } \tau^{-} = V\sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{V\sqrt{2}} (\tau_x - i\tau_y).$$

Сравнивая (23) с (24), мы видим, что изотопически векторная часть электрического тока сильно взаимодействующих частиц $\bar{\psi} \tau_3 \gamma_{\alpha} \psi$ и векторная часть тока слабого взаимодействия $\bar{\psi} \tau^{-} \gamma_{\alpha} \psi$ являются различными проекциями одного и того же изотопического вектора. Так как сильное взаимодействие изотопически инвариантно, то это свойство лагранжианов слабого и электромагнитного взаимодействий приводит к тому, что и соответствующие матричные элементы являются различными проекциями одного и того же изотопического вектора. Отсюда следует, что матричные элементы V_{α} должны обладать свойствами изотопически-векторных электромагнитных матричных элементов. В частности, если переданный лептонам четырехмерный импульс $k=0$, то константа векторного взаимодействия должна быть одна и та же в различных процессах, в которых сильно взаимодействующие частицы в начале и конце процесса принадлежат одному и тому же изотопическому мультиплету (например, $n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}$, $\pi^{+} \rightarrow e^{+} + \nu + \pi^0$, $\Sigma^{-} \rightarrow \Sigma^0 + e^{-} + \bar{\nu}$ и т. д.), подобно тому как электрические заряды различных сильно взаимодействующих частиц равны друг другу по абсолютной величине. Продолжая эту аналогию дальше, мы вынуждены заключить, что подобно тому, например, как электрические заряды протона и электрона равны друг другу, несмотря на то, что протон обладает сильными взаимодействиями, а электрон нет, так и константа слабого векторного взаимодействия не должна изменить своей величины — перенормироваться — под влиянием сильных взаимодействий и должна быть одной и той же, например, в распаде мюона и нейтрона. Если перейти к импульсам $k \neq 0$, передаваемым лептонам, то из связи между лагранжианами электромагнитного и слабого взаимодействий следует, что обусловленные сильным взаимодействием форм-факторы слабого векторного взаимодействия, не меняющего странность, и изотопически-векторные форм-факторы электродинамического взаимодействия одинаковы.

Все эти свойства матричных элементов V_{α} связаны с тем, что, как легко показать⁵⁰, в модели Сакаты имеет место сохранение векторного тока $j^{\alpha}(V)$:

$$\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} j_{\alpha}^n(V) = 0, \quad (25)$$

откуда следует, что матричные элементы V_{α} должны удовлетворять условию

$$k_{\alpha} V_{\alpha} = 0, \quad (26)$$

где k — четырехмерный импульс, переданный лептонам.

В связи с теорией универсального $V-A$ -взаимодействия к идее сохраняющегося векторного тока и связанной с этим неперенормируемостью пришли Файнман и Гелл-Манн²¹, которые постулировали прямое векторное взаимодействие π -мезонов, K -мезонов и других частиц с лептонами, чтобы сделать векторный ток слабого взаимодействия сохраняющимся, аналогично электрическому току. Доказательство того, что в обычной (мезонной) модели сильных взаимодействий при этом не будет перенормировки константы векторного слабого взаимодействия, было дано Иоффе⁵¹. Отметим, что на возможную аналогию между векторным

взаимодействием и электродинамикой впервые указали Герштейн и Зельдович⁵² еще в те далекие времена, когда считалось установленным, что в β -распаде осуществляются только скалярный и тензорный варианты. Некоторые следствия, вытекающие из аналогии между γ -переходами и β -переходами в ядрах, были рассмотрены Гелл-Манном⁵³.

Резюмируя, можно сказать, что аналогия между электромагнитным и слабым векторным взаимодействиями в обычной формулировке (Юкавовской) привносится в теорию извне, а в модели Сакаты следует из самых основ теории. Поэтому если бы оказалось, что опыт опровергает эту аналогию, то это означало бы, что модель Сакаты неправильна (см. замечание Оппенгеймера⁵⁴).

Был сделан ряд попыток получить условие, аналогичное (25), также для аксиальной части тока $j^n(A)$ (см., например, Полкингхорн⁵⁵). Следует, однако, заметить, что из равенства

$$k_\alpha A_\alpha = 0, \quad (27)$$

если бы даже оно выполнялось, не возникло бы заключения о неперенормируемости константы аксиально-векторного взаимодействия⁵⁶. Кроме того, равенство (27) противоречит опыту, так как оно запрещает распад $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и дает большое эффективное псевдоскалярное взаимодействие в β -распаде (Тэйлор⁵⁷ и Гольдбергер и Тримен⁵⁸).

4.3. G-инвариантность

Рассмотрим теперь операцию, которая представляет собой зарядовое сопряжение и поворот на 180° в пространстве изотопического спина. Это преобразование, названное Ли и Янгом⁵⁹ G -преобразованием, переводит $p \rightarrow \bar{p}$, $n \rightarrow -\bar{p}$ и меняет знак π -мезонной волновой функции ($\varphi_\pi \rightarrow -\varphi_\pi$) (см., например, обзор Вика¹⁵). В применении к слабым взаимодействиям G -преобразование изучалось Мишелем⁶⁰, Кавагучи и Нишиджимой⁶¹ и Вайнбергом⁶². Легко показать, что ток $j^n(V)$ при этом преобразовании не меняет знака, а ток $j^n(A)$ меняет знак. Матричные элементы ряда процессов таких, например, как β -распад нейтрона, захват мюона в водороде, в результате G -преобразования и эрмитового сопряжения должны переходить с точностью до знака сами в себя. Из сказанного выше следует, что при этом матричные элементы V_α должны не менять знака, а матричные элементы A_α должны менять знак.

4.4. Распад нейтрона

В соответствии со сказанным выше, матричные элементы β -распада нейтрона в наиболее общем случае имели бы вид (см. (21) и (22)):

$$V_\alpha = \bar{u}_p [\gamma_\alpha f_1 + (\gamma_\alpha \hat{k} - \hat{k} \gamma_\alpha) f_2 + k_\alpha f_3] u_n, \quad (28)$$

$$A_\alpha = \bar{u}_p [\gamma_\alpha g_1 + (\gamma_\alpha \hat{k} - \hat{k} \gamma_\alpha) g_2 + k_\alpha g_3] \gamma_5 u_n. \quad (29)$$

Однако в силу G -инвариантности (см. 4.3) $f_3 = 0$ и $g_3 = 0$. Как было отмечено выше (см. 4.2), функции f_1 и f_2 равны изотопически-векторной части электрического и магнитного форм-факторов нуклона соответственно. В частности, при $k^2 = 0$ $f_1(0) = 1$, а $f_2(0) = \frac{\mu_p - \mu_n}{4e} = \frac{3,7}{4M_p}$, где μ_p и μ_n — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона соответственно, e — электрический заряд, M_p — масса протона. На основе общих соображений мы ничего не можем пока сказать о членах g_1 и g_2 .

При распаде нейтрона импульс, передаваемый e^- и $\bar{\nu}$, мал ($\sim 1 \text{ Мэв/с}$), поэтому в (28) и (29) можно пренебречь членами, пропорциональными f_2 и g_3 . (Заметим, что членом, пропорциональным g_3 , можно пренебрегать и при высоких энергиях, если только мы имеем дело с лептонной парой $e\nu$, например, в процессе $e^- + p \rightarrow n + \nu$ при высоких энергиях⁶³, так как вклад этого члена пропорционален малой массе электрона.) Амплитуда β -распада нейтрона приобретает вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_p \gamma_\alpha (1 + \alpha \gamma_5) u_n] [\bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu], \quad (30)$$

где $\alpha \equiv g_1(0)$ — единственная величина в выражении (30), которая теоретически не предсказывается и должна быть получена из экспериментальных данных. (Величину G мы уже знаем из μ -распада.)

Вычисленная с помощью (30) полная вероятность распада нейтрона равна

$$w = \frac{1}{\tau} = G^2 (1 + 3\alpha^2) \frac{\Delta^5}{60\pi^3} 0,47. \quad (31)$$

Здесь $\Delta = M_n - M_p = 1,293 \text{ Мэв}$. Множитель 0,47 учитывает уменьшение фазового объема распада из-за наличия у электрона массы; для $m_e = 0$ этот множитель равнялся бы 1.

Энергетический спектр электронов описывается спектром Ферми

$$(\varepsilon^2 - m_e^2)^{\frac{1}{2}} (\Delta - \varepsilon)^2 \varepsilon d\varepsilon, \quad (32)$$

где ε — энергия электрона. Зависимость вероятности распада от угла ϑ между электроном и антинейтрино описывается формулой

$$1 + v\lambda \cos \vartheta, \quad (33)$$

где v — скорость электрона, а

$$\lambda = \frac{1 - \alpha^2}{1 + 3\alpha^2}. \quad (34)$$

Электроны, возникающие при распаде неполяризованного нейтрона, должны быть поляризованы антипараллельно своему импульсу, причем степень этой поляризации равняется v — скорости электрона (в единицах c). Если распадающийся нейтрон полностью поляризован, то угловое распределение электронов должно иметь вид

$$1 + v\rho_e \cos \varphi_e, \quad (35)$$

а угловое распределение нейтрино

$$1 + \rho_\nu \cos \varphi_\nu, \quad (36)$$

где

$$\rho_e = -\frac{2(\alpha^2 - \alpha)}{1 + 3\alpha^2}, \quad (37)$$

$$\rho_\nu = \frac{2(\alpha^2 + \alpha)}{1 + 3\alpha^2}; \quad (38)$$

$\varphi_e(\varphi_\nu)$ — угол между спином нейтрона и импульсом электрона (нейтрино). Экспериментальные и теоретические данные о распаде нейтрона сопоставлены в таблице IV.

В силу сохранения комбинированной четности должна отсутствовать корреляция типа $\boldsymbol{\eta} [\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu]$, где $\boldsymbol{\eta}$ — вектор поляризации нейтрона, \mathbf{p}_e и \mathbf{p}_ν — импульсы электрона и нейтрино. Опыт⁶⁴ подтверждает этот вывод.

