

Л.Б.ОКУНЬ



Слабое

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ
ЧАСТИЦ

Л. Б. ОКУНЬ

**Слабое
взаимодействие
элементарных
частиц**



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1963

АННОТАЦИЯ

В 1950—1960 годах физика элементарных частиц претерпела бурное развитие. Особенно важные открытия были сделаны в области слабых взаимодействий элементарных частиц, где было открыто новое фундаментальное явление, получившее название несохранения четности.

Монография Л. Б. Окуня представляет собой систематическое изложение теории распадов элементарных частиц, обусловленных слабыми взаимодействиями. Она написана на основе лекций, прочитанных автором в Институте теоретической и экспериментальной физики АН СССР и в Объединенном институте ядерных исследований.

Книга рассчитана на студентов, аспирантов и научных работников, специализирующихся в области физики элементарных частиц и теоретической физики.

Лев Борисович Окунь

Слабое взаимодействие элементарных частиц

М., Физматгиз, 1963 г., 248 стр. с илл.

Редактор В. Д. Козлов

Техн. редактор Л. Ю. Плакше

Корректор С. Н. Емальянова

Сдано в набор 13/II 1963 г. Подписано к печати 20/VIII 1963 г. Бумага 84×108¹/₃₂. Физ. печ. л. 7,75. Условн. печ. л. 12,71. Уч.-изд. л. 11,98. Тираж 8500 экз. Т-07677. Цена книги 80 коп. Заказ № 207.

Государственное издательство физико-математической литературы.
Москва, В-71, Ленинский проспект, 15.

Ленинградский Совет народного хозяйства. Управление целлюлозно-бумажной и полиграфической промышленности. Типография № 1 «Печатный Двор» имени А. М. Горького. Ленинград, Гатчинская, 26.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	6
§ 1. Частицы. Взаимодействия. Модели	7
Классы элементарных частиц (7). Типы взаимодействий (7). Элементарны ли элементарные частицы? (11). Составные модели (12). Изотопические мультиплеты (12). Схема изомультиплетов в модели Сакаты (14). Квазичастицы в модели Сакаты (15). Универсальное, унитарно-симметричное сильное взаимодействие (17). Изотопическая инвариантность в модели Сакаты (18). Сохранение фундаментальных слабых взаимодействий (22). Нейтральные токи? (25). Два нейтрино (25). Минимальная модель (27).	
§ 2. Спиноры. Амплитуды. Токи	29
Скаляры и векторы (29). Волновая функция (30). Спиноры (30). Уравнение Дирака (31). Матрицы σ (32). Матрицы γ (33). Некоторые соотношения (34). Вычисление следов (35). Операции $*$, \sim , $+$ (37). Сопряженный спинор (37). Пять билинейных ковариантов (38). Электромагнитное взаимодействие (38). Сильное взаимодействие (39). Слабое взаимодействие (39). γ_5 -инвариантность (41). Лагранжиан и амплитуда (42). S - и T -матрицы (45). Вероятность и сечение (45).	
§ 3. C-, P-, T-преобразования	48
Зарядовое сопряжение (48). Пространственная инверсия (50). Комбинированная инверсия (52). Обращение времени и CPT -теорема (53). Внутренняя четность фермиона (55). P -инверсия и $V-A$ -взаимодействие (56). Зарядовое сопряжение для фермионов (58). Зарядовое сопряжение и $V-A$ -взаимодействие (59). Четность антифермиона (59). Внутренняя четность бозона (59). Зарядовая четность бозона (60).	
§ 4. Слабое взаимодействие между лептонами	62
Распад мюона (62). Соотношение Фирца (63). Выражение для вероятности (64). Приближенная оценка вероятности распада (65). Интегрирование по фазовому объему (65). Выражение для $ M ^2$ (67). Проекционные операторы Δ^S и Δ (68). Сведение к следам (69). Вычисление следов (70). Интегрирование по импульсам нейтрино (71). Спектр электронов распада (72). Асимметрия и поляризация электронов (73). Рассеяние нейтрино на электроне (74). Рождение мюонных пар в пучке нейтрино (76).	
§ 5. Лептонные распады сильно взаимодействующих частиц. Общие свойства амплитуд	77
Проблема сильных взаимодействий (77). Общий вид амплитуды (78). Три типа матричных элементов (79). Распады первого типа (80). Распады второго типа (81). Распады третьего типа (82). Действительность функций f и g (83).	

- § 6. Лептонные распады с сохранением странности. Аналогия с электродинамикой 87
- Сохранение векторного тока (87). Электромагнитные свойства протона (88). Электромагнитные свойства нейтрона (92). Изотопический спин (92). Изотопические форм-факторы (93). Связь между слабыми и электромагнитными форм-факторами (94). Матричный элемент перехода $p \leftrightarrow n$ (95). Неизменность векторной константы (96). «Слабый магнетизм» (97). «Эффективный скаляр» (97). Взаимодействие π^+ -мезона с фотоном (98). Распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ (99). Аналогия с электродинамикой — следствие минимальной модели (101).
- § 7. Лептонные распады с сохранением странности. Изотопические свойства нуклонного тока 103
- Нуклонный ток—изовектор (103). Изотопический поворот и зарядовое сопряжение (103). T_2 -поворот и нуклоны (104). T_2 -поворот и π -мезоны (104). G -преобразование (105). Теорема Ли и Янга (105). G -четность нуклона (106). G -четность системы нуклон и антинуклон (107). G -четность и аннигиляция (108). G -четность ω^0 -мезона (108). G -четность и β -распад (109). Другие распады (110).
- § 8. Лептонные распады с сохранением странности. Расчеты конкретных процессов 112
- Распад π_{e3} ($\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$) (112). Распады $\pi_{\mu 3}$ ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$) и π_{e2} ($\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$) (114). Поляризация мюонов в $\pi_{\mu 3}$ -распаде (116). β -распад нейтрона (117). Поляризация электронов (120). Распад поляризованного нейтрона (121). Захват μ^- -мезона протоном (121). Распады странных частиц (122).
- § 9. Лептонные распады с изменением странности. Общие свойства 125
- Распады гиперонов (126). Распады K -мезонов (127). Правило $|\Delta S| = 1$ (128). Правило $\Delta Q = \Delta S$ (129). Правило $\Delta T = 1/2$ (131). Векторный ток $\bar{A}p$ не сохраняется (133). Вероятности гиперонных распадов (134). Унитарная симметрия и слабое взаимодействие (136).
- § 10. Лептонные распады с изменением странности. Распады K -мезонов 138
- Распад $K_{\mu 3}$ (138). Распад K_{e3} (140). Распад K_{e3} (141). Спектр π -мезонов (142). Полная вероятность K_{e3} -распада (144). Спектр электронов (144). Спектр нейтрино (146).
- § 11. Лептонные распады с изменением странности. Распады K_{e3} и $K_{\mu 3}$ (окончание) 147
- Поляризация электронов (147). Спектр электронов при данной энергии π -мезонов (148). Диаграмма Далица для K_{e3} -распада (150). Диаграмма «скользящего луча» (153). Распад $K_{\mu 3}$ (154).
- § 12. Нелептонные распады странных частиц. Качественное рассмотрение. Распады θ и τ 157
- Взаимодействие токов $\bar{p}r$ и $\bar{A}p$ (157). Распад Δ -гиперона (158). Распады Σ - и Ξ -гиперонов (159). Распады K -мезонов (160). Распад $K_{\pi 3}$ (162). Распад $K_{\pi 2}$ (163). Диаграмма Далица (165). K_1^0 - и K_2^0 -мезоны (168).
- § 13. Нелептонные распады гиперонов 171
- Амплитуды гиперонных распадов (171). Выключим рассеяние (173). Действительность α и β (173). Включим рассеяние. S -матрица (174). Унитарность и симметрия (175). Связь между распадом и рассеянием (176). Чему равны фазы рассеяния? (178). Нерелятивистская амплитуда (178). Нерелятивистский поляризационный оператор (179). Корреляция

в s -волне (180). Корреляции в p -волне (181). sp -интерференция (181). Асимметрия распада (182). Поляризация нуклона (183).

§ 14. Изотопические правила отбора в нелептонных распадах	184
Отбор по странности (184). Запрет $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ (185). Правило $\Delta T = 1/2$ (186). Распады гиперонов (187). Распады Λ -гиперона (189). Распады Σ -гиперонов (189). Распады Ξ -гиперонов (190). Распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ (\bar{b}^+) (193). Распады $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ и $K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ (194). Распады $K_{\pi 3}$ (195). Время жизни K_2^0 -мезона (197).	
§ 15. Дуальные свойства нейтральных K -мезонов	199
Аналогия с угловым моментом (199). Почему нет η_1 и η_2 ? (200). Мюоний (201). Мысленный опыт Пайса — Пиччиони (202). Разность масс K_1^0 и K_2^0 (203). Осцилляции лептонных распадов (207).	
§ 16. Дуальные свойства нейтральных K -мезонов (окончание)	208
Три типа регенерации (208). Опыт Пиччиони (209). Что тяжелей: K_1^0 или K_2^0 ? (211).	
§ 17. Несохранение четности в ядерных силах	213
Вклад слабого взаимодействия (213). Может ли несохранение четности в сильных взаимодействиях быть большим? (214).	
§ 18. Слабое взаимодействие на малых расстояниях	215
Постановка вопроса (215). Четырехфермионное взаимодействие локально? (216). Четырехфермионное взаимодействие нелокально? (217). Промежуточные мезоны (218). Равенство векторных констант β -распада и μ -распада (222). Отсутствие распада $\mu^+ \rightarrow 2e^+ + e^-$ (223). Отсутствие распада $\mu \rightarrow e + \gamma$ (224).	
§ 19. Что и зачем измерять?	227
А. Проверка общих свойств теории (227). В. Проверка изотопических свойств теории (228). С. Накопление данных, которые пока не могут быть объяснены теорией. Разные вопросы (229).	
§ 20. Обзор литературы	230
Частицы. Модели. Взаимодействия (230). Лагранжиан слабого взаимодействия (232). Взаимодействия лептонов (234). Лептонные распады с сохранением странности (235). Лептонные распады с изменением странности (237). Нелептонные распады (239). Нейтральные K -мезоны (K_1^0 , K_2^0) (241). Несохранение четности в ядерных силах (242). Слабые взаимодействия на малых расстояниях (243).	
Предметный указатель	246

ПРЕДИСЛОВИЕ

В основу этой книги легли лекции, прочитанные автором в 1960, 1961 гг. в Институте теоретической и экспериментальной физики АН СССР и в Объединенном институте ядерных исследований. Книга рассчитана на физиков-экспериментаторов, работающих в области элементарных частиц и высоких энергий, и на молодых физиков-теоретиков, специализирующихся в этой области.

Автор ставил перед собой две задачи: во-первых, ознакомить читателя с основными идеями и проблемами теории слабого взаимодействия элементарных частиц; во-вторых, ознакомить читателя с расчетным аппаратом теории и научить его пользоваться этим аппаратом.

Все содержание книги сконцентрировано вокруг двух стержневых гипотез: об универсальности слабого взаимодействия и о составной модели сильно взаимодействующих частиц. Эти гипотезы позволяют сделать изложение более компактным и проследить связь между разнообразными проблемами теории слабого и сильного взаимодействий. Как всякие экстраполяции, гипотезы универсальности и составной модели, несомненно, будут в дальнейшем уточняться и частично изменяться под напором новых экспериментальных фактов. В том виде, как они изложены в книге, их следует рассматривать как «нулевое приближение».

Автор приносит глубокую благодарность А. И. Алиханову и И. Я. Померанчуку, по инициативе которых были прочитаны лекции и опубликована книга, И. Ю. Кобзареву, многочисленными ценными советами которого автор широко пользовался, В. Б. Берестецкому, прочитавшему рукопись и сделавшему ряд полезных замечаний, а также В. А. Колкунову, Е. П. Шабалину, В. В. Соловьеву и Н. С. Либовой за помощь при подготовке книги к печати.

§ 1. ЧАСТИЦЫ. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ. МОДЕЛИ

Классы элементарных частиц

Все окружающее нас вещество построено из элементарных частиц. Все известные в природе процессы и взаимодействия обусловлены взаимодействием между собой элементарных частиц.

Элементарные частицы, известные в настоящее время, можно разбить на четыре класса. Первый класс содержит только одну частицу — фотон. Второй класс — лептоны: электрон, мюон, нейтрино и их античастицы. Третий класс — мезоны: три π -мезона и четыре K -мезона. Четвертый класс — барионы (нуклоны, Λ -, Σ - и Ξ -гипероны) и антибарионы. Все эти частицы перечислены в табл. 1.

Кроме мезонов и барионов, перечисленных в табл. 1, известны другие частицы, не включенные в таблицу ввиду их чрезвычайно малого времени жизни. Эти «частицы» живут такие короткие времена, что они проявляются только в виде резонансов в реакциях при высоких энергиях. Часто об этих резонансах говорят как о возбужденных состояниях π -мезона, K -мезона, нуклона, Λ -гиперона и т. д.

Типы взаимодействий

Известно четыре типа взаимодействий между элементарными частицами, резко отличающихся друг от друга: гравитационное, электромагнитное, сильное и слабое.

Гравитационное взаимодействие обладает чрезвычайно малой константой, и если характер этого взаимодействия не

Таблица 1

Массы и времена жизни элементарных частиц

Класс	Частицы	Спин	Масса (Мэв)	Время жизни (сек)
Фотон	γ	1	0	стабилен
Лептоны	$\nu, \bar{\nu}$	$1/2$	$< 2 \cdot 10^{-4}$	стабильно
	e^-, e^+	$1/2$	$0,510976 \pm 0,000007$	стабилен
	μ^-, μ^+	$1/2$	$105,655 \pm 0,010$	$(2,212 \pm 0,001) \cdot 10^{-8}$
Мезоны	π^-, π^+	0	$139,59 \pm 0,05$	$(2,55 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}$
	π^0	0	$135,00 \pm 0,05$	$(1,05 \pm 0,18) \cdot 10^{-16}$
	K^-, K^+	0	$493,9 \pm 0,2$	$(1,224 \pm 0,013) \cdot 10^{-8}$
	K_S^0, K_L^0	0	$497,8 \pm 0,6$	$K_S^0: (1,00 \pm 0,038) \cdot 10^{-10}$ $K_L^0: \left(6,1 \begin{matrix} + 1,6 \\ - 1,1 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-8}$
Барионы *)	p	$1/2$	$938,213 \pm 0,01$	стабилен
	n	$1/2$	$939,507 \pm 0,01$	$(1,013 \pm 0,029) \cdot 10^{+3}$
	Δ^0	$1/2$	$1115,36 \pm 0,14$	$(2,51 \pm 0,09) \cdot 10^{-10}$
	Σ^+	$1/2$	$1189,40 \pm 0,20$	$(0,81 \pm 0,6) \cdot 10^{-10}$
	Σ^-	$1/2$	$1195,96 \pm 0,30$	$(1,61 \pm 0,1) \cdot 10^{-10}$
	Σ^0	$1/2$	$1191,5 \pm 0,5$	$< 1 \cdot 10^{-11}$, теория $\sim 10^{-10}$
	Ξ^-	$1/2$	$1318,4 \pm 1,2$	$\left(1,91 \begin{matrix} + 0,35 \\ - 0,25 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-10}$
	Ξ^0	$1/2$	$1311,0 \pm 8,0$	$\left(3,9 \begin{matrix} + 1,4 \\ - 0,8 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-10}$

*) Антибарионы имеют такие же времена жизни, массу, спин, как барионы.

Таблица составлена на основе сводки данных Баркаса и Розенфельда (Proc. X Rochester Conf., 1960, стр. 878). В ней частично учтены более поздние экспериментальные данные.

меняется радикально при переходе к малым расстояниям, то его роль в том круге явлений, который мы будем рассматривать, ничтожна. Действительно, энергия гравитационного взаимодействия двух протонов, находящихся на расстоянии r друг от друга, равна

$$\alpha \frac{m^2}{r},$$

где α — ньютоновская постоянная, $\alpha = \frac{6 \cdot 10^{-89}}{m^2}$, m — масса протона *). При $r \sim \frac{1}{m}$ эта энергия составляет $\sim 10^{-38} m$ и, следовательно, исчезающе мала по сравнению с массой протона m .

Электромагнитное взаимодействие — взаимодействие заряженных частиц с фотонами и (в результате обмена фотонами) друг с другом — характеризуется величиной электрического заряда e . Энергия кулоновского взаимодействия двух протонов, находящихся на расстоянии r друг от друга, равна $\frac{\alpha}{r}$, где $\alpha = e^2 = \frac{1}{137}$, а e — заряд протона. При расстояниях между частицами $r \sim m^{-1}$ энергия электромагнитного взаимодействия составляет αm и мала по сравнению с собственной энергией частиц m . Сравнительная слабость электромагнитного взаимодействия была использована при построении квантовой электродинамики — теории взаимодействия электронов с фотонами. Малость константы α позволяет рассматривать электромагнитное взаимодействие как малое возмущение и развить в квантовой электродинамике аппарат

*) Здесь и в дальнейшем мы будем пользоваться системой единиц, в которой $\hbar = c = 1$. В этой системе действие и скорость — безразмерные величины. Поэтому энергия, импульс и масса имеют одинаковую размерность:

$$[E] = [p] = [m], \text{ так как } E = mc^2, p = mv.$$

Размерность времени и длины также выражается через размерность массы:

$$[l] = [t] = [m^{-1}], \text{ так как } l = vt, Et \sim \hbar, pl \sim \hbar.$$

Сечение реакции имеет размерность $[\sigma] = [m^{-2}]$, а вероятность распада $[\omega] = [m]$.

Переход к обычным единицам легко осуществляется, если учесть, что $\frac{\hbar}{mc} \approx 2 \cdot 10^{-14}$ см, $\frac{\hbar}{mc^2} \approx 7 \cdot 10^{-25}$ сек, $\frac{1}{m} \approx 6 \cdot 10^{28} \text{ г}^{-1}$, m — масса протона.

теории возмущений. Математический аппарат квантовой электродинамики дает возможность делать расчеты с точностью, превосходящей точность современных экспериментов.

Сильное взаимодействие — взаимодействие между мезонами и барионами в отличие от гравитационного и электромагнитного является короткодействующим. Энергия сильного взаимодействия двух частиц на расстоянии, большем 10^{-13} — 10^{-12} см, ничтожно мала. Зато на меньших расстояниях ($r \sim 10^{-14}$ см) энергия сильного взаимодействия становится по порядку величины равной массе сильно взаимодействующих частиц *).

Если испускание фотона электроном характеризуется константой α , то, например, испускание π -мезона нуклоном характеризуется константой $g^2 \approx 14$. Очевидно, что рассматривать такое сильное взаимодействие по теории возмущений нельзя. Построение теории сильного взаимодействия вот уже в течение примерно 30 лет является одной из основных задач физики элементарных частиц. В последние годы интенсивно исследуется дисперсионный подход к теории сильного взаимодействия, основанный на таких общих принципах, как причинность и унитарность.

Слабое взаимодействие, ответственное в основном за распады элементарных частиц, очень короткодействующее: его радиус по-видимому, существенно меньше радиуса сильного взаимодействия. Возможно, он составляет примерно 10^{-17} см. Вопрос о радиусе слабого взаимодействия, а следовательно, о зависимости слабого взаимодействия от импульса взаимодействующих частиц, только начинает исследоваться, мы рассмотрим его в дальнейшем. При малых импульсах слабое взаимодействие может быть охарактеризовано константой слабого взаимодействия $G = \frac{10^{-5}}{m^2}$. Отвечающая этой констан-

*) Выражение «сильно взаимодействующие частицы» является громоздким и неудобным. Отсутствие короткого термина для обозначения сильно взаимодействующих частиц привело, например, к тому, что распады на сильно взаимодействующие частицы называются «нелептонными». Такое выражение является неточным, так как «нелептонный» может означать также «фотонный».

Разумно называть сильно взаимодействующие частицы хадронами, а соответствующие распады — хадронными. По-гречески слово хадрос ($\alpha\delta\rho\varsigma$) означает «крупный», «массивный», в противоположность слову лептос ($\lambda\epsilon\pi\tau\acute{\iota}\varsigma$), которое означает «мелкий», «легкий». Термин хадрон в равной мере относится как к долгоживущим мезонам и барионам, так и к резонансам.

те энергии слабого взаимодействия двух протонов, находящихся друг от друга на расстоянии порядка $1/m$, составляет примерно $10^{-8} m$. Это позволяет в целом ряде случаев рассматривать слабое взаимодействие как малое возмущение и рассчитывать обусловленные им медленные процессы в первом порядке теории возмущений по константе G . Законность этой процедуры мы обсудим, когда будем рассматривать вопрос о радиусе слабого взаимодействия (см. § 18).

Элементарны ли элементарные частицы?

Теперь уместно задать вопрос: элементарны ли элементарные частицы? Этот вопрос особенно естествен при учете того, что в настоящее время число элементарных частиц, если к ним причислить также и крайне нестабильные возбужденные состояния (резонансы), не намного меньше числа элементов, известных Менделееву. Понятны поэтому многочисленные попытки «уменьшить» число элементарных частиц. Наиболее радикальные из них исходят из того, что все наблюдаемые частицы и взаимодействия — проявления единого нелинейного спинорного поля, нелинейность которого характеризуется одной константой. К сожалению, конкретная разработка этой, несомненно, привлекательной идеи, например, в работах группы Гейзенберга наталкивается на очень серьезные трудности. Такие квантовые числа, как электрический заряд, барионный заряд, странность, лептонный заряд, лептонная странность (отличающая мюон от электрона), не удается пока получить как собственные числа некоторого единого простейшего лагранжиана.

Однако совсем не обязательно ставить вопрос таким образом: либо все частицы (поля) элементарны, либо есть только одно фундаментальное поле. Можно стать на ту точку зрения, что все элементарные частицы являются собственными состояниями системы нескольких фундаментальных полей, взаимодействующих между собой. При этом отдельные фундаментальные поля являются как бы носителями некоторой совокупности квантовых чисел. Эта идея лежит в основе многочисленных составных моделей элементарных частиц. При таком подходе естественно положить в основу теории требование минимальности числа фундаментальных полей и констант взаимодействия между ними.

Составные модели

Так как наиболее многочисленно семейство сильно взаимодействующих частиц, то именно эти частицы в первую очередь необходимо свести к минимальному числу фундаментальных сильно взаимодействующих частиц. С другой стороны, большая интенсивность сильных взаимодействий позволяет ожидать, по крайней мере в принципе, таких энергий взаимодействия, а, следовательно, и разностей масс частиц, которые сравнимы по величине с самими массами. В 1949 г. Ферми и Янг отметили, что π -мезон может представлять собой связанное состояние нуклона и антинуклона. При этом энергия связи должна достигать колоссальной величины: $940 \times 2 - 140 = 1740$ Мэв. Данные по взаимодействию антинуклонов с нуклонами, полученные впоследствии, не противоречат существованию столь мощного притяжения между этими частицами. С открытием странных частиц появился ряд моделей, в которых некоторые частицы выбирались в качестве фундаментальных, а остальные получались как вторичные — составные. Наиболее экономной моделью такого типа является модель, предложенная в 1956 г. японским физиком Сакатой. В модели Сакаты фундаментальными являются три бариона: протон p , нейтрон n и лямбда-гиперон Λ , и соответствующие антибарионы: антипротон \bar{p} , антинейтрон \bar{n} и антилямбда $\bar{\Lambda}$. Таким образом, вместо 23 метастабильных мезонов и барионов и примерно такого же (а может быть, и существенно большего) числа «возбужденных» частиц — резонансов — модель содержит три основные частицы.

Изотопические мультиплеты

Одним из первых успехов этой модели явилось то, что она позволила просто объяснить классификацию сильно взаимодействующих частиц, за несколько лет до этого установленную Гелл-Манном и Нишиджимой, — так называемую схему изотопических мультиплетов.

Мы уже говорили о том, что мезоны разбиваются на две группы: π и K , а барионы разбиваются на четыре группы: нуклоны, Λ -гиперон, Σ -гипероны, Ξ -гипероны. Эти группы получили название *изотопических мультиплетов*. Название это несколько неточное: частицы, входящие в данный мультиплет, являются, в смысле ядерной физики, не изотопами,

а изобарами — у них одинаковые массы и различные заряды. Более правильно было бы поэтому называть эти мультиплеты изобарическими, как это делается, например, в журнале *Nuclear Physics*. Но, следуя традиции и привычке, мы в дальнейшем будем пользоваться термином *изотопический*.

Частицы, входящие в данный мультиплет, обладают не только почти равными массами, но и аналогичными сильными взаимодействиями. (Небольшие разности масс в пределах одного мультиплета, по-видимому, электромагнитного происхождения.) Поэтому можно считать различные частицы, входящие в данный мультиплет, как бы различными зарядовыми состояниями одной и той же частицы. Так, протон и нейтрон представляют собой два зарядовых состояния нуклона; Σ^+ , Σ^- и Σ^0 представляют собой три зарядовых состояния Σ -гиперона, и т. д. Для описания изотопических мультиплетов удобно пользоваться формализмом изотопического спина (подробнее см. стр. 92).

Число частиц в мультиплете N прямо выражается через величину изотопического спина T , характеризующего этот мультиплет:

$$N = 2T + 1.$$

Из этой формулы и из табл. 1 следует, что изотопический спин Λ -гиперона равен нулю (изосинглет); изотопический спин K -мезонов, нуклонов и Ξ -гиперонов равен $1/2$ (изодублеты); изотопический спин π -мезонов и Σ -гиперонов равен 1 (изотриплеты).

Определенным значением изотопического спина обладают не только метастабильные частицы, но и резонансы. Сильное взаимодействие сохраняет изотопический спин. Этот закон сохранения обусловлен так называемой изотопической инвариантностью сильного взаимодействия.

Частицам, входящим в данный мультиплет, отвечают различные значения проекции изотопического спина на воображаемую ось z воображаемого изотопического пространства. Так, протону отвечает $T_3 = +1/2$, а нейтрону $T_3 = -1/2$; для π^+ -мезона $T_3 = +1$, для π^0 $T_3 = 0$, для π^- $T_3 = -1$.

Значение электрического заряда частицы Q , ее барионного числа n и третьей проекции изотопического спина T_3 определяет значение ее странности S :

$$Q = T_3 + \frac{n}{2} + \frac{S}{2}.$$

Легко проверить, что для π -мезонов и нуклонов $S=0$, для K -мезонов $S=+1$, для Λ -, Σ -гиперонов и \tilde{K} -мезонов $S=-1$, для Ξ -гиперонов $S=-2$. Частицы, для которых $S \neq 0$, получили в литературе название странных частиц. Сохранение странности (эквивалентное сохранению T_3) объяснило многочисленные особенности реакций образования и взаимного превращения странных частиц. На основе схемы изотопических мультиплетов было предсказано существование неизвестных в то время Σ^0 - и Ξ^0 -частиц и были предсказаны дуальные свойства нейтральных K -мезонов (см. § 15).

Схема изомультиплетов в модели Сакаты

Предположим, что на малых расстояниях ($\sim 10^{-14}$ см) между любым фундаментальным барионом (p, n, Λ) и любым фундаментальным антибарионом ($\bar{p}, \bar{n}, \tilde{\Lambda}$) существует притяжение, а между двумя барионами (или двумя антибарионами) — отталкивание. Притягиваясь друг к другу, барион и антибарион образуют связанное состояние — мезон. Так, протон и антинейтрон образуют π^+ -мезон; нейтрон и антипротон — π^- ; p и $\tilde{\Lambda}$ образуют K^+ ; n и $\tilde{\Lambda}$ — K^0 ; Λ и \bar{p} — K^- ; Λ и \bar{n} — \tilde{K}^0 . π^0 -мезон является комбинацией $p\bar{p}$ и $n\bar{n}$ с изотопическим спином, равным единице:

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} - n\bar{n})^*.$$

Аналогично мезонам легко получают «составные» гипероны; они содержат как минимум три частицы: два бариона и один антибарион. Так, $\Sigma^+ = p\bar{n}\Lambda$, $\Sigma^- = n\bar{p}\Lambda$, $\Sigma^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} - n\bar{n})\Lambda$. Аналогично $\Xi^- = \bar{p}\Lambda\Lambda$, $\Xi^0 = \bar{n}\Lambda\Lambda$. Мы могли бы записать структуру этих гиперонов еще короче:

*) По существу, мы оперируем здесь и в дальнейшем с символами типа p и \bar{p} , как с волновыми функциями соответствующих частиц и античастиц. Состояния $p\bar{p}$ и $n\bar{n}$ могут переходить друг в друга. Их линейные комбинации $\frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} - n\bar{n})$ и $\frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} + n\bar{n})$ не переходят друг в друга. Первая из них представляет собой проекцию изотопического вектора, вторая — изотопический скаляр (более подробно см. на стр. 104).

$\Sigma = \Lambda\pi$, $\Xi^- = \Lambda\tilde{K}$, где π и \tilde{K} — сами составные частицы. В табл. 2 представлена схема составных частиц в модели Сакаты.

Таблица 2

Модель Сакаты

Мезоны	S	T_3	Гипероны	S	T_3
$\pi^+ = p\tilde{n}$	0	+1	$\Sigma^+ = p\tilde{n}\Lambda$	-1	+1
$\pi^- = \tilde{p}n$	0	-1	$\Sigma^- = \tilde{p}n\Lambda$	-1	-1
$\pi^0 = \frac{p\tilde{p} - n\tilde{n}}{\sqrt{2}}$	0	0	$\Sigma^0 = \frac{p\tilde{p} - n\tilde{n}}{\sqrt{2}}\Lambda$	-1	0
$K^- = \tilde{p}\Lambda$	-1	-1/2	$\Xi^- = \tilde{p}\Lambda\Lambda$	-2	-1/2
$\tilde{K}^0 = \tilde{n}\Lambda$	-1	+1/2	$\Xi^0 = \tilde{n}\Lambda\Lambda$	-2	+1/2
$K^+ = p\tilde{\Lambda}$	1	+1/2			
$K^0 = n\tilde{\Lambda}$	1	-1/2			

S — странность, T_3 — третья проекция изотопического спина, ~ — обозначает античастицу.

Если для возникновения составных мезонов и гиперонов достаточно мощного притяжения между фундаментальными частицами, то для того, чтобы эти составные частицы сгруппировались в мультиплеты, необходимо, чтобы сильное взаимодействие было изотопически инвариантно. Как мы увидим ниже, это означает, что сильные взаимодействия протона и нейтрона должны быть одинаковы, а их массы равны.

Квазичастицы в модели Сакаты

Замечательной чертой модели Сакаты является то, что наряду с простой интерпретацией известных «долгоживущих» частиц, модель содержит естественное объяснение существования многочисленных квазичастиц — резонансов. Для того чтобы существовала составная частица, необходимы два условия: во-первых, между образующими ее фундаментальными частицами должно существовать достаточно мощное притяжение, чтобы они могли образовать связанное состояние; во-вторых, масса этого состояния должна быть меньше, чем сумма масс частиц, которые в это состояние могут перейти в результате сильного взаимодействия. Если второе

условие не выполнено, то возникает *квазичастица*, время жизни которой порядка $10^{-21} - 10^{-23}$ сек. Поэтому спектр масс долгоживущих частиц в известном смысле «случаен». Σ^+ -гиперон, например, представляет собой составное состояние p, \bar{n} и Λ с очень большой энергией связи (порядка 2 Бэв). Но окажется эта энергия связи всего на сотню Мэв меньше, как Σ^+ -гиперон превратился бы из всеми признанной частицы в крайне нестабильное состояние, распадающееся за ядерное

Таблица 3
Псевдоскалярные мезоны
в модели Сакаты

	p	n	Λ
\bar{p}	$p\bar{p}$	π^-	K^-
\bar{n}	π^+	$n\bar{n}$	\bar{K}^0
$\bar{\Lambda}$	K^+	K^0	$\Lambda\bar{\Lambda}$

систем, расположенных на диагонали табл. 3:

$$\frac{\alpha}{\sqrt{2}}(p\bar{p} + n\bar{n}) + \beta\Lambda\bar{\Lambda},$$

$$\frac{\beta}{\sqrt{2}}(p\bar{p} + n\bar{n}) - \alpha\Lambda\bar{\Lambda},$$

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1.$$

Возможно, что одним из этих состояний является обнаруженный недавно на опыте η^0 -мезон.

Если притяжение между барионом и антибарионом в состоянии с параллельными спинами не намного слабее, чем в состоянии с антипараллельными спинами, то наряду с псевдоскалярными π -мезонами и K -мезонами (которые являются 1S_0 состояниями системы барион + антибарион) должны существовать векторные мезоны: три ρ -частицы и четыре K^* -частицы (являющиеся 3S_1 состояниями системы барион + антибарион). За ядерные времена ($\sim 10^{-22}$ сек) они должны распадаться по схемам:

$$\rho \rightarrow 2\pi,$$

$$K^* \rightarrow K + \pi.$$

Кроме этих семи векторных мезонов, могут существовать еще два нейтральных векторных мезона с изотопическим спином, равным нулю. Возможно, что одним из них является ω^0 -мезон, обнаруженный на опыте в виде резонансного состояния трех π -мезонов.

Установление спектра масс элементарных частиц является одной из главных задач физики элементарных частиц. В литературе неоднократно выражалась надежда, что знание спектра масс позволит установить скрытые закономерности сильных взаимодействий, подобно тому как исследование оптических спектров атомов привело в свое время к квантовой модели атома, а затем к квантовой механике. Из сказанного выше очевидно, что установление спектра резонансов (их энергий, спинов, четностей) является неотъемлемой частью программы установления спектра масс элементарных частиц и, следовательно, представляет задачу первостепенной важности.

Универсальное, унитарно-симметричное сильное взаимодействие

Итак, в модели Сакаты все сильно взаимодействующие частицы построены из трех барионных полей: протонного, нейтронного и Δ -гиперонного. Сильное взаимодействие между этими полями лежит в основе всех «ядерных» процессов. Какой вид имеет это сильное взаимодействие фундаментальных полей?

Наиболее простой вид взаимодействия двух фермионных полей, например протонного и нейтронного, это — четырехфермионное взаимодействие. Графически оно изображено на рис. 1. Используя операторы рождения и уничтожения частиц, лагранжиан этого взаимодействия можно записать в виде

$$g(\bar{p}p)(\bar{n}n),$$



Рис. 1.

где g — константа взаимодействия, символ p означает уничтожение протона (p) или рождение антипротона (\bar{p}), а символ \bar{p} означает рождение (p) или уничтожение (\bar{p}); то же относится к символам n и \bar{n} . Взаимодействие $g(\bar{p}p)(\bar{n}n)$ можно рассматривать как взаимодействие

между собой двух токов: протонного ($\bar{p}p$) и нейтронного ($\bar{n}n$)^{*}).

Более подробно динамические свойства сильного взаимодействия мы обсудим в дальнейшем, здесь же рассмотрим его изотопические свойства. Твердо установленная универсальность гравитационного и электромагнитного взаимодействий наряду с успехами теории универсального слабого взаимодействия (о которой мы будем говорить ниже) делает очень привлекательной идею об универсальности сильного взаимодействия. Следуя этой идее, мы могли бы записать сильное взаимодействие в виде $g_j s_j s_j$, где $j_s = \bar{p}p + \bar{n}n + \bar{\Lambda}\Lambda$. Все три барионных поля входят в это взаимодействие совершенно симметрично. Если бы и массы p , n и Λ были одинаковы, то сильное взаимодействие обладало бы симметрией, которая в литературе получила название унитарной. В унитарно-симметричной теории не только p , n и Λ обладали бы одинаковыми свойствами, но и составные частицы должны были бы удовлетворять очень жестким требованиям симметрии. В частности, должны были бы быть равны друг другу массы π -мезонов, K -мезонов и η^0 -мезона. Так как в действительности массы этих мезонов различны, то это означает, что в природе унитарная симметрия нарушается.

Можно представить себе несколько возможных механизмов нарушения унитарной симметрии. Может быть, за нарушение унитарной симметрии ответственна «исходная» масса Λ -гиперона, не равная «исходным» массам нуклонов. Может быть, существует неизвестное нам пока взаимодействие, которым обладает Λ -гиперон и не обладают нуклоны. Так или иначе, но симметрия между нуклонами и Λ -гипероном, несомненно, нарушается.

Изотопическая инвариантность в модели Сакаты

Симметрия тока j_s относительно протона и нейтрона не только не должна нарушаться, а наоборот, является одним из наиболее замечательных свойств рассматриваемой модели.

^{*} Мы пользуемся здесь терминами *взаимодействие*, *лагранжиан*, *ток*, не уточняя их смысла. Некоторые разъяснения будут приведены ниже, в частности на стр. 42. Более подробные сведения об этих понятиях см. в монографиях по квантовой теории поля, указанных в обзоре литературы.

Дело в том, что именно эта симметрия в сочетании с равенством «исходных» масс протона и нейтрона лежит в основе изотопической инвариантности сильных взаимодействий во всем ее объеме. Симметрия между протоном и нейтроном приводит к тому, что составные частицы группируются в изотопические мультиплеты, что частицы одного мультиплета имеют одинаковые массы и аналогичные сильные взаимодействия, что сильные взаимодействия сохраняют изотопический спин и, следовательно, подчиняются многочисленным изотопическим правилам отбора. Все это следует из того, что ток j_s является изотопическим скаляром.

Таким образом, в модели Сакаты изотопическая инвариантность сильного взаимодействия в известном смысле сводится к равенству «сильных зарядов» протона и нейтрона и в этом отношении ставится в один ряд с таким явлением, как равенство электрических зарядов различных заряженных частиц. Такая интерпретация изотопической инвариантности особенно естественна, если считать, что массы частиц обусловлены их взаимодействиями и что две частицы (n и p), имеющие одинаковые взаимодействия, автоматически должны иметь одинаковые массы.

Сохранение фундаментальных частиц

В модели Сакаты фундаментальные частицы сохраняются в сильных взаимодействиях не превращаясь друг в друга. По отдельности сохраняются три квантовых числа: 1) число протонов минус число антипротонов, 2) число нейтронов

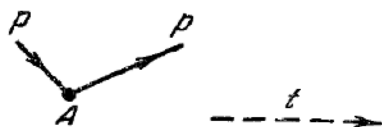


Рис. 2.

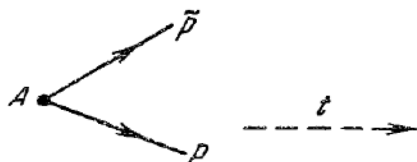


Рис. 3.

минус число антинейтронов, 3) число Λ -гиперонов минус число анти- Λ -гиперонов. Графически это выражается в том, что линии, изображающие эти частицы, не имеют ни начала, ни конца. Если, например, произошло рассеяние протона, то график имеет вид, изображенный на рис. 2. (Протон пришел

из бесконечного прошлого, испытал в точке A взаимодействие и ушел в бесконечное будущее; пунктирная стрелка указывает ход времени.)

Если произошло рождение пары протон $+$ антипротон, то график имеет вид, изображенный на рис. 3.

Математически движение антипротона может быть описано как движение протона назад во времени, и предыдущий график может быть представлен рис. 4. (Протон пришел из будущего и ушел в будущее.)



Рис. 4.

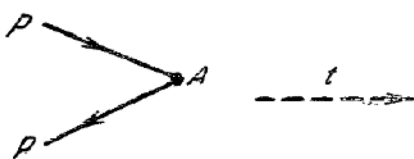
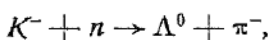


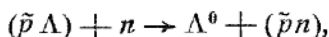
Рис. 5.