Таблица IV

 β -распад нейтрона

Параметр	τ , сек	α	λ	ρ_e	ρ_ν
Теория	?	?	-0,08	-0,08	1,00
Эксперимент	$1011 \pm 26^*)$	$1,25 \pm 0,04$	$+0,07 \pm 0,12^{**})$ $-0,06 \pm 0,13^{***})$	$-0,11 \pm 0,02^{****})$	$+0,88 \pm 0,15^{****})$

$^*)$ Сосновский А. Н., Сливак П. Е., Прокофьев Ю. А., Кутиков И. Е., Добрынин Ю. П., ЖЭТФ 35, 1059 (1958); 36, 1012 (1959).
 $^{**})$ Robson J. M., Can. J. Phys. 36, 1450 (1958).
 $^{***})$ Требуховский Ю. В., Владимирский В. В., Григорьев В. К., Ермаков В. А., ЖЭТФ 36, 1314 (1959).
 $^{****})$ Burgy M. T., Kohn V. E., Novey T. B., Ringo G. R., Telegdi V. L., Phys. Rev. 110, 1214 (1958).

Величина α в таблице вычислена по формуле (31) для приведенного в таблице значения τ . Теоретические значения λ , ρ_e и ρ_ν получены с помощью этого значения α по формулам (34), (37) и (38).

Из таблицы IV видно, что опыты по распаду нейтрона не противоречат теории универсального $V-A$ -взаимодействия. Однако действительное подтверждение этой теории существенным образом основывается на результатах исследования β -распада ядер (см. обзоры Конопинского¹⁶ и Смородинского¹⁷).

Если считать излагаемую теорию слабого взаимодействия правильной, то из опытов по распаду нейтрона мы извлекаем по существу только величину α . Мы не можем пока объяснить, почему α так близко к единице и почему $\alpha > 1$.

4.5. Захват мюонов в водороде

В процессе $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ импульс, передаваемый от лептонов нуклонам, $k \sim m_\mu = 100 \text{ Мэв/с}$. Поэтому в выражениях (28) и (29) становятся существенными члены, пропорциональные f_2 и g_3 , отброшенные при рассмотрении β -распада нейтрона. (Члены f_3 и g_2 , разумеется, по-прежнему равны нулю.) Оценки по теории возмущений⁶⁵ дают $g_3 \sim 12/m_\pi$, где m_π — масса π -мезона. Рассмотрение с помощью дисперсионной техники^{48,49} подтверждает надежность этих оценок. Используя уравнение Дирака для лептонов, легко получить, что член, пропорциональный g_3 , эквивалентен эффективному псевдоскалярному взаимодействию между лептонами и нуклонами. Аналогично запрещенный в нашей модели член, пропорциональный f_3 , был бы эквивалентен скалярному взаимодействию. Расчеты вероятности захвата мюона протоном, а также угловых и спиновых корреляций в этом процессе были проведены в ряде работ⁶⁶⁻⁷⁰, причем в работе⁶⁷ был учтен указанный выше псевдоскалярный член g_3 , а в работе⁶⁹ член, пропорциональный f_2 .

4.6. Распады $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и $\pi \rightarrow e + \nu$

Амплитуды этих распадов имеют вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} f_\pi \varphi k_\alpha (\bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l), \quad (39)$$

где f_π — константа, имеющая размерность массы, k — четырехмерный им-

пульс π -мезона, а φ — его волновая функция; индекс l обозначает e или μ . Из (39) легко получить вероятности соответствующих распадов

$$\omega_l = \frac{G^2}{8\pi} f_\pi^2 m_\pi m_l^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_\pi^2}\right)^2. \quad (40)$$

Сравнивая (40) с известной вероятностью $\pi \rightarrow \mu$ -распада, находим

$$f_\pi^2 \approx 2 \cdot 10^{-2} M_p^2, \quad f_\pi \approx 0,14 M_p \approx m_\pi. \quad (41)$$

Формула (40) дает отношение для вероятностей распадов $\pi \rightarrow e + \nu$ и $\pi \rightarrow \mu + \nu$, не зависящее от f_π ⁷¹:

$$\frac{\omega_e}{\omega_\mu} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right)^2 = 1,36 \cdot 10^{-4}. \quad (42)$$

До последнего времени распад $\pi \rightarrow e + \nu$ обнаружить не удавалось (см., например, ⁷²) и отсутствие его считалось одним из самых серьезных возражений против теории универсального фермиевского взаимодействия. В конце лета 1958 г. этот распад был, наконец, обнаружен ⁷³. Его наблюдаемая вероятность не противоречит (42).

Так как спин π -мезона равен нулю, а нейтрино (антинейтрино) продольно поляризованы, то мюоны в распаде $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ должны быть полностью продольно поляризованы (μ^- — по движению, μ^+ — против). То же, разумеется, относится к e^- и e^+ в распадах $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$. Такую поляризацию μ^\pm и e^\pm в распаде π -мезонов можно назвать «вынужденной» (напомним, что в β -распаде нейтрона, где нет таких жестких ограничений из-за сохранения момента, e^- поляризованы антипараллельно своему импульсу). Ни знак, ни величина поляризации мюонов в π -распаде не измерены прямым путем. Мы можем судить о них пока лишь косвенно: по знаку и величине асимметрии электронов и их поляризации в цепи распадов $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$. Если предположить, что распад мюона правильно описывается излагаемой теорией, то, сравнивая экспериментальные данные с формулами (14) и (15), можно установить, что мюоны в $\pi \rightarrow \mu$ -распаде также поляризованы в согласии с теорией (см. Примеч. при корректуре на стр. 478).

4.7. Распады $\pi^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu$

Рассмотрим для определенности распад $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0$. Амплитуда этого распада, в силу аналогии между векторным слабым взаимодействием и взаимодействием с электромагнитным полем, равна ²¹:

$$G\varphi\varphi(k_a^* + k_a^0)(\bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e). \quad (43)$$

Здесь k^+ и k^0 — четырехмерные импульсы π^+ - и π^0 -мезонов. Такой вид матричного элемента легко получить из формулы (20), используя условие $k_a V_\alpha = 0$. Вычисленная с помощью (43) вероятность распада равна

$$\omega = \frac{G^2 \Delta^5}{30\pi^3} \approx 0,43 \text{ сек}^{-1}, \quad (44)$$

где $\Delta = m_{\pi^+} - m_{\pi^0} = 4,6 \text{ Мэв}$.

Сравнивая этот результат с известным временем жизни π^+ -мезона, находим:

$$\frac{\omega(\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu)}{\omega(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu)} \approx 10^{-8}. \quad (45)$$

Теоретический расчет процесса $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ был сделан Зельдовичем ⁷⁴ и Финбергом и Примаковым ⁷⁵. В этих же работах рассмотрен возможный способ экспериментального обнаружения этого процесса.

4.8. Распад $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$

Наряду со слабым и сильным взаимодействиями в этом распаде участвует и электромагнитное взаимодействие. Как легко видеть, вклад в этот процесс дают как A -, так и V -варианты слабого взаимодействия.

Расчет для A -варианта был сделан Трименом и Уайлдом⁷⁶ и уточнен Баксом и Иоффе⁷⁷, которые, кроме того, вычислили вклад V -варианта. (Ссылки на другие теоретические работы, относящиеся к этому распаду, содержатся в работе⁷⁸.) Величина $R = \omega(\pi \rightarrow e + \nu + \gamma) / \omega(\pi \rightarrow \mu + \nu)$, согласно работе⁷⁷, оказывается равной:

$$R \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ для } V\text{-варианта,}$$

$$R \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ для } A\text{-варианта.}$$

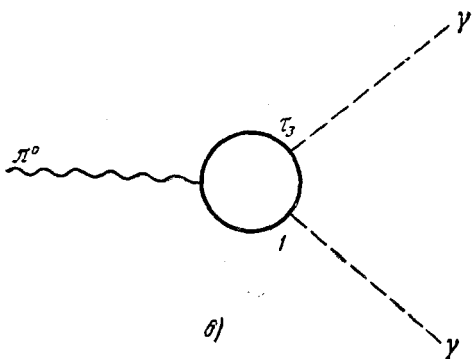
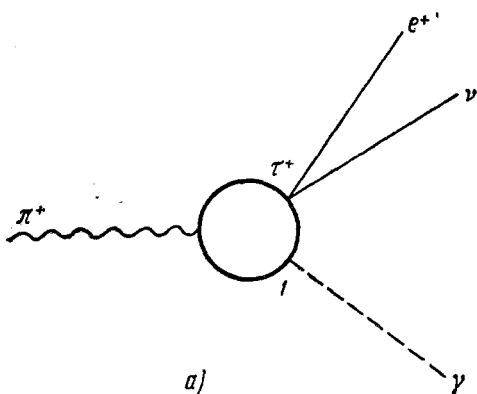


Рис. 5. Диаграммы распадов: а) $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$ и б) $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Последнее значение относится к таким радиационным распадам, в которых энергия позитрона $\leq 0,9 \varepsilon_{\max}$ (ε_{\max} — максимальная энергия позитрона в распаде $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$). Следует учесть, что основная доля излучения для A -варианта сосредоточена в узком угле вдоль направления движения электрона, причем в этом излучении преобладают фотоны малой энергии. Поэтому если наблюдать фотоны большой энергии, идущие под углом 180° к электрону, то можно выделить вклад V -варианта, который, как показано в⁷⁷, просто выражается через известное время жизни π^0 -мезона.

Связь между распадами $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$ (а) и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (б) про-

сто установить, если учесть аналогию между векторным фермиевским взаимодействием и электродинамическим взаимодействием. Воспользовавшись G -преобразованием, легко показать, что испускание фотона в процессе (а) и одного из фотонов в процессе (б) обусловлено изотопически-скалярной частью лагранжиана (23), а за испускание второго фотона в процессе (б) ответственна изотопически-векторная часть этого лагранжиана. Таким образом, и изотопическая структура матричных элементов процессов (а) и (б) одинакова (рис. 5).

Опыты⁷⁸ дали $R < 8,3 \cdot 10^{-6}$. Точность этих опытов недостаточна для наблюдения эффекта.

4.9. Распады странных частиц

Различные типы симметрии, установленные выше, и, в частности, сохранение векторного тока и G -инвариантность, налагают весьма жесткие ограничения на распады странных частиц с сохранением странности. Это

относится, во-первых, к распадам типа

$$K^0 \rightarrow K^+ + e^- + \bar{\nu}, \quad (46)$$

для которых амплитуды равны

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \Phi \Phi (k_a^+ + k_a^0) (\bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu), \quad (47)$$

а вероятность распада $\omega = G^2 \Delta^5 / 60\pi^3$. Для $\Delta = 3,7 \pm 0,7$ Мэв получаем $\omega \sim 0,1$ сек⁻¹. Ясно, что наблюдение этих распадов еще более сложно, чем соответствующих распадов π -мезонов.

Аналогично положение с распадом $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0 + e^- + \bar{\nu}$ наиболее «легко наблюдаемым» из подобных β -переходов внутри триплета Σ -гиперонов: он должен составлять $\sim 10^{-9}$ от всех распадов Σ^- -гиперона.

Пожалуй, единственными из лептонных распадов странных частиц с сохранением странности, у которых есть шансы быть обнаруженными с помощью современной экспериментальной методики, являются распады

$$\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda^0 + e^\pm \pm \nu. \quad (48)$$

Форма матричных элементов этих распадов зависит от относительной четности Σ -гиперона и Λ -гиперона. Если четности одинаковы, то (см. формулы (21) и (22)):

$$\left. \begin{aligned} V_\alpha &= \bar{u}_\Lambda [f_1 \gamma_\alpha + f_2 (\gamma_\alpha \hat{k} - \hat{k} \gamma_\alpha) + f_3 k_\alpha] u_\Sigma, \\ A_\alpha &= \bar{u}_\Lambda [g_1 \gamma_\alpha + g_2 (\gamma_\alpha \hat{k} - \hat{k} \gamma_\alpha) + g_3 k_\alpha] \gamma_5 u_\Sigma. \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

Если четности различны, то V_α и A_α меняются местами. Из условия $k_\alpha V_\alpha = 0$ следует, что

$$f_1 = - \frac{f_3 k^2}{M_\Sigma - M_\Lambda}, \quad (50)$$

если четности Λ и Σ одинаковы, и

$$g_1 = \frac{g_3 k^2}{M_\Sigma + M_\Lambda}, \quad (51)$$

если четности Λ и Σ различны. Как отметил Шехтер⁷⁹, это обстоятельство приводит к тому, что при $k \rightarrow 0$ матричный элемент $V_\alpha \rightarrow 0$ и, следовательно, мал по сравнению с матричным элементом A_α , который при $k \rightarrow 0$ стремится к конечному пределу. Заметим, что матричный элемент радиационного распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ и связанного с ним конверсионного распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + e^-$ тоже равен V_α из уравнения (49). Расчет этих процессов см. в работах Файнберга^{80a} и Фельдмана и Фултона^{80b}. Таким образом, матричный элемент V_α может быть независимо определен как при изучении лептонных, так и при изучении электромагнитных распадов.

Если в (49) пренебречь членами, которые стремятся к нулю при $k \rightarrow 0$, и считать, что $g_1 = 1$, то можно оценить вероятность распадов (48) в случае одинаковых четностей Λ - и Σ -гиперонов по формуле β -распада нейтрона

$$\omega = \frac{3G^2 \Delta^5}{60\pi^3},$$

откуда получается:

$$\omega_{\Sigma^+} = 0,7 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}, \quad \omega_{\Sigma^-} = 1,1 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}. \quad (52)$$

Используя известные времена жизни Σ -гиперонов, получаем:

$$\omega_{\Sigma^+ \tau_{\Sigma^+}} \approx 0,5 \cdot 10^{-4}, \quad \omega_{\Sigma^- \tau_{\Sigma^-}} \approx 1,8 \cdot 10^{-4}. \quad (53)$$

Хотя истинные значения могут отличаться в несколько раз от этих оценок, тем не менее можно заключить, что для наблюдения распадов $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda^0 \rightarrow e^\pm \pm \nu$ необходимо иметь приблизительно $10^4 - 10^5$ π -мезонных распадов Σ -гиперонов. (До сих пор наблюдалось несколько сотен π -мезонных распадов Σ -гиперонов.)

5. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ К-МЕЗОНОВ И ГИПЕРОНОВ С ИЗМЕНЕНИЕМ СТРАННОСТИ

5.1. Разрешенные и запрещенные процессы

За исключением нескольких «экзотических» распадов, рассмотренных выше (4.9), лептонные распады странных частиц обусловлены взаимодействиями (см. формулы (1)–(4)):

$$\frac{G}{\sqrt{2}} j_a^A e^* + \text{э.с.} \quad \frac{G}{\sqrt{2}} j_a^A \mu^* + \text{э.с.} \quad (54)$$

Эти взаимодействия должны приводить к следующим лептонным распадам гиперонов:

$$\begin{aligned} \Lambda &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu} & (\Lambda_e), & \quad \Lambda \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu} & (\Lambda_\mu), \\ \Sigma^- &\rightarrow n + e^- + \bar{\nu} & (\Sigma_e^-), & \quad \Sigma^- \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu} & (\Sigma_\mu^-), \\ \Xi^- &\rightarrow \Sigma^0 + e^- + \bar{\nu} & & \quad \Xi^- \rightarrow \Sigma^0 + \mu^- + \bar{\nu} & \\ \Xi^- &\rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu} & \left. \vphantom{\Xi^-} \right\} (\Xi_e), & \quad \Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \mu^- + \bar{\nu} & \left. \vphantom{\Xi^-} \right\} (\Xi_\mu), \\ \Xi^0 &\rightarrow \Sigma^+ + e^- + \bar{\nu} & & \quad \Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + \mu^- + \bar{\nu} & \end{aligned}$$

На опыте наблюдались два случая распада Λ_e и один возможный случай распада Σ_e или Σ_μ . Другие лептонные распады гиперонов пока не наблюдались. Кроме того, взаимодействие (54) должно приводить к следующим распадам K^+ - и K^0 -мезонов:

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow e^+ + \nu & (K_{e2}^+), & \quad K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu & (K_{\mu2}^+), \\ K^+ &\rightarrow e^+ + \nu + \pi^0 & (K_{e3}^+), & \quad K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^0 & (K_{\mu3}^+), \\ K^0 &\rightarrow e^+ + \nu + \pi^- & (K_{e3}^0), & \quad K^0 \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^- & (K_{\mu3}^0), \\ K^+ &\rightarrow e^+ + \nu + \pi^0 + \pi^0 & & \quad K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^0 + \pi^0 & \\ K^+ &\rightarrow e^+ + \nu + \pi^+ + \pi^- & \left. \vphantom{K^+} \right\} (K_{e4}), & \quad K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^+ + \pi^- & \left. \vphantom{K^+} \right\} (K_{\mu4}), \\ K^0 &\rightarrow e^+ + \nu + \pi^- + \pi^0 & & \quad K^0 \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^- + \pi^0 & \end{aligned}$$

Соответствующие распады K^- - и \bar{K}^0 -мезонов получаются из распадов K^+ - и K^0 -мезонов заменой всех частиц на античастицы. Заметим, что распад K_{e2} и распады K_{e4} и $K_{\mu4}$ пока не наблюдались.

Как легко видеть, взаимодействия (54) могут изменять странность сильно взаимодействующих частиц на $\Delta S = \pm 1$. Изменение странности на $|\Delta S| > 1$ запрещено. В силу этого невозможны, в частности, распады:

$$\begin{aligned} \Xi^- &\rightarrow n + e^- + \bar{\nu}; \quad \Xi^- \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}, \\ \Xi^0 &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}, \quad \Xi^0 \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}. \end{aligned}$$

Как видно из (54), увеличение странности сильно взаимодействующих частиц в этом взаимодействии (переход $\Lambda \rightarrow p$) увеличивает их заряд

на единицу, а уменьшение странности сильно взаимодействующих частиц уменьшает их заряд на единицу (переход $p \rightarrow \Lambda$). Для взаимодействия (54) имеет место, таким образом, соотношение $\Delta Q = \Delta S$, где ΔQ и ΔS — изменение заряда и странности только сильно взаимодействующих частиц. Отсюда следует, что распады

$$\begin{aligned} \Sigma^+ &\rightarrow p + e^+ + \nu, & \Sigma^+ &\rightarrow p + \mu^+ + \nu, \\ \Xi^0 &\rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu, & \Xi^0 &\rightarrow \Sigma^- + \mu^+ + \nu, \\ K^0 &\rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}, & K^0 &\rightarrow \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}, \\ \bar{K}^0 &\rightarrow \pi^- + e^+ + \nu, & \bar{K}^0 &\rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu, \\ K^+ &\rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^+ + \pi^+, & K^+ &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu} + \pi^+ + \pi^+, \\ K^0 &\rightarrow e^- + \nu + \pi^+ + \pi^0, & K^0 &\rightarrow \mu^- + \nu + \pi^+ + \pi^0, \end{aligned}$$

для которых $\Delta Q = -\Delta S$, должны быть запрещены. Экспериментальные данные пока слишком бедны, чтобы можно было проверить, действительно ли перечисленные процессы запрещены.

5.2. Дальнейшие свойства лагранжиана и матричных элементов

Легко видеть, что лагранжиан (54) меняет изотопический спин сильно взаимодействующих частиц на $\Delta T = 1/2$ (изотопический спин протона равен $1/2$, а Λ -гиперона 0). Поскольку сильное взаимодействие изотопически инвариантно, это свойство лагранжиана распространяется и на матричные элементы процессов, обусловленных этим взаимодействием (см. K_{e3} - и $K_{\mu 3}$ -распады). Правило $\Delta T = 1/2$ для лептонных распадов странных частиц было впервые предложено Гелл-Манном⁸¹.

К сожалению, мы сейчас не можем указать других свойств симметрии лагранжиана (54). В частности, в отличие от векторного тока $j^n(V)$ не видно, каким образом можно было бы построить сохраняющийся ток j^A . Более того, как и для случая аксиального $j^A(A)$ -тока, такое сохранение привело бы к противоречию с имеющимися экспериментальными данными по $K_{\mu 2}$ - и K_{e3} -распадам^{52, 82}. Кроме того, поскольку p и Λ принадлежат различным изотопическим мультиплетам, не видно, каким образом это сохранение привело бы к перенормируемости соответствующих констант. Как мы увидим ниже, константы взаимодействия (54) действительно претерпевают значительную перенормировку.

Тот факт, что p и Λ принадлежат к различным изотопическим мультиплетам, лишает нас еще одной симметрии, а именно, G -инвариантности (см. 4.3). Таким образом, матричные элементы (19) — (22) должны содержать для лептонных распадов странных частиц с несохранением странности все возможные члены, перечисленные в 4.1.

5.3. Лептонные распады гиперонов

Мы уже перечислили выше лептонные распады гиперонов, которые должны иметь место согласно излагаемой теории, и распады, которые должны быть запрещены.