Аналогично описывается аннигиляция протона и антипротона (рис. 5). (Протон приходит из прошлого и уходит в прошлое.)

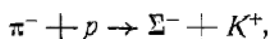
Все сказанное выше о протоне относится также к нейтрону и Λ -гиперону. В частности, сохранение Λ -гиперонов объясняет в модели Сакаты сохранение странности: Λ -гипероны либо переходят из начального состояния в конечное, как это происходит в реакциях типа



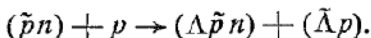
или, что то же самое,



либо рождаются парами, как в реакции



или, что то же,



Сохраняются фундаментальные частицы и в электромагнитных взаимодействиях, в основе которых в модели Сакаты лежит взаимодействие фотона с электрическим зарядом (и дираковским магнитным моментом) протона. Способностью разрушать и создавать фундаментальные частицы обладает лишь слабое взаимодействие.

Универсальное слабое взаимодействие

Слабое взаимодействие ответственно за распады элементарных частиц. В мире, в котором слабое взаимодействие «выключено», все частицы, перечисленные в табл. 1, были бы стабильны. Исключение составили бы только π^0 -мезон и Σ^0 -гиперон, распадающиеся за счет электромагнитного взаимодействия. Слабое взаимодействие обуславливает не только распады частиц, но и различные процессы, происходящие при столкновениях частиц, однако сечения этих процессов очень малы по сравнению с сечениями сильных взаимодействий. Если для последних характерна величина порядка 10^{-27} см², то первые характеризуются сечениями порядка 10^{-40} см².

Интервалы времени, которые характеризуют известные распады, обусловленные слабым взаимодействием, не меньше 10^{-10} сек, в то время как сильные взаимодействия характеризуются интервалами порядка 10^{-23} сек. Поэтому процессы, обусловленные слабым взаимодействием, часто называют медленными процессами.

Медленные процессы весьма многочисленны и разнообразны: от β -распада ядер до осцилляций пучка нейтральных K -мезонов. Тем не менее не исключено, что вызывающее их взаимодействие универсально, т. е. имеет один и тот же вид и величину для различных частиц. Гипотеза универсального слабого взаимодействия не противоречит ни одному экспериментальному факту, хотя и не все их может объяснить в настоящее время.

Мы постулируем, что слабое взаимодействие имеет вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} j_w j_w^+$$

где G — константа слабого взаимодействия ($G = \frac{10^{-5}}{m^2}$), ток j_w имеет вид

$$j_w = \bar{e}\nu + \bar{\mu}\nu + \bar{n}p + \bar{\Lambda}p,$$

а ток, эрмитово сопряженный j_w^+ , имеет вид

$$j_w^+ = \bar{\nu}e + \bar{\nu}\mu + \bar{p}n + \bar{p}\Lambda.$$

Здесь, как и раньше, символ \bar{p} обозначает оператор рождения протона и уничтожения антипротона, а символ p — оператор уничтожения протона и рождения антипротона. То же

относится к символам других частиц, причем к частицам относятся $p, n, \Lambda, e^-, \mu^-, \nu$, а к античастицам $\bar{p}, \bar{n}, \bar{\Lambda}, e^+, \mu^+, \bar{\nu}$.

Легко видеть, что ток j_w уменьшает электрический заряд Q на единицу: $\Delta Q = -1$; ток j_w^+ увеличивает заряд: $\Delta Q = 1$. Произведение $j_w j_w^+$ эрмитово и, разумеется, сохраняет электрический заряд. Динамические свойства слабого взаимодействия и его поведение при зеркальном отражении и зарядовом сопряжении мы подробно рассмотрим в дальнейшем. Пока же отметим только, что оно не сохраняет четность.

Ток j_w представляет собой сумму четырех токов: электронного $j_e = \bar{e}\nu$, мюонного $j_\mu = \bar{\mu}\nu$, нуклонного $j_n = \bar{p}n$ и странного $j_\Delta = \bar{\Lambda}p$. Все четыре тока входят в слабое взаимодействие совершенно симметрично, в соответствии с требованием универсальности слабого взаимодействия.

Таблица слабых взаимодействий

Перечислим некоторые процессы, обусловленные взаимодействием слабых токов (см. табл. 4).

Таблица 4

Схема слабых взаимодействий

	$\bar{e}\nu$	$\bar{\mu}\nu$	$\bar{p}n$	$\bar{\Lambda}p$
$\bar{\nu}e$	1) $e + \nu \rightarrow e + \nu$			
$\bar{\nu}\mu$	2) $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$	3) $\nu + \mu \rightarrow \nu + \mu$ $\nu \rightarrow \nu + \mu^+ + \mu^-$		
$\bar{p}n$	4) $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ $\pi^- \rightarrow e + \bar{\nu}$ $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e + \nu$	5) $\mu + p \rightarrow n + \nu$ $\pi^- \rightarrow \mu + \nu$	6) $n + p \rightarrow n + p$	
$\bar{p}\Lambda$	7) $\Lambda \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ $\Sigma \rightarrow n + e + \bar{\nu}$ $K \rightarrow \pi + e + \nu$	8) $\Lambda \rightarrow p + \mu + \nu$ $\Sigma \rightarrow n + \mu + \nu$ $K \rightarrow \mu + \nu$ $K \rightarrow \pi + \mu + \nu$	9) $\Lambda + p \rightarrow n + p$ $\Lambda \rightarrow p + \pi$ $K \rightarrow 2\pi, 3\pi$	10) $\Lambda + p \rightarrow \Lambda + p$

Клетки таблицы, симметричные относительно диагонали, содержат соответственно прямые и обратные процессы. Поэтому мы не будем заполнять шесть клеток над диагональю.

В первой клетке мы сразу же наталкиваемся на процесс, который пока не наблюдался на опыте. Это — рассеяние нейтрино на электроны. Однако предсказываемое теорией сечение этого процесса настолько мало, что он не может быть обнаружен без существенного улучшения современной экспериментальной методики.

Произведение электронного и мюонного токов $j_e j_\mu^+$ дает распад мюона (вторая клетка). В третьей клетке мы видим рассеяние нейтрино на мюоне, обусловленное взаимодействием с самим собой мюонного тока. Прямое наблюдение на опыте этого рассеяния, по-видимому, невозможно. Однако сведения об этом взаимодействии могут быть получены, если изучать рождение пары мюонов при прохождении нейтрино через кулоново поле ядра:

$$\nu + Z \rightarrow \nu + Z + \mu^+ + \mu^-.$$

Следующая строка описывает взаимодействие нуклонного тока с электронным током, мюонным током и с самим собой. Четвертая клетка содержит β -распад нейтрона: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$. Так как рождение протона эквивалентно уничтожению антипротона, то то же самое взаимодействие должно давать и другой процесс: $\bar{p} + n \rightarrow e^- + \bar{\nu}$. По нашей модели нейтрон и антипротон образуют π^- -мезон. Таким образом, четвертая клетка содержит не только β -распад нейтрона, но и распад π -мезона на электрон и нейтрино. В этой клетке находится и другой процесс: $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$. Этот распад до сих пор не наблюдался, и его обнаружение и измерение представляет большой интерес. Вообще четвертая клетка содержит всевозможные β -процессы, в которых не изменяется странность сильно взаимодействующих частиц; в частности, она содержит распады странных частиц с сохранением странности, например: $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}$.

Пятая клетка — взаимодействие сильно взаимодействующих частиц с парой $\bar{\nu}\nu$. Эта клетка содержит захват мюона протоном $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$, распад π -мезона $\pi \rightarrow \mu + \nu$.

Шестая клетка — рассеяние нейтрона протоном. В отличие от обычного рассеяния нейтрона протоном это рассеяние должно происходить с несохранением четности. Этот процесс должен давать небольшую примесь несохранения четности (порядка 10^{-7} в амплитуде) во всех ядерных реакциях (в том числе и при низких энергиях). Точность современных экспериментов приблизительно на два порядка меньше той точности, которая необходима для наблюдения этого явления.

Нижняя строка описывает взаимодействия странного тока. Седьмая клетка содержит β -распад Λ -гиперона:

$$\Lambda \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu},$$

и β -распад сигма-гиперона:

$$\Sigma^{-} \rightarrow n + e^{-} + \bar{\nu},$$

распады K -мезонов: $K \rightarrow e + \nu$, $K \rightarrow \pi + e + \nu$ и т. д.

Во всех этих процессах распад претерпевает Λ -гиперон, входящий в состав той или иной частицы.

Восьмая клетка содержит аналогичные процессы распада с испусканием мюонов: $\Lambda \rightarrow p + \mu + \nu$, $K \rightarrow \mu + \nu$ и т. д.

В девятой клетке содержатся процессы, в которых лептоны не принимают участия. В основе этих процессов лежит реакция $n + p \rightarrow \Lambda + p$. Эту реакцию «в чистом виде» мы пока наблюдать не можем, она находится вне экспериментальных возможностей, так как ее сечение очень мало.

Однако уничтожение протона эквивалентно рождению антипротона и, следовательно, должен существовать переход

$$\Lambda \rightarrow p + \bar{p} + n.$$

Если антипротон объединится с протоном, то получится распад

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0.$$

Если антипротон объединится с нейтроном, получится распад

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

Таким образом, взаимодействие странного и нуклонного токов дает распад Λ -гиперона. Нелептонные распады других частиц ($K \rightarrow 2\pi$, $K \rightarrow 3\pi$, $\Sigma \rightarrow N + \pi$) получаются в результате того, что распадается Λ -гиперон, входящий в состав этих частиц. Итак, девятая клетка содержит все нелептонные распады странных частиц.

Наконец, последняя клетка описывает исключительно редкий процесс рассеяния Λ -гиперонов на нуклонах с несохранением четности; наблюдение этого процесса — дело далекого будущего.

Резюмируя, можно сказать, что изложенная выше схема слабого взаимодействия в принципе объясняет все наблюдаемые на опыте медленные процессы и не предсказывает ни одного «лишнего» (запрещенного на опыте) процесса.

Нейтральные токи?

Естественно задать вопрос, почему в слабое взаимодействие входит только заряженный (более точно, изменяющий заряд частиц) ток

$$j_w = \bar{e}\nu + \bar{\mu}\nu + \bar{p}p + \bar{\Lambda}p$$

и не входят нейтральные токи

$$\bar{\nu}\nu, \bar{e}e, \bar{\mu}\mu, \bar{p}e, \bar{p}p, \bar{n}n, \bar{\Lambda}\Lambda, \bar{\Lambda}n,$$

сохраняющие заряд частиц? Такой выбор токов основывается не на каких-либо общих принципах, а на согласии с опытом. Взаимодействие токов $\bar{p}e$ и $\bar{e}e$ привело бы к отсутствующему на опыте распаду $\mu^+ \rightarrow 2e^+ + e^-$. Взаимодействие токов $\bar{\nu}\nu$, $\bar{e}e$, $\bar{\mu}\mu$, $\bar{p}e$ с током $\bar{\Lambda}n$ привело бы к распадам:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-,$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + \mu^-,$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu},$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + e^-,$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p + e^+ + e^-,$$

$$\Lambda^0 \rightarrow n + e^+ + e^- \text{ и др.},$$

которые пока не наблюдались. Поэтому можно с уверенностью сказать, что в слабое взаимодействие не входит полный нейтральный ток. Однако исключить присутствие в лагранжиане слабого взаимодействия отдельных произведений типа $(\bar{p}p + \bar{n}n)$ ($\bar{\Lambda}n$), $(\bar{\nu}\nu)$ ($p\bar{p}$) или $(\bar{\mu}\mu)$ ($p\bar{p}$) пока нельзя. Наоборот, как будет видно из дальнейшего, большая совокупность данных о нелептонных распадах странных частиц могла бы получить естественное объяснение на основе взаимодействия $(\bar{p}p + \bar{n}n)$ ($\bar{\Lambda}n$), в то время как обычное нелептонное взаимодействие $(\bar{p}n)$ ($\bar{\Lambda}p$) не может их объяснить (см. так называемое правило $\Delta T = 1/2$). Вопрос о нейтральных токах требует дальнейшего исследования.

Два нейтрино

Другим важным вопросом является вопрос о числе различных типов нейтрино. Выше мы писали электронный ток в виде $j_e = \bar{e}\nu$, а мюонный ток — в виде $j_\mu = \bar{\mu}\nu$, молчаливо предполагая, что нейтрино, входящие в эти токи, тождественны. Экспериментальных оснований у нас для этого нет.

В пользу того, что ν_e и ν_μ тождественны ($\nu_e \equiv \nu_\mu$), говорит симметрия, которая существует между тремя лептонами (μ , e и ν) и тремя фундаментальными барионами в модели Сакаты (Λ , n и p). Эта симметрия получила в литературе название киевской симметрии (она впервые была выдвинута на обсуждение на Киевской конференции по физике высоких энергий в 1959 г.). Действительно, рассмотренное нами слабое взаимодействие обладает симметрией относительно перестановки:

$$\Lambda \longleftrightarrow \mu, \quad n \longleftrightarrow e, \quad p \longleftrightarrow \nu.$$

Введение двух типов нейтрино ν_e и ν_μ нарушало бы эту симметрию. К сожалению, вопрос о связи между барионами и лептонами в настоящее время совершенно неясен. Поэтому серьезно опираться на киевскую симметрию нельзя.

В пользу того, что ν_e и ν_μ — различные частицы ($\nu_e \not\equiv \nu_\mu$), говорит отсутствие распадов $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ (см. стр. 223). Опыт, который бы позволил решить вопрос о тождественности ν_e и ν_μ , был предложен Понтекорво и поставлен на Брукхевенском ускорителе. В этом опыте (результаты которого были опубликованы летом 1962 г.) было установлено, что нейтрино, рождающиеся в распадах $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$, сталкиваясь с нуклонами, не вызывают реакций типа $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ или $\nu + n \rightarrow p + e^-$, которые должны были бы иметь место, если бы ν_e и ν_μ были тождественными частицами.

В литературе обсуждается целый ряд схем, которые могли бы объяснить результаты этого опыта. Одной из них является схема, в которой e^- , μ^+ , ν являются лептонами, а e^+ , μ^- , $\bar{\nu}$ — антилептонами, и безнейтринные μ — e -переходы запрещены сохранением лептонного заряда. Обычный распад мюона происходит в этой схеме с испусканием двух ν (а не ν и $\bar{\nu}$). Согласно этой схеме нейтрино, подобно остальным фермионам, четырехкомпонентно, причем две его левые компоненты входят в электронную скобку, а две правые — в мюонную*). Эта схема привлекательна своей экономностью: в ней не вводится отдельный мюонный заряд и используются все четыре компоненты волновой функции нейтрино. Если масса нейтрино отлична от нуля, то в такой схеме должен существовать переход электронных компонент нейтрино в мюонные, так что нейтрино, рожденные в распаде $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$, могли бы

*) При этом лептонный ток в отличие от общепринятой в настоящее время формы (см. стр. 41, 42) имеет вид:

$$\bar{\nu}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)e + \bar{\mu}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu.$$

вызывать реакцию $\nu + n \rightarrow e^- + p$. Но из-за малой массы нейтрино эффект этот был бы чрезвычайно мал. При нулевой массе нейтрино не видно опытов, которые могли бы отличить эту схему от схемы, в которой мюон и мюонное нейтрино обладают сохраняющимся «мюонным зарядом», а лептонным зарядом $+1$ обладают e^- , ν_e , μ^- , ν_μ , причем как ν_μ , так и ν_e — левополяризованные. Согласно этой последней схеме существует такая сохраняющаяся величина, как мюонный заряд, который равен $+1$ у μ^- и ν_μ и равен нулю у других частиц. В этом случае естественно ожидать, что мюонное нейтрино будет обладать свойствами, совершенно непохожими на свойства электронного нейтрино. Так, например, оно может обладать массой. (Современный верхний предел для массы мюонного нейтрино ~ 3 Мэв.) Кроме того, мюонное нейтрино может обладать каким-то аномальным взаимодействием. Эта возможность особенно вероятна, если окажется, что у мюона существует аномальное взаимодействие, отсутствующее у электрона.

Минимальная модель

Итак, в принципе изложенная выше схема позволяет единым образом описать широкий круг явлений, и все было бы хорошо, если бы не слова «в принципе». Ведь для количественного описания явлений нужна теория с математическим аппаратом, а не качественная модель. А теория сильного взаимодействия пока отсутствует. Мы написали лагранжиан сильного взаимодействия в виде взаимодействия токов трех фундаментальных полей. Мы видим, что этот лагранжиан обладает нужными свойствами симметрии. Мы можем ожидать, что все наблюдаемые мезоны и барионы возникнут как собственные состояния этого лагранжиана подобно уровням в уравнении Шредингера, а резонансы возникнут подобно виртуальным уровням. Мы имеем в рамках модели Сакаты весьма компактную схему слабого взаимодействия. Рассматриваемая модель, несомненно, обладает эвристической ценностью. Однако без теории сильного взаимодействия утверждение о согласии модели с опытом превращается в значительной степени в «акт веры».

Может даже показаться, что без теории сильного взаимодействия сам вопрос о существовании фундаментальных полей теряет смысл. И действительно, даже в модели Сакаты все

элементарные частицы в равной мере неэлементарны. Виртуальные сильные взаимодействия «окутывают» облаком сильно взаимодействующих частиц не только «составной» Σ -гиперон, но и «фундаментальный» Λ -гиперон. Физические протон, нейтрон и Λ -гиперон отнюдь не тождественны исходным фундаментальным «голым» частицам: они содержат в себе бесконечное число барион-антибарионных пар.

И тем не менее модель Сакаты даже в отсутствие теории сильных взаимодействий дает ряд количественных предсказаний. Эти предсказания обусловлены тем, что, обладая минимальным числом фундаментальных полей и взаимодействий, эта модель имеет ряд характерных свойств симметрии. Эти свойства симметрии отличают модель Сакаты от теории, в которой все мезоны и гипероны элементарны и входят в исходный лагранжиан.

Свойства симметрии, обусловленные минимальностью исходных полей и взаимодействий, никак не связаны с наглядными представлениями о составных частицах, о которых мы писали выше. Они являются совершенно строгими следствиями гипотезы о том, что в лагранжиан входят лишь три сильно взаимодействующих (барионных) поля, два из которых представляют изотопический дублет, а третье — изотопический синглет. Этими полями могут быть не только p , n , Λ , но и E^- , E^0 , Λ или вообще три фундаментальных поля A , B , C , которым не отвечают какие-либо известные частицы. Такие модели, основанные на гипотезе минимальности, мы будем называть минимальными моделями. Модель Сакаты является одним из частных примеров минимальной модели.

Разумеется, отдельные свойства симметрии, присущие минимальной модели, могут быть чисто феноменологически введены и, действительно, вводились и в рамках обычной теории, рассматривающей все частицы как элементарные. Однако при таком феноменологическом подходе эти свойства симметрии оказываются не связанными между собой, оказываются необязательными. В то же время в минимальной модели эти свойства следуют из самих основ модели.

В дальнейшем мы подробно исследуем свойства симметрии минимальной модели и рассмотрим возможные способы их экспериментальной проверки.

§ 2. СПИНОРЫ. АМПЛИТУДЫ. ТОКИ

В § 1 мы нарисовали качественную картину взаимодействий между элементарными частицами. Чтобы перейти к количественному описанию явлений, нам потребуются некоторые сведения из релятивистской теории полей.

Скаляры и векторы

Хорошо известно, что законы физики вообще и физики элементарных частиц в частности инвариантны относительно преобразований Лоренца: в разных инерциальных системах законы имеют один и тот же вид.

Все величины, входящие в физические уравнения, делятся на классы в зависимости от того, как они ведут себя при преобразованиях Лоренца. Самый простой класс — скалярные величины, которые не изменяются при этих преобразованиях, например масса частицы m .

Другая группа величин носит название векторов. Вектором является 4-координата частицы, которую мы будем обозначать x_μ ($\mu = 1, 2, 3, 4$):

$$x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z, \quad x_4 = t.$$

Четырехмерным вектором является также 4-импульс частицы, который образуется ее энергией E и импульсом \mathbf{p} : $p_\mu = (E, \mathbf{p})$. Скалярные произведения векторов являются инвариантами. В частности, инвариантом является квадрат 4-импульса частицы:

$$p^2 = p_4 p_4 - p_1 p_1 - p_2 p_2 - p_3 p_3 = E^2 - \mathbf{p}^2 = p_\mu p_\mu = m^2.$$

В дальнейшем, если в произведении будут встречаться два одинаковых индекса (например, $x_\mu p_\mu$), это будет означать, сумму произведений, причем сумму своеобразную: из произ-

ведений временных компонент вычитается произведение пространственных компонент. Это отвечает тому, что четырехмерное пространство является не евклидовым, а псевдоевклидовым.

Произведение двух векторов можно записать и несколько по-иному, если ввести симметричный тензор второго ранга $\delta_{\mu\nu}$:

$$px = p_\mu x_\mu = p_\mu x_\nu \delta_{\mu\nu}$$

где

$$\delta_{\mu\nu} \begin{cases} = 1, & \text{если } \mu = \nu = 4, \\ = -1, & \text{если } \mu = \nu = 1, 2, 3, \\ = 0, & \text{если } \mu \neq \nu. \end{cases}$$

Волновая функция

Волновая функция частицы со спином, равным нулю, например, π -мезона при лоренцовых преобразованиях ведет себя как скаляр. Для свободной частицы эта волновая функция φ удовлетворяет уравнению Клейна—Гордона, которое в импульсном представлении имеет вид

$$(p^2 - m^2) \varphi = 0,$$

где p — 4-импульс частицы, m — ее масса.

Очевидно, что для описания фермиона одной функции недостаточно, потому что у этой частицы есть, как минимум, два состояния (в зависимости от того, куда направлен спин). Поэтому, очевидно, что для описания частицы со спином $1/2$ необходимы, как минимум, две функции.

Спиноры

И действительно, частицу со спином $1/2$ можно описать двумя функциями, удовлетворяющими системе двух уравнений второго порядка, похожих на уравнение Клейна—Гордона. Совокупность двух таких функций называется спинором и обозначается

$$v = \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix}.$$

В литературе частица со спином $1/2$ описывается обычно не двумя, а четырьмя функциями, удовлетворяющими системе четырех уравнений первого порядка. Эти волновые функ-

ции называются биспинорами или четырехкомпонентными спинорами и с точностью до нормировочного множителя имеют вид

$$u = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \end{pmatrix}.$$

В системе покоя частицы

$$u = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

если спин частицы направлен по оси z , и

$$u = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

если спин направлен в противоположном направлении.

Уравнение Дирака

Систему четырех уравнений, которым удовлетворяют биспиноры (в дальнейшем для краткости мы их будем называть просто спинорами), можно записать в виде одного матричного уравнения, если воспользоваться матрицами γ . Это уравнение называется уравнением Дирака. Из того факта, что спинор u четырехкомпонентен, следует, что матрицы γ должны быть четырехрядными. Записанное с помощью матриц γ уравнение Дирака в импульсном представлении имеет вид

$$(\hat{p} - m)u = 0,$$

где подразумевается, что m умножено на единичную четырехрядную матрицу I , а $\hat{p} = p_\mu \gamma_\mu = p_4 \gamma_4 - p \gamma$. Явный вид матриц γ мы рассмотрим через несколько страниц, а пока найдем перестановочные соотношения для этих матриц.

Умножим уравнение Дирака слева на $(\hat{p} + m)$. Тогда получим

$$(\hat{p} + m)(\hat{p} - m)u = (p_\mu p_\nu \gamma_\mu \gamma_\nu - m^2)u = 0.$$

Если потребовать теперь, чтобы выполнялось условие $p^2 = m^2$, то это уравнение должно иметь вид

$$(p^2 - m^2)u = 0,$$

откуда, учитывая симметрию тензора $p_\mu p_\nu$, получим

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu}.$$

Матрицы σ

Четырехрядные матрицы γ_μ , удовлетворяющие этому соотношению, удобно строить из двухрядных матриц Паули σ . Мы будем иметь дело со следующими двухрядными матрицами:

$$\tilde{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad 0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Произведение двух матриц есть новая матрица. Элемент ее (i, k) , где i — номер строки, а k — номер столбца, получается умножением i -й строки первой матрицы на k -й столбец второй. Выполняя такое умножение, легко убедиться, например, что

$$\sigma_1 \sigma_2 = i\sigma_3.$$

Легко проверить, что результат перемножения двух матриц зависит от их порядка в произведении. В частности,

$$\sigma_1 \sigma_2 = -\sigma_2 \sigma_1 = i\sigma_3.$$

Легко убедиться также, что

$$\sigma_1^2 = \sigma_2^2 = \sigma_3^2 = \tilde{I}.$$

Свойства матрицы σ можно выразить формулой

$$\sigma_\alpha \sigma_\beta = \tilde{\delta}_{\alpha\beta} \tilde{I} + i\tilde{\epsilon}_{\alpha\beta\gamma} \sigma_\gamma;$$

$(\alpha, \beta, \gamma) = 1, 2, 3$; $\tilde{\delta}_{\alpha\beta}$ — симметричный тензор второго ранга *); $\tilde{\delta}_{\alpha\beta} = 1$ при $\alpha = \beta$ или 0 при $\alpha \neq \beta$,

*) Мы ввели здесь знак \sim , для того чтобы отличить трехмерный δ -символ ($\tilde{\delta}$) от четырехмерного (δ) и двухрядную единичную матрицу (\tilde{I}) — от четырехрядной (I). В дальнейшем, в тех случаях, когда это не приводит к недоразумениям, мы не будем делать этого различия и будем писать 1 вместо I или \tilde{I} .

а $\bar{\epsilon}_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный тензор третьего ранга:

$$\bar{\epsilon}_{\alpha\beta\gamma} = \begin{cases} 1, & \text{если } \alpha, \beta, \gamma \text{ получаются из } 123 \text{ четной перестановкой,} \\ -1, & \text{если } \alpha, \beta, \gamma \text{ получаются из } 123 \text{ нечетной перестановкой,} \\ 0, & \text{если среди } \alpha, \beta, \gamma \text{ есть хотя бы два одинаковых индекса.} \end{cases}$$

В дальнейшем нам будет встречаться произведение $\bar{\epsilon}_{\alpha\beta\gamma}\bar{\epsilon}_{\sigma\rho\nu}$, в котором нужно провести суммирование по некоторым индексам. Нетрудно убедиться в том, что произведение двух антисимметричных тензоров $\bar{\epsilon}$ выражается через детерминант

$$\bar{\epsilon}_{\alpha\beta\gamma}\bar{\epsilon}_{\mu\nu\rho} = \begin{vmatrix} \delta_{\alpha\mu} & \delta_{\alpha\nu} & \delta_{\alpha\rho} \\ \delta_{\beta\mu} & \delta_{\beta\nu} & \delta_{\beta\rho} \\ \delta_{\gamma\mu} & \delta_{\gamma\nu} & \delta_{\gamma\rho} \end{vmatrix}.$$

Сумма таких произведений по одной паре индексов равна

$$\bar{\epsilon}_{\alpha\beta\gamma}\bar{\epsilon}_{\alpha\nu\rho} = \begin{vmatrix} \delta_{\beta\nu} & \delta_{\beta\rho} \\ \delta_{\gamma\nu} & \delta_{\gamma\rho} \end{vmatrix} = \delta_{\beta\nu}\delta_{\gamma\rho} - \delta_{\beta\rho}\delta_{\gamma\nu}.$$

Умножая это соотношение на $\delta_{\beta\nu}$ и учитывая, что $\delta_{\alpha\beta}\delta_{\alpha\beta} = 3$, получаем

$$\bar{\epsilon}_{\alpha\beta\gamma}\bar{\epsilon}_{\alpha\beta\rho} = 2\delta_{\gamma\rho}.$$

Аналогично получается

$$\bar{\epsilon}_{\alpha\beta\gamma}\bar{\epsilon}_{\alpha\beta\gamma} = 6.$$

Матрицы γ

Четырехрядные матрицы γ следующим образом выражаются через двухрядные матрицы σ :

$$I = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}, \quad \gamma_1 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_2 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} \tilde{I} & 0 \\ 0 & -\tilde{I} \end{pmatrix},$$

$$\gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4 = - \begin{pmatrix} 0 & \tilde{I} \\ \tilde{I} & 0 \end{pmatrix}$$

Запись в развернутом виде более громоздка, например,

$$\gamma_4 = \begin{pmatrix} \tilde{I} & 0 \\ 0 & -\tilde{I} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Легко проверить, что матрицы γ_μ обладают необходимыми коммутационными свойствами:

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu} I \quad (\mu, \nu = 1, 2, 3, 4).$$

Аналогичные соотношения имеют место для матрицы γ_5 :

$$\gamma_\mu \gamma_5 + \gamma_5 \gamma_\mu = 0, \quad \gamma_5^2 = I.$$

Несколько отвлекаясь от темы этого параграфа, приведем для справочных целей некоторые соотношения, которым удовлетворяют матрицы γ .

Некоторые соотношения

Скалярное произведение 4-вектора A_α на матрицы γ_α мы будем обозначать \hat{A} :

$$\hat{A} = A_\alpha \gamma_\alpha = A_4 \gamma_4 - A_1 \gamma_1 - A_2 \gamma_2 - A_3 \gamma_3 = A_4 \gamma_4 - \mathbf{A} \boldsymbol{\gamma}.$$

Из соотношения коммутации для матриц γ следует

$$\begin{aligned} \gamma_\mu \gamma_\mu &= 4, \\ \hat{A} \hat{B} + \hat{B} \hat{A} &= 2AB, \text{ где } AB = A_\mu B_\mu \text{ — число;} \\ \gamma_\mu \hat{A} + \hat{A} \gamma_\mu &= 2A_\mu. \end{aligned}$$

Из последнего равенства, умножая его справа на $R\gamma_\mu$, где R — произвольное выражение, легко получить, что

$$\gamma_\mu \hat{A} R \gamma_\mu + \hat{A} \gamma_\mu R \gamma_\mu = 2R \hat{A}.$$

Учитывая, что $\gamma_\mu \gamma_\mu = 4$, получаем отсюда

$$\begin{aligned} \text{для } R=1: \quad \gamma_\mu \hat{A} \gamma_\mu &= -2\hat{A}, \\ \text{для } R=\hat{B}: \quad \gamma_\mu \hat{A} \hat{B} \gamma_\mu &= 2\hat{B} \hat{A} + 2\hat{A} \hat{B} = 4AB, \\ \text{для } R=\hat{B}\hat{C}: \quad \gamma_\mu \hat{A} \hat{B} \hat{C} \gamma_\mu &= -2\hat{C} \hat{B} \hat{A}. \end{aligned}$$

В дальнейшем мы будем широко пользоваться этими соотношениями.

Вычисление следов

Фундаментальной величиной, характеризующей матрицу, является ее след (по-немецки *spur*, по-английски *trace*), сумма диагональных матричных элементов. Легко убедиться, что для всех матриц γ след равен нулю, а для единичной матрицы I след равен четырем:

$$\text{Sp } \gamma_\mu = 0, \quad \text{Sp } \gamma_\nu = 0, \quad \text{Sp } I = 4.$$

Из самого определения следа вытекает, что след произведения n матриц не меняется при их циклической перестановке:

$$\text{Sp } \gamma_{\alpha_1} \gamma_{\alpha_2} \dots \gamma_{\alpha_{n-1}} \gamma_{\alpha_n} = \text{Sp } \gamma_{\alpha_2} \dots \gamma_{\alpha_{n-1}} \gamma_{\alpha_n} \gamma_{\alpha_1}.$$

Основываясь на этом и используя соотношение $\gamma_\mu \gamma_\nu = -\gamma_\nu \gamma_\mu$, где $\mu = 1, 2, 3, 4$, легко получить, что след равен нулю, если n нечетно. Действительно,

$$\begin{aligned} \text{Sp } \gamma_{\alpha_1} \gamma_{\alpha_2} \dots \gamma_{\alpha_{n-1}} \gamma_{\alpha_n} &= \text{Sp } \gamma_\nu \gamma_\nu \gamma_{\alpha_1} \gamma_{\alpha_2} \dots \gamma_{\alpha_{n-1}} \gamma_{\alpha_n} = \\ &= \text{Sp } \gamma_\nu \gamma_{\alpha_1} \gamma_{\alpha_2} \dots \gamma_{\alpha_{n-1}} \gamma_{\alpha_n} \gamma_\nu = -\text{Sp } \gamma_{\alpha_1} \gamma_{\alpha_2} \dots \gamma_{\alpha_{n-1}} \gamma_{\alpha_n} = 0. \end{aligned}$$

Если воспользоваться соотношением $\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu}$, то аналогичным приемом нетрудно вывести следующую редукционную формулу для случая, когда n четно:

$$\begin{aligned} \text{Sp } \gamma_{\alpha_1} \gamma_{\alpha_2} \gamma_{\alpha_3} \dots \gamma_{\alpha_{n-1}} \gamma_{\alpha_n} &= \delta_{\alpha_1 \alpha_2} \text{Sp } \gamma_{\alpha_3} \gamma_{\alpha_4} \dots \gamma_{\alpha_{n-1}} \gamma_{\alpha_n} - \\ &- \delta_{\alpha_1 \alpha_3} \text{Sp } \gamma_{\alpha_2} \gamma_{\alpha_4} \dots \gamma_{\alpha_{n-1}} \gamma_{\alpha_n} + \dots + (-1)^n \delta_{\alpha_1 \alpha_n} \text{Sp } \gamma_{\alpha_2} \gamma_{\alpha_3} \dots \gamma_{\alpha_{n-1}}. \end{aligned}$$

Для $n = 2$ и $n = 4$ имеем

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \text{Sp } \gamma_\mu \gamma_\nu &= \delta_{\mu\nu} \\ \frac{1}{4} \text{Sp } \gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho \gamma_\sigma &= \delta_{\mu\nu} \delta_{\rho\sigma} + \delta_{\nu\rho} \delta_{\mu\sigma} - \delta_{\mu\sigma} \delta_{\nu\rho}. \end{aligned}$$

Из определения матрицы $\gamma_\nu = i\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$ следует

$$\frac{1}{4} \text{Sp } \gamma_\nu \gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho \gamma_\sigma = -i \delta_{\mu\nu\rho\sigma},$$

где $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ — полностью антисимметричный тензор четвертого ранга:

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = \begin{cases} 1, & \text{если } \mu, \nu, \rho, \sigma \text{ получаются из } 1234 \text{ четной} \\ & \text{перестановкой,} \\ -1, & \text{если } \mu, \nu, \rho, \sigma \text{ получаются из } 1234 \text{ нечет-} \\ & \text{ной перестановкой,} \\ 0, & \text{если среди } \mu, \nu, \rho, \sigma \text{ есть хотя бы два оди-} \\ & \text{наковых индекса.} \end{cases}$$

В дальнейшем нам будет встречаться произведение $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$, в котором нужно провести суммирование по некоторым индексам.

Нетрудно убедиться в том, что произведение двух антисимметричных тензоров ε выражается через детерминант:

$$\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = - \begin{vmatrix} \delta_{\alpha\mu} & \delta_{\alpha\nu} & \delta_{\alpha\rho} & \delta_{\alpha\sigma} \\ \delta_{\beta\mu} & \delta_{\beta\nu} & \delta_{\beta\rho} & \delta_{\beta\sigma} \\ \delta_{\gamma\mu} & \delta_{\gamma\nu} & \delta_{\gamma\rho} & \delta_{\gamma\sigma} \\ \delta_{\delta\mu} & \delta_{\delta\nu} & \delta_{\delta\rho} & \delta_{\delta\sigma} \end{vmatrix}.$$

В том, что перед детерминантом действительно должен стоять знак минус проще всего убедиться, если учесть, что $\varepsilon_{1234} \varepsilon_{1234} = +1$, а $\delta_{11} \delta_{22} \delta_{33} \delta_{44} = -1$, так как $\delta_{11} = \delta_{22} = \delta_{33} = -1$, а $\delta_{44} = +1$. Если мы просуммируем это произведение по первому индексу (что эквивалентно умножению его на $\delta_{\alpha\mu}$), то получим

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \varepsilon_{\alpha\nu\rho\sigma} &= - \begin{vmatrix} \delta_{\beta\nu} & \delta_{\beta\rho} & \delta_{\beta\sigma} \\ \delta_{\gamma\nu} & \delta_{\gamma\rho} & \delta_{\gamma\sigma} \\ \delta_{\delta\nu} & \delta_{\delta\rho} & \delta_{\delta\sigma} \end{vmatrix} = \\ &= - \delta_{\beta\nu} \delta_{\gamma\rho} \delta_{\delta\sigma} - \delta_{\beta\rho} \delta_{\gamma\sigma} \delta_{\delta\nu} - \delta_{\beta\sigma} \delta_{\gamma\nu} \delta_{\delta\rho} + \\ &\quad + \delta_{\beta\rho} \delta_{\gamma\nu} \delta_{\delta\sigma} + \delta_{\beta\nu} \delta_{\gamma\sigma} \delta_{\delta\rho} + \delta_{\beta\sigma} \delta_{\gamma\rho} \delta_{\delta\nu}. \end{aligned}$$

(Мы использовали при этом, что $\delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} = 4$, $\delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\rho} = \delta_{\beta\rho}$.) Аналогично получаются соотношения

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \varepsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} &= -2 \begin{vmatrix} \delta_{\gamma\rho} & \delta_{\gamma\sigma} \\ \delta_{\delta\rho} & \delta_{\delta\sigma} \end{vmatrix} = -2 (\delta_{\gamma\rho} \delta_{\delta\sigma} - \delta_{\gamma\sigma} \delta_{\delta\rho}), \\ \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\sigma} &= -6 \delta_{\delta\sigma}, \\ \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} &= -24. \end{aligned}$$

Операции $*$, \sim , $+$

Определим операции комплексного сопряжения $*$, транспонирования \sim и эрмитового сопряжения $(+)$. Комплексное сопряжение матрицы сводится к комплексному сопряжению всех ее элементов. Легко проверить, что

$$\gamma_1^* = \gamma_1, \quad \gamma_2^* = -\gamma_2, \quad \gamma_3^* = \gamma_3, \quad \gamma_4^* = \gamma_4, \quad \gamma_5^* = \gamma_5.$$

При транспонировании матрицы ее ряды заменяются на строки: матрица поворачивается вокруг главной диагонали. При этом

$$\tilde{\gamma}_1 = -\gamma_1, \quad \tilde{\gamma}_2 = \gamma_2, \quad \tilde{\gamma}_3 = -\gamma_3, \quad \tilde{\gamma}_4 = \gamma_4, \quad \tilde{\gamma}_5 = \gamma_5.$$

Эрмитово сопряжение есть произведение комплексного сопряжения и транспонирования, поэтому

$$\gamma_1^+ = -\gamma_1, \quad \gamma_2^+ = -\gamma_2, \quad \gamma_3^+ = -\gamma_3, \quad \gamma_4^+ = \gamma_4, \quad \gamma_5^+ = \gamma_5.$$

Матрица, эрмитово сопряженная произведению $\gamma_\mu \gamma_\nu$, равна

$$(\gamma_\mu \gamma_\nu)^+ = \gamma_\nu^+ \gamma_\mu^+.$$

Сопряженный спинор

Определим сопряженный спинор \bar{u} следующим образом:

$$\bar{u} = u^+ \gamma_4.$$

Легко видеть, что если u представляет собой столбец

$$u = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \end{pmatrix},$$

то \bar{u} представляет собой строку

$$\bar{u} = (u_1^*, u_2^*, -u_3^*, -u_4^*).$$

Выясним, какому уравнению удовлетворяет \bar{u} . Для этого напишем уравнение, эрмитово сопряженное уравнению Дирака,

$$u^+ (\hat{p}^+ - m) = 0.$$

Умножив это уравнение справа на γ_4 и воспользовавшись тем, что $\gamma_4^2 = 1$, $\gamma_4 \hat{p}^+ \gamma_4 = \hat{p}$, получим

$$\bar{u} (\hat{p} - m) = 0.$$

Пять билинейных ковариантов

Как u , так и \bar{u} являются четырехкомпонентными спинорами, поэтому из них можно составить 16 билинейных комбинаций. Эти билинейные комбинации можно сгруппировать в пять различных ковариантных величин:

$\bar{u}u$ — скаляр (S),

$\bar{u}\gamma_\alpha u$ — полярный 4-вектор (V),

$\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}u$ — антисимметричный тензор (T), содержащий шесть различных компонент; $\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(\gamma_\alpha\gamma_\beta - \gamma_\beta\gamma_\alpha)$,

$\bar{u}\gamma_\alpha\gamma_5 u$ — аксиальный 4-вектор (A),

$\bar{u}\gamma_5 u$ — псевдоскаляр (P).