Амплитуда лептонного распада гиперона (например, $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$) имеет вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} (V_\alpha + A_\alpha) (\bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu), \quad (55)$$

где

$$V_a = \bar{u}_p [\gamma_a f_1 + (\gamma_a \hat{k} - \hat{k} \gamma_a) f_2 + k_a f_3] u_\Lambda, \quad (56)$$

$$A_a = \bar{u}_p [\gamma_a g_1 + (\gamma_a \hat{k} - \hat{k} \gamma_a) g_2 + k_a g_3] \gamma_5 u_\Lambda. \quad (57)$$

Здесь все шесть функций $f(k^2)$ и $g(k^2)$ — неизвестные, которые должны быть получены из опыта. Разумется, имея последовательную теорию сильных взаимодействий, мы могли бы вычислить эти функции; но пока такой теории нет, мы не можем вычислить даже вероятность рассматриваемого распада, не говоря уже об угловых распределениях, спектрах, поляризациях и т. п.

Чтобы иметь хотя бы приблизительное представление о величине функций f и g , рассчитаем вероятности некоторых распадов, предполагая, что $f_1 = g_1 = 1$, а $f_2 = f_3 = g_2 = g_3 = 0$. Получим тогда (^{84,21}, см. также ⁸³):

$$\omega = \frac{G^2 \Delta^5 c}{15 \pi^3}, \quad (58)$$

где $\Delta = \frac{M_Y^2 - M_N^2}{2M_Y}$ — максимальная энергия электрона (M_Y и M_N — массы гиперона и нуклона), c — множитель, учитывающий отдачу. Если $x = \Delta/M_Y$, то

$$c = -\frac{15}{16} x^{-5} (1-2x)^2 \ln(1-2x) - \frac{5}{8} x^{-4} (1-x)(3-6x-2x^2). \quad (59)$$

При $x=0$, $c=1$ и формула (58) совпадает с формулой (31) для β -распада нейтрона, если в последней положить $\alpha=1$. При $x=0,5$, $c=2,5$ и формула (58) совпадает с формулой (11) для распада мюона.

Вычисленные по формуле (58) вероятности приведены в таблице V.

Таблица V

«Теоретические» вероятности лептонных распадов гиперонов

Распад	$w_e \text{ сек}^{-1}$	$w_e \tau$	Распад *)	$w_\mu \text{ сек}^{-1}$	$w_\mu \tau$
$\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$	$5,8 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}$	$9,4 \cdot 10^6$	$2,4 \cdot 10^{-3}$
$\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$	$3,4 \cdot 10^8$	$5,8 \cdot 10^{-2}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}$	$1,5 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^{-2}$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}$	$1,2 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^{-2}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \mu^- + \bar{\nu}$	$3,2 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^{-2}$
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 + e^- + \bar{\nu}$	$1,4 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^{-3}$	$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 + \mu^- + \bar{\nu}$	$2,1 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^{-4}$
Вероятности w_e вычислены по формуле (58).					
*) К распадам с испусканием мюона формула (58) уже неприменима. Соответствующие вероятности взяты из работы Шехтера В. М., ЖЭТФ 36, 1299 (1959). Времена жизни Λ - и Σ -гиперонов τ_Λ и τ_Σ взяты из таблицы I. Мы произвольно приняли $\tau_{\Xi^-} = 5 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$.					

Расчет спектров и угловых распределений вторичных частиц в лептонных распадах гиперонов для случая, когда $f_2 = f_3 = g_2 = g_3 = 0$ содержится в работе ⁸⁵.

До настоящего времени в различных лабораториях наблюдается примерно 1500 распадов Λ -гиперонов ($\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ и $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$) и бо-

лее 200 распадов Σ^- -гиперонов ($\Sigma^- \rightarrow p + \pi^-$) (см. ^{86b}). Согласно таблице V при этом должны были наблюдаться примерно 25 лептонных распадов Λ -гиперонов и примерно 12 лептонных распадов Σ -гиперонов. Известен же только один случай, который может быть интерпретирован как лептонный распад Σ -гиперона ⁸⁶ и два случая распада $\Lambda \rightarrow e^- + \nu + p$ (работы ^{86a, 86b}, см. также ^{86c}). Так как энергии, выделяемые в Λ - и Σ -распадах, различны, представляется маловероятным, чтобы в обоих случаях малая величина вероятности возникала в результате деструктивной интерференции различных членов матричных элементов (56) и (57). Поэтому мы должны заключить, что в действительности коэффициенты f и g в (56) и (57) значительно меньше единицы. Как будет видно из дальнейшего, это заключение находится в качественном согласии с теми выводами, которые можно сделать из рассмотрения распадов $K_{\mu 2}$ и $K_{e 2}$ (см. в связи с этим ^{75, 85a, 99}).

5.4. Распады $K_{\mu 2}$ и $K_{e 2}$

Амплитуды распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$, $K^+ \rightarrow e^+ + \nu$ имеют вид:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} f_K \varphi k_\alpha (\bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l), \quad (60)$$

где k — импульс K -мезона, φ — его волновая функция, а f_K — неизвестная константа (ср. формулу (19)). Из (60) следует, что соответствующие вероятности равны

$$\omega_{\mu, e} = \frac{G^2}{8\pi} f_K^2 m_K m_{\mu, e}^2 \left(1 - \frac{m_{\mu, e}^2}{m_K^2}\right)^2. \quad (61)$$

Сравнивая это с известной вероятностью $K_{\mu 2}$ -распада, находим

$$f_K^2 \approx 0,14 \cdot 10^{-2} M_p^2. \quad (62)$$

Сравнивая (62) с (41) получаем $f_\pi^2/f_K^2 \approx 14$. Это не противоречит заключению предыдущего параграфа о малости эффективного взаимодействия странных частиц с лептонами (см. 5.3).

Из формулы (61) следует, что распад $K_{e 2}$ должен быть примерно в 40 000 раз менее вероятен, чем распад $K_{\mu 2}$. Экспериментально это отношение, по-видимому, меньше 1% (см. ⁶).

Мюоны в $K_{\mu 2}$ -распаде должны быть полностью продольно поляризованы (μ^- — по движению, μ^+ — против) аналогично мюонам в распаде π -мезонов. Измерение асимметрии электронов в цепи $K^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ подтверждает это ⁸⁷.

Так же как для распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$, сохранение тока, ответственного за $K_{\mu 2}$ - и $K_{e 2}$ -распады, привело бы к их запрету, так как из условия $f k_\alpha k_\alpha = 0$ следует, что $f = 0$ (см. (⁵⁸)).

5.5. Распад $K_{e 3}$

Амплитуды распадов $K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^0$ имеют вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \varphi_K \varphi_\pi (f_1 p_\alpha + f_2 q_\alpha) (\bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l), \quad (63)$$

где φ_K и φ_π — волновые функции, а p и q — четырехмерные импульсы K -мезона и π -мезона соответственно. Рассмотрим более подробно $K_{e 3}$ -распад. Учитывая, что $q = p - k_e - k_\nu$, и используя уравнение Дирака

($\hat{k}u = mu$) для лептонов, получим из (63), пренебрегая массой электрона:

$$\frac{G}{V^2} \varphi_K \varphi_\pi (f_1 + f_2) p_\alpha (\bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e). \quad (64)$$

Рассматривая теперь распад покоящегося K -мезона и обозначая $f_1 + f_2 = 2g$, имеем

$$V^2 G g \varphi_K \varphi_\pi m_K (\bar{u}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) u_e). \quad (65)$$

Функция g , так же как f_1 и f_2 , зависит только от $(p - q)^2$, т. е. от энергии π -мезона E_π . Для расчета большинства характеристик K_{e3} -распада и, в частности, его полной вероятности необходимо знание этой зависимости. Если предположить, что $g(E_\pi) = \text{const}$, то

$$\omega \approx \frac{G^2 g^2 m_K^5}{768 \pi^3} 0,6, \quad (66)$$

где ω — полная вероятность, а 0,6 — множитель, учитывающий тот факт, что масса π -мезона отлична от нуля. При $m_\pi = 0$ он равнялся бы единице, а при $m_\pi = m_K$ равнялся бы нулю.

Сравнивая (66) с известной из опыта вероятностью K_{e3} -распада (таблица VI), имеем:

$$g^2 \approx 2,5 \cdot 10^{-2}, \quad g \approx \pm 0,16. \quad (67)$$

Снова, как для лептонных распадов гиперонов и распада $K_{\mu 2}$, форм-фактор K_{e3} -распада оказывается много меньше единицы.

В предположении $g(E_\pi) = \text{const}$ спектр электронов в K_{e3} -распаде имеет вид (Фуруичи и др.⁸⁸):

$$\left. \begin{aligned} \omega(E_e) dE_e &= \frac{G^2 g^2}{8\pi^3} \cdot \frac{4m_K (W_e - E_e)^2 E_e^2}{m_K - 2E_e} dE_e, \\ 0 \leq E_e \leq W_e &= \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{2m_h}. \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

При распаде нейтральных K -мезонов (например, $K_S^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^-$), импульс которых неизвестен, из опыта может быть получено энергетическое распределение нейтрино. Энергия нейтрино в системе покоя K -мезона E_ν связана с энергиями и импульсами заряженных продуктов распада соотношением

$$E_\nu = \frac{m_K^2 - (E'_\pi + E'_e)^2 + (p'_\pi + p'_e)^2}{2m_K}, \quad (69)$$

где E'_π , p'_π (E'_e , p'_e) — энергия и импульс π -мезона (позитрона) в лабораторной системе координат. Таким образом, хотя энергии и импульсы заряженных частиц (π^- и e^+) в системе покоя K -мезона в этом случае неизвестны, энергия нейтрино в этой системе известна. На это обстоятельство впервые указал Фуруичи⁸⁹. Поскольку в наших расчетах мы пренебрегали массой электрона, то нетрудно видеть, что спектр нейтрино, так же как спектр электронов, описывается формулой (68).

Целый ряд предсказаний о K_{e3} -распаде можно сделать, не зная свойств функции $g(E_\pi)$. На это впервые обратили внимание Пайс и Тримен⁹⁰. Действительно, угловое распределение электронов при фиксированном импульсе π -мезонов или, что эквивалентно, спектр электронов при фиксированной E_π могут быть рассчитаны без знания $g(E_\pi)$. Вероятность испускания электрона с энергией E_e и π -мезона с энергией E_π равна^{91, 92, 93}:

$$\omega(E_e, E_\pi) dE_e dE_\pi = \frac{G^2 g^2}{8\pi^3} m_K [h_\pi^2 - (m_K - E_\pi - 2E_e)^2] dE_e dE_\pi. \quad (70)$$

Таблица VI

Вероятности распадов K -мезонов

	K^+		K_1^0		K_2^0
$K_{\pi 2}$	$\pi^+ + \pi^0$	$25,6 \pm 1,7$	$\pi^+ + \pi^-$ $\pi^0 + \pi^0$	78 ± 6 14 ± 6	\times \times
$K_{\pi 3}$	$\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ $\pi^0 + \pi^0 + \pi^+$	$5,66 \pm 0,30$ $1,70 \pm 0,32$	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ $\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	— \times	~ 15
$K_{\mu 2}$ $K_{e 2}$	$\mu^+ + \nu$ $e^+ + \nu$	$58,8 \pm 2,0$ —	нет аналогов		
$K_{\mu 3}$ $K_{e 3}$	$\mu^+ + \nu + \pi^0$ $e^+ + \nu + \pi^0$	$4,0 \pm 0,77$ $4,19 \pm 0,42$	$\mu^\pm \pm \nu + \pi^\mp$ $e^\pm \pm \nu + \pi^\mp$	— —	~ 40 ~ 40
$K_{\mu 4}$	$\mu^+ + \nu + \pi^0 + \pi^0$ $\mu^+ + \nu + \pi^+ + \pi^-$ $\mu^- + \nu + \pi^+ + \pi^+$	— — +	$\mu^\pm \pm \nu + \pi^\mp + \pi^0$	—	—
$K_{e 4}$	$e^+ + \nu + \pi^0 + \pi^0$ $e^+ + \nu + \pi^+ + \pi^-$ $e^- + \nu + \pi^+ + \pi^+$	— — +	$e^\pm \pm \nu + \pi^\mp + \pi^0$	—	—
		100		92	~ 100
	Частота распада сек^{-1}	$0,815 \cdot 10^8$		$0,95 \cdot 10^{10}$	$1,24 \cdot 10^7$

\times означает, что процесс запрещен в силу CP -инвариантности.
— означает, что процесс не запрещен, но теоретически обладает очень малой вероятностью и пока не наблюдался.
+ означает, что процесс запрещен в силу правила отбора $\Delta Q = \Delta S$.
Данные о распаде K^+ -мезонов взяты из обзора Гелл-Манна и Розенфельда Annual Rev. of Nuclear Sci. 7, 407 (1957). Согласно работе Bruin M., Hult-huisen D. J., Jongejans B., Nuovo Cim. 9, 422 (1958) вероятность $K_{\mu 3}^+$ равна $3,9 \pm 0,5\%$, а $K_{e 3}^+$ $5,1 \pm 0,8\%$.
Данные о распаде K_1^0 -мезона взяты из доклада Глазера на Женевской конференции 1958 г. Сумма слагаемых не равна 100%, так как соответствующие данные получены в существенно различных опытах.
Данные о распадах K_2^0 -мезона взяты из работы Bardon M., Lande K., Lederman L. M. and Chinowsky W., Annals of Physics 5, 156 (1958).
Теоретическая оценка вероятности $K_{e 4}$ -распада содержится в работе Ope-da S., Nuclear Phys. 4, 27 (1958).

Для данного E_π энергия электрона лежит в области

$$\frac{m_K - E_\pi - k_\pi}{2} \leq E_e \leq \frac{m_K - E_\pi + k_\pi}{2}. \quad (71)$$

Для данного E_e имеем

$$\frac{(m_K - 2e)^2 + m_\pi^2}{2(m_K - 2E_e)} \leq E_\pi \leq \frac{m_K^2 + m_\pi^2}{2m_K}. \quad (72)$$

Как отметил Кобзарев⁹⁴, сравнение распределения (70) с опытными данными удобно производить на диаграмме, аналогичной диаграмме Далица для τ -распада (рис. 6). К сожалению, необходимость отбора π -мезонов с определенной энергией затрудняет экспериментальную задачу. (Напомним, что до настоящего времени исследовано всего около 40

случаев K_{e3} -распада, в которых ни энергия, ни направление вылета π -мезонов вообще не наблюдались⁹⁵.) Поэтому мы, следуя Кобзареву, перепишем формулу (70) в таком виде, чтобы ее можно было сравнивать с

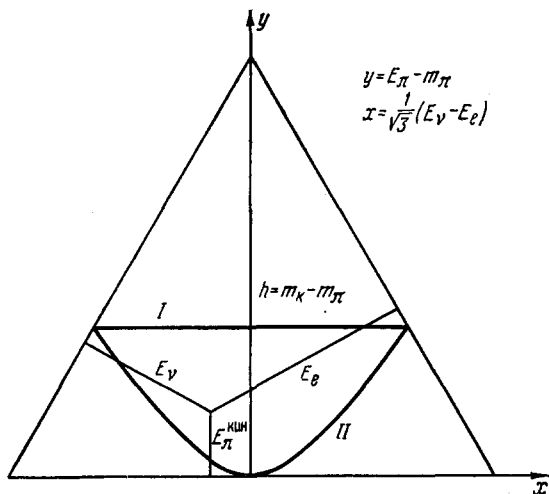


Рис. 6. Диаграмма Кобзарева для K_{e3} -распада. Область, разрешенная законами сохранения, ограничена линиями:

$$I: y = y_{\max} = \frac{(m_K - m_{\pi})^2}{2m_K}, \quad II: 3x^2 = y^2 + 2m_{\pi}y.$$

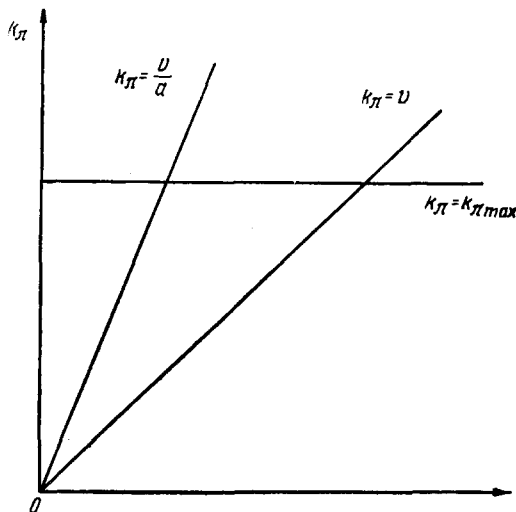


Рис. 7. Диаграмма «скользящего луча» для K_{e3} -распада. На оси абсцисс откладываются значения v .

гией $E_e \leq W_e/2$ (где W_e — максимально возможная энергия электрона) должно составлять меньше половины полного числа электронов. (Этот результат очевиден из диаграммы рис. 6, если учесть ее симметрию относительно вертикальной оси.) На опыте доля «медленных» электронов превышает 0,6 полного числа электронов. Можно, однако, надеяться, что увеличение статистики ликвидирует это противоречие. (Спектр

результатами опытов, в которых энергия π -мезонов измеряется, но не фиксирована:

$$\omega(k_{\pi}, v) \propto (k_{\pi}^2 - v^2) dk_{\pi} dv, \quad (73)$$

где $v = |E_e - E_{\nu}|$.

Разрешенная законами сохранения область изменения k_{π} и v ограничена прямыми $k_{\pi} = k_{\pi \max} = (m_K^2 - m_{\pi}^2)/2m_K$ и $k_{\pi} = v$ (рис. 7). Проведем теперь луч $k_{\pi} = v/a$ ($a \leq 1$). Тогда если обозначить через R отношение числа экспериментальных точек слева от луча к суммарному числу точек, то

$$R = \frac{3}{2} \left(a - \frac{a^3}{3} \right). \quad (74)$$

Существенно, что формула (74) справедлива при произвольном виде функции $g(E_{\pi})$.

Для определения функции $g(E_{\pi})$ может быть использован энергетический спектр π -мезонов^{91,92}

$$\omega(E_{\pi}) dE_{\pi} = \frac{G^2 g^2(E_{\pi})}{12\pi^3} m_K k_{\pi}^3 dE_{\pi}. \quad (75)$$

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о спектре электронов в K_{e3} -распаде не согласуются с формулой (68). Это противоречие не может быть устранено за счет функции $g(E_{\pi})$. Как показали Фурущи, Савада и Йонезава⁹⁶, из формулы (70) следует, что, какова бы ни была функция $g(E_{\pi})$, число «медленных» электронов с энер-

электронов основан примерно на 40 случаях; список экспериментальных работ см. в ⁹⁵.)

В заключение заметим, что электроны в распадах K_{e3}^- и \bar{K}_{e3}^0 должны быть полностью продольно поляризованы против направления своего движения, а позитроны в распадах K_{e3}^+ и K_{e3}^0 должны быть поляризованы по движению. Исключение составляют только те редкие случаи, когда π -мезон вылетает с импульсом, равным нулю, а электрон и нейтрино летят в противоположные стороны. (Если бы $m_e = 0$, такие случаи были бы строго запрещены, см. ⁹⁷.)

5.6. Распад $K_{\mu 3}$

Амплитуда $K_{\mu 3}$ -распада (63) может быть приведена, аналогично амплитуде K_{e3} -распада, к виду

$$V\sqrt{2}G\varphi_K\varphi_\pi[g m_K(\bar{u}_\nu\gamma_4(1+\gamma_5)u_\mu) - f m_\mu(\bar{u}_\nu(1-\gamma_5)u_\mu)]. \quad (76)$$

Это выражение содержит две неизвестные функции энергии π -мезона E_π : $2g = f_1 + f_2$ и $2f = f_2$. Здесь уместно подчеркнуть, что функция $g(E_\pi)$ в (76) в точности та же, что и функция $g(E_\pi)$ в выражении (65) в силу универсальности слабого взаимодействия ⁹⁷⁻⁹⁹. Только область разрешенной энергии π -мезона в $K_{\mu 3}$ -распаде меньше, чем в K_{e3} :

$$m_\pi \leq E_\pi \leq W_\pi = \frac{m_K^2 + m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_K}. \quad (77)$$

Если положить $g = \text{const}$, $f = \text{const}$; то можно вычислить полную вероятность $K_{\mu 3}$ -распада ^{97, 98, 99}:

$$\omega = \frac{G^2 m_K^2}{768\pi^3} [g^2 \cdot 0,5 - fg \cdot 0,2 + f^2 \cdot 0,05]. \quad (78)$$

При $m_\mu \rightarrow 0$: $0,2 \rightarrow 0$, $0,05 \rightarrow 0$, $0,5 \rightarrow 0,6$ и мы получаем формулу (66) для K_{e3} -распада. Сравнивая (78) и (66), как это было сделано рядом авторов ⁹⁷⁻⁹⁹, получаем

$$0,5g^2 - 0,2fg + 0,05f^2 \cong 0,6g^2, \quad (79)$$

поскольку на опыте $\omega(K_{e3}) \cong \omega(K_{\mu 3})$ (см. таблицу VI). Уравнение (79) имеет два решения:

$$\left. \begin{aligned} f/g &\cong 4,5, \\ f/g &\cong -0,5. \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

Как нетрудно убедиться, различные решения (80) приводят к различным спектрам мюонов и π -мезонов и различным поляризациям мюонов ^{97, 101}. Это делает возможным отбор на опыте одного из решений (80).