Доказательство того, что эти величины действительно являются лоренцовыми ковариантами, содержится в любом курсе квантовой теории поля, и мы его приводить не будем. Билинейные коварианты играют важную роль в описании процессов с участием фермионов.

Ниже мы рассмотрим, как выражаются через эти коварианты токи

$$\begin{aligned}j_{el} &= \bar{p}p - \bar{e}e - \bar{\mu}\mu, \\j_s &= \bar{p}p + \bar{n}n + \bar{\Lambda}\Lambda, \\j_w &= \bar{e}v + \bar{\mu}v + \bar{p}p + \bar{\Lambda}\Lambda,\end{aligned}$$

ответственные за электромагнитное, сильное и слабое взаимодействия.

Электромагнитное взаимодействие

Хорошо известно, что электромагнитный ток является 4-вектором: каждое из трех слагаемых этого тока имеет вид

$$\bar{u}\gamma_\alpha u,$$

где u — электронный, мюонный или протонный спинор. Взаимодействие этого тока с электромагнитным полем имеет вид

$$ej_{el}^\alpha A_\alpha,$$

где e — электрический заряд, а A_α — 4-потенциал электромагнитного поля. Вся совокупность экспериментальных данных, относящихся к электромагнитным взаимодействиям, бле-

стыже согласуется с предположением о том, что электромагнитный ток имеет написанный выше вид.

Для свободной частицы выражение $\bar{u}\gamma_\alpha u$ содержит наряду с зарядом нормальный магнитный момент. Аномальный магнитный момент фермиона описывается членом $\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}q_\beta u$, где q — импульс, передаваемый электромагнитному полю. Аномальные магнитные моменты электрона и мюона возникают за счет виртуальных электромагнитных взаимодействий и поэтому малы. Аномальные магнитные моменты барионов возникают за счет виртуальных сильных взаимодействий, их величина даже превышает величину нормального магнитного момента. Постулат, согласно которому исходный электромагнитный ток содержит только члены типа $\bar{u}\gamma_\alpha u$ и не содержит членов типа $\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}q_\beta u$, называется принципом минимального электромагнитного взаимодействия.

Сильное взаимодействие

В настоящее время мы мало что можем сказать о виде сильного взаимодействия. Представляется привлекательной гипотеза о том, что подобно электромагнитному току сильный ток j_s также является вектором типа $\bar{u}\gamma_\alpha u$. В пользу этой гипотезы говорит то обстоятельство, что, по крайней мере, в теории возмущений такой ток приводил бы к отталкиванию между частицами и к притяжению между частицей и античастицей, аналогичному кулоновскому притяжению между электроном и позитроном (см. § 1).

Мы можем сейчас только гадать по поводу того, является ли сильное взаимодействие контактным (типа $j_s^a j_s^a$) или обусловлено обменом нейтральными векторными мезонами, аналогично электромагнитному взаимодействию (типа $j_s^a V_a$, где V_a — поле векторных сильно взаимодействующих мезонов — вектонов). В дальнейшем мы не будем использовать тот или иной конкретный вид сильного взаимодействия, учитывая обусловленные им эффекты феноменологически.

Слабое взаимодействие

Мы уже говорили в § 1, что исходное слабое взаимодействие имеет вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} j_w j_w^\dagger,$$

где G — константа слабого взаимодействия, $G = (1,01 \pm \pm 0,01) \cdot 10^{-3} m_p^{-2}$; знаменатель $\sqrt{2}$ введен для удобства и (в основном) для того, чтобы не нарушать традицию.

Слабое взаимодействие в виде произведения двух токов (нуклонного $\bar{p}n$ и электронного $\bar{e}\nu$) было впервые предложено Ферми в 1934 г. для описания β -распада нейтрона. По аналогии с электромагнитным током Ферми предположил, что слабые токи — векторные: $\bar{e}\gamma_\alpha\nu$ и $\bar{p}\gamma_\alpha n$.

Установление вида β -распадного взаимодействия на опыте потребовало более двадцати лет и представляло собой цепь драматических заблуждений, поисков и открытий. Вскоре после работы Ферми была выдвинута и некоторое время считалась правильной гипотеза о том, что β -распадное взаимодействие вообще не может быть описано линейной комбинацией пяти скаляров, которые представляют собой скалярные произведения пяти билинейных ковариантов: S, V, T, A, P (см. выше). Согласно этой гипотезе β -распадное взаимодействие должно было содержать производные спинорных волновых функций.

Последующие опыты опровергли эту гипотезу и привели к заключению, что в β -распаде осуществляется скалярный (S) и тензорный (T) варианты взаимодействия. Эти варианты «продержались» до 1958 г. Но уже за несколько лет до этого в физике слабого взаимодействия произошли серьезные изменения.

Во-первых, было осознано (1947—1955 гг.), что слабое взаимодействие ответственно не только за β -распад нейтрона, но почти за все распады элементарных частиц.

Во-вторых, было обнаружено, что слабое взаимодействие не сохраняет четность. Эксперименты, поставленные в конце 1956 г. для проверки гипотезы Ли и Янга, доказали это убедительным образом.

Открытие несохранения четности необычайно оживило интерес к β -распаду. Появилось большое число новых экспериментальных результатов, которые противоречили результатам тех экспериментов, на основе которых было сделано ранее заключение об S - и T -вариантах β -распада.

Анализируя всю совокупность опытов, Гелл-Манн и Фейнман и независимо Маршак и Сударшан осенью 1957 г. пришли к выводу, что прежние опыты, по-видимому, неверны и что за β -распад и другие медленные процессы ответственны V - и A -варианты слабого взаимодействия. Опыты, поставлен-

ные для проверки $V-A$ -теории β -распада, подтвердили ее правильность.

Согласно теории универсального $V-A$ -взаимодействия слабое взаимодействие имеет вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} j_w j_w^+$$

где

$$\begin{aligned} j_w &= \bar{u}_e O_\alpha u_\nu + \bar{u}_\mu O_\alpha u_\nu + \bar{u}_n O_\alpha u_p + \bar{u}_\Delta O_\alpha u_p, \\ j_w^+ &= \bar{u}_\nu O_\alpha u_e + \bar{u}_\nu O_\alpha u_\mu + \bar{u}_p O_\alpha u_n + \bar{u}_p O_\alpha u_\Delta, \\ O_\alpha &= \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) = \gamma_\alpha - \gamma_5 \gamma_\alpha. \end{aligned}$$

Слагаемое γ_α — векторное (V), слагаемое $\gamma_5 \gamma_\alpha$ — аксиальное (A). Такое слабое взаимодействие универсально, так как для различных пар частиц имеет одинаковую форму ($V-A$) и одинаковую константу (G). В следующем параграфе мы покажем, что это взаимодействие не сохраняет пространственной и зарядовой четности.

γ_5 -инвариантность

Легко проверить, что все рассмотренные нами токи инвариантны относительно так называемого γ_5 -преобразования, при котором

$$u \rightarrow \gamma_5 u, \quad \bar{u} \rightarrow -\bar{u} \gamma_5.$$

Действительно, в электромагнитном токе члены $\bar{u} \gamma_\alpha u$ инвариантны, а запрещенные принципом минимального электромагнитного взаимодействия члены $\bar{u} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta u$ меняют знак при γ_5 -преобразовании.

Если требование γ_5 -инвариантности применить к слабому току j_w , выражение для которого приведено на стр. 38, и потребовать, чтобы он не содержал в явном виде импульсов частиц, то это однозначно определит вид его слагаемых:

$$\bar{u}_2 \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_1.$$

Множитель $(1 + \gamma_5)$ возникает в этом случае из-за того, что в токе j_w , в отличие от токов j_s и j_e , спиноры \bar{u} и u относятся к разным частицам.

Легко видеть, что матрица $(1 + \gamma_5)$ выбирает из четырехкомпонентного спинора лишь две компоненты. Если $u = \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}$,

где χ_1 и χ_2 — двухкомпонентные спиноры, то

$$(1 + \gamma_5) u = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_1 & -\chi_2 \\ -\chi_1 & +\chi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi \\ -\varphi \end{pmatrix}.$$

Таким образом, $(1 + \gamma_5) u$ выражается через двухкомпонентный спинор $\varphi = \chi_1 - \chi_2$; то же относится к $\bar{u}(1 - \gamma_5)$. Если слабое взаимодействие является единственным взаимодействием, в котором участвует данная частица, — а это, по-видимому, справедливо в отношении нейтрино, — и если, кроме того, масса частицы равна нулю, то двухкомпонентный спинор φ полностью определяет частицу. В этом случае спинор $\varphi = \chi_1 - \chi_2$ никак не связан со спинором $\chi_1 + \chi_2$ и можно написать релятивистски инвариантное уравнение для двухкомпонентного спинора φ . Это уравнение описывает продольно поляризованную частицу.

Интересно отметить, что в минимальной модели и гравитационное взаимодействие γ_5 -инвариантно (в линейном приближении). В этом легко убедиться, если написать тензор энергии — импульса для системы фермионных полей, сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия которых γ_5 -инвариантны.

Все сказанное выше дает основание полагать, что γ_5 -инвариантность играет какую-то существенную роль в природе. Трудность, связанная с γ_5 -преобразованием, заключается в том, что уравнение движения свободной спинорной частицы, обладающей массой, γ_5 -неинвариантно. Действительно, при γ_5 -преобразовании член, пропорциональный массе, в лагранжиане меняет знак:

$$m\bar{\psi}\psi \rightarrow -m\bar{\psi}\psi.$$

Что означает эта нарушаемая массами инвариантность? На этот вопрос мы пока ответа не имеем.

Другие свойства симметрии слабого взаимодействия мы рассмотрим в следующем параграфе. А пока выясним, как связано это взаимодействие с физически наблюдаемыми величинами.

Лагранжиан и амплитуда

Выражения для взаимодействий, написанные нами выше, по существу, отвечают классической картине взаимодействия тока с полем или тока с током. Особенно ясно это видно на примере электромагнитного взаимодействия. Токовая струк-

тура слабого взаимодействия аналогична структуре электромагнитного взаимодействия. Эта аналогия, которая уже отмечалась выше, становится еще более полной, если сделать предположение, что слабое четырехфермионное взаимодействие в действительности обусловлено обменом промежуточными векторными мезонами (см. § 18).

Хорошо известно, что в квантовой теории поля «классическому» лагранжиану взаимодействия сопоставляется квантованный лагранжиан, в котором волновые функции полей заменяются на операторы рождения и уничтожения соответствующих частиц и античастиц. Так, например, «классическому» взаимодействию электронного тока с электромагнитным полем

$$e\bar{\psi}_e\gamma_\alpha\psi_e A_\alpha$$

отвечает квантованный лагранжиан

$$e\bar{\psi}_e\gamma_\alpha\psi_e A_\alpha,$$

где ψ_e — оператор уничтожения электрона и рождения позитрона, $\bar{\psi}_e$ — оператор уничтожения позитрона и рождения электрона, A — оператор рождения и уничтожения фотонов.

Зная квантованный лагранжиан взаимодействия фотона с электроном, можно рассчитать все электромагнитные процессы и, в частности, рассчитать рассеяние электрона внешним электромагнитным полем, найти амплитуду этого рассеяния.

В квантовой теории поля любому процессу сопоставляется амплитуда. Амплитуда процесса содержит в себе всю информацию о нем. Зная амплитуду процесса, можно вычислить его вероятность, его зависимость от спиновой поляризации участвующих в нем частиц, от их импульсов, углов между ними и т. д.

Одна из основных задач теории элементарных частиц заключается в построении аппарата, который бы позволил вычислять на основе небольшого числа фундаментальных принципов амплитуды всех процессов с участием элементарных частиц.

В квантовой электродинамике в настоящее время имеется четкий алгоритм для нахождения амплитуды любого процесса, основанный на теории возмущений. Классическое взаимодействие $e\bar{\psi}_e\gamma_\alpha\psi_e A_\alpha$, рассмотренное выше, возникает при этом как амплитуда рассеяния электрона внешним полем, вычисленная в первом порядке теории возмущений. В следующем порядке

теории возмущений эта амплитуда уже содержит поправки порядка α , обусловленные виртуальными фотонами. Поправки эти вычислены и находятся в прекрасном согласии с соответствующими опытными данными.

К сожалению, задача нахождения амплитуды по заданному лагранжиану решена лишь в квантовой электродинамике. В настоящее время мы еще очень далеки от решения этой задачи для сильного взаимодействия. Однако целый ряд требований, которым должны удовлетворять амплитуды тех или иных процессов, твердо установлен.

Общим для всех амплитуд является требование релятивистской инвариантности. Амплитуды процессов с участием фотонов должны удовлетворять требованию градиентной инвариантности. Амплитуды всех процессов, по-видимому, должны быть инвариантны относительно преобразования комбинированной инверсии, а амплитуды сильных и электромагнитных процессов — относительно инверсии координат и зарядового сопряжения.

Совокупность этих и ряда других требований симметрии, о которых мы будем говорить ниже, позволяет устанавливать вид амплитуд с точностью до неизвестных скалярных функций (от угловых и энергетических переменных) или констант.

Свойства амплитуды, которые могут быть установлены на основе требований инвариантности, обычно называются кинематическими. Скалярные функции, входящие в амплитуду, определяют ее динамические свойства.

Для слабого взаимодействия по аналогии с электродинамикой классическому току

$$j_w = \bar{u}_c O_\alpha u_v + \bar{u}_\mu O_\alpha u_\nu + \bar{u}_n O_\alpha u_p + \bar{u}_\Delta O_\alpha u_r$$

можно сопоставить квантованный ток

$$j_w = \bar{\psi}_e O_\alpha \psi_v + \bar{\psi}_e O_\alpha \psi_\nu + \bar{\psi}_n O_\alpha \psi_p + \bar{\psi}_\Delta O_\alpha \psi_r,$$

где ψ и $\bar{\psi}$ — операторы, и рассматривать выражение

$$\frac{G}{\sqrt{2}} j_w j_w^+$$

как квантованный лагранжиан слабого взаимодействия. В тех случаях, когда мы имеем дело со слабым взаимодействием лептонов, амплитуды, описывающие соответствующие процессы (например, распад мюона), в первом порядке теории возмущений совпадают с классическим лагранжианом взаимодействия токов, подобно тому как это имело место для рассеяния электрона внешним электромагнитным полем.

В тех случаях, когда в слабом взаимодействии участвуют сильно взаимодействующие частицы, соответствующие амплитуды будут содержать динамические скалярные функции, вычислять которые мы пока не умеем и которые мы будем рассматривать как феноменологические параметры.

S- и T-матрицы

Рассмотрим набор N физических состояний, которые в результате взаимодействий могут переходить друг в друга. Переход из некоторого состояния i в некоторое состояние f охарактеризуем величиной S_{fi} . Совокупность N^2 величин S_{fi} образует матрицу рассеяния или, как ее иначе называют, S -матрицу. Если все взаимодействия выключены, то S -матрица превращается в единичную матрицу I : каждое состояние переходит само в себя. Поэтому физические процессы имеют место, если отлична от нуля T -матрица, которая определяется соотношением

$$S = I + iT.$$

В дальнейшем мы будем называть амплитудой процесса величину M_{fi}

$$T_{fi} = (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) M_{fi},$$

где p_f и p_i — 4-импульсы начального и конечного состояний, а δ -функция в явном виде выражает закон сохранения энергии — импульса:

$$\delta^4(p_f - p_i) = \delta(p_f^x - p_i^x) \delta(p_f^y - p_i^y) \delta(p_f^z - p_i^z) \delta(E_f - E_i).$$

В дальнейшем индексы f и i у M_{fi} мы будем для краткости опускать.

Вероятность и сечение

Квадрат модуля T_{fi} определяет вероятность перехода из начального состояния i в конечное f :

$$\bar{w}_{fi} = |T_{fi}|^2 = [(2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i)] [(2\pi)^4 \delta^4(0)] |M|^2.$$

Для вычисления \bar{w}_{fi} введем четырехмерный нормировочный объем VT , который, разумеется, не войдет в окончательный ответ. Из определения δ^4 следует, что при $V \rightarrow \infty$, $T \rightarrow \infty$

$$(2\pi)^4 \delta^4(0) = VT.$$

Чтобы получить вероятность перехода не в одно состояние f , а в группу состояний, мы должны умножить $\bar{\omega}_{fi}$ на элемент фазового объема Φ , который имеет вид

$$\Phi = \prod_{l=1}^n \frac{d\mathbf{k}_l V}{(2\pi)^3},$$

где n — число частиц в конечном состоянии, \mathbf{k}_l — 3-импульс l -й частицы.

Теперь следует позаботиться о правильной нормировке выражения для вероятности перехода. Мы будем нормировать волновые функции частиц таким образом, чтобы в единице объема находилось $2E$ частиц, где E — энергия частицы. Легко видеть, что для скалярных частиц такая нормировка отвечает волновой функции $\varphi = e^{-ikx}$. Действительно, плотность частиц в этом случае равна

$$i \left(\varphi^* \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial \varphi^*}{\partial t} \right) = 2E.$$

Для фермионов плотность частиц равна $\bar{u}\gamma_4 u$, и условие

$$\bar{u}\gamma_4 u = 2E$$

эквивалентно условию

$$u_\alpha \bar{u}_\beta = (\hat{p} + m)_{\alpha\beta}.$$

(Заметим, что u и φ имеют различные размерности.) Чтобы получить нормированную вероятность, следует разделить $\bar{\omega}_{fi}$ на величину N :

$$N = \prod_{l=1}^n 2E_l V \prod_{i=1}^k 2E_i V,$$

где k — число частиц в начальном состоянии. Если мы рассматриваем распад, то $k = 1$, если столкновение двух частиц, то $k = 2$.

В результате, для нормированной вероятности перехода в единицу времени получаем

$$\omega_{fi} = \frac{\bar{\omega}_{fi}}{T} \frac{\Phi}{N} = \frac{(2\pi)^4 V}{\prod_{i=1}^k (2E_i V)} \cdot \delta^4(p_f - p_i) |M|^2 \prod_{l=1}^n \frac{d\mathbf{k}_l}{(2\pi)^3 2E_l}.$$

Для распада частицы ($k=1$) мы получаем

$$\omega = \frac{(2\pi)^4}{2E_1} |M|^2 \prod_{l=1}^n \left[\frac{dk_l}{(2\pi)^3 \cdot 2E_l} \right] \delta^4(p_f - p_i).$$

Столкновение двух частиц ($k=2$) характеризуется обычно сечением, которое определяется следующим образом:

$$\omega_{fi} = \sigma j,$$

где j — плотность потока. В лабораторной системе координат, где частица i_1 покоится, а частица i_2 налетает на нее со скоростью v_2 , плотность потока равна

$$j = \frac{v_2}{V}.$$

В результате для сечения получаем

$$\sigma = \frac{\omega_{fi}}{j} = \frac{(2\pi)^4}{2m_{i_1} 2E_{i_2} v_{i_2}} |M|^2 \prod_{l=1}^n \left[\frac{dk_l}{(2\pi)^3 2E_l} \right] \delta^4(p_f - p_i).$$

Величина $I = m_1 E_2 v_2 = m_1 p_2$ может быть записана в инвариантном виде:

$$I = \sqrt{(p_1 p_2)^2 - p_1^2 p_2^2},$$

и окончательно мы имеем

$$\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4 \sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} |M|^2 \prod_{l=1}^n \left[\frac{dk_l}{(2\pi)^3 2E_l} \right] \delta^4(p_f - p_i).$$

§ 3. *C*-, *P*-, *T*-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Продолжим рассмотрение свойств симметрии, которыми обладают элементарные частицы и взаимодействия между ними. В связи с открытием несохранения четности пристальное внимание привлекает к себе последние пять лет группа дискретных преобразований: зарядового сопряжения (*C*), инверсии координат (*P*) и обращения времени (*T*). Мы начнем рассмотрение этих преобразований с зарядового сопряжения.

Зарядовое сопряжение

Тридцатилетняя история исследования зарядового сопряжения является прекрасной иллюстрацией к словам известного астрофизика Шварцшильда: «Хотя законы, которые мы стремимся открыть, быть может, и совершенны, но человеческий разум далек от совершенства: предоставленный самому себе, он склонен заблуждаться, чему мы видим печальное подтверждение среди бесчисленных примеров прошлого. Действительно, мы очень редко упускали возможность впасть в заблуждение; только новые, полученные из наблюдений данные, с трудом отвоеванные у природы, возвращали нас на правильный путь» *).

Представление о частицах и античастицах и о том, что законы физики должны содержать эти объекты симметричным образом, возникло в результате довольно мучительного осмысливания уравнений, описывающих элементарные частицы и, в частности, электрон. Когда Дирак получил свое уравнение, он долго боролся с трудностью: наряду с отрицательно

*) М. Шварцшильд, Структура и эволюция звезд, ИЛ, 1961, стр. 17.

заряженными частицами — электронами, уравнение содержало также положительно заряженные частицы. Одно время Дирак считал, что эти положительно заряженные частицы — протоны. Эта интерпретация была вскоре признана неудовлетворительной из-за различия масс протона и электрона. Тогда Оппенгеймер предложил отождествить эти частицы с антиэлектронами. Однако это предложение встретило ряд возражений. В 1932 г. Паули писал по поводу предложения Оппенгеймера: «Этот выход является уже потому неудовлетворительным, что законы природы в этой теории совершенно симметричны относительно электронов и антиэлектронов» и далее: «Мы не думаем, таким образом, чтобы намеченный путь мог быть серьезно принят во внимание» *). В том же 1932 г. Андерсен открыл позитрон!

Спустя некоторое время понятие сопряжения «частица — античастица» — C -сопряжения было распространено на бозоны. Открытие «зарядово-зеркальных» пар μ^+ , μ^- ; π^+ , π^- ; K^+ , K^- , открытие антипротонов и антинейтронов окончательно убедили физиков в симметрии мира относительно зарядового сопряжения. В настоящее время не обнаружены только каскадные антигипероны ($\bar{\Xi}^-$ и $\bar{\Xi}^0$), однако вряд ли кто-нибудь сомневается в существовании этих частиц.

Зарядовое сопряжение означает не просто изменение знака электрического заряда или магнитного момента частицы; меняют знак и другие «зарядовые» квантовые числа: барионный заряд, лептонный заряд, странность. Так, например, антинейтрон отличается от нейтрона не только знаком магнитного момента, но, что более важно, знаком барионного заряда; в результате в отличие от нейтрона антинейтрон может аннигилировать при столкновении с нуклоном.

Некоторые элементарные частицы, например γ , π^0 , K_1^0 , K_2^0 при зарядовом сопряжении переходят сами в себя: их античастицами являются они сами. Такие частицы называются истинно нейтральными.

Если частица при зарядовом сопряжении переходит в другую частицу, то говорить о четности относительно зарядового сопряжения нельзя, потому что из одного объекта мы получаем другой. Если же при зарядовом сопряжении частица переходит сама в себя, то возникает вопрос, с каким знаком переходит сама в себя ее волновая функция? В дальнейшем

*) В. Паули, Общие принципы волновой механики, Гостехиздат, 1947, стр. 287.

будет видно, что волновая функция фотона при зарядовом сопряжении меняет знак, а π^0 -мезона — знака не меняет. Фотон — частица зарядово-нечетная, π^0 — частица зарядово-четная. Вакуум является зарядово-четным.

Тот факт, что окружающий нас мир не содержит равного числа антипротонов и протонов, электронов и позитронов, следует истолковывать не таким образом, что законы физики асимметричны относительно замены частиц на античастицы. По-видимому, частицы и античастицы распределены во Вселенной неравномерно. Во всяком случае вакуум, как мы его понимаем, не имеет склонности к частицам определенного заряда.

Итак, симметрия между частицами и античастицами, обнаруженная на опыте, стала общепризнанной. Эта симметрия нашла свое выражение в требовании инвариантности относительно зарядового сопряжения, которое можно сформулировать следующим образом:

Любому физическому процессу отвечает другой физический процесс, который отличается от первого только тем, что в нем все частицы заменены на античастицы.

К 1956 г. инвариантность относительно зарядового сопряжения считалась одним из незыблемых оснований физики. В конце 1956 г. опыты обнаружили, что слабые взаимодействия не инвариантны относительно зарядового сопряжения. Оказалось, что распады μ^+ и μ^- отличаются знаком асимметрии углового распределения электронов. Распады π^+ и π^- отличаются знаком поляризации возникающих при распаде мюонов. Оказалось, что свободное нейтрино поляризовано антипараллельно своему импульсу, а антинейтрино — параллельно; поэтому если произвести зарядовое сопряжение процесса свободного движения нейтрино, то получится процесс, которого нет в природе. Чтобы понять, что означало нарушение зарядовой инвариантности и связанное с этим несохранение зарядовой четности, нам необходимо обратиться к преобразованию зеркального отражения.

Пространственная инверсия

Рассмотрим операцию инверсии пространственных координат и связанное с ней понятие пространственной четности P . Хорошо известно, что при P -инверсии пространственные координаты меняют знак, а временная координата остается

неизменной:

$$\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}, \quad t \rightarrow t.$$

Рассмотрим, как ведут себя при инверсии различные физические величины. Импульс частицы есть произведение ее массы на скорость:

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} = m \frac{d\mathbf{x}}{dt}.$$

Поэтому при инверсии компоненты импульса меняют знак:

$$\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}.$$

Такие же рассуждения дают для энергии

$$E \rightarrow E.$$

Аналогично можно понять, как будет вести себя при инверсии угловой момент: так как $\mathbf{M} = \mathbf{x} \times \mathbf{p}$, то при инверсии

$$\mathbf{M} \rightarrow \mathbf{M}.$$

Это же относится и к собственному моменту частицы — спину $\boldsymbol{\sigma}$:

$$\boldsymbol{\sigma} \rightarrow \boldsymbol{\sigma}.$$

При инверсии 4-потенциал электромагнитного поля ведет себя как 4-импульс:

$$\mathbf{A} \rightarrow -\mathbf{A}, \quad A_4 \rightarrow A_4.$$

Отсюда следует, что при инверсии электрическое поле меняет знак, а магнитное — не меняет:

$$\mathcal{E} \rightarrow -\mathcal{E}, \quad \mathcal{H} \rightarrow \mathcal{H}.$$

Векторы, которые при инверсии меняют знак, называются полярными векторами; векторы, которые не меняют знака, называются аксиальными или псевдовекторами.

До 1956 г. инвариантность уравнений физики относительно инверсии координат (зеркального отражения) считалась одним из наиболее фундаментальных законов. Утверждалось, что любому физическому процессу обязательно отвечает другой физический процесс, являющийся зеркальным отображением первого. Следствием этой инвариантности является закон сохранения пространственной четности.

Анализ, проведенный в середине 1956 г. Ли и Янгом в связи с проблемой $\theta - \tau$, обнаружил, что сохранение четности в слабых взаимодействиях экспериментально не проверено, а специальные опыты, поставленные зимой 1956/57 г. по

предложению Ли и Янга, неопровержимо доказали инвариантность слабых взаимодействий относительно зеркального отражения. Так, например, оказалось, что μ -мезоны при распаде π -мезона продольно поляризованы, что продольно поляризованы электроны в β -распаде, что имеется асимметрия «вверх — вниз» при распаде поляризованных ядер. Все эти эффекты могут быть описаны как корреляции спина и импульса типа **Ср**; как ясно из предыдущего, это выражение меняет знак при зеркальном отражении.

Комбинированная инверсия

В 1956 г., когда сохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях было поставлено под сомнение, Ландау выдвинул гипотезу о том, что в физике не может быть такого взаимодействия, которое было бы инвариантно относительно преобразования, заключающегося в отражении пространственных координат и переходе от частиц к античастицам. Эту комбинацию пространственной инверсии и зарядового сопряжения Ландау назвал комбинированной инверсией. Гипотеза сохранения комбинированной четности (четности относительно комбинированной инверсии) восстановила (конечно, в измененной форме) симметрию между правым и левым, которая, казалось, была опровергнута опытами, обнаружившими несохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях.

Согласно этой гипотезе, хотя закон сохранения пространственной четности и нарушается, но симметрия между правым и левым остается, если только переводить при зеркальном отражении частицы в античастицы. Инвариантность относительно комбинированной инверсии требует, чтобы каждому физическому процессу обязательно отвечал другой физический процесс, который получается из первого путем зеркального отражения и замены всех частиц на античастицы. Каждая из этих операций в отдельности теперь не имеет смысла, так как переводит некоторый физический процесс в процесс, которого не может быть (например, C -сопряжение переводит испускание позитрона и левого нейтрино в испускание электрона и левого антинейтрино, которого нет в природе).

Рассматривая комбинированную инверсию как обобщение зарядового сопряжения, можно сказать, что при переходе от частицы к античастице нужно менять не только знак всех

зарядовых квантовых чисел, но и знак спиральности — проекции спина частицы на ее импульс.

Как приближенные квантовые числа зарядовая четность и пространственная четность, однако, сохранили свою роль: в электромагнитных и сильных взаимодействиях они сохраняются. Понятие комбинированной четности применимо только к истинно нейтральным частицам или системам частиц, т. е. таким частицам или системам, которые при комбинированной инверсии переходят сами в себя, например, π^0 -мезону, K_1^0 -мезону, K_2^0 -мезону, позитронию. Комбинированная четность частицы равна произведению ее зарядовой и пространственной четности, если эти последние имеют для частицы определенное значение. Однако в отличие от пространственной и зарядовой четностей, не сохраняющихся в слабых взаимодействиях, комбинированная четность сохраняется во всех известных физических процессах.

Обращение времени и *CPT*-теорема

Аналогично пространственной инверсии P мы могли бы рассмотреть операцию обращения времени T :

$$\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x}, \quad t \rightarrow -t.$$

При этом мы обнаружили бы, что

$$\begin{aligned} p &\rightarrow -p, & E &\rightarrow E, \\ M &\rightarrow -M, & \sigma &\rightarrow -\sigma, \\ A &\rightarrow -A, & A_4 &\rightarrow A_4, \\ \mathcal{E} &\rightarrow \mathcal{E}, & \mathcal{H} &\rightarrow \mathcal{H}. \end{aligned}$$

В физике элементарных частиц имеется фундаментальная теорема, которая связывает между собой преобразования C , P и T . Это — теорема Людерса — Паули, которая гласит, что в любой нормальной физической теории (что подразумевается под словом «нормальная» — будет пояснено ниже) обязательно должна существовать инвариантность относительно произведения всех этих трех преобразований.

Легко придумать теории, не инвариантные в отдельности относительно C , P и T , и, действительно, мы знаем, что слабое взаимодействие не инвариантно относительно P и C . Иоффе рассмотрел пример теории, не инвариантной относительно P и T . Эти теории не противоречат основным принципам

квантовой механики, квантовой теории поля. Однако нельзя, оставаясь в рамках нормальной теории, нарушать все три инвариантности.

Нормальная теория характеризуется, во-первых, лоренцовой инвариантностью и, во-вторых, правильным соотношением между спином и статистикой, которое заключается в том, что частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми — Дирака, а частицы, обладающие целым спином, — статистике Бозе — Эйнштейна. Кроме того, в теорию не должны входить производные бесконечных порядков. Теоремой Людерса — Паули очень удобно пользоваться, когда мы выясняем, имеет ли место в том или ином эксперименте нарушение какой-либо симметрии.

Для того чтобы выяснить, сохраняется ли зарядовая четность, мы должны были бы, строго говоря, рассмотреть эксперименты с частицами и античастицами и убедиться в том, что те или иные корреляции у них различны, если зарядовая симметрия нарушается, и одинаковы, если симметрия сохраняется. В большинстве опытов, которые были проделаны в β -распаде, этого не делалось, а производились эксперименты только с частицами. Например, в известном эксперименте Ву из асимметрии электронов распада Co^{60} (на ядрах кобальта без привлечения ядер антикобальта!) следовало, что зарядовая четность не сохраняется.

Возможность такой интерпретации опыта Ву следует именно из CPT -теоремы. В эксперименте Ву наблюдалась корреляция спина ядра σ и импульса вылетевших электронов p . При P -преобразовании $p \rightarrow -p$ и $\sigma \rightarrow \sigma$ и, следовательно, (σp) меняет знак, что означает несохранение пространственной четности. При T -преобразовании $p \rightarrow -p$, $\sigma \rightarrow -\sigma$ и $(\sigma p) \rightarrow (\sigma p)$. Таким образом, произведение (σp) при PT -преобразовании меняет знак и, следовательно, противоречит PT -инвариантности, а это значит, в силу теоремы Людерса — Паули, что наличие такой корреляции противоречит не только PT -инвариантности, но и C -инвариантности.

В отличие от β -распада μ -распад дает не косвенное (посредством CPT -теоремы), а прямое доказательство несохранения зарядовой четности: электроны в цепочке распадов $\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$ и позитроны в цепочке распадов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ поляризованы по-разному. Корреляции в распаде μ -мезона указывают на то, что не сохраняется пространственная четность, не сохраняется зарядовая четность, но сохраняется временная четность, а следовательно, сохраняется произве-

дение зарядовой четности и пространственной четности — комбинированная четность.

Легко видеть, что если сохраняется комбинированная четность, то частица не может иметь электрического дипольного момента. Действительно, если бы у частицы, например нейтрона, был дипольный момент, он должен был бы быть направлен по σ , но произведение $\sigma\sigma^{\nu}$ меняет знак при T -преобразовании. Следовательно, это взаимодействие противоречит не только сохранению четности, но и сохранению комбинированной четности.

Отметим, что для выяснения вопроса о сохранении временной четности в некотором процессе изложенных выше простых критериев оказывается недостаточно, если частицы, образующиеся в этом процессе, сильно взаимодействуют между собой. Подробно этот вопрос рассмотрен на стр. 175 и далее.

Перейдем теперь от общефизического рассмотрения C -, P - и T -преобразований к вопросу об их математическом описании.

Внутренняя четность фермиона *)

Прежде всего посмотрим, как определяется четность фермионов. Как известно, фермион описывается 4-компонентным спинором u . Выясним, как будет преобразовываться этот спинор при инверсии координат. Рассмотрим уравнение Дирака

$$(\hat{p} - m) u = 0.$$

Это уравнение можно написать так:

$$(E\gamma_4 - p\gamma - m) u = 0.$$

При инверсии координат $p \rightarrow p' = -p$, $u \rightarrow u' = Pu$, и мы получим:

$$(E\gamma_4 + p\gamma - m) Pu = 0.$$

Зададим себе вопрос: какой вид должен иметь оператор P , чтобы полученное уравнение переходило в исходное уравнение

*) Термином фермион здесь и ниже для краткости обозначаются частицы со спином $1/2$.

Дирака? Для этого оператор P должен быть таким; чтобы

$$P^{-1}(E\gamma_4 + \mathbf{p}\boldsymbol{\gamma} - m)P = (E\gamma_4 - \mathbf{p}\boldsymbol{\gamma} - m),$$

где P^{-1} — матрица, обратная матрице P :

$$P^{-1}P = 1.$$

Нетрудно убедиться, что требуемыми свойствами обладает матрица γ_4 , для которой

$$\gamma_4^2 = 1, \quad \gamma_4\boldsymbol{\gamma}\gamma_4 = -\boldsymbol{\gamma}.$$

Итак, $P = \gamma_4$ и при инверсии координат спинор u переходит в $\gamma_4 u$.

Учитывая, что

$$\gamma_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

мы видим, что верхние и нижние компоненты спинора по-разному преобразуются при инверсии. Рассмотрим этот результат с несколько иной точки зрения.

Перейдем в уравнении Дирака от четырехрядных матриц и четырехкомпонентных спиноров к двухрядным матрицам и двухкомпонентным спинорам, записав u в виде $u = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix}$:

$$\begin{aligned} (\hat{p} - m)u &= \left[E \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} - \mathbf{p} \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix} - m \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} E - m, & -\mathbf{p}\boldsymbol{\sigma} \\ \mathbf{p}\boldsymbol{\sigma}, & -E - m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = 0, \end{aligned}$$

откуда

$$\chi = \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{E+m} \varphi, \quad \varphi = \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{E-m} \chi.$$

Сделав теперь преобразование инверсии: $\boldsymbol{\sigma} \rightarrow \boldsymbol{\sigma}$, $\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$, $\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p} \rightarrow -\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}$, мы видим, что при отражении координат спиноры φ и χ ведут себя по-разному.

P -инверсия и $V-A$ -взаимодействие

Мы уже установили, что слабое взаимодействие приводит к таким корреляциям, которые нарушают инвариантность относительно пространственной инверсии. Рассмотрим теперь, как это обстоятельство отражается в лагранжиане слабого взаимодействия.

Лагранжиан слабого взаимодействия мы записали в виде произведения самого на себя тока слабого взаимодействия, состоящего из слагаемых типа

$$\bar{u}_1 \gamma_\alpha (1 + \gamma_3) u_2 = \bar{u}_1 \gamma_\alpha u_2 - \bar{u}_1 \gamma_3 \gamma_\alpha u_2 = V_\alpha - A_\alpha.$$

Как ведут себя при P -инверсии V_α и A_α ? Мы установили, что при операции инверсии спинор u переходит в $\gamma_4 u$. Посмотрим, во что перейдет \bar{u} . Для этого сделаем эрмитово сопряжение

$$u^\dagger \rightarrow u^\dagger \gamma_4$$

и умножим это соотношение справа на γ_4 . Тогда получим

$$\bar{u} \rightarrow \bar{u} \gamma_4.$$

Поэтому при пространственной инверсии выражение $V_\alpha = \bar{u}_2 \gamma_\alpha u_1$ преобразуется следующим образом:

$$V_\alpha = \bar{u}_2 \gamma_\alpha u_1 \rightarrow (\bar{u}_2 \gamma_4 \gamma_\alpha \gamma_4 u_1) = \begin{cases} V_\alpha, & \alpha = 4, \\ -V_\alpha, & \alpha = 1, 2, 3. \end{cases}$$

Таким свойством обладает 4-вектор, определяющий, скажем, некоторую точку в четырехмерном пространстве: при инверсии пространственных координат проекции его на пространственные оси меняют знак, а проекция на ось времени остается постоянной. Поэтому рассмотренный ток V_α называется векторным: он ведет себя, как вектор, не только при преобразованиях Лоренца, но и при отражении.