Приближение $f = \text{const}$, $g = \text{const}$, сделанное выше, допустимо, если f и g слабо зависят от E_π . В теории универсального фермиевского взаимодействия есть основания ожидать, что эта зависимость будет не сильной. Действительно, если $K_{\mu 3}$ -распад происходит за счет распада пары частиц $p + \bar{\Lambda}$ (или $\bar{p} + \Lambda$) на $\mu^+ + \nu$ ($\mu^- + \bar{\nu}$) и так как массы p и Λ значительно больше энергии, уносимой π -мезоном, то можно думать, что их распад на лептоны будет слабо зависеть от величины этой энергии.

Если измерять спектр мюонов при различных фиксированных энергиях π -мезона E_π , то можно найти зависимость g и f от E_π . Вычисленная с помощью амплитуды (76), вероятность распада на π -мезон

с энергией E_π и мюон с энергией E_μ равна ^{102, 92, 100}:

$$\omega(E_\pi, E_\mu) dE_\pi dE_\mu = \frac{G^2}{4\pi^3} \{g^2 m_K [2E_\mu E_\nu - m_K (W_\pi - E_\pi)] - \\ - 2gfm_\mu^2 E_\nu + f^2 m_\mu^2 (W_\pi - E_\pi)\} dE_\pi dE_\mu. \quad (81)$$

Здесь

$$W_\pi = \frac{m_K^2 + m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_K}, \quad E_\nu = m_K - E_\pi - E_\mu.$$

При фиксированной энергии E_π энергия E_μ меняется между

$$\frac{(m_K - E_\pi - p_\pi)^2 + m_\mu^2}{2(m_K - E_\pi - p_\pi)} \leq E_\mu \leq \frac{(m_K - E_\pi + p_\pi)^2 + m_\mu^2}{2(m_K - E_\pi + p_\pi)}. \quad (82)$$

При фиксированной энергии E_μ :

$$\frac{(m_K - E_\mu - p_\mu)^2 + m_\pi^2}{2(m_K - E_\mu - p_\mu)} \leq E_\pi \leq \frac{(m_K - E_\mu + p_\mu)^2 + m_\pi^2}{2(m_K - E_\mu + p_\mu)}. \quad (83)$$

Если проинтегрировать (81) по E_π в пределах (83), предполагая $g = \text{const}$ и $f = \text{const}$, то получается спектр мюонов:

$$\omega(E_\mu) dE_\mu = \frac{G^2}{2\pi^3} \frac{p_\mu (W_\mu - E_\mu)^2}{(m_K^2 + m_\mu^2 - 2m_K E_\mu)^2} \times \\ \times [f^2 m_K m_\mu^2 (m_K E_\mu - m_\mu^2) - 2fgm_K^2 m_\mu^2 (m_K - E_\mu) + \\ + g^2 m_K^2 (m_K E_\mu - 2E_\mu^2 + m_\mu^2)] dE_\mu, \quad (84)$$

$$\text{где } W_\mu = \frac{m_K^2 + m_\mu^2 - m_\pi^2}{2m_K}.$$

Интегрируя (81) по E_μ в пределах (82), получим спектр π -мезонов:

$$\omega(E_\pi) dE_\pi = \frac{G^2}{2\pi^3} \frac{m_K p_\pi (W_\pi - E_\pi)^2}{(m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_\pi)^3} \times \\ \times \left\{ \frac{g^2}{3} m_K^2 [2p_\pi^2 (m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_\pi) + m_\mu^2 (3(m_K - E_\pi)^2 + p_\pi^2)] - \right. \\ \left. - 2gfm_\mu^2 m_K (m_K - E_\pi) (m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_\pi) + \right. \\ \left. + f^2 m_\mu^2 (m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_\pi)^2 \right\} dE_\pi, \quad (85)$$

где по-прежнему $W_\pi = \frac{m_K^2 + m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_K}$. В отличие от электронов в K_{e3} -распаде, мюоны в $K_{\mu 3}$ -распаде обладают не только продольной поляризацией, но и поперечной в плоскости распада. Поляризация мюонов в направлении нормали к плоскости распада должна отсутствовать (см. работу Гатто ¹⁰³, где исследованы инварианты $K_{\mu 3}$ -распада, а также работы Ивантера ¹⁰⁴ и Сакураи ¹⁰⁸).

Продольная поляризация мюонов (μ^+) как функция их энергии равна (^{105-107, 104}, см. также ¹⁰⁸):

$$P(E_\mu) = m_K p_\mu \frac{g^2 (m_K - 2E_\mu) m_K + 2fgm_\mu^2 - f^2 m_\mu^2}{g^2 (E_\mu m_K - 2E_\mu^2 + m_\mu^2) m_K^2 - 2fgm_\mu^2 m_K (m_K - E_\mu) + f^2 m_\mu^2 (E_\mu m_K - m_\mu^2)}. \quad (86)$$

Здесь опять использовано приближение $g = \text{const}$, $f = \text{const}$. Для μ^- поляризация имеет противоположный знак.

Выражения для поперечной поляризации мюона см. в работах ^{109, 110}.

Экспериментальные данные о спектрах мюонов в $K_{\mu 3}$ -распаде очень бедны ⁹⁵. Поляризация мюонов в $K_{\mu 3}$ -распаде пока не измерялась.

5.7. Связь между лептонными распадами заряженных и нейтральных K -мезонов

Мы уже писали о том, что взаимодействие, ответственное за K_{e3} - и $K_{\mu 3}$ -распады, меняет изотопический спин сильно взаимодействующих частиц на $\Delta T = 1/2$ (см. 5.2). Как было отмечено рядом авторов^{81, 80, 111}, это приводит к связи между амплитудами $K_{\mu 3}$ (K_{e3})-распадов заряженных и нейтральных K -мезонов. Оказывается, что функции f и g , входящие в амплитуды $K_{\mu 3}$ - и K_{e3} -распадов, удовлетворяют условию:

$$\frac{g_{K^+}}{g_{K^0}} = \frac{f_{K^+}}{f_{K^0}} = \frac{g_{K^-}}{g_{\bar{K}^0}} = \frac{f_{K^-}}{f_{\bar{K}^0}} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (87)$$

Из этого соотношения следует, что энергетические спектры вторичных частиц, угловые распределения и поляризации в $K_{\mu 3}$ -распадах K^+ (K^-)- и K^0 (\bar{K}^0)-мезонов должны быть подобны, а полные вероятности должны относиться как 1:2.

При распаде нейтральных K -мезонов мы имеем дело не с K^0 и \bar{K}^0 , а с их суперпозициями K_1^0 и K_2^0 :

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad (88)$$

(см. ^{113, 6}). Сравнивая (88) и (87), легко установить соотношение между вероятностями $K_{\mu 3}$ -распадов K_1^0 и K_2^0 -мезонов и K^+ -мезонов^{112, 111}:

$$\begin{aligned} \omega(K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}) &= \omega(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}) = \\ &= \omega(K_1^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu) = \omega(K_2^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu) = \\ &= \omega(K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu). \end{aligned} \quad (89)$$

Все сказанное выше о $K_{\mu 3}$ -распадах относится и к K_{e3} -распадам. Используя известные данные о времени жизни K_1^0 -мезонов и вероятностях K_{e3}^+ и $K_{\mu 3}^+$ -распадов, а также соотношение (89), легко получить, что для K_1^0 -мезона $K_{\mu 3}$ - и K_{e3} -распады должны составлять меньше 0,1% всех распадов. Для K_2^0 -мезона эти распады оказываются весьма существенными. Из (89) следует, что если бы K_2^0 -мезон не имел других распадов, кроме $K_{\mu 3}$ и K_{e3} , то его время жизни составляло бы примерно $7 \cdot 10^{-8}$ сек. Наличие других распадов ($K_{\pi 3}$) уменьшает это значение до $(5-6) \cdot 10^{-8}$ сек.

Уточнение времени жизни K_2^0 -мезона (на опыте $\tau_{K_2^0} = 8,1^{+3,2}_{-2,4} \cdot 10^{-8}$ сек) и вероятностей отдельных его распадов могло бы выяснить правильность предсказаний теории в этом пункте.

5.8. Интерференционные эффекты в K_{e3} - и $K_{\mu 3}$ -распадах

Как упоминалось в 5.1, K^0 -мезон может распадаться только на μ^+ и e^+ , а \bar{K}^0 -мезон только на μ^- и e^- в $K_{\mu 3}$ - и K_{e3} -распадах. С другой стороны, в пучке нейтральных K -мезонов в вакууме должен иметь место переход K^0 в \bar{K}^0 ¹¹³. Следовательно, по мере «старения» пучка нейтральных K -мезонов отношение числа e^+ (μ^+)-распадов к числу e^- (μ^-)-распадов должно меняться. На возможность этого эффекта указали Зельдович¹¹⁴ и Тримен и Сакс¹¹⁵. В излагаемой теории отношения e^-/e^+ и μ^-/μ^+ должны быть одинаковы и должны равняться отношению

числа \bar{K}^0 -мезонов к числу K^0 -мезонов:

$$R(t) = \frac{n(\mu^-)}{n(\mu^+)} = \frac{n(e^-)}{n(e^+)} = \frac{n(\bar{K}^0)}{n(K^0)} = \frac{e^{-\frac{t}{\tau_1}} + e^{-\frac{t}{\tau_2}} - 2e^{-\frac{t}{2\tau_1} - \frac{t}{2\tau_2}} \cos \Delta m t}{e^{-\frac{t}{\tau_1}} + e^{-\frac{t}{\tau_2}} + 2e^{-\frac{t}{2\tau_1} - \frac{t}{2\tau_2}} \cos \Delta m t}, \quad (90)$$

где t — время, прошедшее с момента образования K^0 -мезонов до момента наблюдения, τ_1 и τ_2 — времена жизни K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, Δm — разность их масс.

Осцилляции лептонных распадов, описываемые формулой (90), пока не наблюдались. Что касается отношения числа \bar{K} -мезонов к числу K -мезонов, то оно было определено путем измерения захвата \bar{K} -мезонов в веществе с образованием гиперонов ¹¹⁶, что позволило установить Δm — разность масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Оказалось, что $1/\Delta m \sim 10^{-10}$ сек.