Выражение $A_\alpha = \bar{u}_2 \gamma_3 \gamma_\alpha u_1$ при инверсии преобразуется следующим образом:

$$A_\alpha = \bar{u}_2 \gamma_3 \gamma_\alpha u_1 \rightarrow \bar{u}_2 \gamma_4 \gamma_3 \gamma_\alpha \gamma_4 u_1 = \begin{cases} -A_\alpha, & \alpha = 4, \\ A_\alpha, & \alpha = 1, 2, 3. \end{cases}$$

Таким образом, при отражении \mathbf{A} переходит в \mathbf{A} , т. е. является аксиальным вектором, наподобие магнитного поля.

Итак, слабый ток j_w не инвариантен относительно P -инверсии: одни слагаемые, входящие в него, меняют знак при P -инверсии, другие — не меняют. Так как лагранжиан слабого взаимодействия имеет вид $L_w \sim j_w^\dagger j_w$, то и L_w не инвариантен относительно P -инверсии: входящие в L_w произведения типа $V_\alpha^\dagger V_\alpha$ и $A_\alpha^\dagger A_\alpha$ не меняют знака при P -инверсии, а произведения типа $V_\alpha^\dagger A_\alpha$ и $A_\alpha^\dagger V_\alpha$, как следует из вышеизложенного, меняют знак. Наличие этих членов в лагранжиане L_w и отражает факт несохранения четности в слабых взаимодействиях.

Зарядовое сопряжение для фермионов

Посмотрим, как преобразуется при операции зарядового сопряжения (C) спинор u . Однако, прежде чем переходить к формальным преобразованиям, поясним, какой смысл имеет операция, которую мы будем проводить. Уравнение Дирака имеет решение, отвечающее положительным энергиям, и решение, отвечающее отрицательным энергиям. Решение, отвечающее положительным энергиям, описывает частицу. Решение, отвечающее отрицательным энергиям, есть нефизическое решение, потому что частиц с отрицательными энергиями нет. Но мы можем интерпретировать это решение как соответствующее античастице.

Итак, напишем уравнение Дирака: $(\hat{p} - m)u = 0$ и совершим в нем преобразование $p \rightarrow p' = -p$. Будем искать такое преобразование спинора u , при котором u' выражается через сопряженный спинор \bar{u} :

$$u(p) \rightarrow u'(p') = u_c(-p) = C\bar{u}(p) *).$$

В результате получим

$$(-\hat{p} - m)C\bar{u}(p) = 0.$$

Зададим себе вопрос: какими свойствами должна обладать матрица C , чтобы это уравнение переходило в обычное уравнение Дирака для сопряженного спинора: $\bar{u}(\hat{p} - m) = 0$? Чтобы ответить на этот вопрос, транспонируем это последнее уравнение:

$$(\bar{p} - m)\bar{u} = 0.$$

Мы видим, что матрица C должна удовлетворять условию:

$$C^{-1}(-\hat{p} - m)C = (\bar{p} - m).$$

Для этого, в свою очередь, необходимо, чтобы

$$C^{-1}C = 1, \quad C^{-1}\gamma_\mu C = -\tilde{\gamma}_\mu.$$

Легко проверить, что в избранном нами представлении для матриц γ требуемыми свойствами обладает матрица $C = \gamma_2\gamma_4$. При этом

$$C^+ = C^{-1} = C.$$

Спинор $u_c(p) = C\bar{u}(-p)$ называется зарядово-сопряженным к $u(p)$, а матрица C — матрицей зарядового сопряжения.

*) Обычно значок \sim над \bar{u} не пишут, так как на транспонировку \bar{u} указывает сам порядок множителей в выражении $C\bar{u}$.

Зарядовое сопряжение и $V-A$ -взаимодействие

Подобно тому как мы рассматривали поведение 4-векторов V_α и A_α при пространственной инверсии, можно рассмотреть поведение этих величин и при зарядовом сопряжении. Отличие будет заключаться в том, что при зарядовом сопряжении члены типа $(\bar{e}\nu_1)(\bar{\nu}_2\mu)$ перейдут не сами в себя, а в эрмитово сопряженные члены типа $(\bar{\mu}\nu_2)(\bar{\nu}_1e)$. (Лагранжиан эрмитов и поэтому содержит как те, так и другие члены.) Проведем соответствующие преобразования, можно убедиться, что хотя V и A по отдельности не инвариантны относительно инверсии пространственных координат и зарядового сопряжения, однако произведение обеих операций оставляет лагранжиан слабого взаимодействия неизменным (см. § 5). $V-A$ -взаимодействие именно так и было построено, чтобы оно было инвариантно относительно CP -преобразования.

Четность антифермиона

Известно, что четности фермиона и антифермиона различны. Поясним это на языке C - и P -преобразований. Оператор C имеет вид $\gamma_2\gamma_4$, а P имеет вид γ_4 . Произведем над спинором u зарядовое сопряжение, а затем инверсию пространственных координат:

$$PCu = P(\gamma_2\gamma_4\bar{u}) = \gamma_4\gamma_2\gamma_4\bar{u} = -\gamma_2\bar{u}.$$

Проведем теперь сначала инверсию координат, а затем зарядовое сопряжение:

$$CPu = C(\gamma_4u) = \gamma_2\gamma_4\gamma_4\bar{u} = \gamma_2\bar{u}.$$

В первом случае мы отражали в зеркале античастицу, во втором — частицу. Результаты отличаются знаком. Это значит, что четности фермиона и антифермиона различны.

Внутренняя четность бозона

Теперь мы можем представить себе наглядным образом в рамках составной модели четности различных элементарных частиц. Мы знаем, что четности протона и антипротона различны. Орбитальная четность системы $p + \bar{p}$ равна $(-1)^l$,

где l — орбитальный момент. Следовательно, полная четность этой системы равна

$$P = (-1)^{l+1}.$$

Из этого соотношения следует, в частности, что протон и антипротон образуют псевдоскалярный π -мезон только в том случае, если они находятся в 1S_0 -состоянии.

Так как в сильных и электромагнитных взаимодействиях Λ , p и n не переходят друг в друга, а в слабых взаимодействиях не сохраняется четность, то мы можем выбрать четности Λ , p и n произвольным образом. Мы будем считать их равными $P = +1$. K^+ -мезон представляет собой систему $p + \bar{\Lambda}$. Четность K^+ -мезона будет равна $+1$, если p и $\bar{\Lambda}$ находятся в 3P_0 -состоянии, и равна -1 для 1S_0 -состояния. Легко проверить, что в отличие от фермионов четности бозона и антибозона (например, K^+ и K^-) одинаковы.

Зарядовая четность бозона

Зарядовая четность системы, состоящей из фермиона плюс антифермион, определяется требованием, чтобы полная волновая функция системы была антисимметрична по всем переменным: зарядовым, спиновым и координатным. Спиновая функция имеет симметрию (-1 отвечает антисимметричной функции, а $+1$ — симметричной):

$$(-1)^{1+s}, \text{ где } s \text{ — спин системы.}$$

Орбитальная функция имеет симметрию

$$(-1)^l, \text{ где } l \text{ — орбитальный момент системы.}$$

Следовательно, зарядовая четность равна

$$C = -(-1)^{l+s+1} = (-1)^{l+s}.$$

Мы уже говорили выше о том, что π^0 -мезон состоит из протона и антипротона в 1S_0 -состоянии. Применяя формулу $C = (-1)^{l+s}$, получим, что π^0 -мезон зарядово-четная частица.

Известно, что фотон из-за того, что эта частица векторная (а не аксиальная), может переходить в такие состояния системы протон + антипротон (или электрон + позитрон), у которых $l = 0$, а $s = 1$. Поэтому зарядовая четность фотона отрицательна.

То обстоятельство, что фотон имеет отрицательную зарядовую четность, в сочетании с тем, что в сильных и элект-

ромагнитных взаимодействиях зарядовая четность сохраняется, приводит к тому, что в сильных и электромагнитных взаимодействиях не может быть таких процессов, в которых нечетное число фотонов в вакууме превращается в четное число фотонов. Заведомо можно сказать, что соответствующие матричные элементы, как бы сложны они ни были, обращаются в нуль.

Теорема, которая утверждает, что фейнмановские диаграммы, имеющие нечетное число внешних фотонных линий и не имеющие других внешних линий, равны нулю, называется теоремой Фарри.

§ 4. СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ЛЕПТОНАМИ

В том случае, когда в процессе наряду с лептонами участвуют сильно взаимодействующие частицы, для получения амплитуды этого процесса знания лагранжиана слабого взаимодействия, конечно, не достаточно. Однако в ряде процессов слабое взаимодействие выступает в чистом виде (распад мюона, рассеяние нейтрино электроном) или в сопровождении только электромагнитного взаимодействия (превращение нейтрино в три лептона в кулоновом поле ядра: $\nu + Z \rightarrow e^+ + e^- + \nu + Z$ или $\nu + Z \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \nu + Z$). Амплитуды этих процессов могут быть легко получены, и все характеристики этих процессов могут быть рассчитаны до конца.

Распад мюона

Лагранжиан взаимодействия, ответственного за распад мюона $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, имеет вид

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} [(\bar{e} O_\alpha \nu) (\bar{\nu} O_\alpha \mu) + (\bar{\mu} O_\alpha \nu) (\bar{\nu} O_\alpha e)],$$

где

$$O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5).$$

За распад μ^- -мезона отвечает первое слагаемое в этом выражении, а за распад μ^+ — второе. Чтобы получить амплитуду распада μ^- -мезона, достаточно в первом слагаемом заменить операторы \bar{e} , ν , $\bar{\nu}$, μ спинорными волновыми функциями соответствующих частиц. При этом мы получим

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e O_\alpha u_{\nu_1}) (\bar{u}_{\nu_2} O_\alpha u_\mu),$$

где $\bar{u} = u^\dagger \gamma_4$; u_e , u_μ , u_{ν_2} и u_{ν_1} — волновые функции электрона, мюона, нейтрино и антинейтрино соответственно.

Соотношение Фирца

Выражение

$$(\bar{u}_a O_a u_b)(\bar{u}_c O_a u_d)$$

обладает замечательным свойством: оно антисимметрично при перестановках $a \leftrightarrow c$ или $b \leftrightarrow d$. Убедимся, во-первых, что при таких перестановках это выражение сохранит свою структуру $(V - A)$. Действительно, это выражение является скаляром, инвариантным относительно γ_5 -преобразования любого из четырех образующих его спиноров. Это свойство должно сохраниться и после перестановки. Но единственным оператором, не меняющимся при умножении на γ_5 справа и на $-\gamma_5$ слева, является оператор $O_a = \gamma_a(1 + \gamma_5)$. Учитывая, что после двойной перестановки мы должны вернуться к исходному выражению, имеем две возможности:

$$(\bar{u}_a O_a u_b)(\bar{u}_c O_a u_d) = \pm (\bar{u}_a O_a u_d)(\bar{u}_c O_a u_b).$$

Покажем теперь прямым вычислением, что при перестановке возникает знак минус.

Запишем $(1 + \gamma_5)u$ и $\bar{u}(1 - \gamma_5)$ в виде

$$(1 + \gamma_5)u = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_1 - \chi_2 \\ -\chi_1 + \chi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi \\ -\varphi \end{pmatrix},$$

где $\varphi = \chi_1 - \chi_2$,

$$\bar{u}(1 - \gamma_5) = (\chi_1^*, -\chi_2^*) \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} = (\chi_1^* - \chi_2^*, \chi_1^* - \chi_2^*) = (\varphi^*, \varphi^*),$$

где $\varphi^* = \chi_1^* - \chi_2^*$. Тогда имеем

$$\begin{aligned} & (\bar{u}_a O_a u_b)(\bar{u}_c O_a u_d) = \\ & = \frac{1}{4} [\bar{u}_a (1 - \gamma_5) \gamma_a (1 + \gamma_5) u_b] [\bar{u}_c (1 - \gamma_5) \gamma_a (1 + \gamma_5) u_d] = \\ & = \frac{1}{4} \left[(\varphi_a^*, \varphi_a^*) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_b \\ -\varphi_b \end{pmatrix} \right] \left[(\varphi_c^*, \varphi_c^*) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_d \\ -\varphi_d \end{pmatrix} \right] - \\ & - \frac{1}{4} \left[(\varphi_a^*, \varphi_a^*) \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ -\sigma & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_b \\ -\varphi_b \end{pmatrix} \right] \left[(\varphi_c^*, \varphi_c^*) \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ -\sigma & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_d \\ -\varphi_d \end{pmatrix} \right] = \\ & = (\varphi_a^* \varphi_b)(\varphi_c^* \varphi_d) - (\varphi_a^* \sigma \varphi_b)(\varphi_c^* \sigma \varphi_d). \end{aligned}$$

Вводя обозначения $\varphi_a = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ и т. д., запишем последнее выражение в виде

$$\begin{aligned} & (a_1^* b_1 + a_2^* b_2)(c_1^* d_1 + c_2^* d_2) - (a_1^* b_2 + a_2^* b_1)(c_1^* d_2 + c_2^* d_1) + \\ & + (a_1^* b_2 - a_2^* b_1)(c_1^* d_2 - c_2^* d_1) - (a_1^* b_1 - a_2^* b_2)(c_1^* d_1 - c_2^* d_2) = \\ & = 2a_1^* b_1 c_2^* d_2 + 2a_2^* b_2 c_1^* d_1 - 2a_1^* b_2 c_2^* d_1 - 2a_2^* b_1 c_1^* d_2 = \\ & = 2a_1^* c_2^* (b_1 d_2 - b_2 d_1) + 2a_2^* c_1^* (b_2 d_1 - b_1 d_2) = \\ & = 2(a_1^* c_2^* - a_2^* c_1^*)(b_1 d_2 - b_2 d_1). \end{aligned}$$

Очевидно, что это выражение меняет знак при перестановках $a \leftrightarrow c$ или $b \leftrightarrow d$.

Если бы вместо спиноров u стояли антикоммутирующие операторы ψ , то мы получили бы

$$(\bar{\psi}_a O_a \psi_b)(\bar{\psi}_c O_a \psi_d) = + (\bar{\psi}_d O_a \psi_a)(\bar{\psi}_c O_a \psi_b).$$

Рассмотренное нами соотношение является частным случаем более общих соотношений, установленных Фирцем для произвольного локального четырехфермионного взаимодействия.

Выражение для вероятности

Используя соотношение Фирца, амплитуду распада можно записать в виде

$$M = -\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e O_a u_\mu) (\bar{\nu}_{\nu_2} O_a u_{\nu_1}).$$

Вероятность распада, выраженная через амплитуду M , имеет вид (см. § 2)

$$dW = (2\pi)^4 \frac{|M|^2}{2E_\mu} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3 2E} \cdot \frac{d\mathbf{q}_1}{(2\pi)^3 2\omega_1} \frac{d\mathbf{q}_2}{(2\pi)^3 2\omega_2} \delta^4(\mathbf{k} + \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 - \mathbf{p}),$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{k} &= (E, \mathbf{k}) - 4\text{-импульс электрона,} \\ \mathbf{q}_1 &= (\omega_1, \mathbf{q}_1) - 4\text{-импульс антинейтрино,} \\ \mathbf{q}_2 &= (\omega_2, \mathbf{q}_2) - 4\text{-импульс нейтрино,} \\ \mathbf{p} &= (E_\mu, \mathbf{p}) - 4\text{-импульс мюона.} \end{aligned}$$

Четырехмерная дельта-функция

$$\delta^4(\mathbf{k} + \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 - \mathbf{p}) = \delta(E + \omega_1 + \omega_2 - E_\mu) \delta(\mathbf{k} + \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 - \mathbf{p})$$

означает, что по отдельности сохраняются полная энергия и каждая из проекций полного импульса.

Приближенная оценка вероятности распада

Прежде чем производить точный расчет, сделаем оценку вероятности распада мюона. В формулу для вероятности распада входит величина амплитуды M . В силу выбранной нами нормировки спиноров M есть величина безразмерная. Но амплитуда пропорциональна константе взаимодействия G , которая является размерной величиной ($G = \frac{10^{-3}}{m^2}$, где m — масса нуклона), поэтому числитель амплитуды должен быть пропорционален квадрату некоторой массы.

Массой, характерной для распада мюона, является его масса. Поэтому можно считать, что амплитуда в первом приближении имеет вид Gm^2 . Подставим это в формулу для вероятности и вычислим вероятность. Вероятность рассчитаем в системе, где мюон покоится:

$$dW = \frac{G^2 \mu^4}{(2\pi)^6 2\mu} \cdot \frac{dk}{2E} \frac{dq_1}{2\omega_1} \frac{dq_2}{2\omega_2} \delta^4(k + q_1 + q_2 - p).$$

Теперь мы можем сосредоточиться на вычислении фазового объема.

Интегрирование по фазовому объему

Вычислим сначала интеграл по фазовому объему двух нейтрино

$$\int \frac{dq_1}{\omega_1} \frac{dq_2}{\omega_2} \delta^4(q_1 + q_2 - p), \text{ где } q = p - k.$$

Этот интеграл является безразмерной величиной ($\left[\frac{dq}{\omega}\right] = [m^2]$, $[\delta^4(q)] = \left[\frac{1}{m^4}\right]$). Мы сейчас убедимся в том, что это просто число. Как вычислить этот интеграл? Четырехмерную дельта-функцию запишем как

$$\delta^4(q_1 + q_2 - q) = \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega) \delta(q_1 + q_2 - q).$$

Теперь можно взять интеграл по q_2 :

$$\int \delta(q_1 + q_2 - q) dq_2 = 1.$$

В результате у нас остается такое выражение:

$$\int \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega) \frac{dq_1}{\omega_1 \omega_2}.$$

Этот интеграл удобно вычислить в системе, где импульсы q_1 и q_2 противоположны по направлению и равны по абсолютной величине, т. е. в системе центра инерции двух нейтрино. Так как энергия нейтрино равна его импульсу, то в δ -функции мы можем $\omega_1 + \omega_2$ заменить на $2\omega_1$.

Если учесть, что

$$dq_1 = q_1^2 dq_1 d\varphi d \cos \theta \equiv \omega_1^2 d\omega_1 d\varphi d \cos \theta,$$

то дальнейшее интегрирование по dq_1 выполняется тривиально:

$$\int \delta(2\omega_1 - \omega) \frac{dq_1}{\omega_1 \omega_2} = \int \frac{4\pi \omega_1^2 d\omega_1}{\omega_1^2} \delta(2\omega_1 - \omega) = 2\pi.$$

В результате мы получим для дифференциальной вероятности такое выражение:

$$dW = \frac{G^2 \mu^4}{(2\pi)^4 2^4 \mu} \cdot \frac{dk}{E}.$$

Осталось проделать интегрирование по импульсу электрона. Энергия, выделяемая в распаде μ -мезона, значительно больше, чем масса электрона. Поэтому мы пренебрежем массой электрона по сравнению с его энергией и будем считать, что для электрона импульс равен энергии. Тогда можно написать

$$\int dk = \int E^2 dE d\varphi d \cos \theta = 4\pi \int E^2 dE.$$

Мы получаем

$$W = \int \frac{G^2 \mu^4}{(2\pi)^4 \mu} \frac{4\pi E^2 dE}{2^4 \cdot E} = \frac{G^2 \mu^4}{64\pi^3 \mu} \int E dE.$$

Интеграл по E берется от нуля до максимальной энергии, которая в этом распаде равна $\frac{\mu}{2}$. Действительно, максимальная энергия у электрона будет тогда, когда электрон летит в одну сторону, а два нейтрино — в другую сторону.

Этот интеграл равен

$$\int E dE = \frac{1}{2} E_{\max}^2 = \frac{1}{8} \mu^2.$$

Итак, для полной вероятности, мы получили

$$W = \frac{G^2 \mu^4}{2^9 \pi^3} \mu.$$

Отметим, что результат приближенного расчета мало отличается от точного: как мы увидим, вместо $2^9 = 512$ в знаменателе будет стоять 192. Так как $G^2 \mu^4$ есть безразмерная

величина, то наша вероятность имеет размерность массы. Таким образом, мы получили правильную размерность

$$[m] = \left[\frac{1}{t} \right].$$

Из соображений размерности можно установить, что вероятность распада некоторого фермиона на три других фермиона всегда должна быть пропорциональна пятой степени энергии, выделяемой при распаде. Это свойство обусловлено тем, что константа взаимодействия имеет размерность $[G^2] = \left[\frac{1}{m^4} \right]$.

Время жизни μ -мезона τ обратно пропорционально вероятности:

$$\tau = \frac{1}{W} = \frac{192\pi^3}{G^2 \mu^5}.$$

Это выражение удобно переписать в виде

$$\tau = \frac{192\pi^3}{10^{-10}} \left(\frac{M}{\mu} \right)^5 \frac{1}{M}.$$

Выразим это время в секундах:

$$\frac{1}{M} \text{ в секундах есть } \frac{2 \cdot 10^{-14} \text{ см}}{3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}} \approx 7 \cdot 10^{-25} \text{ сек.}$$

$\frac{M}{\mu}$ — отношение масс нуклона и мезона ~ 9 . Отсюда получим

$$\tau \approx \frac{192\pi^3 \cdot 9^5 \cdot 7 \cdot 10^{-25}}{10^{-10}} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

Выполним теперь точный расчет вероятности распада с амплитудой:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} (u_e O_a u_\mu) (u_2 O_a u_1).$$

Для большей стройности схемы расчета разобьем вычисления на несколько этапов.

Выражение для $|M|^2$

Поскольку $|M|^2 = MM^*$, то получим сначала выражение для M^* . M представляет собой произведение двух скобок, каждая из которых имеет вид

$$(\bar{v} O_a u), \text{ где } O_a = \gamma_a (1 + \gamma_5).$$

Найдем $(\bar{v} O_\alpha u)^*$:

$$(\bar{v} O_\alpha u)^* = (v^\dagger \gamma_4 O_\alpha u)^* = [v_i^* (\gamma_4 O_\alpha)_{ik} u_k]^* = \\ = u_k^* (\gamma_4 O_\alpha)_{ik}^\dagger v_i = u_k^* (\gamma_4 O_\alpha)_{ki}^\dagger v_i = u_k^* (O_\alpha^\dagger \gamma_4)_{ki} v_i = \bar{u} \bar{O}_\alpha v,$$

где $\bar{O}_\alpha = \gamma_4 O_\alpha^\dagger \gamma_4$.

Если $O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$, то

$$\bar{O}_\alpha = \gamma_4 O_\alpha^\dagger \gamma_4 = \gamma_4 (1 + \gamma_5)^\dagger \gamma_4^\dagger \gamma_4 = (1 - \gamma_5) \gamma_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) = O_\alpha.$$

Теперь легко найти M^* :

$$M^* = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e O_\beta u_\mu)^* (\bar{u}_2 O_\beta u_1)^* = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_\mu O_\beta u_e) (\bar{u}_1 O_\beta u_2).$$

Следовательно,

$$|M|^2 = \frac{G^2}{2} (\bar{u}_e O_\alpha u_\mu) (\bar{u}_2 O_\alpha u_1) (\bar{u}_\mu O_\beta u_e) (\bar{u}_1 O_\beta u_2) = \frac{G^2}{2} A_{\alpha\beta} B_{\alpha\beta},$$

где

$$A_{\alpha\beta} = (\bar{u}_e O_\alpha u_\mu) (\bar{u}_\mu O_\beta u_e), \quad B_{\alpha\beta} = (\bar{u}_2 O_\alpha u_1) (\bar{u}_1 O_\beta u_2).$$

Проекционные операторы Λ^s и Λ

Выразим произведение спинорных матриц типа $u\bar{u}$ в выражениях $A_{\alpha\beta}$ и $B_{\alpha\beta}$ через импульс и вектор поляризации частицы. Легко проверить, что для фермиона с заданной поляризацией

$$u\bar{u} = \Lambda^s = \frac{1}{2} (\hat{p} + \mu) (1 - \gamma_5 \hat{s}),$$

где $\hat{p} = \gamma_\alpha p_\alpha$, $\hat{s} = \gamma_\alpha s_\alpha$, и

$$s_\mu = \begin{cases} s_4 = \frac{p_4^{\xi}}{\mu}, \\ \mathbf{s} = \frac{\mathbf{p}^{\xi}}{\mu} + \frac{(\mathbf{p}^{\xi}) \mathbf{p}}{\mu(\mu + E)}, \end{cases}$$

ξ — единичный вектор в направлении поляризации частицы в системе координат, где она покоится.

s_μ является релятивистским обобщением вектора ξ . Легко проверить, что вектор s_μ обладает следующими свойствами: $s^2 = -1$ и $sp = 0$. Покажем, что для поляризованной частицы $\Lambda^s = u\bar{u}$. Рассмотрим для этого случай, когда покоя-

щаяся частица поляризована в направлении оси z , т. е. $\xi_x = \xi_y = 0$, $\xi_z = 1$. Тогда

$$\begin{aligned}\Lambda^s &= \frac{1}{2} (\hat{p} + \mu) (1 - \gamma_5 \hat{s}) = \frac{1}{2} \mu (1 + \gamma_4) (1 + \gamma_5 \gamma_3) = \\ &= \frac{\mu}{2} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = 2\mu \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},\end{aligned}$$

что совпадает с выражением для матрицы $u\bar{u}$, полученным в системе покоя частицы. Но Λ^s есть ковариантная величина, а если две ковариантные величины совпадают в какой-либо системе координат, то они тождественны. Следовательно, действительно, можно заменить $u\bar{u} \rightarrow \Lambda^s$.

Если нас не интересует поляризация частицы, то по ней нужно произвести суммирование, т. е. надо взять сумму

$$\begin{aligned}\Lambda^s + \Lambda^{-s} &= \frac{1}{2} (\hat{p} + \mu) (1 - \gamma_5 \hat{s}) + \frac{1}{2} (\hat{p} + \mu) (1 + \gamma_5 \hat{s}) = \\ &= (\hat{p} + \mu) = \Lambda.\end{aligned}$$

Сведение к следам

Мы вычислим $|M|^2$ для случая, когда распадается поляризованный мюон, а по спинам электрона и нейтрино производится суммирование. Для этого вернемся к выражениям $A_{\alpha\beta}$ и $B_{\alpha\beta}$. Рассмотрим

$$B_{\alpha\beta} = (\bar{u}_2 O_\alpha u_1) (\bar{u}_1 O_\beta u_2) = \bar{u}_{2m} (O_\alpha)_{mn} u_{1n} \bar{u}_{1k} (O_\beta)_{kl} u_{2l}.$$

После того как мы выписали индексы у всех матриц, порядок членов можно произвольно менять, так как индексы сами будут определять правильный порядок членов при умножении. Поэтому можно переписать $B_{\alpha\beta}$ в виде

$$\begin{aligned}B_{\alpha\beta} &= u_{2l} \bar{u}_{2m} (O_\alpha)_{mn} u_{1n} \bar{u}_{1k} (O_\beta)_{kl} = \\ &= \Lambda_{2lm} (O_\alpha)_{mn} \Lambda_{1nk} (O_\beta)_{kl} = (\Lambda_2 O_\alpha \Lambda_1 O_\beta)_{ll}.\end{aligned}$$

Полученная величина есть сумма диагональных элементов матрицы $\Lambda_2 O_\alpha \Lambda_1 O_\beta$. Эта величина называется следом матрицы и обозначается значком Sp (см. стр. 35).

Аналогичным образом можно представить $A_{\alpha\beta}$, учитывая, что для мюона входит оператор Λ^s , так как нас интересует поляризованный μ -мезон. В результате получим

$$|M|^2 = \frac{G^2}{2} \text{Sp} (\Lambda_2 O_\alpha \Lambda_\mu^s O_\beta) \text{Sp} (\Lambda_2 O_\alpha \Lambda_1 O_\beta).$$

Вычисление следов

Мы начнем вычисление более простого нейтринного следа. Оператор Λ для нейтрино имеет вид \hat{q} , так как масса нейтрино равна нулю. Для $B_{\alpha\beta}$ получаем $B_{\alpha\beta} = \text{Sp } \hat{q}_2 O_\alpha \hat{q}_1 O_\beta$, что можно переписать в виде

$$B_{\alpha\beta} = q_{2\rho} q_{1\sigma} \text{Sp } \gamma_\rho O_\alpha \gamma_\sigma O_\beta.$$

Подставляя вместо операторов O_α и O_β их явное выражение $O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$ и $O_\beta = \gamma_\beta (1 + \gamma_5)$, получим

$$B_{\alpha\beta} = q_{2\rho} q_{1\sigma} \text{Sp } \gamma_\rho \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \gamma_\sigma \gamma_\beta (1 + \gamma_5).$$

Если воспользоваться свойством $\gamma_\mu \gamma_5 = -\gamma_5 \gamma_\mu$, где $\mu = 1, 2, 3, 4$, а также учесть, что $(1 + \gamma_5)^2 = 2(1 + \gamma_5)$, то выражение для $B_{\alpha\beta}$ можно представить в виде

$$B_{\alpha\beta} = 2q_{2\rho} q_{1\sigma} \text{Sp } \gamma_\rho \gamma_\alpha \gamma_\sigma \gamma_\beta (1 + \gamma_5).$$

В § 2 (стр. 35) приведены формулы для вычисления следов. Применяя их, получим

$$B_{\alpha\beta} = 8q_{2\rho} q_{1\sigma} \chi_{\rho\sigma\alpha\beta},$$

где

$$\chi_{\rho\sigma\alpha\beta} = \delta_{\rho\alpha} \delta_{\sigma\beta} + \delta_{\rho\beta} \delta_{\sigma\alpha} - \delta_{\rho\sigma} \delta_{\alpha\beta} + i\varepsilon_{\rho\sigma\alpha\beta}.$$

Аналогичным образом вычисляется выражение для $A_{\alpha\beta}$. Пренебрегая массой электрона, имеем

$$\begin{aligned} A_{\alpha\beta} &= \text{Sp } \Lambda_e O_\beta \Lambda_\mu^s O_\alpha = \frac{1}{2} \text{Sp } \hat{k} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) (\hat{p} + \mu) (1 - \gamma_5 \hat{s}) \gamma_\beta (1 + \gamma_5) \\ &= \text{Sp } \hat{k} \gamma_\alpha (\hat{p} - \mu \gamma_5 \hat{s}) \gamma_\beta (1 + \gamma_5) = \\ &= 4k_\mu (p_\nu - \mu s_\nu) \chi_{\mu\nu\alpha\beta}. \end{aligned}$$

Для квадрата модуля амплитуды получаем

$$|M|^2 = \frac{G^2}{2} A_{\alpha\beta} B_{\alpha\beta} = 16G^2 q_{2\rho} q_{1\sigma} k_\mu (p_\nu - \mu s_\nu) \chi_{\rho\sigma\alpha\beta} \chi_{\mu\nu\alpha\beta}.$$

Вычислим теперь произведение $\chi_{\rho\sigma\alpha\beta} \chi_{\mu\nu\alpha\beta}$:

$$\begin{aligned} \chi_{\rho\sigma\alpha\beta} \chi_{\mu\nu\alpha\beta} &= [\delta_{\rho\alpha} \delta_{\sigma\beta} + \delta_{\rho\beta} \delta_{\sigma\alpha} - \delta_{\rho\sigma} \delta_{\alpha\beta} + i\varepsilon_{\rho\sigma\alpha\beta}] \times \\ &\times [\delta_{\mu\alpha} \delta_{\nu\beta} + \delta_{\mu\beta} \delta_{\nu\alpha} - \delta_{\mu\nu} \delta_{\alpha\beta} + i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}] = 4\delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\sigma}. \end{aligned}$$

При получении этого результата мы воспользовались тем, что

$$\begin{aligned}\delta_{\mu\alpha}\delta_{\alpha\rho} &= \delta_{\mu\rho}, \\ \delta_{\alpha\beta}\delta_{\alpha\beta} &= 4, \\ \varepsilon_{\rho\sigma\alpha\beta}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} &= -2(\delta_{\mu\rho}\delta_{\nu\sigma} - \delta_{\mu\sigma}\delta_{\nu\rho}).\end{aligned}$$

Итак, окончательно имеем

$$|M|^2 = 64G^2(kq_2)(pq_1 - \mu sq_1).$$

Интегрирование по импульсам нейтрино

Если бы можно было измерять импульсы нейтрино, то полученное нами выражение можно было бы сравнить с опытом. Однако импульсы нейтрино не измеряются, поэтому нам нужно проинтегрировать по этим импульсам. Соответствующая вероятность равна

$$dW = \frac{(2\pi)^4 64G^2 k_\alpha (p_\beta - \mu s_\beta)}{16 E_\mu (2\pi)^9} \frac{dk}{E} I_{\alpha\beta},$$

где

$$I_{\alpha\beta} = \int q_{2\alpha} q_{1\beta} \frac{dq_1 dq_2}{\omega_1 \omega_2} \delta^4(q_1 + q_2 - q), \quad q = p - k.$$

Интеграл $I_{\alpha\beta}$, имеющий размерность квадрата импульса, должен выражаться некоторым тензором, зависящим только от q . Наиболее общий вид этого тензора

$$I_{\alpha\beta} = Aq^2 \cdot \delta_{\alpha\beta} + Bq_\alpha q_\beta$$

где A и B — безразмерные скалярные коэффициенты. Чтобы найти A и B , умножим предыдущее равенство один раз на $\delta_{\alpha\beta}$, другой раз на $q_\alpha q_\beta$. Мы получим

$$I_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} = \pi q^2 = 4Aq^2 + Bq^2,$$

$$I_{\alpha\beta} q_\alpha q_\beta = \frac{\pi q^4}{2} = Aq^4 + Bq^4.$$

Мы воспользовались тем, что $q = q_1 + q_2$, $q_1^2 = q_2^2 = 0$, и использовали полученный в начале этого параграфа результат:

$$\int \frac{dq_1 dq_2}{\omega_1 \omega_2} \delta^4(q_1 + q_2 - q) = 2\pi.$$

Решая систему уравнений

$$\begin{cases} 4A + B = \pi, \\ 4A + 4B = 2\pi, \end{cases}$$

получаем $A = \frac{\pi}{6}$, $B = \frac{\pi}{3}$, откуда

$$I_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{6} (q^2 \delta_{\alpha\beta} + 2q_\alpha q_\beta).$$

Выражение для вероятности распада, проинтегрированное по импульсам нейтрино, получается в виде

$$dW = \frac{G^2}{3(2\pi)^4 \mu} k_\alpha (p_\beta - \mu s_\beta) (q^2 \delta_{\alpha\beta} + 2q_\alpha q_\beta) \frac{d\mathbf{k}}{E},$$

$$dW = \frac{G^2 E dE d\cos\theta}{3(2\pi)^3 \mu} \{ [q^2 k p + 2k q p q] - \mu [q^2 s k + 2k q q s] \}.$$

Мы по-прежнему пренебрегаем массой электрона по сравнению с его энергией.

Спектр электронов распада

Вычислим сначала часть вероятности, не зависящую от спина. Учитывая, что $q = p - k$, и полагая, что мюон покоится, получим

$$q^2 = (p - k)^2 = \mu^2 - 2\mu E,$$

$$kq = kp = \mu E,$$

$$qp = \mu^2 - \mu E,$$

откуда после интегрирования по углу θ следует

$$dW = \frac{2G^2}{3(2\pi)^3 \mu} [3\mu^2 - 4\mu E] \mu E^2 dE = \frac{G^2 \mu^5}{96\pi^3} (3 - 2\varepsilon) \varepsilon^2 d\varepsilon.$$

Здесь $\varepsilon = \frac{E}{\mu/2}$ — отношение энергии электрона E к его максимально возможной энергии $\frac{\mu}{2}$, где μ — масса мюона. В случае четырехфермионного взаимодействия общего вида спектр электронов в μ -распаде характеризуется параметром Мишеля ρ :

$$W(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{12}{\tau} [(1 - \varepsilon) - \frac{2}{9} \rho (3 - 4\varepsilon)] \varepsilon^2 d\varepsilon.$$

Легко видеть, что полученный нами спектр отвечает $\rho = 0,75$. Интегрируя dW по ε от 0 до 1, получим для полной вероятности распада мюона

$$\frac{1}{\tau} = W = \frac{G^2 \mu^4}{192\pi^3} \mu.$$

Асимметрия и поляризация электронов

Вычислим теперь асимметрию электронов при распаде поляризованного мюона. Учитывая, что $(sp) = 0$ (это следует из определения s), получим

$$\begin{aligned} \mu [sk q^2 + 2sq qk] &= \mu sk [\mu^2 - 4\mu E] = \\ &= -\eta k \mu (-4\mu E + \mu^2) = \eta n \mu E (4\mu E - \mu^2), \end{aligned}$$

где η — единичный вектор в направлении поляризации мюона в системе, где он покоится. Для вероятности распада получим

$$dW = \frac{G^2 \mu^5}{192 \pi^3} \{ (3 - 2\varepsilon) + \eta n (1 - 2\varepsilon) \} \varepsilon^2 d\varepsilon d \cos \theta,$$

где θ — угол между спином мюона η и вектором в направлении импульса электрона n ; $n = \frac{k}{E}$, $\cos \theta = n\eta$.

Полученные нами формулы относятся к случаю, когда поляризация электрона не измеряется. Если бы нас интересовала зависимость вероятности распада от направления спина электрона, мы должны были бы в выражении для $A_{\alpha\beta}$ подставить Λ_e^s вместо Λ_e , где

$$s_k = \frac{k\xi}{m}, \quad s = \xi + \frac{(k\xi)k}{m(E+m)},$$

где m , E , k — масса, энергия и импульс электрона, а ξ — единичный вектор поляризации в системе покоя электрона. Проводя вычисления стандартным путем и пренебрегая в окончательном результате членами порядка m/E по сравнению с единицей, мы получили бы для распада μ^- :

$$dW_- \sim (1 - \xi n) [3 - 2\varepsilon + \eta n (1 - 2\varepsilon)],$$

где n — единичный вектор в направлении импульса электрона, ξ — единичный вектор в направлении его поляризации, η — единичный вектор в направлении поляризации μ^- -мезона.

Мы видим, что электрон должен быть полностью продольно поляризован в направлении, обратном направлению своего движения. Проводя аналогичные расчеты для распада μ^+ , мы получили бы

$$dW_+ \sim (1 + \xi n) [3 - 2\varepsilon - (\eta n) (1 - 2\varepsilon)].$$

Из этой формулы следует, что позитрон должен быть поляризован по направлению своего движения. Этот результат

является общим для $V-A$ -взаимодействия. Оно устроено таким образом, что при $v \sim c$ частицы имеют левую поляризацию, а античастицы — правую. Для нейтрино $v = c$ и слабое $V-A$ -взаимодействие является, по-видимому, единственным, в котором они участвуют. В результате нейтрино и антинейтрино продольно поляризованы: нейтрино (подобно электрону) имеют левую поляризацию, а антинейтрино (подобно позитрону) — правую.

Зная это, легко понять полученные нами угловые распределения. Рассмотрим, например, распад поляризованного μ^+ -мезона. При $\epsilon \sim 1$ нейтрино и антинейтрино летят в одну сторону, при этом их суммарный спин равен нулю. Поэтому спин позитрона должен быть направлен по спину мюона, а так как направления импульса и спина у позитрона совпадают, то и импульс позитрона должен быть направлен по спину мюона:

$$W \sim 1 + \eta n.$$

При $\epsilon \sim 0$ нейтрино летят в противоположные стороны. Их суммарный спин равен единице. Чтобы унести момент мюона, антинейтрино должно вылететь по спину мюона, а нейтрино и позитрон в противоположную сторону:

$$W \sim 3 - \eta n.$$

Для распада μ^- -мезона рассуждения проводятся аналогичным образом.

Экспериментальные данные о распаде мюона находятся в хорошем согласии с рассмотренными выше следствиями $V-A$ -теории.

Рассеяние нейтрино на электроне

Одним из фундаментальных следствий рассматриваемой нами теории слабого взаимодействия является предсказание о том, что должно существовать рассеяние нейтрино на электроне. Амплитуда рассеяния нейтрино на электроне имеет вид

$$M_{\nu e} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e O_\alpha u_\nu) (\bar{u}_\nu O_\alpha u_e),$$

где u_e и u_ν — волновые функции электрона и нейтрино, соответственно

$$O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5).$$

В силу соотношения Фирца (см. стр. 63) можно поменять местами u_e и $u_{\bar{\nu}}$, и мы получим

$$M_{\nu e} = -\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e O_\alpha u_e) (\bar{u}_{\nu} O_\alpha u_{\nu}).$$

Амплитуда рассеяния антинейтрино $\bar{\nu}$ на электроне e получается заменой нейтринной скобки на зарядово-сопряженную (см. стр. 84):

$$M_{\bar{\nu} e} = -\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e O_\alpha u_e) (\bar{u}_{\bar{\nu}} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u_{\bar{\nu}}).$$

Зная амплитуды рассеяния нейтрино и антинейтрино на электроне, легко вычислить сечения этих двух процессов. В соответствии с результатами, полученными нами на стр. 47, сечение рассеяния следующим образом выражается через амплитуду M :

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 |M|^2}{4(p_1 q_1)} \frac{dq_2}{(2\pi)^3 2\omega_2} \frac{dp_2}{(2\pi)^3 2E_2} \delta^4(p_1 + q_1 - p_2 - q_2),$$

где p_1 и p_2 — 4-импульсы электрона до и после столкновения, q_1 и q_2 — 4-импульсы нейтрино до и после столкновения.

Проделав стандартные вычисления, мы получим для полных сечений рассеяния νe и $\bar{\nu} e$ следующие формулы:

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu e} &= \sigma_0 \frac{2\omega^2}{1 + 2\omega}, \\ \sigma_{\bar{\nu} e} &= \frac{\sigma_0 \omega}{3} \left[1 - \frac{1}{(1 + 2\omega)^3} \right], \end{aligned}$$

где $\sigma_0 = \frac{2G^2 m^2}{\pi} = 8,3 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$, ω — энергия нейтрино в единицах массы электрона.

Эти результаты (конечно, с точностью до коэффициентов) можно было бы легко получить, не делая никаких выкладок, а просто из соображений размерности. В самом деле, мы знаем, что сечение должно быть пропорционально квадрату константы слабого взаимодействия G , которая имеет размерность $\left[\frac{1}{m^2} \right]$, с другой стороны, размерность сечения $[\sigma] = \left[\frac{1}{m^2} \right]$. Следовательно, G^2 надо умножить на квадрат энергии, характерной для νe -рассеяния. Такой характерной энергией является полная энергия системы $E = E_e + E_{\nu}$, в системе центра инерции. Таким образом, сечение должно иметь вид

$$\sigma \sim G^2 E^2.$$

Полную энергию системы можно записать в виде

$$E^2 = (p_1 + q_1)^2 = m^2 + 2p_1q_1 + q_1^2 \approx 2q_1p_1 = 2mE_\nu = 2m^2\omega$$

(мы считаем, что $E \gg m$), а потому сечение будет пропорционально энергии нейтрино в лабораторной системе координат:

$$\sigma \sim G^2 E^2 \sim G^2 m^2 \omega.$$

Итак, уже из соображений размерности видно, что сечение должно быть пропорционально квадрату полной энергии в системе центра инерции и должно быть пропорционально первой степени энергии нейтрино в лабораторной системе координат.

Измерение сечения рассеяния нейтрино (и антинейтрино) на электроны является задачей первостепенной важности. Точность уже проделанных экспериментов позволяет заключить, что на опыте это сечение меньше, чем $4 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$ для нейтрино из реактора.

Рождение мюонных пар в пучке нейтрино

Взаимодействие мюонного тока с самим собой должно приводить к процессу рассеяния нейтрино на мюоне, аналогичному νe -рассеянию. Прямое наблюдение этого процесса невозможно. Более доступен наблюдению другой процесс, обусловленный тем же взаимодействием, — превращение нейтрино в $\mu^+ + \mu^-$ и ν :

$$\nu \rightarrow \nu + \mu^+ + \mu^-.$$

В вакууме этот процесс запрещен законом сохранения энергии — импульса. Однако в кулоновом поле ядер он становится разрешенным:

$$\nu + Z \rightarrow \nu + \mu^+ + \mu^- + Z.$$

Оценки показывают, что обнаружение этого процесса находится на пределе современных экспериментальных возможностей.

Несомненный интерес представляет также обнаружение других аналогичных реакций:

$$\nu + Z \rightarrow \nu + e^+ + e^- + Z,$$

$$\nu + Z \rightarrow \nu + e^- + \mu^+ + Z,$$

$$\nu + Z \rightarrow \nu + e^+ + \mu^- + Z.$$

§ 5. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ СИЛЬНО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ. ОБЩИЕ СВОЙСТВА АМПЛИТУД

Проблема сильных взаимодействий

В рассмотренных нами до сих пор слабых взаимодействиях сильно взаимодействующие частицы не принимали участия. Если же мы хотим рассмотреть, например, распад π^+ -мезона на мюон и нейтрино, то мы уже не можем отвлечься от сильных взаимодействий. На языке обычной теории поля мы можем говорить, что распад π^+ -мезона на мюон и нейтрино идет в две ступени: сначала π^+ -мезон превращается в протон и антинейтрон, а потом эти частицы аннигилируют, давая μ^+ и ν . Графически этот процесс имеет вид, изображенный на рис. 6. На языке модели Сакаты мы можем говорить, что протон и антинейтрон, из которых состоит π^+ -мезон, превращаются в μ^+ и ν . Но, так или иначе, мы имеем здесь дело, помимо слабых взаимодействий, еще и с сильными взаимодействиями.

В рамках составной модели методика расчета процессов с участием сильно взаимодействующих частиц полностью отсутствует, поэтому мы из модели Сакаты можем извлечь для себя мало полезного при выяснении вопроса, чему равняется тот или иной матричный элемент. Но и в рамках обычной полевой теории мы не можем вычислять такие последовательные превращения π^+ -мезона в нуклоны и антинуклоны. Отсутствие теории сильных взаимодействий лишает нас, таким образом, возможности прямо рассчитать распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$.

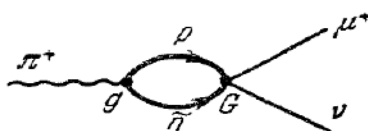


Рис. 6.

С такой же трудностью мы встречаемся и при рассмотрении распада нейтрона на протон, электрон и нейтрино. Из-за того, что нейтрон и протон являются сильно взаимодействующими частицами, этот распад «деформируется» сильным взаимодействием. В процессе распада нейтрон и протон обмениваются π -мезонами или на языке составной модели нуклон-антинуклонными парами. Это приводит к тому, что исходная величина матричного элемента распада «голых» нуклонов меняется, и мы не можем вычислить это изменение, так как теория сильных взаимодействий отсутствует.

Все сказанное выше о распадах π -мезона и нейтрона относится в полной мере ко всем лептонным распадам сильно взаимодействующих частиц.

Поэтому мы будем стараться найти какие-то обходные пути для того, чтобы угадать вид амплитуды того или иного процесса на основании различных свойств симметрии, которыми обладают слабые и сильные взаимодействия.

Общий вид амплитуды

Исходное взаимодействие, приводящее к лептонным распадам сильно взаимодействующих частиц, представляет собой произведение барионного тока j_{sa} на лептонный j_{la} :

$$L_w^{sl} = j_{sa}^+ j_{la} + j_{sa} j_{la}^+.$$

Здесь $j_{la} = \bar{e}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)\nu$ или $\bar{\nu}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)\nu$ в зависимости от того, какой распад, электронный или мюонный, мы рассматривали, а $j_{sa} = \bar{n}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)p$ или $\bar{p}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)p$ в зависимости от того, сохраняется или меняется в этом распаде странность сильно взаимодействующих частиц. (Индекс l означает лептоны, а s — сильно взаимодействующие частицы.)

Взаимодействие между лептонами и сильно взаимодействующими частицами мы должны учитывать только один раз (в первом порядке теории возмущений), поэтому амплитуду M можно представить в виде произведения двух сомножителей:

$$M = X_\alpha I_\alpha,$$

каждый из которых представляет 4-вектор. Величина I_α имеет вид $\bar{u}_l\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)u_s$, где u_l и u_s — спинорные волновые функции e (или μ) и нейтрино. Величина X_α , которую мы будем называть матричным элементом, представляет собой «одетый» виртуальными сильными взаимодействиями «голый» барионный

ток $j_{l\alpha}^+$:

$$X_\alpha = \langle f | j_{l\alpha}^+ | i \rangle.$$

Здесь $|i\rangle$ и $\langle f|$ обозначают соответственно начальное и конечное состояния сильно взаимодействующих частиц (для β -распада, например, $|i\rangle = |n\rangle$, а $\langle f| = \langle p|$). В выражении для X_α подразумевается, что хотя слабое взаимодействие учитывается лишь по теории возмущений, но вклад виртуальных сильных взаимодействий учтен полностью. Так как ток $j_{l\alpha}$ состоит из векторной и аксиальной частей, то и

$$X_\alpha = A_\alpha + V_\alpha.$$

Так как в сильных взаимодействиях четность сохраняется, то аксиальная часть матричного элемента A_α генерируется псевдовекторной частью тока $j_{l\alpha}$, а V_α — векторной частью тока $j_{l\alpha}$. Мы не можем вычислить, чему равны A_α и V_α , но некоторые свойства их нам известны. Существенным их свойством является то, что A_α и V_α могут зависеть лишь от суммарного импульса лептонов, но не от импульса каждого из лептонов в отдельности. Это обстоятельство, обусловленное тем, что лептоны ($e + \nu$ или $\mu + \nu$) испускаются в одной точке, существенно упрощает отыскание вида V_α и A_α .

Три типа матричных элементов

Число разновидностей лептонных распадов сильно взаимодействующих частиц не велико. В сущности, мы будем иметь дело с тремя основными типами процессов:

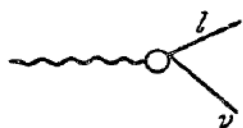


Рис. 7.

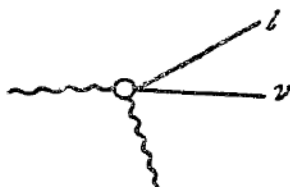


Рис. 8.

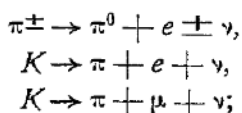
1) распад мезона на лептоны (рис. 7), например,

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm (e^\pm) \pm \nu,$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm (e^\pm) \pm \nu.$$

Здесь $+ \nu$ означает вылет нейтрино, а $- \nu$ — вылет антинейтрино;

2) распад мезона на другой мезон и лептоны (рис. 8):



3) распад бариона на другой барион и лептоны (рис. 9):

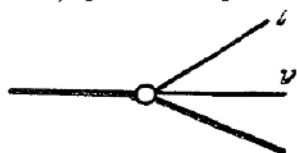


Рис. 9.

β -распад нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$, захват μ -мезона протоном $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$, лептонные распады гиперонов, например $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$. На рисунках тонкие линии изображают лептоны, волнистые линии — мезоны, жирные линии — барионы. Кругок изображает совокупность виртуальных сильных взаимодействий.

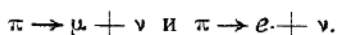
баражает совокупность виртуальных сильных взаимодействий.

Распады первого типа

Рассмотрим диаграмму первого типа. Для построения 4-вектора X_α мы имеем в своем распоряжении скаляр (псевдоскаляр) φ — волновую функцию распадающегося мезона и его 4-импульс k_α , равный суммарному импульсу лептонов: $k = k_l + k_\nu$ (индекс l означает e или μ). Нам не остается ничего иного, как написать, что в этом случае

$$X_\alpha = f\varphi k_\alpha.$$

При этом, если распадающийся мезон скалярный (φ — скаляр), то $X_\alpha = V_\alpha$, $A_\alpha = 0$, если же мезон псевдоскалярный (φ — псевдоскаляр), то $X_\alpha = A_\alpha$, $V_\alpha = 0$. Величина f в выражении для X_α — не известное нам число. (Вообще говоря, f является функцией k^2 , но в рассматриваемом случае $k^2 = \mu^2$, где μ — масса мезона.) Казалось бы, из-за наличия неизвестного коэффициента в матричном элементе мы мало чего добились; но это не так. В качестве иллюстрации того, что дает нам знание матричного элемента, хотя и с точностью до неизвестного множителя, рассмотрим распады



Амплитуды этих процессов имеют вид

$$\begin{aligned}M &= f\varphi k_\alpha \bar{u}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu = f\varphi \bar{u}_l \hat{k} (1 + \gamma_5) u_\nu = \\ &= f\varphi \bar{u}_l (\hat{k}_l + \hat{k}_\nu) (1 + \gamma_5) u_\nu,\end{aligned}$$

где k_l — 4-импульс электрона или мюона. Пользуясь уравнением Дирака для l и ν

$$\bar{u}_l \hat{k}_l = m_l \bar{u}_l, \quad \hat{k}_\nu u_\nu = 0,$$

легко получить

$$M = f m_l \varphi \bar{u}_l (1 + \gamma_3) u_\nu.$$

Таким образом, оказывается, что матричный элемент пропорционален массе лептона, а так как масса электрона в 200 раз меньше массы мюона, то распад $\pi \rightarrow e + \nu$ должен быть примерно на четыре порядка подавлен по сравнению с распадом $\pi \rightarrow \mu + \nu$. То же относится и к распадам $K \rightarrow e + \nu$ и $K \rightarrow \mu + \nu$.

Распады второго типа

В случае, когда мезон распадается на лептоны, все обстоит просто. Немного сложнее случай, когда мезон распадается на другой мезон и лептоны. В этом случае для конструирования матричного элемента мы имеем волновые функции и 4-импульсы распадающегося мезона (φ_1, k_1) и возникающего мезона (φ_2, k_2). Из этих величин мы можем построить X_α . Наиболее общий вид X_α будет

$$X_\alpha = \varphi_2^+ \varphi_1 (f_1 k_{1\alpha} + f_2 k_{2\alpha}),$$

где f_1 и f_2 — не известные нам скалярные функции, вообще говоря, разные. Если четности мезонов 1 и 2 одинаковы, то $X_\alpha = V_\alpha$, $A_\alpha = 0$. Если четности разные, то $X_\alpha = A_\alpha$, $V_\alpha = 0$. От чего могут зависеть скалярные функции f_1 и f_2 ? Только от скалярных величин. Поскольку в матричный элемент входит лишь суммарный импульс лептонов (k), то из закона сохранения энергии — импульса ($k_1 = k + k_2$) следует, что независимых 4-импульсов — два, и мы выберем в качестве таковых k_1 и k_2 . Из этих 4-векторов можно построить следующие скаляры: $k_1^2, k_2^2, (k_1 k_2)$, но $k_1^2 = m_1^2, k_2^2 = m_2^2$, и единственной переменной скалярной величиной является $(k_1 k_2)$. Иногда вместо $(k_1 k_2)$ удобнее рассматривать $k^2 = (k_1 - k_2)^2$ — квадрат 4-импульса, переданного лептонам. Таким образом, величины f_1 и f_2 являются функциями от k^2 . (Заметим, что в системе, где распадающийся мезон покоится, $k_1 k_2 = m_1 E_2$, где E_2 — полная энергия родившегося мезона.)

Распады третьего типа

Рассмотрим, наконец, матричные элементы, описывающие распад барионов. В этом случае, кроме 4-импульсов начального и конечного барионов k_1 и k_2 , есть еще и другие векторы, которые можно построить из барионных спиноров u_1 и \bar{u}_2 с помощью матриц γ .

Построим V_a для случая, когда четности распадающегося и рождающегося барионов одинаковы. В этом случае V_a является линейной комбинацией членов типа $\bar{u}_2 v_a u_1$, где вместо v_a следует подставить k_{1a} , k_{2a} , γ_a , $\gamma_a \hat{k}_1$, $\gamma_a \hat{k}_2$, $\hat{k}_1 \gamma_a$, $\hat{k}_2 \gamma_a$, $\hat{k}_1 \gamma_a \hat{k}_2$, $\hat{k}_2 \gamma_a \hat{k}_1$ и т. д., а \bar{u}_2 и u_1 — спинорные волновые функции родившегося и распавшегося барионов соответственно.

С помощью уравнения Дирака можно существенно уменьшить число различных членов типа $\bar{u}_2 v_a u_1$. Например,

$$\begin{aligned} \bar{u}_2 \gamma_a \hat{k}_1 u_1 &= m_1 \bar{u}_2 \gamma_a u_1, \\ \bar{u}_2 \hat{k}_2 \gamma_a u_1 &= m_2 \bar{u}_2 \gamma_a u_1, \\ \bar{u}_2 \hat{k}_1 \gamma_a u_1 &= \bar{u}_2 (-\gamma_a \hat{k}_1 + 2k_{1a}) u_1 = \\ &= -m_1 \bar{u}_2 \gamma_a u_1 + 2\bar{u}_2 k_{1a} u_1 \text{ и т. д.} \end{aligned}$$

Действуя подобным образом, мы придем к выражению лишь с тремя членами:

$$V_a = \bar{u}_2 (h_1 \gamma_a + h_2 k_{1a} + h_3 k_{2a}) u_1.$$

Мы могли бы оставить это выражение в таком виде, но оно несколько неудобно, потому что оно зависит в отдельности от импульсов начального и конечного барионов. Удобнее представить его в виде, когда имеется зависимость только от импульса, переданного лептонам. Это легко сделать, если воспользоваться тем, что

$$\begin{aligned} 2k_{1a} &= \gamma_a \hat{k}_1 + \hat{k}_1 \gamma_a, & 2k_{2a} &= \gamma_a \hat{k}_2 + \hat{k}_2 \gamma_a; \\ 2\sigma_{\alpha\beta} k_\beta &= \gamma_\alpha \hat{k} - \hat{k} \gamma_\alpha, & 2\sigma_{\alpha\beta} &= \gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha. \end{aligned}$$

Тогда мы получим

$$V_a = \bar{u}_2 (f_1 \gamma_a + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + f_3 k_a) u_1,$$

где $k = k_1 - k_2$ — 4-импульс, переданный лептонам. Величины f являются функциями k^2 .

Аксиальная часть матричного элемента X_a равна

$$A_a = \bar{u}_2 [g_1 \gamma_a + g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3 k_a] \gamma_5 u_1.$$

Функции g также зависят только от k^a . Если бы четности распавшегося и родившегося барионов были различны, выражения для A_a и V_a следовало бы поменять местами. Таким образом, оказывается, что матричный элемент X_a содержит шесть, вообще говоря, комплексных неизвестных функций f и g .

Действительность функций f и g

Сейчас мы покажем, что в силу CP -инвариантности теории функции f и g должны быть действительными. Для доказательства этого утверждения нам понадобится рассмотреть, как преобразуются входящие в V_a и A_a выражения под действием PC -преобразования и эрмитова сопряжения.

При операции пространственной инверсии P , как известно,

$$u \rightarrow \gamma_4 u, \quad \bar{u} \rightarrow \bar{u} \gamma_4, \quad k_4 \rightarrow k'_4 = k_4, \quad \mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}' = -\mathbf{k}.$$

Поэтому

$$\begin{aligned} \bar{u} u &\rightarrow \bar{u} \gamma_4 \gamma_4 u = \bar{u} u, \\ \bar{u} \gamma_3 u &\rightarrow \bar{u} \gamma_4 \gamma_3 \gamma_4 u = -\bar{u} \gamma_3 u, \\ \bar{u} \gamma_\alpha u &\rightarrow \bar{u} \gamma_4 \gamma_\alpha \gamma_4 u = \begin{cases} \bar{u} \gamma_\alpha u, & \alpha = 4, \\ -\bar{u} \gamma_\alpha u, & \alpha \neq 4, \end{cases} \\ \bar{u} \gamma_\alpha \gamma_5 u &\rightarrow \bar{u} \gamma_4 \gamma_\alpha \gamma_5 \gamma_4 u = \begin{cases} -\bar{u} \gamma_\alpha \gamma_5 u, & \alpha = 4, \\ \bar{u} \gamma_\alpha \gamma_5 u, & \alpha \neq 4, \end{cases} \\ \bar{u} \sigma_{\alpha\beta} u &\rightarrow \bar{u} \gamma_4 \sigma_{\alpha\beta} \gamma_4 u = \begin{cases} \bar{u} \sigma_{\alpha\beta} u, & \alpha, \beta \neq 4, \\ -\bar{u} \sigma_{\alpha\beta} u, & \begin{cases} \alpha \neq 4, \beta = 4, \\ \alpha = 4, \beta \neq 4. \end{cases} \end{cases} \end{aligned}$$

Воспользовавшись этими соотношениями, найдем, что при P -инверсии выражения для V_a и A_a преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} V_a &= \bar{u}_2 [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + f_3 k_\alpha] u_1 \rightarrow \\ &\rightarrow \bar{u}_2 \gamma_4 [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k'_\beta + f_3 k'_\alpha] \gamma_4 u_1 = \\ &= \begin{cases} \bar{u}_2 [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + f_3 k_\alpha] u_1, & \text{если } \alpha = 4, \\ -\bar{u}_2 [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + f_3 k_\alpha] u_1, & \text{если } \alpha = 1, 2, 3. \end{cases} \end{aligned}$$

Мы видим (в согласии с тем, что было сказано выше, см. стр. 57), что величина V_a преобразуется как полярный вектор.

Величина A_α преобразуется как аксиальный вектор:

$$\begin{aligned}
 A_\alpha &= \bar{u}_2 [g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3 k_\alpha] \gamma_5 u_1 \rightarrow \\
 &\rightarrow \bar{u}_2 \gamma_4 [g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} k'_\beta + g_3 k'_\alpha] \gamma_5 \gamma_4 u_1 = \\
 &= \begin{cases} -\bar{u}_2 [g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3 k_\alpha] \gamma_5 u_1, & \text{если } \alpha = 4, \\ \bar{u}_2 [g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3 k_\alpha] \gamma_5 u_1, & \text{если } \alpha = 1, 2, 3. \end{cases}
 \end{aligned}$$

При операции зарядового сопряжения C

$$\begin{aligned}
 u &\rightarrow C\bar{u}, & \bar{u} &\rightarrow -\bar{u}C^+, \\
 k_1 &\rightarrow k'_1 = -k_1, & k_2 &\rightarrow k'_2 = -k_2, \\
 k &= k_2 - k_1 \rightarrow k' = k'_1 - k'_2 = k.
 \end{aligned}$$

Матрица C удовлетворяет соотношениям (см. стр. 58):

$$C^+C = 1, \quad C\gamma_\alpha C^+ = -\tilde{\gamma}_\alpha.$$

Ниже мы воспользуемся тем, что в нашем представлении матрица $C = \gamma_2 \gamma_4$ эрмитова:

$$C = C^+.$$

Рассмотрим, как преобразуются при C -сопряжении следующие выражения:

$$\begin{aligned}
 \bar{u}_2 u_1 &\rightarrow -\bar{u}_2 C C \bar{u}_1 = -\tilde{u}_2 \bar{u}_1 = -\bar{u}_1 u_2, \\
 \bar{u}_2 \gamma_5 u_1 &\rightarrow -\bar{u}_2 C \gamma_5 C \bar{u}_1 = -\tilde{u}_2 \tilde{\gamma}_5 \bar{u}_1 = -\bar{u}_1 \gamma_5 u_2, \text{ так как } \tilde{\gamma}_5 = \gamma_5, \\
 \bar{u}_2 \gamma_\alpha u_1 &\rightarrow -\bar{u}_2 C \gamma_\alpha C \bar{u}_1 = -\tilde{u}_2 (-\tilde{\gamma}_\alpha) \bar{u}_1 = \bar{u}_1 \gamma_\alpha u_2, \\
 \bar{u}_2 \gamma_\alpha \gamma_5 u_1 &\rightarrow -\bar{u}_2 C \gamma_\alpha \gamma_5 C \bar{u}_1 = \tilde{u}_2 \tilde{\gamma}_\alpha \tilde{\gamma}_5 \bar{u}_1 = -\bar{u}_1 \gamma_\alpha \gamma_5 u_2, \\
 \bar{u}_2 \sigma_{\alpha\beta} u_1 &\rightarrow -\bar{u}_2 C \sigma_{\alpha\beta} C \bar{u}_1 = -\tilde{u}_2 \frac{C(\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha)C}{2} u_1 = \\
 &= -\tilde{u}_2 \frac{C\gamma_\alpha C C\gamma_\beta C - C\gamma_\beta C C\gamma_\alpha C}{2} \bar{u}_1 = \\
 &= -\tilde{u}_2 \frac{\tilde{\gamma}_\alpha \tilde{\gamma}_\beta - \tilde{\gamma}_\beta \tilde{\gamma}_\alpha}{2} \bar{u}_1 = \bar{u}_1 \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha}{2} u_2 = \bar{u}_1 \sigma_{\alpha\beta} u_2.
 \end{aligned}$$

Воспользовавшись этими соотношениями, найдем, что при C -сопряжении выражения для V_α и A_α преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 V_\alpha &= \bar{u}_2 [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + f_3 k_\alpha] u_1 \rightarrow \\
 &\rightarrow -\tilde{u}_2 C^+ [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + f_3 k_\alpha] C \bar{u}_1 = \\
 &= \bar{u}_1 [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta - f_3 k_\alpha] u_2, \\
 A_\alpha &= \bar{u}_2 [g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3 k_\alpha] \gamma_5 u_1 \rightarrow \\
 &\rightarrow -\tilde{u}_2 C^+ [g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3 k_\alpha] \gamma_5 C \bar{u}_1 = \\
 &= \bar{u}_1 [-g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta - g_3 k_\alpha] \gamma_5 u_2.
 \end{aligned}$$

Теперь мы можем написать, как ведут себя V_α и A_α при преобразовании комбинированной инверсии CP :

$$V_\alpha = \bar{u}_2 [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta - f_3 k_\alpha] u_1 \rightarrow \begin{cases} \bar{u}_1 [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta - f_3 k_\alpha] u_2, & \text{если } \alpha = 4, \\ -\bar{u}_1 [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta - f_3 k_\alpha] u_2, & \text{если } \alpha = 1, 2, 3; \end{cases}$$

$$A_\alpha = \bar{u}_2 [g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3 k_\alpha] \gamma_5 u_1 \rightarrow \begin{cases} \bar{u}_1 [g_1 \gamma_\alpha - g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3 k_\alpha] \gamma_5 u_2, & \text{если } \alpha = 4, \\ -\bar{u}_1 [g_1 \gamma_\alpha - g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3 k_\alpha] \gamma_5 u_2, & \text{если } \alpha = 1, 2, 3. \end{cases}$$

Рассмотрим, наконец, операцию эрмитова сопряжения.

Эрмитово сопряжение (операция $+$) производится следующим образом:

$$\begin{aligned} (u_2 u_1)^+ &= (u_2^+ \gamma_4 u_1)^+ = u_1^+ \gamma_4^+ u_2 = \bar{u}_1 u_2, \\ (\bar{u}_2 \gamma_3 u_1)^+ &= (u_2^+ \gamma_4 \gamma_3 u_1)^+ = \bar{u}_1 \gamma_4 \gamma_3 \gamma_4 u_2 = -\bar{u}_1 \gamma_3 u_2, \\ (\bar{u}_2 \gamma_\alpha u_1)^+ &= \bar{u}_1 \gamma_4 \gamma_\alpha^+ \gamma_4 u_2 = \bar{u}_1 \gamma_\alpha u_2, \\ (\bar{u}_2 \gamma_\alpha \gamma_3 u_1)^+ &= \bar{u}_1 \gamma_4 \gamma_3 \gamma_\alpha^+ \gamma_4 u_2 = \bar{u}_1 \gamma_\alpha^* \gamma_3 u_2, \\ (\bar{u}_2 \sigma_{\alpha\beta} u_1)^+ &= \bar{u}_1 \gamma_4 \sigma_{\alpha\beta}^+ \gamma_4 u_2 = -\bar{u}_1 \sigma_{\alpha\beta} u_2. \end{aligned}$$

Отметим, что при этих преобразованиях удобно пользоваться соотношением $\gamma_4 \gamma_\alpha^+ \gamma_4 = \gamma_\alpha$ или $\gamma_\alpha^+ = \gamma_4 \gamma_\alpha \gamma_4$. Учитывая, что при эрмитовом сопряжении функции f и g переходят в комплексно-сопряженные f^* и g^* , а $k \rightarrow -k$, найдем эрмитово сопряженные выражения для A_α и V_α :

$$\begin{aligned} V_\alpha^+ &= \{ \bar{u}_2 [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + f_3 k_\alpha] u_1 \}^+ = \\ &= \bar{u}_1 [f_1^* \gamma_\alpha + f_2^* \sigma_{\alpha\beta} k_\beta - f_3^* k_\alpha] u_2, \\ A_\alpha^+ &= \{ \bar{u}_2 [g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3 k_\alpha] \gamma_5 u_1 \}^+ = \\ &= \bar{u}_1 [g_1^* \gamma_\alpha - g_2^* \sigma_{\alpha\beta} k_\beta + g_3^* k_\alpha] \gamma_5 u_2. \end{aligned}$$

Аналогично тому как это сделано выше для выражений V_α и A_α , легко установить, как ведет себя при CP -инверсии и эрмитовом сопряжении лептонная скобка $l_\alpha = \bar{l}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu$. При CP -инверсии

$$\bar{l}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu \rightarrow \begin{cases} \bar{\nu}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l, & \text{если } \alpha = 4 \\ -\bar{\nu}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l, & \text{если } \alpha = 1, 2, 3. \end{cases}$$

При эрмитовом сопряжении

$$\bar{l}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu \rightarrow \bar{\nu}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l.$$

Теперь мы имеем все заготовки, необходимые для того, чтобы доказать, что функции f и g действительны. Если между

продуктами распада нет взаимодействия, то можно рассматривать сумму амплитуды M и ее эрмитово-сопряженной M^\dagger как эффективный лагранжиан распадного взаимодействия. В силу инвариантности слабого взаимодействия должно выполняться соотношение

$$CP(M + M^\dagger) = M + M^\dagger,$$

из которого следует

$$CPM = M^\dagger.$$

Сравнивая между собой CPM и M^\dagger и используя полученные выше соотношения, получаем, что $f = f^*$, $g = g^*$.

Таким образом, сохранение комбинированной четности приводит к тому, что функции f_1, f_2, f_3 и g_1, g_2, g_3 должны быть действительными. Аналогично можно доказать, что в распадах мезонов (распады второго типа) функции f_1 и f_2 действительны *).

*) Выше мы предполагали, что спиноры u являются числами и поэтому коммутируют (так называемая теория c -чисел). Если бы мы считали их антикоммутирующими операторами (теория q -чисел), то для амплитуды барионного распада результат остался бы прежним, так как одновременно изменили бы знак X_α и l_α .

§ 6. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ С СОХРАНЕНИЕМ СТРАННОСТИ. АНАЛОГИЯ С ЭЛЕКТРОДИНАМИКОЙ

Сохранение векторного тока

Как известно, лептонные распады сильно взаимодействующих частиц делятся на две большие группы. Первая группа — процессы, в которых странность сильно взаимодействующих частиц S не меняется во время распада:

$$\Delta S = 0.$$

Вторая группа — процессы, в которых S меняется:

$$\Delta S \neq 0.$$

Процессам второй группы посвящены §§ 9, 10, 11. В этом и двух последующих параграфах мы рассмотрим распады, относящиеся к первой группе: β -распад нейтрона, распад π -мезона на $e + \nu$ или на $\mu + \nu$, распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e + \nu$, некоторые распады странных частиц, например: $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu$, $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}$ или $K^0 \rightarrow K^+ + e^- + \bar{\nu}$. (Вероятность последнего распада очень мала из-за малости фазового объема.) Кроме этих распадов, возможны распады, в которых наряду с лептонами принимают участие фотоны, но странность по-прежнему не меняется, например, радиационный распад π -мезона: $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$, — такие распады мы рассматривать не будем.

Все распады, в которых странность сильно взаимодействующих частиц не меняется, обусловлены первичным взаимодействием, которое превращает протон в нейтрон, а электрон в нейтрино. Ток превращения протона в нейтрон — нуклонный

ток — состоит из двух членов: векторного и аксиального. В этом параграфе мы подробно исследуем свойства векторного нуклонного тока. Оказывается, что между этим током и электромагнитным током имеется много общего. Аналогия между этими токами была впервые отмечена Герштейном и Зельдовичем еще в 1955 г., когда общепринятым было мнение, что β -распад обусловлен не векторным (V) и аксиальным (A) вариантами взаимодействия, а скалярным (S) и тензорным (T). Герштейн и Зельдович указали, что если бы слабое взаимодействие было векторным и если бы отвечающий ему ток сильно взаимодействующих частиц сохранялся, то константа этого взаимодействия не менялась бы под действием виртуальных сильных взаимодействий, подобно тому как не меняется электрический заряд протона.

В обычной юкавской схеме, в которой π -мезоны наряду с нуклонами являются элементарными частицами и входят в лагранжиан сильного взаимодействия, сохраняющийся электрический ток должен обязательно содержать π -мезонное слагаемое. Точно так же, согласно Герштейну и Зельдовичу, должно входить π -мезонное слагаемое и в сохраняющийся векторный ток слабого взаимодействия, что позволяет предсказать константу β -распада π -мезона.

В 1957 г. к гипотезе сохраняющегося векторного слабого тока в связи с теорией универсального $V-A$ -взаимодействия пришли Фейнман и Гелл-Манн, которые показали, что эта гипотеза дает простое и убедительное объяснение равенству векторной константы β -распада и константы распада мюона.

Как будет видно ниже, аналогия между векторным током, сохраняющим странность, и электродинамическим током наиболее естественным образом возникает в модели Сакаты. Рассмотрение этой аналогии мы начнем с более детального ознакомления с электромагнитными свойствами сильно взаимодействующих частиц.

Электромагнитные свойства протона

В составной модели электромагнитное взаимодействие сильно взаимодействующих частиц сводится к взаимодействию электромагнитного поля с зарядом протона, так как n и Δ не имеют электрического заряда. Заряды всех остальных частиц: π - и K -мезонов, Σ - и Ξ -гиперонов сводятся к заряду «сидящего в них» протона или антипротона. Магнитные мо-

менты частиц возникают как вторичное явление, например магнитный момент нейтрона возникает из-за того, что нейтрон окружен облаком виртуальных протон-антипротонных пар. Первичным является только нормальный магнитный момент протона (см. ниже).

Взаимодействие «голого» протона с электромагнитным полем имеет вид $e\bar{u}_p\gamma_\alpha u_p A_\alpha$, где A_α — 4-потенциал электромагнитного поля. Включим теперь сильное взаимодействие и зададим себе вопрос: какой вид будет иметь матричный элемент взаимодействия с фотоном для протона, «обросшего» виртуальными сильно взаимодействующими частицами?

Рассуждение будет такое же, как и при выяснении общего вида матричного элемента β -распада. Мы должны построить 4-вектор из спиноров \bar{u}_2 , u_1 и импульса фотона q . В предыдущем параграфе мы установили, что такой 4-вектор состоит из трех членов:

$$Z_\alpha^p = e\bar{u}_2 [C_p(q^2)\gamma_\alpha - M_p(q^2)q_\beta\sigma_{\alpha\beta} - N_p(q^2)q_\alpha] u_1,$$

где $2\sigma_{\alpha\beta} = \gamma_\alpha\gamma_\beta - \gamma_\beta\gamma_\alpha$, а C , N , M — некоторые действительные функции q^2 .

Легко показать, что $N(q^2) \equiv 0$. Действительно, при зарядовом сопряжении член, пропорциональный N , меняет знак, в то время как члены, пропорциональные C и M , при зарядовом сопряжении знака не меняют. Следовательно, третий член имеет иную зарядовую четность, чем первый и второй члены. Поэтому он должен равняться нулю. Кроме того, имеется еще одна причина для того, чтобы $N(q^2) = 0$. Мы знаем, что электрический ток — сохраняющаяся величина. По этой причине произведение $q_\alpha Z_\alpha$ должно равняться нулю. Умножим Z_α на q_α :

$$q_\alpha Z_\alpha = \bar{u}_2 [C\hat{q} - Nq^2] u_1,$$

так как $q_\beta q_\alpha \sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} q_\alpha q_\beta (\gamma_\alpha\gamma_\beta - \gamma_\beta\gamma_\alpha) = 0$. Вспоминая, что $\hat{q} = \hat{p}_2 - \hat{p}_1$, $\bar{u}_2 \hat{p}_2 = m\bar{u}_2$, $\hat{p}_1 u_1 = m u_1$, мы получим $\bar{u}_2 \hat{q} u_1 = 0$. Следовательно, $q_\alpha Z_\alpha = Nq^2 \bar{u}_2 u_1$, но так как $q_\alpha Z_\alpha = 0$, то и $N(q^2) = 0$. Итак, в выражении для Z_α^p остаются два члена:

$$Z_\alpha^p = e\bar{u}_2 [C_p(q^2)\gamma_\alpha - M_p(q^2)q_\beta\sigma_{\alpha\beta}] u_1.$$

Величины C_p и M_p называют соответственно зарядовым и магнитным форм-факторами протона. При $q^2 \rightarrow 0$ величина $C_p(q^2)$ стремится к единице $C_p(0) = 1$, так как заряд протона равен единице. Величина $eM_p(q^2)$ при $q^2 \rightarrow 0$ должна

стремиться к величине аномального магнитного момента протона: $eM_p(0) = 1,7\mu_j$, где μ_j — ядерный магнетон.

Выражение «зарядовый форм-фактор» является условным. Дело в том, что в нерелятивистском приближении член $e\bar{u}\gamma_\alpha C_p(q^3)$ и $\approx e\bar{u}\gamma_\alpha u$ содержит не только заряд, но и нормальный магнитный момент протона. Рассмотрим покоящийся протон, поглощающий фотон с малым импульсом q :

$$u_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \varphi_1, \quad \bar{u}_2 = \varphi_2^* \left(1, -\frac{\sigma q}{2m} \right),$$

u_1 — спинор начального состояния, \bar{u}_2 — спинор конечного состояния протона, φ_1 и φ_2^* — двухкомпонентные спиноры. Мы считаем, что $|q| \ll m$ и поэтому заменяем $E + m$ на $2m$ в выражении для \bar{u}_2 . Рассмотрим в выражении $e\bar{u}_2\gamma_\alpha u_1 A_\alpha$ слагаемое с $\alpha = 4$:

$$e\varphi_2^* \left(1, -\frac{\sigma q}{2m} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \varphi_1 A_4 = e\varphi_2^* \varphi_1 A_4.$$

Мы видим, что это слагаемое дает просто взаимодействие электростатического потенциала A_4 с зарядом e .