6. СЛАБОЕ НЕЛЕПТОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

6.1. Лагранжиан и правила отбора

Подробное рассмотрение нелептонных распадов странных частиц содержится в ряде обзоров и, в частности, в обзоре Гелл-Манна и Розенфельда ⁶. Поэтому мы остановимся только на правилах отбора для этого взаимодействия, вытекающих из модели Сакаты.

Лагранжиан слабого взаимодействия, ответственного за нелептонные распады странных частиц, имеет вид (см. формулу (1)):

$$\frac{G}{\sqrt{2}} j_a^\Lambda j_a^{n+} + \text{с.с.} \quad (91)$$

Все частицы, входящие в этот лагранжиан, обладают сильными взаимодействиями, и поэтому мы пока не очень много можем сказать о свойствах матричных элементов, обусловленных лагранжианом (91). Однако кое-что сказать все-таки можно.

Лагранжиан (91) может вызвать только переходы с $\Delta S = \pm 1$, так как он отвечает переходам $\Lambda \rightleftharpoons$ нуклон. Отсюда следует, что должны быть запрещены медленные распады

$$\begin{aligned} \Xi^- &\rightarrow p + \pi^-, \\ \Xi^0 &\rightarrow p + \pi^-, \\ \Xi^0 &\rightarrow n + \pi^0, \end{aligned}$$

в которых $\Delta S = +2$. Эти распады действительно не обнаружены. Однако следует учесть, что до сих пор Ξ^0 -гипероны экспериментально вообще не наблюдались, а число наблюдавшихся Ξ^- -гиперонов немногим более 10.

Более веским аргументом в пользу правила $\Delta S = \pm 1$ является экспериментально установленная величина разности масс \bar{K}_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Эта разность масс пропорциональна матричному элементу перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, происходящего в вакууме под действием слабого взаимодействия. Пусть прямые медленные переходы с $|\Delta S| > 1$ запрещены, как это имеет место в рассматриваемой модели слабого взаимодействия. Тогда разность масс будет обусловлена процессами, дважды содержащими слабое взаимодействие. Такими, например, как

$$K^0 \xrightarrow{G} N + \bar{N} \xrightarrow{G} \bar{K}^0.$$

Здесь оба перехода содержат константу слабого взаимодействия; таким образом, разность масс оказывается пропорциональной G^2 и по порядку величины равной обратному времени жизни K_1^0 -мезона $\Delta m \sim \frac{1}{\tau_1}$, где $\tau_1 \cong 10^{-10}$ сек (см., например, ¹¹⁴).

Как было замечено Понтекорво и автором ¹¹⁷, если бы были разрешены переходы с $|\Delta S|=2$, разность масс K_1^0 и K_2^0 -мезона была бы уже пропорциональна не G^2 , а G , и была бы на 5–7 порядков больше ($\Delta m \sim \frac{1}{\tau}$, где $\tau \sim 10^{-17}$ сек). В упомянутом выше опыте ¹¹⁶ было установлено, что $1/\Delta m \sim 10^{-10}$ сек. Согласно только что сказанному это означает, что переходы с $|\Delta S|=2$ запрещены в первом порядке теории возмущений по слабому взаимодействию.

Изменение изотопического спина, обусловленное лагранжианом (91), может равняться только $\Delta T=1/2, 3/2$. Большие ΔT запрещены, так как $T_\Lambda=0$, а значение T системы из двух нуклонов и одного антинуклона, в которые может перейти Λ -гиперон согласно (91) может равняться $1/2$ или $3/2$. Это свойство лагранжиана должны сохранить и амплитуды соответствующих процессов, так как сильные взаимодействия изотопически инвариантны (виртуальными фотонами мы пренебрегаем).

Если предположить, что амплитуда с $\Delta T=3/2$ значительно меньше, чем амплитуда с $\Delta T=1/2$, то можно говорить о приближенном правиле $\Delta T=1/2$ для нелептонных распадов странных частиц. Это правило, предложенное впервые Гелл-Манном и Пайсом ¹¹⁸, было исследовано в ряде теоретических работ (см. ^{6,14}) и находится в удивительном согласии со всей совокупностью экспериментальных данных о нелептонных распадах странных частиц. Следует подчеркнуть, что в рамках рассматриваемой теории не видно специальных оснований для этого правила.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теория слабых взаимодействий элементарных частиц, изложенная в этом обзоре, основана на двух гипотезах:

1. Гипотезе об универсальном фермиевском $V-A$ -взаимодействии между частицами.

2. Гипотезе о составной модели сильно взаимодействующих частиц.

Первая из этих гипотез является далеко идущим обобщением экспериментальных результатов, полученных в основном в β -распаде и распадах π -мезона и мюона.

Что касается второй гипотезы, то следует подчеркнуть, что мы использовали ее в некотором условном смысле. Дело в том, что до создания теории сильных взаимодействий (а возможно, и в рамках этой будущей теории) мы лишены возможности отличать «первичные» элементарные частицы и взаимодействия от «вторичных». (Так, например, если исходить из модели, в которой в качестве элементарных частиц выбраны Ξ^- , Ξ^0 и Λ , а все остальные частицы составные, то все следствия такой модели в точности совпадут со следствиями, вытекающими из модели Сакаты.) Поэтому мы опирались на модель Сакаты только постольку, поскольку могли использовать присущие ей свойства симметрии и связанные с ними законы сохранения и правила отбора.

Из содержания обзора видно, что сейчас нет ни одного экспериментального факта, который бы противоречил изложенной в обзоре теории. Следует учесть, однако, что в ряде случаев соответствующие экспериментальные данные в настоящее время либо очень неопределенны, либо совершенно отсутствуют.

ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

Недавно был измерен знак поляризации отрицательных мюонов, возникающих при распаде π^- -мезонов. В соответствии с излагаемой теорией, они оказались поляризованными по направлению движения. Love W. A., Marder S., Nadelhant J., Siegel R. T. and Taylor A. E., Phys. Rev. Letters 2, 107 (1959).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. High Energy Nuclear Physics. Proceedings of the Sixth Rochester Conference. Interscience, New York, 1956.
2. High Energy Nuclear Physics. Proceedings of the Seventh Rochester Conference. Interscience, New York, 1957.
3. 1958 Annual International Conference on High Energy Physics at CERN, Proceedings, Genève, 1958.
4. Proceedings of Padua—Venice Conference on Mesons and Newly Discovered Particles. September 1957.
5. Proceedings of the International Conference on Elementary Particles, Pisa, 1955. Suppl. Nuovo Cim. 4, 848 (1956).
6. Gell-Mann M. and Rosenfeld A. H., Ann. Rev. Nuclear Sci. 7, 407—478 (1957).
7. Franzinetti G. and Morpurgo G., Suppl. Nuovo Cim. 6, 469—804 (1957).
8. Dalitz R. H., Reports on Progress in Physics 20, 163—304 (1957).
9. Lee T. D. and Yang C. N., Elementary particles and weak interactions BNL Report No. 443 (T-91) (1957).
10. Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, ГИФМЛ, М., 1958.
11. Nishijima R., Fortschritte der Physik 4, 519—559 (1956).
12. Frisch O. R. and Skyrme T. H. R., Progr. Nucl. Phys. 6, 267 (1957).
13. D'Espagnat B. and Prentki J., Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics 4, Amsterdam (1958).
14. Окунь Л. Б., УФН 61, 535—560 (1957).
15. Wick G. C., Annual Rev. of Nuclear Sci. 8, 1—48 (1958).
16. Коноринский Е. J., Annual Rev. of Nuclear Sci. 9, 1 (1959).
17. Смородинский Я. А., УФН 67, 43 (1959).
- 17a. Оконов Э. О., УФН 67, 245 (1959).
- 18a. Yang C. N., Science 127, 565 (1958).
- 18b. Lee T. D., Science 127, 569 (1958).
19. Gell-Mann M. and Rosenbaum E. R., Sci. American 197, 72 (1957).
20. Lee T. D. and Yang C. N., Phys. Rev. 104, 254 (1956).
21. Feynman R. P. and Gell-Mann M., Phys. Rev. 109, 193 (1958).
22. Sudarshan E. C. G. and Marshak R. E., Доклад на конференции в Падуе — Венеции⁴.
23. Sakurai J. J., Nuovo Cim. 7, 649 (1958).
24. Sudarshan E. C. G. and Marshak R. E., Phys. Rev. 109, 1860 (1958).
25. Шехтер В. М., ЖЭТФ 34, 257 (1958).
- 26a. Зельдович Я. Б., 36, 964 (1959).
- 26b. Зельдович Я. Б., ЖЭТФ 33, 1531 (1957).
27. Sakata S., Progr. Theor. Phys. 16, 686 (1956).
28. Fermi E. and Yang C. N., Phys. Rev. 76, 1739 (1949).
- 29a. Levy M. M. and Marshak R. E., Nuovo Cim. 11, 366 (1954).
- 29b. Markov M. A., On the Classification of Elementary Particles (Acad. of Sci. USSR, Moscow, 1955). Report at the VI Rochester Conf. (1956) (см¹).
- 29c. Tanaka S., Progr. Theor. Phys. 16, 625 и 631 (1956). Maki Z., Progr. Theor. Phys. 16, 667 (1956). King R. W. and Peaslee D. C., Phys. Rev. 106, 360 (1957). Polubarinov I. V., Nuclear Phys. 8, 444 (1958).
30. Окунь Л. Б., ЖЭТФ 34, 469 (1958). Доклад на конференции в Падуе-Венеции⁴.
- 30a. Fujii K. and Iwata K., Progr. Theor. Phys. 19, 475 (1958); 20, 126 (1958).
31. Puppi G., Nuovo Cim. 5, 505 (1948). Klein O., Nature 161, 897 (1948). Lee T. D., Rosenbluth M. and Yang C. N., Phys. Rev. 75, 905 (1949). Tiomno J. and Wheeler J. A., Rev. Modern Phys. 21, 144 (1949). См. также Pontecorvo B., Phys. Rev. 72, 246 (1947).
32. Yang C. N., Revs. Modern Phys. 29, 231 (1957). Иoffe Б. Л., Окунь Л. Б., Рудик А. П., ЖЭТФ 32, 396 (1957). Lee T. D., Oehme R. and Yang C. N., Phys. Rev. 106, 340 (1957).
33. Ландау Л. Д., ЖЭТФ 32, 405 (1957); Nuclear Phys. 3, 127 (1957).
34. Mahmoud H. M., Коноринский Е. J., Phys. Rev. 92, 1045 (1953).