Рассмотрим теперь $\alpha = 1, 2, 3$:

$$-e\varphi_2^* \left(1, -\frac{\sigma q}{2m} \right) \begin{pmatrix} 0 & \sigma A \\ -\sigma A & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \varphi_1 = -e\varphi_2^* \frac{\sigma q \sigma A}{2m} \varphi_1.$$

Легко увидеть, что это выражение есть на самом деле выражение для взаимодействия магнитного момента с магнитным полем. Действительно,

$$\begin{aligned} -\frac{e}{2m} \varphi_2^* \sigma q \sigma A \varphi_1 &= -\frac{e}{2m} q_i A_k \varphi_2^* \sigma_i \sigma_k \varphi_1 = \\ &= -\frac{e}{2m} q_i A_k \varphi_2^* (\delta_{ik} + i\epsilon_{ikl} \sigma_l) \varphi_1 = \\ &= -\frac{e}{2m} \varphi_2^* (i\epsilon_{ikl} q_i A_k \sigma_l) \varphi_1 = \frac{e}{2m} \varphi_2^* \sigma \varphi_1 \mathcal{H}. \end{aligned}$$

(В этом выводе мы воспользовались условием Лоренца $q_\alpha A_\alpha = 0 = q_4 A_4 - qA$; так как мы считали $q_4 = 0$, то и $qA = 0$. Кроме того, мы использовали определение магнитного поля $\mathcal{H}_l = -i\epsilon_{ikl} q_i A_k$.) Тот же результат может быть получен и по-иному. Обозначим 4-импульсы протона до и после взаимодействия через p_1 и p_2 ; $q = p_2 - p_1$, $p = p_1 + p_2$. Учитывая,

что $2p_\alpha = \gamma_\alpha \hat{p} + \hat{p} \gamma_\alpha$, имеем

$$\begin{aligned} 2\bar{u}_2 p_\alpha u_1 &= \bar{u}_2 (\gamma_\alpha) \hat{p} + \hat{p} \gamma_\alpha u_1 = \\ &= \bar{u}_2 [\gamma_\alpha (2\hat{p}_1 + \hat{q}) + (2\hat{p}_2 - \hat{q}) \gamma_\alpha] u_1 = \\ &= 4m\bar{u}_2 \gamma_\alpha u_1 + \bar{u}_2 (\gamma_\alpha \hat{q} - \hat{q} \gamma_\alpha) u_1. \end{aligned}$$

Отсюда следует

$$e\bar{u}_2 \gamma_\alpha u_1 A_\alpha = e\bar{u}_2 \frac{p_\alpha}{2m} u_1 A_\alpha - e\bar{u}_2 \frac{\sigma_{\alpha\beta} \gamma_\beta \hat{p}}{2m} u_1 A_\alpha.$$

При $q \rightarrow 0$ первое слагаемое дает электростатическое взаимодействие, так как $\frac{p_\alpha}{2m} \rightarrow 1$, $\frac{\hat{p}}{2m} \rightarrow 0$; второе слагаемое представляет собой взаимодействие магнитного момента $\frac{e}{2m}$ с магнитным полем (это видно из сравнения с членом, пропорциональным $M(q^2)$ в выражении для Z^p). При $q^2 = 0$ мы получаем статический предел форм-факторов. При $q^2 < 0$ виртуальный фотон как бы проникает внутрь протона и исследует распределение в нем зарядов и токов виртуальных частиц. Наиболее подробные данные о зависимости величин C_p и M_p от q^2 получены в опытах по рассеянию электронов протонами, осуществленных группой Хофштадтера. В этих опытах протоны «прощупывались» виртуальными фотонами, источником которых были электроны (см. рис. 10). При не слишком больших значениях q^2 зарядовый и магнитный форм-факторы можно представить в виде

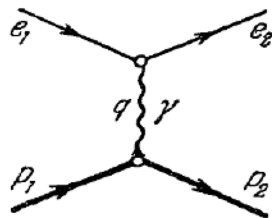


Рис. 10.

$$C_p(q^2) = 1 + \frac{q^2 r_c^2}{6},$$

$$M_p(q^2) = M_p(0) \left(1 + \frac{q^2 r_m^2}{6} \right).$$

Величины r_c и r_m называются электрическим и магнитным радиусами протона. Опыты обнаружили, что $r_m \approx r_c \approx \frac{1}{2m_\pi}$, где m_π — масса π -мезона. Этот результат вполне естествен: электромагнитные радиусы определяются эффективными размерами π -мезонного облака, окружающего протон. Мы видим, что при $q^2 = -m_\pi^2$ эффективный заряд протона уменьшается

примерно на $4^0/0$; то же относится и к его магнитному моменту.

В настоящее время электромагнитная структура протона изучена вплоть до $|q| \sim 1,4$ Бэв (см. обзор литературы в § 20).

Электромагнитные свойства нейтрона

Аналогичным образом можно описать электромагнитную вершину нейтрона:

$$Z_n^n = e\bar{u}_2 [C_n(q^2) \gamma_\alpha - M_n(q^2) \sigma_{\alpha\beta} \hat{q}_\beta] u_1.$$

Так как заряд нейтрона равен нулю, то $C_n^{(0)} = 0$. Величина M_n выражается через аномальный магнитный момент нейтрона: $eM_n(0) = -1,9 \mu_n$.

Рассмотрим теперь взаимодействие нуклонов с фотонами с точки зрения изотопического спина.

Изотопический спин

Известно, что сильное взаимодействие изотопически инвариантно. (В модели Сакаты эта инвариантность сильного взаимодействия сводится к тому, что в ток сильного взаимодействия протон и нейтрон входят симметричным образом в виде

$$\bar{\psi}_p \psi_p + \bar{\psi}_n \psi_n$$

и массы этих частиц равны, см. стр. 12 и 18.) Очевидно, что в рамках изотопически инвариантного сильного взаимодействия невозможно отличить протон от нейтрона. Это напоминает вырождение состояний частицы со спином и магнитным моментом, пока не включено магнитное поле. В этой аналогии кроется причина того, что для описания изотопического спина используется математический аппарат обычного спина. Протон и нейтрон описываются некоторой функцией ψ , которая имеет две компоненты, протонную и нейтронную, аналогично тому как частица со спином $1/2$ имеет две компоненты $+1/2$ и $-1/2$ по оси z . Пока нет взаимодействия, которое способно различать эти два состояния, система является вырожденной. Если «включить» электромагнитное взаимодействие, которое различно у протона и нейтрона, то оно снимет изотопическое

вырождение, подобно тому как включение магнитного поля снимает спиновое вырождение у частицы со спином $1/2$. Введение двухкомпонентного изотопического спинора ψ позволяет использовать весь аппарат нерелятивистского спина. В частности, матрицы τ , которые действуют на спинор ψ , тождественны матрицам Паули σ :

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Иногда бывает удобнее использовать не матрицы τ_1 и τ_2 , а матрицы:

$$\tau^\pm = 1/2 (\tau_1 \pm i\tau_2),$$

$$\tau^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Чем хороши матрицы τ^+ и τ^- ? Рассмотрим действие τ^+ и τ^- на ψ :

$$\begin{aligned} \tau^+ \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, & \tau^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \\ \tau^+ n &= p, & \tau^+ p &= 0, \\ \tau^- \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, & \tau^- \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \\ \tau^- n &= 0, & \tau^- p &= n. \end{aligned}$$

Мы видим, что матрица τ^+ переводит нейтрон в протон, а τ^- переводит протон в нейтрон.

Изотопические форм-факторы

С помощью матриц τ и спиноров ψ мы можем записать взаимодействие фотона с протоном в виде

$$e \bar{\psi}_p \gamma_\alpha \psi_p A_\alpha = e \bar{\psi} \gamma_\alpha \frac{1 + \tau_3}{2} \psi A_\alpha.$$

Мы видим, что электромагнитный ток состоит из двух членов:

$$\begin{aligned} &\bar{\psi} \gamma_\alpha \psi \quad (\text{изотопический скаляр } S) \text{ и} \\ &\bar{\psi} \gamma_\alpha \tau_3 \psi \quad (\text{изотопический вектор } V), \end{aligned}$$

(Заметим, что матрицы τ и γ_α действуют в различных гильбертовых пространствах и поэтому их можно переставлять между собой.)

При $q^2 = 0$ мы можем написать

$$C_p(0) = \frac{C_S(0) + C_V(0)}{2} = 1 \text{ и } C_n(0) = \frac{C_S(0) - C_V(0)}{2} = 0.$$

Отсюда $C_S(0) = C_V(0) = 1$.

Аналогичные соотношения могут быть написаны и при $q^2 \neq 0$:

$$C_p(q^2) = \frac{C_S(q^2) + C_V(q^2)}{2}, \quad C_n(q^2) = \frac{C_S(q^2) - C_V(q^2)}{2}.$$

Точно такие соотношения имеют место для магнитных форм-факторов

$$M_p(q^2) = \frac{M_S(q^2) + M_V(q^2)}{2}, \quad M_n(q^2) = \frac{M_S(q^2) - M_V(q^2)}{2}.$$

При теоретической интерпретации результатов опыта удобнее пользоваться изотопически векторным и изотопически скалярным форм-факторами, а не протонным и нейтронным.

Теперь, когда мы имеем необходимый математический аппарат, мы можем перейти к рассмотрению одной очень глубокой аналогии, которая существует в модели Сакаги, — аналогии между электродинамикой и векторным слабым взаимодействием, сохраняющим странность.

Связь между слабыми и электромагнитными форм-факторами

Итак, изотопически векторная часть электромагнитного тока имеет вид $\bar{\psi} \gamma_\alpha \tau_3 \psi$.

Векторная часть слабого тока с $\Delta S = 0$ имеет вид

$$j_{n\alpha}^{(V)} = \bar{\psi}_p \gamma_\alpha \psi_n = \bar{\psi} \gamma_\alpha \tau^+ \psi.$$

Аналогия между этими токами бросается в глаза: изовекторная часть электромагнитного тока и векторный слабый нуклонный ток представляют собой разные компоненты одного и того же изотопического вектора. Это позволяет все слабые взаимодействия, в которых сохраняется странность и осуществляется векторный вариант взаимодействия, т. е. все взаимодействия, которые обусловлены током $j_n^{(V)}$, поставить в со-

ответствие с электродинамическими взаимодействиями. Изотопическую инвариантность можно наглядно представить как изотропию изотопического пространства. В изотропном пространстве разные проекции одного и того же вектора эквивалентны. Поворотом изотопических координат мы можем вместо τ_3 получить τ_1 или τ_2 . Так как сильное взаимодействие изотопически инвариантно, а токи $\bar{\psi}\gamma_\alpha\tau_3\psi$ и $\bar{\psi}\gamma_\alpha\tau^+\psi$ являются компонентами одного и того же изотопического вектора, то матричные элементы этих токов, обусловленные виртуальными сильными взаимодействиями, будут равны (с точностью до несущественных численных множителей).

Матричный элемент перехода $n \leftrightarrow p$

Как было установлено в § 7, векторная амплитуда β -распада нейтрона состоит из трех членов:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_p [f_1(q^2) \gamma_\alpha - f_2(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta - f_3(q^2) q_\alpha] u_n l_\alpha.$$

(Знак $-$ при f_2 и f_3 связан с тем, что $q = -k$; см. стр. 82 и 89.) Аналогичные амплитуды описывают захват мюона протоном $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ и процессы типа

$$\begin{aligned} \nu + n &\rightarrow e + p, \\ \nu + n &\rightarrow \mu + p, \\ e^- + p &\rightarrow n + \nu. \end{aligned}$$

В силу аналогии с электродинамикой матричный элемент слабого перехода $n \leftrightarrow p$

$$f_1(q^2) \gamma_\alpha - f_2(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta - f_3(q^2) q_\alpha$$

должен равняться изовекторному электромагнитному фактору нуклона

$$C_V(q^2) \gamma_\alpha - M_V \sigma_{\alpha\beta} q_\beta.$$

Условно это можно изобразить в виде равенства (рис. 11):



Рис. 11.

Сравнивая между собой эти выражения, легко получить

выражения для f_1 , f_2 и f_3 :

$$\begin{aligned}f_1(q^2) &= C_V(q^2), \\f_2(q^2) &= M_V(q^2), \\f_3(q^2) &= 0.\end{aligned}$$

Проверка этих соотношений представляет очень большой интерес.

Рассмотрим более подробно каждое из них.

Неизменность векторной константы

Равенство $f_1(q^2) = C_V(q^2)$ приводит к ряду замечательных следствий; одним из важнейших является то, что

$$f_1(0) = C_V(0) = 1.$$

Мы уже отмечали, что равенства $C_V(0) = 1$ и $C_S(0) = 1$ выражают тот факт, что электрические заряды одетых нуклонов равны их «голым» зарядам. Сравним между собой протон и позитрон. У позитрона электрический заряд точечный, «голый», у протона электрический заряд «одетый», «размазанный» из-за сильных взаимодействий. Тем не менее заряды протона и позитрона в точности одинаковы. Это есть следствие сохранения электромагнитного тока.

Вернемся к слабому взаимодействию. Сравним между собой распад мюона $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ и β -распад нейтрона. В распаде мюона работает только слабое взаимодействие. Поэтому этот распад характеризуется «голой» константой слабого взаимодействия G . В распаде нейтрона слагаемое γ_a умножается уже не на G , а на Gf_1 , где f_1 учитывает вклад виртуальных сильных взаимодействий. Но аналогия с электродинамикой позволяет утверждать, что $f_1(0)$ должно равняться единице: слабый векторный «заряд» нуклона должен равняться его «голому заряду». Таким образом, векторная константа β -распада не изменяется или, как иногда говорят, не перенормируется.

На опыте константа распада мюона и векторная константа β -распада совпадают с точностью до нескольких процентов. Заметим, что это совпадение не должно быть абсолютным, так как виртуальные фотоны нарушают изотопическую инвариантность сильного взаимодействия. Аналогия между слабым векторным током и электромагнитным током справедлива с точностью до электромагнитных поправок.

Выше мы считали, что в матричный элемент β -распада нейтрона входит $f_1(0)$. Это приближение является очень хорошим, так как энергия, выделяемая в β -распаде нейтрона (~ 1 Мэв), существенно меньше, чем та энергия, при которой проявляется структура нуклона. Ведь аналогично $C_p(q^2)$ величина $C_V(q^2)$, а следовательно, и $f_1(q^2)$, характеризуется радиусом r_V порядка $\frac{1}{2m_\pi}$, где m_π — масса π -мезона:

$$C_V(q^2) = 1 + \frac{q^2 r_V^2}{6}.$$

Поэтому даже при захвате медленного мюона протоном, где $|q| \sim 100$ Мэв/с, величина f_1 должна быть всего на 2% меньше единицы.

Зависимость форм-фактора $f(q^2)$ от q^2 может быть исследована в реакциях типа $\bar{\nu} + p \rightarrow \mu^+ + n$ и других, идущих под действием энергичных нейтрино.

«Слабый магнетизм»

Обратимся теперь к равенству

$$f_2(q^2) = M_V(q^2).$$

При $q^2 = 0$ из этого равенства следует, что

$$f_2(0) = \frac{3,6 \mu_N}{e} = \frac{1,8}{m_p}.$$

Так как в матричный элемент $n \leftrightarrow p$ -перехода $f_2(0)$ входит умноженным на q , то в β -распаде нейтрона этот член невелик. Он должен быть существенно больше в захвате мюона. Поскольку $M_V \sigma_{\alpha\beta} q_\beta$ представляет аномальный магнитный момент, член $f_2 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta$ получил название «слабого магнетизма». Продолжая аналогию между слабым и электродинамическим магнетизмом, можно связать между собой некоторые типы β -распадных и электромагнитных переходов в ядрах (например, в триаде бор-углерод-азот, как это сделал Гелл-Манн).

«Эффективный скаляр»

Проверка равенства $f_3 = 0$, вытекающего из аналогии с электродинамикой, в процессах с участием электронов затруднена, так как в этих процессах вклад члена $f_3 q_\alpha$, даже если бы он не равнялся нулю, все равно был бы ничтожно мал. Действительно, легко убедиться, что вклад этого члена

пропорционален массе лептона, умноженной на «эффективный» матричный элемент скалярного взаимодействия:

$$- \bar{u}_p f_3 g_a u_n \bar{u}_l \gamma_a (1 + \gamma_5) u_\nu = f_3 m_l \bar{u}_p u_n \bar{u}_l (1 + \gamma_5) u_\nu.$$

В μ -захвате этот член был бы более заметен.

Закончим на этом обсуждение векторной части нуклонного матричного элемента и рассмотрим матричные элементы других частиц и, в частности, π -мезонов, обусловленные векторным током.

Взаимодействие π^+ -мезона с фотоном

Мы знаем, что все электромагнитные взаимодействия сильно взаимодействующих частиц в нашей составной модели обусловлены взаимодействием протона с электромагнитным полем. Так, взаимодействие π^+ -мезона с электромагнитным полем есть взаимодействие «сидящего» в нем протона. Мы знаем, что, несмотря на наличие сильного взаимодействия, которое существует между протоном и антинейтроном в π^+ -мезоне, заряд π^+ -мезона в точности равен заряду протона. Заряды различных частиц одинаковы. Это — замечательный факт, он обусловлен сохранением электромагнитного тока. Мы можем непосредственно использовать это обстоятельство и перенести его сразу на слабые взаимодействия.

Взаимодействие π^+ -мезона с электромагнитным полем мы можем записать таким образом:

$$A_\alpha Z_\alpha^\pi = e A_\alpha \varphi^+ \varphi (k_{2\alpha} + k_{1\alpha}),$$

где A_α — 4-потенциал, k_2 и k_1 — 4-импульсы π^+ -мезона после взаимодействия и до взаимодействия, φ^+ , φ — волновые функции мезона, e — электрический заряд.

Почему величина Z_α^π имеет такой вид? Спин π -мезона равен нулю. Поэтому 4-вектор Z_α^π должен быть пропорционален линейной комбинации k_2 и k_1 :

$$Z_\alpha^\pi = e \varphi^+ \varphi [a (k_{1\alpha} + k_{2\alpha}) + b (k_{1\alpha} - k_{2\alpha})],$$

где a и b — скалярные функции. Так как электромагнитный ток сохраняется, то

$$(k_{1\alpha} - k_{2\alpha}) Z_\alpha^\pi = 0.$$

Отсюда находим

$$(k_1^2 - k_2^2) a + (k_1 - k_2)^2 b = 0;$$

так как $k_1^2 = k_2^2 = m_\pi^2$, то $b = 0$. Следовательно,

$$Z_x^\pm = ea\varphi^+\varphi(k_{1x} + k_{2x}).$$

Если выбрать нормировку волновых функций φ в виде $\frac{1}{\sqrt{2k_0}}$, где k_0 — энергия мезона, то для покоящегося мезона и статического поля A_4 получим

$$Z_4^\pi = ea(0)\frac{2m_\pi}{2m_\pi} = e,$$

откуда следует, что $a(0) = 1$. Величина a является функцией q^2 , где $q = k_2 - k_1$. Зависимость $a(q^2)$ можно исследовать, например, рассеивая π -мезоны на электронах.

Распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$

Пользуясь аналогией с электродинамикой, мы можем выяснить, какой вид должен иметь матричный элемент распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$. По аналогии с электродинамикой можно сказать, что величина этого матричного элемента должна быть

$$G\varphi_2^+\varphi_1(k_{1x} + k_{2x})u_e\gamma_4(1 + \gamma_5)u_\nu.$$

Форм-фактор $a(q^2)$ в этом выражении мы положили равным единице, так как энергия, выделяемая в этом распаде, мала ($\sim 4,6$ Мэв) по сравнению с массой π -мезона.

Поясним теперь, почему в качестве коэффициента в выражении для матричного элемента стоит G , а не $\frac{1}{\sqrt{2}}G$, как в случае распада нуклона. Для этого напишем электрический ток нуклонов и π -мезонов:

$$e\bar{\psi}\frac{1 + \tau_3}{2}\psi + e\varphi^+T_3\varphi.$$

(Пишем только изотопическую структуру взаимодействия.)

π -мезон представляет собой триплет в изотопическом пространстве, поэтому в отличие от нуклона он будет изображаться столбиком, который содержит три компоненты,

$$\pi^+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \pi^0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \pi^- = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

По аналогии с тем, как на двухкомпонентный спинор ψ действуют матрицы τ , на этот изотопический вектор будут действовать трехрядные матрицы T . Эти матрицы имеют такой вид:

$$T_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix},$$

$$T_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Матрицы T удовлетворяют соотношению $T \times T = iT$. Матрица T_3 — матрица электрического заряда. Взаимодействие с электромагнитным полем прямо пропорционально T_3 .

Теперь рассмотрим отдельно векторную часть электромагнитного тока нуклонов и π -мезонов:

$$e \left(\bar{\psi} \frac{\tau_3}{2} \psi + \varphi^+ T_3 \varphi \right).$$

Аналогично можно написать

$$\bar{\psi} \frac{\tau_1}{2} \psi + \varphi^+ T_1 \varphi$$

и

$$\bar{\psi} \frac{\tau_2}{2} \psi + \varphi^+ T_2 \varphi.$$

Умножая последнее выражение на $+i$ и складывая его с предыдущим, получим

$$\begin{aligned} \bar{\psi} \frac{\tau_1 + i\tau_2}{2} \psi + \varphi^+ (T_1 + iT_2) \varphi = \\ = \bar{\psi} \tau^+ \psi + \varphi^+ T^+ \varphi = p n + \sqrt{2} \varphi_+^+ \varphi_0 + \sqrt{2} \varphi_0^+ \varphi_-. \end{aligned}$$

Напомним, что

$$\tau^+ = \frac{\tau_1 + i\tau_2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad T^+ = T_1 + iT_2 = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\tau^- = \frac{\tau_1 - i\tau_2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad T^- = T_1 - iT_2 = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Таким образом, π -мезонный матричный элемент содержит дополнительный коэффициент $\sqrt{2}$ по сравнению с нуклонным матричным элементом. Этот же результат легко получить «на пальцах», если вспомнить, что $\pi^+ = p\bar{n}$, а $\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} - n\bar{n})$. Распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ может идти за счет двух возможных процессов: распада протона $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ и распада антинейтрона $\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu$; если амплитуда каждого из них пропорциональна $\frac{G}{\sqrt{2}}$, то суммарная амплитуда перехода $\pi^+ \rightarrow \pi^0$ будет пропорциональна $\frac{2G}{\sqrt{2}\sqrt{2}} = G$. Итак, амплитуда распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ имеет вид

$$G\bar{u}\gamma_+ (k_a^+ + k_a^0)\bar{u}_e\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu.$$

Знание амплитуды позволяет рассчитать все характеристики распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ и, в частности, его вероятность (см. § 8).

Аналогия с электродинамикой — следствие минимальной модели

Аналогия с электродинамикой позволила сделать ряд выводов. Основной из них заключается в том, что векторная константа распада нейтрона равна «голой» константе слабого взаимодействия. Этот вывод о неперенормируемости векторной константы слабого взаимодействия, сохраняющего странность, так же как и другие рассмотренные выше выводы, является неизбежным следствием модели Сакаты. Это связано с тем, что векторный нуклонный ток в модели Сакаты автоматически сохраняется *).

В других теориях, в которых имеется не одна пара элементарных частиц, обладающих одинаковой странностью, а несколько мультиплетов элементарных частиц, сохраняющийся

*) В сохранении векторного нуклонного тока в модели Сакаты легко убедиться, если вычислить его дивергенцию $\frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{p}\gamma_\alpha n)$, предполагая, что лагранжиан изотопически инвариантного сильного взаимодействия является четырехфермионным или обусловлен обменом нейтральными промежуточными мезонами, как это имеет место, например, в векторной модели (см. § 1).

ток (если мы хотим иметь сохраняющийся ток) приходится «делать руками». Действительно, пусть π -мезоны, K -мезоны, Σ -гипероны, Ξ -гипероны элементарны и обладают первичным слабым взаимодействием с лептонами. Рассмотрим слабое взаимодействие нуклонов с лептонами. Так как протон часть времени проводит в виде $n + \pi^+$ или $\Lambda + K^+$, или $\Sigma^0 + K^+$ и т. д., то каждой из этих частиц нужно искусственно подобрать константы первичного слабого взаимодействия таким образом, чтобы вклад всех виртуальных частиц не изменил нуклонной векторной константы.

Мы видим, что в теории, в которой все элементарные частицы элементарны, сохранение векторного тока не только не обязательно, но представляется маловероятной случайностью. В модели Сакаты (и более общим образом — в минимальной модели) это сохранение неизбежно. Поэтому если будет доказано, что опыт противоречит хотя бы одному из многочисленных следствий сохранения тока, то это будет означать, что минимальная модель неправильна и что нельзя считать, что все сильно взаимодействующие частицы могут быть описаны как собственные состояния системы трех взаимодействующих барионных полей.

§ 7. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ С СОХРАНЕНИЕМ СТРАННОСТИ. ИЗОТОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НУКЛОННОГО ТОКА

Нуклонный ток — изовектор

Аналогия векторного тока, сохраняющего странность, с электродинамическим током, рассмотренная в предыдущем параграфе, основана на двух свойствах векторного тока: во-первых, он сохраняется, во-вторых, он является изотопическим вектором. Аксиальный ток, сохраняющий странность, не сохраняется и не похож на электродинамический ток: последний имеет вид $\bar{\psi}\gamma_\alpha\psi$, но не $\bar{\psi}\gamma_\alpha\gamma_5\psi$. Однако и аксиальный ток подобно векторному является, согласно нашей модели, изотопическим вектором: он обусловлен переходом $p \leftrightarrow n$. Это свойство позволяет нам применить к этому току некоторые правила отбора, так называемые правила отбора по изотопической четности.

Изотопический поворот и зарядовое сопряжение

Для того чтобы выяснить, что такое изотопическая четность, нам придется снова вернуться к сильным взаимодействиям и более подробно рассмотреть две операции: зарядовое сопряжение и поворот в пространстве изотопического спина.

Мы уже говорили о том, что сильное взаимодействие сохраняет зарядовую четность и изотопически инвариантно. Когда система подчиняется сразу двум законам сохранения, то на этой основе могут возникнуть дополнительные запреты, дополнительные правила отбора, которые ни одним из этих законов в отдельности не устанавливались бы.

T_2 -поворот и нуклоны

Рассмотрим поворот в пространстве изотопического спина на 180° вокруг второй оси (см. рис. 12). Эту операцию мы будем обозначать T_2 . Рассмотрим, как ведут себя при этой операции изотопические спиноры. Пусть имеется нуклонный изоспинор ψ

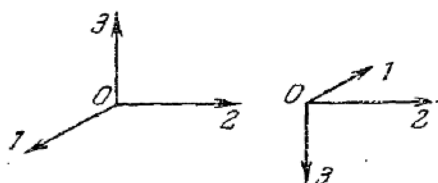


Рис. 12.

$$\psi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ для протона}$$

$$\text{и } \psi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ для нейтрона.}$$

При T_2 -повороте

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi' = i\tau_2\psi, \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi}(-i\tau_2). \end{aligned}$$

Если учесть, что

$$\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \text{ а } \tau_2^2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

то легко убедиться в том, что изотопический скаляр $\bar{\psi}\psi$ при T_2 -повороте перейдет сам в себя.

Легко видеть, что

$$\begin{aligned} i\tau_2 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} &= - \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, & i\tau_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \\ (1, 0)(-i\tau_2) &= -(0, 1), & (0, 1)(-i\tau_2) &= (1, 0). \end{aligned}$$

Таким образом, при операции T_2

$$\begin{aligned} p &\rightarrow -n, & n &\rightarrow p, \\ \bar{p} &\rightarrow -\bar{n}, & \bar{n} &\rightarrow \bar{p}. \end{aligned}$$

T_2 -поворот и π -мезоны

Рассмотрим, как ведут себя при T_2 -повороте π -мезоны. Вспомним, что

$$\pi^+ = \bar{n}p, \quad \pi^0 = \frac{\bar{p}p - \bar{n}n}{\sqrt{2}}, \quad \pi^- = \bar{p}n.$$

Здесь и в дальнейшем, чтобы не вводить дополнительных обозначений (\bar{p} и \bar{n}), мы обозначаем через \bar{p} антипротон, а

через p протон (аналогично для нейтрона). Поскольку символ \bar{p} означал рождение протона и уничтожение антипротона, то мы как бы рассматриваем волновые функции уничтожающихся частиц.

Зная, как преобразуются при T_2 -повороте волновые функции нуклонов, получим

$$\begin{aligned}\pi^+ &= p\bar{n} \rightarrow -p\bar{p} = -\pi^-, \\ \pi^- &= n\bar{p} \rightarrow -n\bar{n} = -\pi^+, \\ \pi^0 &= \frac{\bar{p}p - \bar{n}n}{\sqrt{2}} \rightarrow -\frac{\bar{p}p - \bar{n}n}{\sqrt{2}} = -\pi^0.\end{aligned}$$

Мы видим, что при T_2 -повороте волновая функция π^0 -мезона переходит сама в себя со знаком минус. Это означает, что π^0 -мезон имеет определенную (отрицательную) четность при T_2 -преобразовании.

Что касается π^+ - и π^- -мезонов, то при T_2 -повороте они переходят не сами в себя, а друг в друга. Следовательно, они не имеют определенной T_2 -четности.

G-преобразование

Дополним теперь операцию T_2 операцией зарядового сопряжения C , при которой

$$\pi^+ \rightarrow \pi^-, \quad \pi^- \rightarrow \pi^+, \quad \pi^0 \rightarrow \pi^0.$$

Легко видеть, что при совместном действии T_2 и C

$$\pi^+ \rightarrow -\pi^+, \quad \pi^- \rightarrow -\pi^-, \quad \pi^0 \rightarrow -\pi^0.$$

Произведение операций C и T_2 обозначается буквой G :

$$G = CT_2 = T_2C.$$

Мы видим, что все три π -мезона имеют отрицательную G -четность. В литературе G -четность иногда называют изотопической четностью.

Теорема Ли и Янга

То обстоятельство, что волновая функция π -мезона имеет определенную изотопическую четность, позволяет установить правила отбора по этому квантовому числу для систем π -мезонов.

Действительно, так как сильное взаимодействие сохраняет и зарядовую четность и изотопический спин, то оно сохраняет и G -четность. Поэтому G -четность замкнутой системы сильно взаимодействующих частиц не может измениться. Отсюда следует, что нечетное число π -мезонов может переходить только в нечетное число π -мезонов, четное число π -мезонов может переходить только в четное. Другими словами, диаграмма, содержащая только π -мезонные внешние линии, лишь в том случае отлична от нуля, когда число этих линий четно. Эта теорема, сформулированная Ли и Янгом, напоминает теорему Фарри для фотонов.

Теорема Ли и Янга справедлива не только тогда, когда все внешние мезонные линии отвечают реальным мезонам, но и тогда, когда некоторые из них (или все) отвечают виртуальным мезонам. Например, в силу этой теоремы должна равняться нулю такая диаграмма (рис. 13):

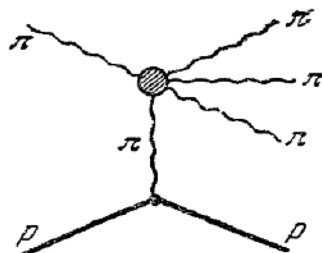


Рис. 13.

так как верхний блок ее содержит нечетное число π -мезонных «хвостов».

Если диаграмма содержит, кроме π -мезонных внешних линий, внешние линии других частиц, например нуклонов, то сформулированное выше правило, вообще говоря, неприменимо.

G -четность нуклона

Это связано с тем, что другие известные частицы (K , N , Λ , Σ , Ξ) не имеют определенной изотопической четности. Действительно, при G -преобразовании

$$\begin{aligned} p &\rightarrow -\bar{n}, & n &\rightarrow \bar{p}, \\ \bar{p} &\rightarrow -n, & \bar{n} &\rightarrow p, \\ \Lambda &\rightarrow \bar{\Lambda}, & \Sigma^+ &\rightarrow \bar{\Sigma}^-, \end{aligned}$$

Легко понять, что для того, чтобы иметь определенную G -четность, частица должна иметь равные нулю барионный заряд и странность, так как зарядовое сопряжение меняет знак этих квантовых чисел, а T_2 -поворот — нет.

G -четность системы нуклон и антинуклон

Хотя нуклон и антинуклон не имеют определенной G -четности, система нуклон плюс антинуклон имеет определенную G -четность, которая определяется тем, каковы спин s , орбитальный момент l и изотопический спин T этой системы (напомним, что π -мезон есть связанное состояние системы нуклон плюс антинуклон с $s=0$, $l=0$, $T=1$).

В § 3 мы установили, что зарядовая четность системы протон плюс антипротон равна

$$C = (-1)^{l+s}.$$

То же относится к зарядовой четности системы нейтрон плюс антинейтрон.

Рассмотрим теперь изотопические состояния системы нуклон плюс антинуклон.

Системы $\bar{p}p$ и $\bar{n}n$ в результате сильного взаимодействия могут переходить друг в друга. Диагональными, т. е. сохраняющимися, являются их линейные комбинации:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}p + \bar{n}n) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{\psi}\psi, & T=0, & T_3=0, \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}p - \bar{n}n) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{\psi}\tau_3\psi, & T=1, & T_3=0. \end{aligned}$$

Первое состояние является изотопическим скаляром (синглетом). Второе является компонентой изотопического вектора, компонентой изотопического триплета. Две другие компоненты этого триплета:

$$\begin{aligned} \bar{p}n &= \bar{\psi}\tau^+\psi, & T=1, & T_3=-1, \\ \bar{n}p &= \bar{\psi}\tau^-\psi, & T=1, & T_3=+1. \end{aligned}$$

При T_2 -повороте состояние системы нуклон плюс антинуклон с $T=0$, $T_3=0$ перейдет само в себя со знаком плюс, а состояние с $T=1$, $T_3=0$ перейдет само в себя со знаком минус. Следовательно, T_2 -четность системы нуклон плюс антинуклон с $T_3=0$ равна $(-1)^T$.

Для нейтральной системы нуклон плюс антинуклон мы можем воспользоваться определением $G = CT_2$ и получим

$$G = (-1)^{l+s+T}.$$

Получив эту формулу для нейтральной компоненты с $T_3=0$, мы можем, пользуясь изотопической инвариантностью, распространить ее на заряженные состояния системы нуклон плюс антинуклон ($\bar{p}n, n\bar{p}$), для которых $T_3 = \pm 1$.

G-четность и аннигиляция

Полученная формула позволяет установить правила отбора π -мезонной аннигиляции нуклона и антинуклона (рис. 14).

G -четность системы $\bar{N}N$ равна $(-1)^{l+s+T}$; G -четность системы, состоящей из n π -мезонов, равна $(-1)^n$. Так как сильные взаимодействия сохраняют G -четность, то при аннигиляции должно выполняться равенство

$$(-1)^{l+s+T} = (-1)^n.$$

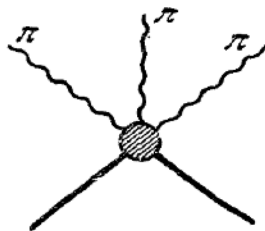


Рис. 14.

Так, при аннигиляции медленного ($l=0$) антинейтрона в водороде ($T=1$) в состоянии с $s=1$ может возникнуть только четное число π -мезонов ($n=2, 4, \dots$), а в состоянии с $s=0$ — только нечетное ($n=3, 5, \dots$).

G-четность ω^0 -мезона

Из сохранения G -четности сразу получаются правила отбора для распада нейтрального векторного мезона ω^0 : G -четность ω^0 -мезона, у которого изотопический спин равен нулю, зарядовая четность, так же как у фотона, отрицательна, а полный спин равен единице, должна быть отрицательна. Следовательно, такой мезон может распасться на три π -мезона и не может распасться на два:

$$\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0,$$

$$\omega^0 \not\rightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

Последний распад может идти только за счет совместного действия сильного и электромагнитного взаимодействий. (Электромагнитное взаимодействие изотопически неинвариантно и, следовательно, не сохраняет G -четности.)

G -четность и β -распад

Мы сделали довольно далекий экскурс в сильное взаимодействие. Сейчас вернемся к слабому взаимодействию и рассмотрим β -распад нейтрона. Мы уже много раз писали матричный элемент β -распада. Он представляет собой сумму двух членов — векторного и аксиального:

$$V_\alpha = \bar{u}_p [f_1 \gamma_\alpha - f_2 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta - f_3 q_\alpha] u_n,$$

$$A_\alpha = \bar{u}_p [g_1 \gamma_\alpha - g_2 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta - g_3 q_\alpha] \gamma_5 u_n.$$

Матричный элемент V_α представляет собой исходный векторный слабый ток v_α , «одетый» виртуальными сильными взаимодействиями ($v_\alpha = \bar{p} \gamma_\alpha n$), A_α представляет собой «одетый» аксиальный ток a_α ($a_\alpha = \bar{p} \gamma_\alpha \gamma_5 n$).

Легко видеть, что эти исходные токи v_α и a_α имеют определенные (и различные) G -четности. Чтобы убедиться в этом заметим, что β -распад

$$n \rightarrow p + e^- + \nu$$

эквивалентен своеобразному аннигиляционному процессу

$$n + \bar{p} \rightarrow e^- + \nu.$$

Ток $\bar{p} \gamma_\alpha n$ описывает аннигиляцию из состояний с нечетным значением $l + s$. Ток $\bar{p} \gamma_\alpha \gamma_5 n$ описывает аннигиляцию из состояний с четным значением $l + s$. (Напомним, что при зарядовом сопряжении вектор γ_α и аксиальный вектор $\gamma_\alpha \gamma_5$ ведут себя по-разному.) Так как сильные взаимодействия, «одевающие» исходные токи, изотопически инвариантны и сохраняют зарядовую четность, то должны выполняться равенства

$$\left. \begin{aligned} G(V_\alpha) &= G(v_\alpha), \\ G(A_\alpha) &= G(a_\alpha). \end{aligned} \right\} \quad (*)$$

Выясним, как ведут себя при G -преобразовании различные слагаемые, входящие в V_α и A_α . Заметим, что при изотопическом повороте T_2 все эти члены ведут себя одинаково, так как являются компонентами изотопического вектора.

Различие между ними связано с тем, что они ведут себя различным образом при зарядовом сопряжении.

Как мы выяснили в § 3, при зарядовом сопряжении C скаляр (1), псевдоскаляр (γ_5) и аксиал ($\gamma_a \gamma_5$) не меняют знака, а вектор (γ_a) и тензор ($\gamma_a \gamma_\beta$) меняют знак (все это в теории q -чисел).

Следовательно, члены

$$\bar{u}_p \gamma_a u_n, \quad \bar{u}_p \sigma_{\alpha\beta} q_\beta u_n, \quad \bar{u}_p \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \gamma_5 u_n$$

имеют положительную G -четность, а члены

$$\bar{u}_p \gamma_a \gamma_5 u_n, \quad \bar{u}_p q_a u_n, \quad \bar{u}_p q_a \gamma_5 u_n$$

— отрицательную. Отсюда и из равенств (*) следует, что $f_3 = 0$ и $g_3 = 0$. Равенство нулю f_3 не является для нас новым результатом: в § 6 мы выяснили, что f_3 («эффективный скаляр») должен равняться нулю в силу сохранения векторного тока. Теперь оказывается, что эффективный скаляр «дважды запрещен».

В то же время слабый магнетизм не запрещается сохранением G -четности. В выражении для A_α , наоборот, член, пропорциональный g_3 («эффективный псевдоскаляр»), разрешен, а член, пропорциональный g_2 , запрещен. Этот последний член по аналогии со слабым магнетизмом можно было бы назвать «слабым диполем», так как он напоминает электрический дипольный момент. Сохранение G -четности в сильных взаимодействиях требует, чтобы слабый диполь был запрещен, аналогично тому как сохранение комбинированной четности запрещает частице иметь электрический дипольный момент.

Другие распады

Все сказанное выше о β -распаде относится, разумеется, и к матричному элементу μ -захвата. Тот факт, что исходные слабые токи v_a и a_a имеют определенную G -четность, позволяет установить связь между матричными элементами распадов

$$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu \quad \text{и} \quad \Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}.$$

Эти матричные элементы должны быть одинаковы.

К сожалению, β -распад нейтрона, μ -захват и распады $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda^0 + e^\pm + \nu$ могут служить только для проверки того,

что исходные токи v_α , a_α действительно представляют собой изотопические векторы с определенной (но различной) G -четностью. Эти процессы ничего не могут дать для проверки того, не содержались ли в исходных токах члены, представляющие собой изотопические тензоры более высокого ранга. Это связано с тем, что взаимодействие с $\Delta T \geq 2$ не может дать вклада в переходы $(T = 1/2) \rightarrow (T = 1/2)$, $(T = 1) \rightarrow (T = 0)$. Такое взаимодействие могло бы проявиться, например, в переходах $(T = 1) \rightarrow (T = 1)$.

§ 8. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ С СОХРАНЕНИЕМ СТРАННОСТИ. РАСЧЕТЫ КОНКРЕТНЫХ ПРОЦЕССОВ

Продолжим рассмотрение лептонных распадов, в которых странность сильно взаимодействующих частиц до и после распада одинакова.

Выше был определен вид матричных элементов для различных распадов. Теперь с помощью этих матричных элементов и вычислительной техники, которая была изложена на примере распада мюона (см. § 4), мы рассчитаем характеристики ряда распадов.

Распад π_{e3} ($\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$)

Матричный элемент π_{e3} -распада имеет вид

$$M = G \varphi_0^+ \varphi_+ (k_\alpha^0 + k_\alpha^+) \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e,$$

где φ_0 , k_α^0 и φ_+ , k_α^+ — волновые функции и 4-импульсы соответственно π^0 - и π^+ -мезонов, $\bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e$ — лептонный ток.

Рассмотрим распад в системе, где распадающийся π^+ -мезон покоится. Выделяемая энергия $Q = m_{\pi^+} - m_{\pi^0} = 139,6 - 135 = 4,6$ мэв. Поэтому π^0 -мезон, возникший при распаде π^+ -мезона можно считать практически покоящимся, а это означает, что его 4-импульс имеет только энергетическую компоненту: $E_0 = m_{\pi^0}$, $k_0 = 0$. Поэтому

$$\varphi_0^+ \varphi_+ (k_\alpha^0 + k_\alpha^+) = \begin{cases} \varphi_0^+ \varphi_+ (E_0 + E_+) \approx \varphi_0^+ \varphi_+ \cdot 2m_\pi, & \text{если } \alpha = 4, \\ 0, & \text{если } \alpha \neq 4, \end{cases}$$

и потому

$$M = G \cdot 2m_\pi \bar{u}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) u_e \varphi_0^+ \varphi_+.$$

Вероятность π_{e_s} -распада равна

$$W = \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^5} \int \frac{d\mathbf{p}_\nu d\mathbf{p}_e d\mathbf{k}_0}{2E_\nu 2E_e 2m_\pi} \frac{|\overline{M}|^2}{2m_\pi} \delta^4(k_+ - k_0 - p_\nu - p_l).$$

Вычислим $|\overline{M}|^2$ (черта означает суммирование по поляризации ν и e):

$$\begin{aligned} \frac{|\overline{M}|^2}{4m_\pi^2 G^2} &= \overline{|\mathbf{u}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) \mathbf{u}_e|^2} = \\ &= \text{Sp}(\hat{p}_e + m_e) \gamma_4 (1 + \gamma_5) \hat{p}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) = \\ &= 2\text{Sp} \hat{p}_e \gamma_4 \hat{p}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) = 2\text{Sp} \hat{p}_e \gamma_4 \hat{p}_\nu \gamma_4 = \\ &= 2\text{Sp} \hat{p}_e \gamma_4 (E_\nu \gamma_4 - \mathbf{p}_\nu \boldsymbol{\gamma}) \gamma_4 = 2\text{Sp} \hat{p}_e (E_\nu \gamma_4 + \mathbf{p}_\nu \boldsymbol{\gamma}) = \\ &= 8(E_e E_\nu + \mathbf{p}_e \mathbf{p}_\nu) = 8E_e E_\nu (1 + \mathbf{v}_e \mathbf{v}_\nu). \end{aligned}$$

Подставим полученный результат в W :

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{(2\pi)^5} G^2 \times \\ &\times 8 \int E_e E_\nu (1 + \mathbf{v}_e \mathbf{v}_\nu) \frac{d\mathbf{p}_e d\mathbf{p}_\nu}{2E_e 2E_\nu} d\mathbf{k}_0 \delta^4(k_+ - k_0 - p_\nu - p_e) = \\ &= \frac{2G^2}{(2\pi)^5} \int (1 + \mathbf{v}_e \mathbf{v}_\nu) d\mathbf{p}_e d\mathbf{p}_\nu \delta(E_\nu + E_e - \Delta), \\ &\Delta = m_{\pi^+} - m_{\pi^0} = 4,6 \text{ Мэв}. \end{aligned}$$

Интеграл по фазовому объему вычислим, пренебрегая массой электрона ($|\mathbf{p}_e| = E_e$):

$$\int (1 + \mathbf{v}_e \mathbf{v}_\nu) d\mathbf{p}_e d\mathbf{p}_\nu \delta(E_\nu + E_e - \Delta) = \int d\mathbf{p}_e d\mathbf{p}_\nu \delta(E_\nu + E_e - \Delta);$$

так как член $\mathbf{v}_e \mathbf{v}_\nu$ линеен по косинусу, то при интегрировании он даст 0.

$$\begin{aligned} \int d\mathbf{p}_e d\mathbf{p}_\nu \delta(E_e + E_\nu - \Delta) &= \\ &= (4\pi)^2 \int |\mathbf{p}_e|^2 d|\mathbf{p}_e| |\mathbf{p}_\nu|^2 d|\mathbf{p}_\nu| \delta(E_\nu + E_e - \Delta) = \\ &= (4\pi)^2 \int E_e^2 dE_e E_\nu^2 dE_\nu \delta(E_\nu + E_e - \Delta) = \\ &= (4\pi)^2 \int E_e^2 dE_e (\Delta - E_e)^2 = \\ &= (4\pi)^2 \Delta^5 \int_0^1 x^2 (1-x)^2 dx = \frac{(4\pi)^2 \Delta^5}{30}. \end{aligned}$$

Окончательно получаем, что полная вероятность распада равна

$$W = \frac{2G^2 (4\pi)^2 \Delta^5}{(2\pi)^5 30} = \frac{G^2 \Delta^5}{30\pi^3}.$$

Учет конечности масс электрона ($\frac{m_e}{\Delta} \neq 0$) и π -мезона ($\frac{\Delta}{m_\pi} \neq 0$) дает примерно 10%-ую поправку к этому выражению:

$$W = \frac{G^2 \Delta^6}{30\pi^3} \left(1 - \frac{5m_e^2}{\Delta^2} - \frac{3}{2} \frac{\Delta}{m_\pi} \right).$$

Рассчитанная нами вероятность распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ составляет примерно 10^{-8} от вероятности распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$.

Заметим, что в распаде, который мы рассмотрели, нам было, по существу, все известно. Матричный элемент мы знаем точно в силу сохранения векторного тока и малости энергии, выделяемой в распаде (см. § 6). Поэтому величина вероятности распада совершенно однозначно предсказывается теорией и экспериментально можно установить, правильна теория или неправильна.

Измерение вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$, которое было предложено уже довольно давно, лет семь назад, Зельдовичем, представляет очень большой интерес. Оно позволило бы проверить предсказание теории универсального взаимодействия, предсказание, которое основано на аналогии с электродинамикой *).

Распады $\pi_{\mu 3} (\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu)$ и $\pi_{e 3} (\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu)$

В матричном элементе, описывающем эти процессы, фактор, возникающий из-за сильных взаимодействий, нам не известен. Поэтому для матричного элемента мы должны написать

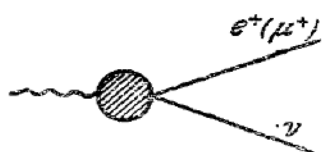


Рис. 15.

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} f \varphi k_\alpha \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l,$$

где φ — волновая функция π -мезона, а k — его 4-импульс (индекс l означает — μ или e), $k = p_l + p_\nu$. Величина

f одинакова для распадов $\pi_{\mu 3}$ и $\pi_{e 3}$. Чтобы пояснить это, заметим, что f возникает благодаря виртуальным сильным взаимодействиям и аксиальному слабому взаимодействию (рис. 15). Величина f определяется свойствами блока, заштрихованного

*) Опыты по измерению вероятности $\pi_{e 3}$ -распада, поставленные в Дубне и ЦЕРНе, дали в 1962 г. результаты, находящиеся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями.

на рисунке. Так как лептоны испускаются в одной точке (локально) и так как слабое взаимодействие универсально, то f не зависит от того, какие лептоны вылетели, а зависит лишь от квадрата переданного лептонам 4-импульса. Но в нашем случае и для $\pi_{\mu 2}^-$ и для $\pi_{\mu 1}^-$ распадов квадрат переданного 4-импульса есть m_π^2 . Следовательно, константа f одинакова для указанных распадов. Это позволяет нам, хотя мы и не можем вычислить вероятность каждого распада в отдельности, предсказать их отношение.

Для упрощения матричного элемента используем уравнение Дирака:

$$k_\alpha \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l = \bar{u}_\nu (\hat{p}_\nu + \hat{p}_l) (1 + \gamma_5) u_l = m_l \bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) u_l.$$

Отсюда

$$M = \frac{f m_l G}{\sqrt{2}} \varphi \bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) u_l.$$

Теперь вычислим вероятность распада:

$$\begin{aligned} W &= \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^6} \int \frac{d^3 p_l d^3 p_\nu}{2E_l 2E_\nu} \frac{|M|^2}{2m_\pi} \delta^4(k - p_l - p_\nu) = \\ &= \frac{(2\pi)^4 G^2 f^2 m_l^2}{(2\pi)^6 2m_\pi \cdot 2} \int \frac{d^3 p_l d^3 p_\nu}{2E_l 2E_\nu} \delta^4(k - p_l - p_\nu) |\bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) u_l|^2, \\ |\bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) u_l|^2 &= \text{Sp } \hat{p}_\nu (1 - \gamma_5) (\hat{p}_l + m_l) (1 + \gamma_5) = 8(p_l p_\nu). \end{aligned}$$

Здесь черта означает суммирование по спиновым состояниям l и ν . Отсюда для W имеем

$$\begin{aligned} W &= \frac{G^2 f^2 m_l^2 8 p_l p_\nu}{4\pi^2 \cdot 16 m_\pi} \int \frac{d^3 p_l d^3 p_\nu}{E_l E_\nu} \delta^4(k - p_l - p_\nu) = \\ &= \frac{G^2 f^2 m_l^2 \cdot 8 p_l p_\nu}{64\pi^2 m_\pi} \int \frac{d^3 p_l}{E_l} \delta(E_l + E_\nu - m_\pi). \end{aligned}$$

Интеграл по фазовому объему лептона не представляет трудностей ($|\mathbf{p}_l| = |\mathbf{p}_\nu| = E_\nu = p$):

$$\begin{aligned} \int \frac{d^3 p_l}{E_l} \delta(E_l + E_\nu - m_\pi) &= \\ &= \int \frac{4\pi p^2 dp}{p E_l} \delta(p + E_l - m_\pi) = \frac{4\pi p^2}{p E_l} \frac{d(p + E_l)}{dp} = 4\pi \frac{p}{m_\pi}. \end{aligned}$$

Отметим, что из $(p_l + p_\nu)^2 = m_\pi^2$ следует

$$2p_l p_\nu = m_\pi^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_\pi^2}\right).$$

Вероятность распада равна

$$W = \frac{G^2 f^2 m_\pi}{8\pi} m_l^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_\pi^2}\right)^2.$$

Заметим, что константа f в этом случае имеет размерность массы

$$[f] = [m].$$

Сравнивая это выражение с найденной на опыте вероятностью распада π -мезона, получим, что $f \approx m_\pi$.

Отношение вероятностей распадов на $e + \nu$ и $\mu + \nu$ не зависит от неизвестной нам функции f и равно

$$R = \frac{w(e + \nu)}{w(\mu + \nu)} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right)^2 \approx 1,3 \cdot 10^{-4}.$$

Долгое время экспериментаторы никак не могли обнаружить π_{e_2} -распад, и отсутствие этого распада считалось одной из основных трудностей теории универсального $V-A$ -взаимодействия. Этот распад был обнаружен осенью 1958 г. В настоящее время эксперименты дают значение отношения R , хорошо совпадающее с теоретическим.

Поляризация мюонов в π_{μ_2} -распаде

Так как спин π^+ -мезона равен нулю, а нейтрино поляризовано антипараллельно своему импульсу, то и μ^+ -мезон должен быть поляризован антипараллельно своему импульсу (см. рис. 16, где большими стрелками обозначены импульсы, а малыми — поляризации частиц).

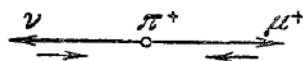


Рис. 16.

Аналогичным образом, в распаде π^- -мезона должны быть продольно поляризованы по импульсу. То же относится, разумеется, и к e^+ и e^- в распадах $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$. Такая поляризация e и μ может быть названа «вынужденной»: как мы увидим ниже, в β -распаде, где нет таких строгих кинематических ограничений, e^- поляризованы в основном антипараллельно своему импульсу.

Измерение поляризации мюонов, возникающих при распаде π -мезонов, находится в согласии с предсказаниями теории.

β -распад нейтрона

Перейдем к распаду нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$; амплитуда этого распада равна

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} (V_\alpha + A_\alpha) \bar{u}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_n,$$

где, как показано выше (§§ 5—7),

$$V_\alpha = \bar{u}_p (f_1 \gamma_\alpha - f_2 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta) u_n,$$

$$A_\alpha = \bar{u}_p (g_1 \gamma_\alpha - g_3 q_\alpha) \gamma_5 u_n.$$

Если пренебречь «слабым магнетизмом» (f_2) и «эффективным псевдоскаляром» (g_3), которые в β -распаде дают малый вклад, и обозначить $g_1/f_1 = \alpha$, то амплитуду β -распада нейтрона можно представить в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_p \gamma_\alpha (1 + \alpha \gamma_5) u_n \bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu.$$

Коэффициент при γ_α в барионном сомножителе равен единице вследствие сохранения векторного тока. Коэффициент α при $\gamma_\alpha \gamma_5$, обусловленный сильным взаимодействием, есть некоторая величина, которую мы вычислить не можем. В «голом» взаимодействии она равна 1. Для реального нейтрона, как мы знаем из эксперимента, $\alpha = 1,25$ (см. ниже). Если считать излагаемую теорию слабого взаимодействия правильной, то из опытов по β -распаду нейтрона мы извлекаем, по существу, только величину α . Мы пока не можем объяснить, почему α так близко к единице.

Вычислим вероятность распада нейтрона.

В вычислениях протон и нейтрон можно рассматривать нерелятивистскими, так как выделяемая энергия $Q \approx 1,3 \text{ Мэв}$. Это существенно упрощает вычисления.

Четырехмерный спинор имеет вид $u = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix}$, где φ и χ — двухкомпонентные спиноры. При $|p| \ll m$, компонента χ стремится к нулю, потому что $\chi = \frac{\sigma p}{E + m} \varphi$. Поэтому спиноры протона и нейтрона из четырехкомпонентных превращаются в двухкомпонентные:

$$u_p = (\varphi_p^+, 0), \quad u_n = \begin{pmatrix} \varphi_n \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Рассмотрим нерелятивистский предел выражений, входящих в матричный элемент:

$$\bar{u}_p \gamma_4 u_n = (\varphi_p^+, 0) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_n \\ 0 \end{pmatrix} = \varphi_p^+ \varphi_n,$$

$$\bar{u}_p \boldsymbol{\gamma} u_n = (\varphi_p^+, 0) \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_n \\ 0 \end{pmatrix} = 0,$$

$$\bar{u}_p \gamma_4 \gamma_5 u_n = -(\varphi_p^+, 0) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_n \\ 0 \end{pmatrix} = 0,$$

$$\bar{u}_p \boldsymbol{\gamma} \gamma_5 u_n = -(\varphi_p^+, 0) \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_n \\ 0 \end{pmatrix} = -\varphi_p^+ \boldsymbol{\sigma} \varphi_n.$$

В результате матричный элемент приобретет вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \{ \varphi_p^+ \varphi_n \bar{u}_e \gamma_4 (1 + \gamma_5) u_\nu + \alpha \varphi_p^+ \boldsymbol{\sigma} \varphi_n \cdot \bar{u}_e \boldsymbol{\gamma} (1 + \gamma_5) u_\nu \}.$$

Получилась сумма двух слагаемых — векторного и аксиального; у векторного отлична от нуля только временная часть, а у аксиального — только пространственная.

Теперь найдем квадрат матричного элемента, просуммированного по спиновым состояниям протона, электрона и нейтрино и усредненного по спиновым состояниям нейтрона:

$$|M|^2 = \frac{G^2}{2} \{ |\overline{\varphi_p^+ \varphi_n \cdot \bar{u}_e \gamma_4 (1 + \gamma_5) u_\nu}|^2 + \alpha^2 |\overline{\varphi_p^+ \boldsymbol{\sigma} \varphi_n \cdot \bar{u}_e \boldsymbol{\gamma} (1 + \gamma_5) u_\nu}|^2 \}.$$

Интерференционный член при усреднении обращается в нуль. Вычислим $|\overline{\varphi_p^+ \varphi_n}|^2$. Проекционный оператор $\Lambda = \hat{p} + m$ в нерелятивистском приближении есть

$$\Lambda = m(1 + \gamma_4) = m \begin{pmatrix} I + I & 0 \\ 0 & I - I \end{pmatrix} = 2m \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Здесь 1 — четырехрядная единичная матрица, а I — двухрядная единичная матрица. Если бы мы рассматривали поляризованные частицы, то оператор Λ_s содержал бы матрицы $\boldsymbol{\sigma}$.

Суммирование по спиновым состояниям протона и усреднение по спиновым состояниям нейтрона дает ($m_p = m_n = m$):

$$|\overline{\varphi_p^+ \varphi_n}|^2 = \frac{1}{2} \text{Sp} (2m_p I \cdot 2m_n \cdot I) = (2m)^2,$$

$$\overline{\varphi_p^+ \boldsymbol{\sigma}_i \varphi_n \varphi_n^+ \boldsymbol{\sigma}_k \varphi_p} = \frac{1}{2} \text{Sp} 2m \boldsymbol{\sigma}_i \cdot 2m \boldsymbol{\sigma}_k = (2m)^2 \delta_{ik},$$

где $i, k = 1, 2, 3$. Здесь черта означает суммирование по поляризациям протона и усреднение по поляризациям нейтрона. Если воспользоваться этими соотношениями, то легко получить

$$|(\bar{u}_e \gamma_i (1 + \gamma_5) u_n)(\varphi_p^\dagger \varphi_n)|^2 = 32m^2 (E_e E_n + \mathbf{p}_e \mathbf{p}_n),$$

$$|\bar{u}_e \gamma_i (1 + \gamma_5) u_n \varphi_p^\dagger \sigma_i \varphi_n|^2 =$$

$$= (2m)^2 \text{Sp } \hat{p}_n \gamma_i (1 + \gamma_5) (\hat{p}_e + m) \gamma_i (1 + \gamma_5) =$$

$$= 2(2m)^2 \text{Sp } \hat{p}_n \gamma_i \hat{p}_e \gamma_i = 32m^2 (3E_e E_n - \mathbf{p}_e \mathbf{p}_n); \quad i = 1, 2, 3.$$

Подставим эти результаты в матричный элемент

$$|M|^2 = \frac{32m^2 G^2}{2} \{E_e E_n + \mathbf{p}_e \mathbf{p}_n + \alpha^2 (3E_e E_n - \mathbf{p}_e \mathbf{p}_n)\} = \\ = 16m^2 G^2 E_e E_n \{(1 + 3\alpha^2) + \mathbf{v}_e \mathbf{v}_n (1 - \alpha^2)\}.$$

Мы получили, таким образом, что электрон-нейтринная корреляция имеет вид

$$1 + \lambda \mathbf{v}_e \cos \theta_{en}, \quad \text{где } \lambda = \frac{1 - \alpha^2}{1 + 3\alpha^2}.$$

При $\alpha = 1,25$ $\lambda \simeq -0,08$. Вероятность распада равна

$$W = \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^9} \int \frac{|M|^2}{2m_n} \frac{d\mathbf{p}_n}{2E_n} \frac{d\mathbf{p}_e}{2E_e} \frac{d\mathbf{p}_\nu}{2E_\nu} \delta^4(\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_p - \mathbf{p}_e - \mathbf{p}_\nu).$$

После интегрирования по углам получаем

$$W = \frac{G^2 (4\pi)^3}{(2\pi)^5} (1 + 3\alpha^2) \int |\mathbf{p}_e|^2 |\mathbf{p}_\nu|^2 d|\mathbf{p}_e| d|\mathbf{p}_\nu| \delta(E_n + E_e - \Delta),$$

откуда для спектра электронов получаем

$$dW \sim (E_e^2 - m_e^2)^{1/2} (\Delta - E_e)^2 E_e dE_e.$$

Для вычисления полной вероятности нужно взять интеграл по спектру электронов.

Этот интеграл для случая, когда массой электрона можно пренебречь, нами вычислен (см. распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$), он равен $\frac{\Delta^5}{30}$. Однако ввиду того, что в β -распаде выделяемая кинетическая энергия сравнима с массой электрона, учет этой массы приводит к существенному уменьшению вероятности распада. Точные вычисления дают

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

Обратим внимание на следующее. Если предположить, что аксиального взаимодействия нет ($\alpha = 0$), и пренебречь массой электрона, то мы получим вероятность, в 2 раза меньшую,

чем вероятность π_{e3} -распада π^+ -мезона (при одинаковых Δ ; см. стр. 113). Это как раз отвечает тому, что коэффициент в матричном элементе распада π -мезона был в $\sqrt{2}$ раза больше, чем в β -распаде.

Итак, мы вычислили спектр электронов β -распада, электроно-нейтринную корреляцию и полную вероятность β -распада.

Наиболее точное значение величины α получается из сравнения теоретической вероятности β -распада с опытными данными по времени жизни нейтрона, полученными группой Спивака ($\tau = 1013 \pm 29$ сек). Если же величину α определить из других экспериментов, то данные по времени жизни нейтрона могут быть использованы для доказательства того, что векторная константа в β -распаде не перенормируется ($f_1 = 1$).

Поляризация электронов

При вычислении поляризации электронов, возникающих в β -распаде, заменим $u_e \bar{u}_e$ на $\Lambda_s = (\hat{p}_e + m_e)(1 + \hat{s}_e \gamma_5)$ (см. § 4). Нетрудно убедиться в том, что из произведения $(1 + \gamma_5) \times (\hat{p}_e + m_e)(1 + \hat{s}_e \gamma_5)$ ненулевой вклад в след даст только величина $\hat{p}_e - m_e \hat{s}_e$.

Если нас интересует спектр неполяризованных электронов, то в результат входит только четвертая компонента вектора p_e : $p_{e4} = E_e$. Если нас интересует спектр поляризованных электронов, то p_{e4} следует заменить на $p_{e4} - m_e s_{e4}$. Учитывая, что $s_{e4} = \frac{p_e \xi_e}{m_e}$, где p_e — импульс электрона, а ξ_e — единичный вектор поляризации электрона, определенный в его системе покоя (см. стр. 68), мы видим, что вероятность распада с испусканием поляризованного электрона пропорциональна величине

$$\left(E_e - m_e \frac{p_e \xi_e}{m_e} \right) = E_e (1 - v_e \xi_e).$$

Этот результат означает, что в β -распаде электроны поляризованы антипараллельно своему движению (левый винт) и степень их поляризации равна скорости электрона v_e (в единицах c). Действительно, число правополяризованных электронов пропорционально $1 - v_e$, число левополяризованных пропорционально $1 + v_e$. Следовательно, степень левой поляризации равна

$$\frac{(1 + v_e) - (1 - v_e)}{(1 + v_e) + (1 - v_e)} = v_e.$$

Распад поляризованного нейтрона

Если распадающийся нейтрон полностью поляризован, то угловое распределение электронов должно иметь вид

$$1 + v_e \rho_e \cos \varphi_e,$$

а угловое распределение нейтрино

$$1 + \rho_\nu \cos \varphi_\nu,$$

где

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

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

$\varphi_e(\varphi_\nu)$ — угол между спином нейтрона и импульсом электрона (нейтрино). Эти формулы легко получаются с помощью стандартной вычислительной техники. Если положить $\alpha = 1,25$, то получается $\rho_e \approx -0,08$, $\rho_\nu \approx 1$. Опытные данные согласуются с этими числами.

В силу сохранения комбинированной четности должна отсутствовать корреляция типа $\eta [\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu]$, где η — вектор поляризации нейтрона, а \mathbf{p}_e и \mathbf{p}_ν — импульсы электрона и нейтрино (см. стр. 53, 54). Опыт подтверждает этот вывод.

Захват μ^- -мезона протоном

Амплитуда процесса $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ равна

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} (V_\alpha + A_\alpha) \bar{u}_n \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\mu,$$

$$V_\alpha = \bar{u}_n [f_1 \gamma_\alpha - f_2 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta] u_p,$$

$$A_\alpha = \bar{u}_n [g_1 \gamma_\alpha - g_2 q_\alpha] \gamma_5 u_p.$$

На основе данных об электромагнитной структуре нуклонов можно заключить, что величины f_1 и f_2 (и, по-видимому, также g_1) отличаются от аналогичных величин для β -распада нейтрона не более чем на $1 - 2\%$.

Для грубой оценки пренебрежем зависимостью форм-факторов от энергии и членами, отвечающими слабому магнетизму и эффективному псевдоскаляру; тогда амплитуда приобретает вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_n \gamma_\alpha (1 + \alpha \gamma_5) u_p) (\bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\mu).$$

Вычисленное с помощью этой амплитуды сечение равно

$$\sigma = \frac{G^2 m_\mu^2}{2\pi v} (1 + 3\alpha^2),$$

где m_μ — масса мюона, а v — его скорость.

Вычислим теперь вероятность захвата μ^- -мезона с оболочки μ -атома. Как известно, вероятность равна произведению сечения σ на поток j :

$$W = \sigma j = \sigma \rho v,$$

где ρ — плотность μ -волны. В μ -атоме плотность μ^- -мезонов вблизи ядра равна $\frac{1}{\pi a^2}$, где a — боровский радиус μ -атома ($a = \frac{1}{m_\mu e^2}$, где $e^2 = 1/137$).

Учитывая это, получаем для захвата мюона в атоме мезоводорода

$$W = \frac{G^2 m_\mu^2}{2\pi v} (1 + 3\alpha^2) v \frac{m_\mu^3 e^6}{\pi} = \frac{G^2 m_\mu^5 e^6}{2\pi^2} (1 + 3\alpha^2).$$

Отношение этой вероятности к вероятности распада мюона равно

$$\frac{W(\mu^- + p \rightarrow n + \nu)}{W(\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu})} = \frac{e^6 (1 + 3\alpha^2) 192 \pi^3}{2\pi^2} \simeq 6 \cdot 10^{-4}.$$

Как показывают расчеты, поправки, обусловленные эффективным псевдоскаляром (g_3) и слабым магнетизмом (f_3), составляют для захвата мюона протоном несколько десятков процентов. Поправка, обусловленная слабым магнетизмом, теоретически рассчитывается до конца; поправка, обусловленная эффективным псевдоскаляром, может быть предсказана лишь по порядку величины. Если считать излагаемую теорию правильной, то f_1 , g_1 и f_2 нам с хорошей точностью известны из данных по β -распаду нейтрона и из данных по электромагнитной структуре нуклонов. Поэтому эксперименты по захвату мюона дадут возможность определить величину эффективного псевдоскаляра g_3 .

Распады странных частиц

Распады странных частиц с сохранением странности обладают малыми вероятностями, так как энергия, выделяемая в этих распадах, обычно очень мала. Поэтому эти распады не могут конкурировать с распадами странных частиц, в кото-

рых странность меняется и в которых выделяемая энергия велика.

Распад $K^0 \rightarrow K^+ + e^- + \bar{\nu}$ аналогичен распаду $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$. Его матричный элемент имеет вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \varphi_+^\dagger \varphi_0 (k_a^+ + k_a^0) \bar{u}_e \gamma_a (1 + \gamma_5) u_\nu,$$

а вероятность распада равна

$$W = \frac{G^2 \Delta^5}{60\pi^3}.$$

Для $\Delta = m_{K^0} - m_{K^+} = 3,7 \text{ Мэв}$ мы получаем $W \sim 0,1 \text{ сек}^{-1}$.

Вероятность распада $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0 + \bar{e} + \bar{\nu}$, наиболее «легко наблюдаемого» из подобных β -распадов в Σ -триплете, составляет 10^{-9} от полной вероятности распада Σ^- -гиперона.

Наиболее вероятными распадами странных частиц с сохранением странности являются распады

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

Форма матричных элементов этих распадов зависит от P — относительной четности Σ и Λ . Если $P = +1$, то

$$\begin{aligned} V_\alpha &= \bar{u}_\Lambda [\gamma_\alpha f_1 + \sigma_{\alpha\beta} k_\beta f_2 + k_\alpha f_3] u_\Sigma, \\ A_\alpha &= \bar{u}_\Lambda [\gamma_\alpha g_1 + \sigma_{\alpha\beta} k_\beta g_2 + k_\alpha g_3] \gamma_5 u_\Sigma. \end{aligned}$$

Если $P = -1$, то V_α и A_α меняются местами.

В силу того, что нуклонный ток имеет определенную G -четность (более точно GP -четность), функции f и g в распаде $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda + e^+ + \nu$ те же, что и в распаде $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}$. Из сохранения векторного тока следует, что $k_\alpha V_\alpha = 0$ и что

$$\begin{aligned} f_1 &= -\frac{f_3 k^2}{M_\Sigma - M_\Lambda}, \text{ если } P = +1, \\ g_1 &= \frac{g_3 k^2}{M_\Sigma + M_\Lambda}, \text{ если } P = -1. \end{aligned}$$

Это приводит к тому, что при $k \rightarrow 0$, $V_\alpha \rightarrow 0$ и, следовательно, V_α мало по сравнению с A_α . Заметим, что V_α в силу аналогии между векторным слабым током и электродинамическим током совпадает с матричным элементом конверсионного электромагнитного распада

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + e^-.$$

Оставляя только главные члены в матричном элементе, легко получить

$$W_{\Sigma^{\pm} \rightarrow \Lambda^0 + e^{\pm} \pm \nu} = \frac{3G^2 \Delta_{\pm}^5 g_1^2}{60\pi^3}, \text{ если } P = +1,$$

$$W_{\Sigma^{\pm} \rightarrow \Lambda^0 + e^{\pm} \pm \nu} = \frac{G^2 \Delta_{\pm}^5 f_1^2}{60\pi^3}, \text{ если } P = -1.$$

Если положить для ориентировки $g_1 = 1$, то получим для $P = +1$: $W_{\Sigma^+} \simeq 0,7 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$, $W_{\Sigma^-} \simeq 1,1 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$. Различие этих вероятностей связано с различием масс Σ^+ и Σ^- -гиперона и, следовательно, соответствующих величин Δ_+ и Δ_- .

Используя данные о времени жизни Σ^{\pm} -гиперонов, легко получить, что доля распадов $\Sigma \rightarrow \Lambda$ должна составлять

$$\sim 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ для } \Sigma^+ \text{-гиперона и}$$

$$\sim 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ для } \Sigma^- \text{-гиперона.}$$

Отношение $W_{\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0} / W_{\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0} \approx 0,6$; оно не зависит от предположения о величине g_1 или f_1 .

Измерение этого отношения представляет большой интерес, так как позволило бы проверить гипотезу о том, что ток, сохраняющий странность, имеет определенную GP -четность.

§ 9. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ С ИЗМЕНЕНИЕМ СТРАННОСТИ. ОБЩИЕ СВОЙСТВА

Мы начнем новый раздел — лептонные распады странных частиц.

В § 1 была изложена схема слабых взаимодействий. Согласно этой схеме, четыре тока — $\bar{e}\nu$, $\bar{\mu}\nu$, $\bar{\nu}p$, $\bar{\Lambda}p$ — взаимодействуют между собой либо непосредственно, либо через какие-то промежуточные X -мезоны, и взаимодействие этих токов обуславливает все слабые процессы (рис. 17).

Вначале мы рассмотрели взаимодействия, включающие только лептоны (распад μ -мезона и рассеяние нейтрино на электроне). Затем были рассмотрены распады сильно взаимодействующих частиц с сохранением странности. Эти распады были обусловлены взаимодействием тока $\bar{\nu}p$ с токами $\bar{e}\nu$ и $\bar{\mu}\nu$. Сейчас мы переходим к распадам, которые обусловлены взаимодействием странных частиц с лептонами.

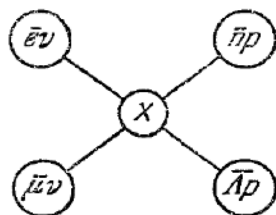


Рис. 17.

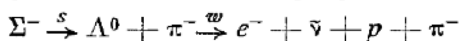
В нашей схеме единственным током, который может привести к несохранению странности в распадах странных частиц, является странный ток $\bar{\Lambda}p$, поэтому все распады странных частиц, в которых странность меняется, должны быть обусловлены током $\bar{\Lambda}p$. Заметим, что не всякий лептонный распад странной частицы обусловлен странным током $\bar{\Lambda}p$, а только такой, в котором странность сильно взаимодействующих частиц меняется. Например, рассмотренный нами ранее распад $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda^0 + e^\pm + \nu$ обусловлен нуклонным током $\bar{\nu}p$.

Распады гиперонов

К чему может привести взаимодействие тока $\bar{\Lambda}p$ с лептонными токами? Совершенно очевидно, что возникнет переход $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$. Этот β -распад Λ^0 -гиперона обусловлен токами $\bar{e}\nu$ и $\bar{\Lambda}p$. Токи $\bar{\nu}e$ и $\bar{\Lambda}p$ дадут распад $\Lambda^0 \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}$. Наличие этих лептонных распадов Λ^0 -частиц уже достаточно для того, чтобы возникли лептонные распады всех остальных гиперонов.

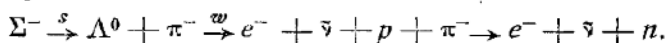
Рассмотрим электронный распад Σ^- -гиперона. В результате сильного взаимодействия Σ^- -гиперон может превратиться в $\pi^- + \Lambda^0$: $\Sigma^- \xrightarrow{s} \pi^- + \Lambda^0$ (s означает сильное взаимодействие).

Так как Λ -частица может распадаться на протон, электрон и антинейтрино, то цепочка превращений продолжится:



(w означает слабое взаимодействие).

В результате сильного взаимодействия π^- может поглощаться протоном:



Графически эту цепочку реакций можно изобразить рис. 18.

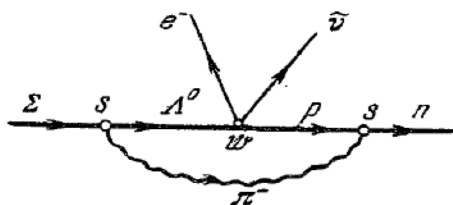
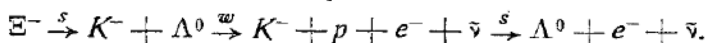
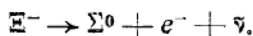


Рис. 18.

Таким образом, зная, что существует β -распад Λ -гиперона, и зная, что Λ -гиперон связан сильным взаимодействием с Σ^- -гипероном, мы получим с необходимостью, что Σ^- -гиперон должен иметь распад: $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$. Также получится распад $\Sigma^- \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}$. Легко проследить цепочку превращений в β -распаде каскадного гиперона:



Если $K^- + p$ образуют не Λ^0 , а Σ^0 , то возникает распад



Графически цепочки, описывающие эти распады, изображены на рис. 19.

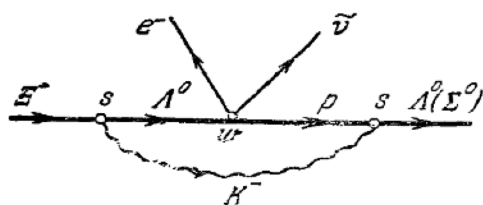


Рис. 19.

Аналогично возникнут мюонные распады Ξ^- -гиперона

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 (\Sigma^0) + \mu^- + \bar{\nu}$$

и распады нейтрального каскадного гиперона Ξ^0

$$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + e^- (\mu^-) + \bar{\nu}.$$

Таким образом, сочетание слабого и сильного взаимодействия приводит к тому, что с необходимостью возникает лептонный распад всех гиперонов. Точно таким же образом наличие лептонного распада Λ -частицы с необходимостью приводит к лептонным распадам K -мезонов.

Распады K -мезонов

В самом деле, рассмотрим K^+ -мезон. В результате сильного взаимодействия он может перейти в $p + \bar{\Lambda}$. Виртуальная $\bar{\Lambda}$ -частица может распасться в результате слабого взаимодействия:

$$K^+ \xrightarrow{s} p + \bar{\Lambda} \xrightarrow{w} e^+ (\mu^+) + \nu + \bar{p} + p.$$

У виртуальных протона и антипротона есть ряд возможностей.

1) Протон и антипротон полностью аннигилируют и не останется сильно взаимодействующих частиц; тогда возникнут распады K_{e2} ($K^+ \rightarrow e^+ + \nu$) и $K_{\mu 2}$ ($K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$); K_{e2} -распад до сих пор не наблюдался, а $K_{\mu 2}$ -распад составляет 60% всех распадов положительных K -мезонов.

2) Протон и антипротон превращаются в один π^0 -мезон. Тогда возникнут распады K_{e3}^+ ($K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0$) и $K_{\mu 3}^+$ ($K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^0$).

Вероятность каждого из них составляет примерно 4% от полной вероятности распада положительного K -мезона.

3) Протон и антипротон аннигилируют в два π -мезона. Тогда возникнут распады

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow e^+ + \nu + 2\pi^0, \\ K^+ &\rightarrow e^+ + \nu + \pi^+ + \pi^-, \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu + 2\pi^0, \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^+ + \pi^-. \end{aligned}$$

Эти распады называются K_{e3}^+ и $K_{\mu 4}^+$, их до сих пор никто не наблюдал. Вероятность K_{e3}^+ -распадов из-за малости фазового объема должна по теоретической оценке быть порядка (10^{-3} – 10^{-4}) от вероятности K_{e2}^+ -распада. Вероятность $K_{\mu 4}^+$ -распадов должна быть примерно на порядок меньше вероятности K_{e3}^+ -распада.

Надо сказать, что в принципе виртуальные протон и антипротон могут превратиться даже в три π -мезона, но такой распад K_{e3}^+ очень мало вероятен и, по-видимому, в ближайшем будущем мы его не увидим.

Аналогично можно рассмотреть и распады K^- -мезона.

Здесь отличие будет заключаться лишь в том, что K^- -мезон превращается в результате сильного взаимодействия в антипротон + Λ -гиперон. Далее, в результате слабого взаимодействия возникнут антипротон + протон + $e^- + \bar{\nu}$.