- Зельдович Я. Б., ДАН СССР 91, 1317 (1953). Marx G., Acta Phys. Hung. 3, 55 (1953).
35. Salam A., Nuovo Cim. 5, 299 (1957). Ландау Л. Д., ЖЭТФ 32, 405 (1957).
 - Lee T. D. and Yang C. N., Phys. Rev. 105, 1671 (1957).
 36. Sakurai J. J., Phys. Rev. Letters 1, 40 (1958).
 37. Steinberger J. and Wolfe H. B., Phys. Rev. 100, 1490 (1955).
 38. Schwinger J., Annals of Physics 2, 407 (1957).
 39. Feinberg G., Phys. Rev. 110, 1482 (1958).
 40. Byers N. and Peierls R. E., Nuovo Cim. 10, 520 (1958).
 41. Lee T. D., and Yang C. N., Phys. Rev. 108, 1611 (1957).
 42. Feynman R. P. and Gell-Mann M., Meeting of the American Phys. Soc. December 1958 (не опубликовано).
 43. Lokanathan S. and Steinberger J., Phys. Rev. 98, 240 (1955).
 44. Berman S. M., Phys. Rev. 112, 267 (1958).
 45. Michel L., Proc. Phys. Soc. A63, 514, 1371 (1950).
 46. Kinoshita T. and Sirlin A., Phys. Rev. 108, 844 (1957). Окунь Л. Б. и Шехтер В. М., ЖЭТФ 34, 1250 (1958); Nuovo Cim. 10, 359 (1958).
 47. Боголюбов Н. Н., Биленький С. М. и Логунов А. А., ДАН 115, 89 (1957). Bogolubov N. N., Bilenky S. M. and Logunov A. A., Nucl. Phys. 5, 383 (1958).
 48. Goldberger M. L. and Treiman S. B., Phys. Rev. 111, 354 (1958).
 49. Goldberger M. L. and Treiman S. B., Phys. Rev. 110, 1178 (1958).
 50. Окунь Л. Б., Доклад на Женевской конференции (см. 3 стр. 233). Этот же результат был получен Файнманом в модели Ферми—Янга без учета странных частиц (Файнман, частное сообщение).
 51. Хоффе Б. Л., ЖЭТФ 34, 1343 (1958).
 52. Герштейн С. С. и Зельдович Я. Б., ЖЭТФ 29, 698 (1955).
 53. Gell-Mann M., Phys. Rev. 111, 362 (1958).
 54. Oppenheimer J., см. 3, стр. 257.
 55. Polkinghorne J. C., Nuovo Cim. 8, 179 (1958); 8, 781 (1958).
 56. Blin-Stoyle R. J., Nuovo Cim. 10, 132 (1958).
 57. Taylor J. C., Phys. Rev. 110, 1216 (1958).
 58. Goldberger M. L. and Treiman S. B., Phys. Rev. 110, 1478 (1958).
 59. Lee T. D. and Yang C. N., Nuovo Cim. 3, 749 (1956).
 60. Michel L., Progress in Cosmic Ray Physics 1, Amsterdam (1952); Физика космических лучей ИЛ, 1954 (Москва), стр. 99.
 61. Kawaguchi M. and Nishijima K., Phys. Rev. 108, 905 (1957).
 62. Weinberg S., Phys. Rev. 112, 1375 (1958).
 63. Берестецкий В. Б. и Померанчук Н. Я., ЖЭТФ 36, 1321 (1959).
 64. Clark M. A., Robson I. M., Nathans R., Phys. Rev. Letters 1, 100 (1958). Burgy H. T., Krohn V. E., Novey T. B., Ringo G. R. and Telegdi V. L., Phys. Rev. Letters 1, 324 (1958).
 65. Weinberg S., Phys. Rev. 106, 1301 (1957); Lopes J. L., Phys. Rev. 109, 509 (1958).
 66. Shapiro I. S., Dolinsky E. I. and Blokhintsev L. D., Nuclear Phys. 4, 273 (1957).
 67. Wolfenstein L., Nuovo Cim. 8, 882 (1958).
 68. Huang K., Yang C. N. and Lee T. D., Phys. Rev. 108, 1340 (1958).
 69. Чжоу Гуанчжао, Маевский В., ЖЭТФ 35, 1581 (1958).
 70. Зельдович Я. Б., Герштейн С. С., ЖЭТФ 35, 821 (1958).
 - 70a. Герштейн С. С., ЖЭТФ 34, 463 (1958).
 71. Ruderman M. A. and Finkelstein R. J., Phys. Rev. 76, 1458 (1949). D'Espagnat B. Compt. Rend. 228, 744 (1949).
 72. Anderson H. L. and Lattes C. M. G., Nuovo Cim. 6, 1356 (1957).
 73. Fazzini T., Fidicaro G., Merrison A. W., Paul H. and Tollestup A. W., Phys. Rev. Letters 1, 247 (1958). Impeduglia G., Plano R., Prodell A., Samios N., Schwartz M., Steinberger J., Phys. Rev. Letters 1, 249 (1958).
 74. Зельдович Я. Б., ДАН 97, 421 (1954).
 75. Feenberg E. and Primakoff H., Phil. Mag. 3, 328 (1958).
 76. Treiman S. B. and Wyld H. W., Phys. Rev. 101, 1552 (1956).
 77. Вакс В. Г. и Хоффе Б. Л., ЖЭТФ 35, 221 (1958); Nuovo Cim. 10, 342 (1958).
 78. Burkhardt G. H., Cassels J. M., Rigby M., Wetherell A. M. and Wormald I. R., Proc. Phys. Soc. 72, 144 (1958).
 79. Шехтер В. М., Частное сообщение.
 - 80a. Feinberg G., Phys. Rev. 109, 1019 (1958).
 - 80b. Feldman G. and Fulton T., Nuclear Phys. 8, 106 (1958).
 81. Gell-Mann M. (см. 1).

82. Weinberg S., Marshak R. E., Okubo S., Sudarshan E. C., Teutsch W. B., Phys. Rev. Letters 1, 25 (1958). Marshak R., Доклад на Женевской конференции 1958 г. (см. ³ стр. 283).
83. Finkelstein R. J., Phys. Rev. 88, 555 (1952). Марков М. и Стаханов В., ЖЭТФ 28, 740 (1955).
84. Behrends R. E., and Fronsdaal C., Phys. Rev. 106, 345 (1957).
85. Шехтер В. М., ЖЭТФ 35, 458 (1958).
- 85a. Шехтер В. М., ЖЭТФ 36, 1299 (1959).
86. Hornbostel J. and Salant E. O., Phys. Rev. 102, 502 (1956).
- 86a. Grawford F. S., Jr. Cresti M., Good M. L., Kalbfleisch G. R., Stevenson M. L., Ticho H. K., Phys. Rev. Letters 1, 377 (1958).
- 86b. Nordin P., Orear J., Reed L., Rosenfeld A. H., Solmitz F. T., Taft H. D., Tripp R. D., Phys. Rev. Letters 1, 380 (1958).
- 86c. Eisler F., Plano R., Prodel A., Samios N., Schwartz M., Steinberger J., Conversi M., Franzini P., Manelli L., Santangelo R. and Silvestrini V., Phys. Rev. 112, 979 (1958).
87. Coombes C. A., Cork B., Galbraith W., Lambertson G. R., Wenzel W. A., Phys. Rev. 108, 1348 (1957).
88. Furuichi S., Kodama T., Ogawa S., Sugahara Y., Wakasa A., Yonezawa M., Prog. Theor. Phys. 17, 89 (1957).
89. Furuichi S., Nuovo Cim. 7, 269 (1958).
90. Pais A. and Treiman S. B., Phys. Rev. 105, 1616 (1957).
91. Окунь Л. Б., ЖЭТФ 33, 525 (1957).
92. McDowell S. W., Nuovo Cim. 6, 1445 (1957).
93. Ивантер И. Г., ЖЭТФ 34, 1202 (1958).
94. Кобзарев И. Ю., ЖЭТФ 34, 1347 (1958).
95. Bruin M., Holthuisen D. J. and Jongejans B., Nuovo Cim. 9, 422 (1958).
96. Furuichi S., Sawada S., Yonezawa M., Nuovo Cim. 10, 541 (1958).
97. Gatto R., Phys. Rev. 111, 1426 (1957).
98. Streater R. F. and Taylor J. C., Nuclear Phys. 7, 276 (1958).
99. Fujii A. and Kawaguchi M. Phys. Ra 113, 1159 (1959).
100. Zachariasen F., Phys. Rev. 110, 1481 (1958).
101. Матинян С. Г. и Окунь Л. Б., ЖЭТФ 36, 1317 (1959).
102. Матинян С. Г., ЖЭТФ 33, 797 (1957).
103. Gatto R., Progr. Theor. Phys. 19, 146 (1958).
104. Ивантер И. Г., ЖЭТФ 35, 111 (1958).
105. Werle J., Nuclear Phys. 4, 171 (поправка 4, 693), (1957).
106. Furuichi S., Sawada S. and Yonezawa M., Nuovo Cim. 6, 1416 (1957).
107. Okun L., Nuclear Phys. 5, 455 (1958).
108. Sakurai J. J., Phys. Rev. 109, 980 (1958).
109. Werle J., Nuclear Phys. 6, 1 (1958).
110. McDowell S. W., Nuovo Cim. 9, 258 (1958).
111. Okubo S., Marshak R. E., Sudarshan E. C. G., Teutsch W. B., Weinberg S., Phys. Rev. 112, 665 (1958).
112. Кобзарев И. Ю. и Окунь Л. Б., ЖЭТФ 34, 763 (1958). Этот результат был получен также М. Гелл-Манном (частное сообщение).
113. Gell-Mann M. and Pais A., Phys. Rev. 97, 1387 (1955).
114. Зельдович Я. Б., ЖЭТФ 30, 1168 (1956).
115. Treiman S. B. and Sachs R. G., Phys. Rev. 103, 1545 (1956).
116. Boldt E., Caldwell D. O. and Pal Y., Phys. Rev. Letters 1, 150 (1958).
117. Окунь Л. Б. и Понтекорво Б. М., ЖЭТФ 32, 1587 (1957).
118. Gell-Mann M. and Pais A., Proc. of the 1954 Glasgow Conference on Nuclear and Meson Physics. London, Pergamon, 1955, p. 342.