Точно так же возникнет распад нейтрального K^0 -мезона:

$$K^0 \xrightarrow{s} p + \bar{\Lambda} \rightarrow e^+ (\mu^+) + \nu + p + \bar{p}.$$

Пара $p + \bar{p}$ обладает зарядом, поэтому распады K_{e2}^0 и $K_{\mu 2}^0$ запрещены. Распады же K_{e3}^0 , $K_{\mu 3}^0$, K_{e4}^0 , $K_{\mu 4}^0$ должны происходить.

Таким образом, мы видим, что для того, чтобы объяснить целый ряд лептонных распадов странных частиц с изменением странности, вполне достаточно, чтобы имелось взаимодействие с лептонами у пары $\tilde{\Lambda} p$. Кроме того, совершенно уверенно предсказывается существование некоторых, пока еще не открытых распадов.

Однако выбор Λ -гиперона в качестве единственного представителя странных частиц в токе с изменением странности налагает очень сильные ограничения на лептонные распады странных частиц. Каковы эти ограничения?

Правило $|\Delta S| = 1$

Поскольку в нашем токе Λ переходит в протон или протон в Λ , то странность меняется только на единицу: $|\Delta S| = 1$.

Это означает, что не может быть лептонных распадов, в которых странность сильно взаимодействующих

частиц изменяется на величину, большую единицы, например на два.

К числу таких возможных распадов относится распад каскадного гиперона $\Xi^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$.

Странность каскадного гиперона равна минус 2, странность нейтрона — 0; мы видим, что странность в этом распаде менялась бы на два, а наш ток позволяет изменить странность только на единицу.

Это же относится к распаду нейтрального каскадного гиперона: $\Xi^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$, и распадам с испусканием μ -мезонов: $\Xi^- \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}$, $\Xi^0 \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}$.

Все эти распады запрещены, если единственным странным током является ток ($\bar{\Lambda}p$).

Правило $\Delta Q = \Delta S$

В нашей модели имеется еще один запрет. При переходе $\Lambda \rightarrow p$ заряд сильно взаимодействующих частиц увеличивается на единицу ($\Delta Q = +1$). Странность в этом переходе также увеличивается на единицу ($\Delta S = +1$). Следовательно, $\Delta Q = \Delta S$. При переходе $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}$ изменение заряда $\Delta Q = -1$, изменение странности $\Delta S = -1$, и снова $\Delta Q = \Delta S$.

Таким образом, в нашей схеме слабое взаимодействие подчиняется правилу

$$\Delta Q = \Delta S.$$

Это приводит к ряду запретов в лептонных распадах странных частиц. В частности, оказываются запрещенными распады Σ^+ -гиперона: $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ (\mu^+) + \nu$.

Как легко видеть, для этих распадов $\Delta Q = -1$, а $\Delta S = +1$ и, следовательно, $\Delta Q \neq \Delta S$. Этот запрет особенно интересен в связи с тем, что аналогичные распады Σ^- -гиперона: $\Sigma^- \rightarrow n + e^- (\mu^-) + \bar{\nu}$, разрешены правилом $\Delta Q = \Delta S$ и обязательно должны иметь место (см. начало этого параграфа).

Заметим, что правилу $\Delta Q = \Delta S$ не противоречит распад

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^+ + e^- + \bar{\nu}.$$

Однако из-за малости фазового объема этот распад сильно подавлен.

Аналогичным образом следует, что распады

$$K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ (\mu^+) + \nu \quad \text{и} \quad \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + e^- (\mu^-) + \bar{\nu},$$

для которых $\Delta Q = \Delta S$, разрешены, а распады

$$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- + e^+ (\mu^+) + \nu \text{ и } K^0 \rightarrow \pi^+ + e^- (\mu^-) + \bar{\nu},$$

для которых $\Delta Q = -\Delta S$, запрещены. К этим запретам мы еще вернемся позднее, когда будем обсуждать свойства нейтральных K -мезонов (см. § 15).

Применяя правило $\Delta Q = \Delta S$ к распадам K_{e_1} , легко получить, что распады

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ (\mu^+) + \nu, \quad (*)$$

$$K^+ \rightarrow 2\pi^0 + e^+ (\mu^+) + \nu$$

разрешены, а распад

$$K^+ \rightarrow 2\pi^+ + e^- (\mu^-) + \bar{\nu} \quad (**)$$

запрещен.

Именно в связи с этим предсказанием обнаружение K_{e_1} -распадов представляет большой интерес. В пластинках распады (*) и (**) должны напоминать аномальные τ -распады, так как в них возникают три заряженные частицы. Очень интересно было бы установить, что распад (*) существует, а распад (**) запрещен. Тот факт, что они похожи друг на друга, может существенно уменьшить возможную систематическую ошибку при оценке их относительной вероятности. То же самое относится к соответствующим K_{μ_1} -распадам. К сожалению, вероятность K_{e_1} -распада очень мала ($\sim 10^{-3}$ — 10^{-4} от вероятности τ -распада). До сих пор проанализировано около 2000 τ -распадов. Наконец, из правила $\Delta Q = \Delta S$ следует, что должен быть запрещен распад $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu$, в то время как распад $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + e^- + \bar{\nu}$ разрешен.

Надо сказать, что правило $\Delta Q = \Delta S$ является правилом строгим с точностью до поправок по слабому взаимодействию. Виртуальные электромагнитные взаимодействия не могут нарушить его, так как электромагнитные взаимодействия сохраняют странность. Это же относится к правилу $|\Delta S| = 1^*$.

*) В самое последнее время (летом 1962 г.) появился ряд экспериментальных результатов, находящихся в противоречии с правилом $\Delta Q = \Delta S$. Так, наблюдались запрещенные этим правилом распады $K^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^+$ и один случай распада $\Sigma^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + n$. Если последующие опыты подтвердят эти данные, то это будет означать, что странный ток не имеет такой простой структуры, как предполагалось выше, в него должны быть добавлены другие слагаемые, отсутствующие в рамках модели Сакаги.

Правило $\Delta T = \frac{1}{2}$.

Правило, к обсуждению которого мы сейчас переходим, справедливо с точностью до электромагнитных поправок потому, что оно относится не к изменению странности, а к изменению изотопического спина, а электромагнитные взаимодействия не сохраняют изотопического спина.

Из того факта, что изотопический спин Λ равен 0, а протона — $\frac{1}{2}$, следует, что ток $\bar{\Lambda}p$ изменяет изотопический спин на $\frac{1}{2}$. Иногда эту же мысль выражают так: ток $\bar{\Lambda}p$ является изотопическим спинором. Из этого свойства странного тока могут быть получены экспериментально наблюдаемые следствия; в частности, можно связать между собой вероятности распадов K_{e3} и $K_{\mu 3}$ для заряженных и для нейтральных K -мезонов.

Пусть мы хотим связать между собой вероятности распадов:

$$K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0, \quad K^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^-.$$

Для удобства обозначим пару $e^+ + \nu$ через L^+ . Тогда

$$K^+ \rightarrow L^+ + \pi^0, \quad K^0 \rightarrow L^+ + \pi^-.$$

Тот факт, что изотопический спин в этих распадах меняется на $\frac{1}{2}$, можно представить себе, но чисто условно, таким образом, что L имеет изотопический спин, равный $\frac{1}{2}$, который он и уносит. Если L является изотопическим спинором, то наряду с компонентой L^+ имеется компонента L^0 . Введение этой L^0 -компоненты есть математический прием, и никакого физического смысла в нее вкладывать не надо!

Введя представление об изотопическом спиноре L , мы можем считать, что в реакциях

$$K^+ \rightarrow L^+ + \pi^0 \text{ и } K^0 \rightarrow L^+ + \pi^-$$

изотопический спин сохраняется.

Для того чтобы получить соотношение между вероятностями этих распадов, мы воспользуемся не обычным изотопическим аппаратом, а методом, который был предложен Шмушкевичем и позволяет легко получать простейшие изотопические соотношения.

Рассмотрим образец, состоящий из K -мезонов; пусть число K^+ -мезонов в образце равно числу K^0 -мезонов. Мы можем

сказать, что в этом случае образец изотопически не поляризован. K -мезоны в образце будут распадаться по четырем различным каналам:

$$\begin{array}{ll} 1) K^+ \rightarrow \pi^+ + L^0, & 3) K^0 \rightarrow \pi^- + L^+, \\ 2) K^+ \rightarrow \pi^0 + L^+, & 4) K^0 \rightarrow \pi^0 + L^0. \end{array}$$

В силу зеркальной симметрии реакций, расположенных в одной строке, их вероятности равны

$$W_1 = W_3, \quad W_2 = W_4.$$

Так как образец изотопически не поляризован, а взаимодействие, после того как мы ввели L^0 , изотопически инвариантно, то и продукты распада должны быть изотопически не поляризованы.

Это значит, что должно быть поровну π^+ , π^- и π^0 -мезонов.

Отсюда сразу получаем, что $W_1 = W_3 = W_2 + W_4$.

Воспользовавшись теперь тем, что $W_2 = W_4$, мы можем исключить из рассмотрения фиктивные реакции, содержащие L^0 , и получить связь между W_2 и W_3 :

$$W(K_{e3}^0) = 2W(K_{e3}^+).$$

Мы получили соотношение между K_{e3} -распадами нейтрального и заряженного K -мезонов. Аналогичное соотношение, разумеется, имеет место и для $K_{\mu 3}$ -распадов.

Когда мы будем обсуждать K_1^0 , K_2^0 -мезоны, мы еще вернемся к этим соотношениям, но уже здесь следует подчеркнуть, что точное измерение вероятностей нейтральных K_{e3} - и $K_{\mu 3}$ -распадов представляет очень большой интерес.

Если подтвердятся данные о нарушении правила $\Delta Q = \Delta S$ (см. примечание на стр. 130), то это будет означать, что нарушается также и правило $\Delta T = 1/2$, обсуждаемое в этом разделе. Действительно, легко убедиться в том, что в таких распадах, как $\Sigma^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + n$, $\Delta T_3 = -3/2$ и, следовательно, $\Delta T \neq 1/2$.

Аналогичные соотношения можно установить между распадами

$$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 + e^- + \bar{\nu} \quad \text{и} \quad \Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + e^- + \bar{\nu}.$$

Отношение вероятностей этих процессов также должно равняться $1/2$.

Векторный ток $\bar{\Delta}p$ не сохраняется

Перейдем теперь к вопросу о том, сохраняется ли векторная часть тока $\bar{\Delta}p$. Закон сохранения векторного тока $\bar{\Delta}p$ позволил сделать нам ряд важных выводов о векторном взаимодействии, сохраняющем странность (равенство констант β -распада и μ -распада, предсказание вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0$, слабый магнетизм). Легко видеть, что векторный ток $\bar{\Delta}p$ не сохраняется. Это следует из различия сильных взаимодействий Δ -гиперона и протона. Уже различие свойств протона и нейтрона, электромагнитное по своей природе, приводит к тому, что сохранение векторного тока $\bar{\Delta}p$ становится не строгим, а выполняется с процентной (электромагнитной) точностью. Свойства же Δ -гиперона и протона различны в гораздо большей степени, чем свойства нейтрона и протона. Их массы отличаются примерно на 170 Мэв, а не на 1,3 Мэв, как в случае разности масс нейтрон-протон. У этих частиц разные изотопические спины: 0 у Δ и $1/2$ у p , разные сильные взаимодействия. Все это дает основание считать, что векторный ток $\bar{\Delta}p$ имеет дивергенцию, существенно отличную от нуля. Несохранение векторного тока лишает нас целого ряда следствий, которые мы имели в случае тока $\bar{\Delta}p$. Прежде всего, мы уже не можем ожидать, что векторная константа β -распада Δ -гиперона, подобно векторной константе β -распада нейтрона, не изменит своего значения под действием виртуальных сильных взаимодействий. Чтобы пояснить это, вернемся к β -распаду нейтрона.

Из-за чего отсутствует изменение векторной константы в β -распаде нейтрона?

Когда мы вычисляем распад «одетого» нейтрона, то в принципе мы должны учитывать три типа сильных взаимодействий. Во-первых, мы должны учитывать, что, до того как распадаться, нейтрон взаимодействовал: он испускал и поглощал виртуальные частицы. Во-вторых, мы должны учитывать, что возникший протон также сильно взаимодействует. Наконец, мы должны учитывать, что нейтрон может испускать виртуальные частицы, которые поглощаются протоном.

Таким образом, имеется три типа графиков (рис. 20). На этих графиках заштрихованы блоки сильного взаимодействия.

Тот факт, что нейтрон и протон принадлежат к одному и тому же изотопическому мультиплету и имеют одинаковые сильные взаимодействия, приводит к тому, что вклады всех трех графиков сокращаются, и «одетая» константа векторного

взаимодействия оказывается равна «голой». В том случае, когда сильное взаимодействие частиц до распада и после распада разное, нет оснований ожидать, что вклады трех графиков компенсируются.

Сильное взаимодействие Λ -гиперона и протона существенно различно. Поэтому мы не имеем оснований ожидать, что β -распад Λ -гиперона будет идти с той же самой константой, что и

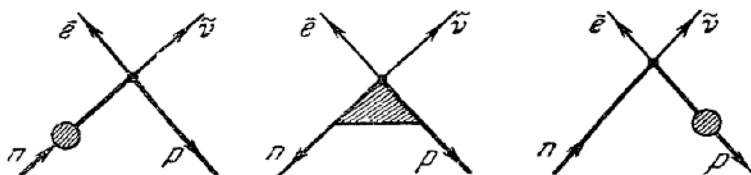


Рис. 20.

β -распад нейтрона; мы заведомо знаем, что сильные взаимодействия могут очень сильно изменить константу β -распада Λ -гиперона. Ничего удивительного в этом изменении нет.

Итак, в случае распада странных частиц с изменением странности мы лишены закона сохранения векторного тока и какой-либо аналогии с электродинамикой. Кроме того, в этом случае мы лишены G -симметрии. Напомним, что при G -преобразовании пара $\bar{n}p$ переходит сама в себя и, следовательно, может иметь определенную G -четность. Пара $\bar{\Lambda}p$ не имеет определенной G -четности, так как при G -преобразовании переходит не сама в себя, а в пару $\bar{n}\Lambda$.

Вероятности гиперонных распадов

Отсутствие G -симметрии и сохранения векторного тока приводит к тому, что в матричных элементах β -распада гиперонов разрешен как «слабый диполь», так и «эффективный скаляр». Поэтому β -распад гиперонов описывается не четырьмя, как в случае нейтрона, а шестью членами. Такой распад, как $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$, описывается матричным элементом, имеющим вид ($q = p_e + p_{\bar{\nu}} = p_\Lambda - p_p$):

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

$$V_\alpha = \bar{u}_p [f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + f_3 q_\alpha] u_\Lambda,$$

$$A_\alpha = \bar{u}_p [g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + g_3 q_\alpha] \gamma_5 u_\Lambda.$$

Про шесть неизвестных коэффициентов f и g мы знаем только, что в силу сохранения комбинированной четности они действительны. Так как мы не можем сказать, чему равны эти коэффициенты, то мы и подавно не можем сказать, чему должна равняться вероятность β -распада гиперонов. Поэтому ни о каком теоретическом предсказании вероятности β -распада гиперонов в настоящее время речи быть не может.

Часто говорят, что имеются некие противоречия между теоретической вероятностью распада гиперонов и экспериментом. Что имеется в виду, когда говорят о таком противоречии? Так как мы не можем вычислить ни один из этих шести коэффициентов, то самое разумное, что можно сделать, это выкинуть те члены, которые пропорциональны переданному импульсу, т. е. предположить, что $f_2 = f_3 = g_2 = g_3 = 0$.

Далее предположим, что $f_1 = g_1 = 1$, хотя, строго говоря, никаких оснований для этого у нас нет.

После этого мы получим матричный элемент в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_p \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\Delta \bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_n.$$

Мы заведомо знаем, что этот матричный элемент не имеет никакого отношения к делу, зато мы можем теперь вычислить вероятность распада. Полученные таким образом вероятности распадов называются «теоретическими вероятностями». Стандартный расчет дает для «теоретической вероятности» формулу

$$W = \frac{G^2 \Delta^5 C}{15\pi^3}.$$

В этой формуле Δ — максимальная энергия электрона, $\Delta = \frac{M_Y^2 - M_N^2}{2M_Y}$, где M_Y — масса гиперона, а M_N — масса нуклона. Безразмерный коэффициент C учитывает отдачу. При $\Delta \rightarrow 0$ $C \rightarrow 1$, при $\Delta \rightarrow \frac{M_Y}{2}$ $C \rightarrow 2,5$. Так что C от распада к распаду меняется не сильно.

В предельном случае $\Delta \rightarrow 0$ наша формула совпадает с формулой для вероятности β -распада нейтрона

$$W_n = \frac{G^2 \Delta^5 (1 + 3\alpha^2)}{60\pi^3},$$

если в последней положить $\alpha = 1$ (α — отношение аксиальной и векторной констант).

В предельном случае $\Delta \rightarrow \frac{M_Y}{2}$ она совпадает с формулой для вероятности распада μ -мезона:

$$W_\mu = \frac{G^2 \mu^5}{192\pi^3}.$$

С помощью нашей «теоретической формулы» легко вычислить, что вероятность β -распада по отношению к полной вероятности распада должна составлять 1,5% для Λ^0 -гиперона ($\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$), 5,8% для Σ^- -гиперона ($\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$), $\sim 6\%$ для Ξ^- -гиперона ($\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}$). Все, что до сих пор наблюдали, — это примерно полтора десятка распадов $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ на 17 000 Λ -гиперонов и несколько распадов $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$ на 5000 Σ^- -гиперонов. Так как имеются большие неопределенности в эффективности обнаружения β -распада гиперонов, то вероятности этих распадов не могут быть оценены точно.

Экспериментаторы дают следующие оценки для лептонных распадов гиперонов:

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \approx 0,2\%,$$

$$\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu} \approx 0,1\%.$$

Мы видим, что «теоретические» и экспериментальные оценки сильно расходятся.

На что указывает это расхождение? Либо очень существенны перенормировки, либо неправильна гипотеза об универсальности слабого взаимодействия и константа взаимодействия с лептонами для странного тока в несколько раз меньше, чем для нуклонного.

Унитарная симметрия и слабое взаимодействие

Выше мы подчеркивали, что первая возможность кажется весьма правдоподобной, если принять во внимание различие сильных взаимодействий нуклона и Λ -гиперона. Если, однако, пренебречь этим различием, то перенормировочные эффекты в лептонных распадах с изменением странности и с сохране-

нием странности должны быть одинаковы. В приближении унитарной симметрии (см. § 1) сильные взаимодействия Λ , n и p строго одинаковы.

Следовательно, в рамках унитарной симметрии факт подавленности лептонных распадов гиперонов и (как будет видно ниже) K -мезонов не может быть объяснен перенормировочными эффектами сильного взаимодействия и требует для своего объяснения отказа от универсальности константы слабого взаимодействия (гипотеза ограниченной универсальности).

Мы не будем здесь обсуждать эту возможность (см. обзор литературы).

§ 10. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ С ИЗМЕНЕНИЕМ СТРАННОСТИ. РАСПАДЫ K -МЕЗОНОВ

В предыдущем параграфе мы рассмотрели изотопические свойства слабого взаимодействия, не сохраняющего странность, и сделали оценку вероятности β -распада гиперонов. Теперь мы попытаемся выяснить, какие данные подтверждают, что это взаимодействие имеет вид $V-A$, и какие нужны опыты для того, чтобы получить недостающие данные.

Если основные сведения о взаимодействии, сохраняющем странность, были получены из опытов по β -распаду нейтрона, то для взаимодействия, не сохраняющего странность, аналогичный путь не является самым хорошим, так как β -распад гиперонов исключительно редкое явление.

Основным источником информации о взаимодействиях, не сохраняющих странность, являются распады K -мезонов: $K_{\mu 2}$, $K_{e 2}$, $K_{\mu 3}$.

Распад $K_{\mu 2}$

Распад $K_{\mu 2}^+$ ($K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$) составляет примерно 60% всех распадов положительных K -мезонов. Он аналогичен распаду $\pi_{\mu 2}^+$ ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$). Вероятность распада $K_{\mu 2}^+$ рассчитывается так же, как и вероятность $\pi_{\mu 2}$ -распада, и равняется

$$W_{K_{\mu 2}^+} = \frac{G^2 f_K^2}{8\pi} m_\mu^2 m_K \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_K^2}\right)^2,$$

где G — константа слабого взаимодействия, m_μ , m_K — массы μ - и K -мезонов, f_K — неизвестная константа, обусловленная сильными взаимодействиями.

Прежде всего найдем из опыта отношение f_K к соответствующей π -мезонной константе. Отношение вероятностей распадов $K_{\mu_2}^+$ и $\pi_{\mu_2}^+$ равно

$$\frac{W(K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu)}{W(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu)} = \left(\frac{f_K}{f_\pi}\right)^2 \frac{m_K}{m_\pi} \left[\frac{1 - \left(\frac{m_\mu}{m_K}\right)^2}{1 - \left(\frac{m_\mu}{m_\pi}\right)^2} \right]^2 \approx 17,5 \left(\frac{f_K}{f_\pi}\right)^2.$$

На опыте $W_{K_{\mu_2}^+} \approx 5 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $W_{\pi_{\mu_2}^+} \approx 4 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$ и, следовательно, $W_{K_{\mu_2}^+} : W_{\pi_{\mu_2}^+} \approx 1,25$, откуда следует, что

$$\left(\frac{f_K}{f_\pi}\right)^2 \approx \frac{1}{14}.$$

Таким образом, f_K^2 примерно на порядок меньше, чем f_π^2 . Это находится в хорошем согласии с установленным выше фактом подавленности гиперонных β -распадов. Распад K^+ -мезона, несомненно, связан с распадом гиперона. Дело в том, что распад K^+ -мезона можно представить следующим образом (рис. 21): K^+ в результате сильного взаимодействия переходит в $p + \bar{\Lambda}$ (вершина 1), p и $\bar{\Lambda}$ за счет слабого взаимодействия превращаются в $l^+ + \nu$ (вершина 2). Поэтому если вершина 2 подавлена, то можно думать, что и вся цепочка будет подавлена. К сожалению, ничего более определенного мы не можем сказать, так как для этого нужна теория сильного взаимодействия.

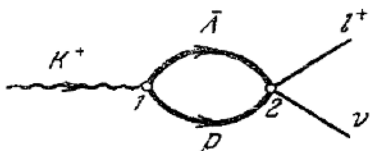


Рис. 21.

Мы знаем, что ток $\bar{\Lambda}p$ является суммой двух токов: векторного и аксиального, так же как и остальные слабые токи. Какой из этих токов проявляется в K_{μ_2} -распаде: V или A ? Ответ на этот вопрос зависит от четности K -мезона. Если четность K -мезона отрицательная, то распад K_{μ_2} обусловлен аксиальным током, если четность положительная — векторным. Четность K -мезона определяется в модели Сакаги как произведение внутренних четностей $\tilde{\Lambda}$ -гиперона и нуклона, из которых состоит K -мезон, на их орбитальную четность. Четность Λ -частицы мы можем всегда выбрать равной четности нуклона $P_\Lambda = P_N$. Сделать это можно потому, что в сильных сохраняющих четность взаимодействиях Λ не переходит в нуклон. В слабых взаимодействиях Λ превращается

в нуклон, но в слабых взаимодействиях четность не сохраняется. Поэтому четность Λ -частицы относительно нуклона можно выбирать произвольным образом. При $P_\Lambda = P_N = +1$ $P_K = -1$, если $p + \tilde{\Lambda}$ находятся в 1S_0 -состоянии, и $P_K = +1$, если $p + \tilde{\Lambda}$ находятся в 3P_0 -состоянии.

Представляется наиболее вероятным, что четность K -мезона относительно Λ -частицы и нуклона отрицательна, т. е. что K -мезон подобен π -мезону. В этом случае в $K_{\mu 2}$ -распаде «работает» аксиальное взаимодействие. Однако все полученные в этом разделе результаты не изменятся, если внутренняя четность K -мезона положительна и за $K_{\mu 2}$ -распад ответственно векторное взаимодействие.

Итак, будем считать, что за распад $K_{\mu 2}$ ответственно аксиальное взаимодействие. В какой степени имеющиеся экспериментальные данные по $K_{\mu 2}$ подтверждают это? Для K -мезона с отрицательной четностью наряду с аксиалом распад $K_{\mu 2}$ мог бы быть обусловлен только псевдоскаляром. (В случае положительной четности пришлось бы выбирать между вектором и скаляром. Тензорное взаимодействие не может привести к распаду $K_{\mu 2}$, какова бы ни была четность K -мезона.) Указанием на то, что взаимодействие лептонов со странным током такое же, как их взаимодействие с нуклонным током, является тот факт, что μ^+ -мезоны в $K_{\mu 2}$ -распаде имеют полную левую поляризацию подобно μ^+ -мезонам в $\pi_{\mu 2}$ -распаде.

Распад $K_{e 2}$

Пожалуй, наиболее сильным аргументом в пользу того, что взаимодействие в $K_{\mu 2}$ -распаде является действительно аксиалом, служит тот факт, что до сих пор не наблюдался $K_{e 2}$ -распад. Если действительно имеет место аксиальное взаимодействие, то аналогично тому, как в случае $\pi_{e 2}$ - и $\pi_{\mu 2}$ -распадов, отношение распадов $W(K \rightarrow e + \nu)/W(K \rightarrow \mu + \nu)$ должно быть пропорционально:

$$\frac{m_e^2 \left[1 - \left(\frac{m_e}{m_K} \right)^2 \right]^2}{m_\mu^2 \left[1 - \left(\frac{m_\mu}{m_K} \right)^2 \right]^2} \approx \frac{1}{40\,000}.$$

Для псевдоскалярного взаимодействия это отношение не

содержало бы множителя $\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2$ и было бы порядка единицы. Для проверки того, что в лептонных распадах странных частиц нет псевдоскаляра, фундаментальным является опыт по измерению вероятности K_{e3} -распада.

Конечно, универсальная схема очень красива, но у нас нет доказательства того, что она действительно осуществляется в природе, и пока в целом ряде пунктов — а это один из таких пунктов — она не проверена. Никто до сих пор не доказал, что взаимодействие лептонов со странными частицами имеет такой же вид, как их взаимодействие с нуклонами.

Кроме того, измерение отношения $K_{e3}/K_{\mu 3}$ важно еще по другой причине. Предположим, что у μ -мезона существует какое-то аномальное взаимодействие со странными частицами. Тогда отношение $K_{e3}/K_{\mu 3}$ может измениться. Значит, эксперимент по измерению вероятности K_{e3} -распада мог бы установить, нет ли каких-либо аномальных взаимодействий у μ -мезона со странными частицами. Соответствующие экспериментальные данные пока очень неопределенны и дают

$$\frac{W(K^+ \rightarrow e^+ + \nu)}{W(K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu)} < 0,01.$$

Распад K_{e3}

Перейдем к выяснению того, что нам известно про векторное взаимодействие в лептонных распадах странных частиц, не сохраняющих странность. Если аксиальное взаимодействие приводит к лептонному распаду K -мезонов, при котором K -мезоны превращаются в лептоны, то векторное взаимодействие должно приводить к такому распаду, когда при распаде K -мезонов наряду с лептонами рождается π -мезон, т. е. векторное взаимодействие должно приводить к распадам K_{e3} ($K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$) и $K_{\mu 3}$ ($K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu$) и к аналогичным распадам нейтральных K -мезонов.

Ниже мы подробно рассмотрим распад K_{e3} , так как его рассмотрение существенно проще, чем рассмотрение распада $K_{\mu 3}$. Для этого распада мы напишем матричный элемент, вычислим вероятность и убедимся, что и этот распад, так же как рассмотренные выше распады K -мезонов, подавлен по сравнению с соответствующим распадом π -мезона ($\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$). Затем рассмотрим спектры вторичных частиц, возникающих в распаде K_{e3} .

Начнем с матричного элемента K'_{e3} -распада:

$$M = \sqrt{2} G g(E_\pi) \varphi_\pi \varphi_K p_{K\alpha} \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e.$$

Мы видим, что этот матричный элемент зависит только от одной неизвестной функции $g(E_\pi)$. Все остальное нам известно. Такой вид матричного элемента получается из следующих соображений. Вообще говоря, матричный элемент зависит от двух произвольных функций f_1 и f_2 , входящих в величину V_α (см. стр. 81):

$$V_\alpha = f_1 p_{K\alpha} + f_2 p_{\pi\alpha}.$$

Умножив 4-вектор V_α на лептонную скобку $\bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e$ и учитывая, что $p_\pi = p_K - q$ и $q_\alpha \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e = m_e \bar{u}_e (1 + \gamma_5) u_e = 0$ (мы пренебрегаем массой электрона), мы получим наш матричный элемент. Функция g зависит от q^2 , но так как $q^2 = (p_K - p_\pi)^2 = m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_\pi$, то можно вместо зависимости g от q^2 писать зависимость g от E_π . (Легко видеть, что $2g = f_1 + f_2$).

Имея матричный элемент, стандартным образом можно рассчитать любую интересующую нас характеристику K_{e3} -распада. Вероятность K_{e3} -распада равна

$$dW = \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^0} \int \frac{dp_e}{2E_e} \frac{dp_\nu}{2E_\nu} \frac{dp_\pi}{2E_\pi} \frac{|\bar{M}|^2}{2E_K} \delta^4(p_K - p_\pi - p_e - p_\nu),$$

где черта означает суммирование по спиновым состояниям лептонов.

$$\begin{aligned} |\bar{M}|^2 &= 2G^2 g^2 p_{K\alpha} p_{K\beta} \text{Sp} \hat{p}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \hat{p}_\nu \gamma_\beta (1 + \gamma_5) = \\ &= 2G^2 g^2 p_{K\alpha} p_{K\beta} \cdot 2 \cdot \text{Sp} \hat{p}_e \gamma_\alpha \hat{p}_\nu \gamma_\beta (1 + \gamma_5) = \\ &= 4G^2 g^2 p_{K\alpha} p_{K\beta} p_{e\rho} p_{\nu\tau} \text{Sp} \gamma_\rho \gamma_\alpha \gamma_\tau \gamma_\beta = \\ &= 16G^2 g^2 p_{K\alpha} p_{K\beta} p_{e\rho} p_{\nu\tau} (\delta_{\rho\alpha} \delta_{\tau\beta} + \delta_{\alpha\tau} \delta_{\beta\rho} - \delta_{\rho\tau} \delta_{\alpha\beta}) = \\ &= 16G^2 g^2 p_{e\rho} p_{\nu\tau} (2p_{K\rho} p_{K\tau} - p_K^2 \delta_{\rho\tau}) = \\ &= 16G^2 g^2 p_{e\alpha} p_{\nu\beta} (2p_{K\alpha} p_{K\beta} - p_K^2 \delta_{\alpha\beta}). \end{aligned}$$

Спектр π -мезонов

Вычислим сначала спектр π -мезонов. Для этого надо взять интеграл по импульсам e и ν

$$\int p_{e\alpha} p_{\nu\beta} \frac{dp_e dp_\nu}{E_e E_\nu} \delta^4(p_e + p_\nu - q), \text{ где } q = p_K - p_\pi.$$

Этот интеграл вычислялся нами при рассмотрении распада μ -мезона (стр. 71):

$$\int p_{e\alpha} p_{\nu\beta} \frac{dp_e dp_\nu}{E_e E_\nu} \delta^4(p_e + p_\nu - q) = \frac{\pi}{6} (2q_\alpha q_\beta + q^2 \delta_{\alpha\beta}).$$

Если воспользоваться этим выражением и учесть, что интеграл по углам π -мезона равен 4π , то сразу можно получить

$$dW = \frac{G^2 g^2 4\pi^2 p^2 dp [2p_{K\alpha} p_{K\beta} - p_K^2 \delta_{\alpha\beta}] [2q_\alpha q_\beta + q^2 \delta_{\alpha\beta}]}{(2\pi)^5 E_\pi E_K^6},$$

где через p обозначена абсолютная величина 3-импульса π -мезона: $p = |\mathbf{p}_\pi|$.

Перемножим выражения в квадратных скобках:

$$\begin{aligned} [2p_{K\alpha} p_{K\beta} - p_K^2 \delta_{\alpha\beta}] [2q_\alpha q_\beta + q^2 \delta_{\alpha\beta}] &= 4 [(p_K q)^2 - p_K^2 q^2] = \\ &= 4 [(p_K, p_K - p_\pi)^2 - p_K^2 (p_K - p_\pi)^2] = \\ &= 4 [(p_K p_\pi)^2 - p_K^2 p_\pi^2] = \\ &= 4 (m_K^2 E_\pi^2 - m_K^2 m_\pi^2) = 4 m_K^2 p^2. \end{aligned}$$

Если подставить это в выражение для вероятности и воспользоваться тем, что $p dp = E_\pi dE_\pi$, то получим

$$dW = \frac{m_K G^2 g^2 p^3 dE_\pi}{12\pi^3}.$$

Заметим, что в выражении для спектра π -мезонов имеется неизвестная функция $g(E_\pi)$.

Можно думать, что функция $g(E_\pi)$ не сильно меняется в интервале энергий π -мезона, которые имеются в K_{e3} -распаде. Наличие функции g связано с виртуальными сильными взаимодействиями, например с петлями типа изображенной на рис. 22.

Виртуальные барионы, которые имеются в этой петле, имеют массы существенно большие, чем энергия π -мезона. Поэтому можно думать, что интеграл по импульсу этих частиц будет не очень сильно зависеть от того, какую энергию имел вылетевший π -мезон.

Если предположить, что функция g меняется слабо, то спектр π^0 -мезонов может служить для выяснения того,

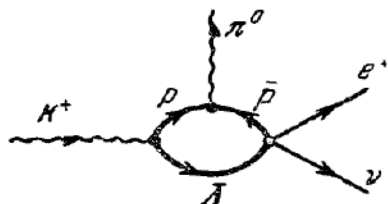


Рис. 22.

действительно ли в K_{e_3} -распаде «работает» вектор, а не два других возможных варианта: скаляр и тензор. Оба эти варианта дают спектры, имеющие максимум и спадающие при приближении к максимальной энергии π -мезонов *).

Полная вероятность K_{e_3} -распада

Если предположить, что $g(E_\pi)$ — константа, то можно вычислить полную вероятность K_{e_3} -распада. Вычислим вероятность распада, пренебрегая массой π -мезона. Тогда интеграл берется тривиально и полная вероятность равна

$$W = \frac{G^2 g^2 m_K^5}{768 \pi^3}.$$

Учет массы π -мезона приводит к дополнительному «блокирующему» множителю 0,6 и вероятность K_{e_3} -распада равна

$$W = \frac{G^2 g^2 m_K^5}{768 \pi^3} \cdot 0,6.$$

Имея это выражение, мы можем вычислить величину g^2 , используя экспериментальную вероятность K_{e_3} -распада ($W_{K_{e_3}} \approx 3,4 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$). Оказывается, что $g^2 \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$. В распаде $\pi_{e_3} (\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu)$ соответствующий коэффициент равняется единице. Мы видим, что распад K_{e_3} подавлен, по крайней мере, на порядок, по сравнению с распадом π_{e_3} **).

Спектр электронов

Рассмотрим спектр электронов в $K_{e_3}^+$ -распаде. Нам предстоит проинтегрировать по импульсам нейтрино и π -мезона выражение для дифференциальной вероятности

$$dW = \frac{G^2 g^2 (2p_{K\alpha} p_{K\beta} - p_K^2 \delta_{\alpha\beta}) p_{e\alpha} p_{\nu\beta}}{(2\pi)^5 E_K} \frac{dp_e dp_\nu dp_\pi}{E_e E_\nu E_\pi} \times \\ \times \delta^4(p_\pi + p_e + p_\nu - p_K).$$

Рассмотрим интеграл

$$\int p_{\nu\beta} \frac{dp_\nu dp_\pi}{E_\nu E_\pi} \delta^4(p_\nu + p_\pi - r), \quad \text{где } r = p_K - p_e.$$

*) Предварительные данные по измерению спектра π^0 -мезонов в $K_{e_3}^+$ -распаде находятся в согласии с V-вариантом взаимодействия.

***) Если бы имела место унитарная симметрия сильного взаимодействия и универсальность слабого взаимодействия, то g^2 равнялась бы $1/2$.

Этот интеграл является вектором и может зависеть только от величины r , следовательно,

$$\int \frac{d\mathbf{p}_\nu d\mathbf{p}_\pi}{E_\nu E_\pi} p_{\nu\beta} \delta^4(p_\nu + p_\pi - r) = A r_\beta.$$

Теперь осталось найти скалярную величину A . Умножим левую и правую части равенства на r_β и, учитывая, что $2r p_\nu = r^2 - m_\pi^2$, получим

$$A = \frac{r^2 - m_\pi^2}{2r^2} \int \frac{d\mathbf{p}_\nu d\mathbf{p}_\pi}{E_\nu E_\pi} \delta^4(p_\nu + p_\pi - r).$$

Вычисление оставшегося интеграла чрезвычайно просто проводится в системе, где $\mathbf{r} = 0$:

$$\begin{aligned} \int \frac{d\mathbf{p}_\nu d\mathbf{p}_\pi}{E_\nu E_\pi} \delta^4(p_\nu + p_\pi - r) &= \int \frac{d\mathbf{p}_\nu}{E_\nu E_\pi} \delta(E_\nu + E_\pi - r_4) = \\ &= 4\pi \frac{p_\nu r}{r^2} = 2\pi \frac{r^2 - m_\pi^2}{r^2}. \end{aligned}$$

В результате получаем

$$\int \frac{d\mathbf{p}_\nu d\mathbf{p}_\pi}{E_\nu E_\pi} \delta^4(p_\nu + p_\pi - r) p_{\nu\beta} = \pi \frac{(r^2 - m_\pi^2)^2}{r^4} r_\beta.$$

Если подставить это выражение в формулу для дифференциальной вероятности, то получится

$$dW = \frac{G^2 g^2}{(2\pi)^5 E_K} (2p_{K\alpha} p_{K\beta} - p_K^2 \delta_{\alpha\beta}) p_{e\alpha} \frac{\pi (r^2 - m_\pi^2)^2}{r^4} r_\beta \frac{d\mathbf{p}_e}{E_e}.$$

Используя $r = p_K - p_e$ и переходя в систему, в которой распадающийся K^+ -мезон покоится ($E_K = m_K$), находим

$$\begin{aligned} r^2 &= m_K^2 - 2m_K E_e = 2m_K \left(\frac{m_K}{2} - E_e \right), \\ r^2 - m_\pi^2 &= 2m_K (\omega_e - E_e), \end{aligned}$$

где $\omega_e = \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{2m_K}$ — максимальная энергия электрона распада.

Учитывая, что

$$\begin{aligned} (2p_{K\alpha} p_{K\beta} - p_K^2 \delta_{\alpha\beta}) p_{e\alpha} r_\beta &= \\ &= 2(p_K p_e)(p_K r) - p_K^2 (p_e r) = m_K^2 E_e (m_K - 2E_e), \end{aligned}$$

окончательно получаем следующее выражение для спектра электронов в $K_{e\pi}$ -распаде:

$$dW = \frac{G^2 g^2 m_K}{4\pi^3} \frac{(\omega_e - E_e)^2}{\left(\frac{m_K}{2} - E_e\right)} E_e^2 dE_e.$$

Чтобы грубо представить себе характер этого спектра, пренебрежем массой π -мезона по сравнению с массой K -мезона. Тогда

$$\omega_e = \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{2m_K} \approx \frac{m_K}{2} \quad \text{и} \quad dW = \frac{G^2 g^2 m_K}{4\pi^2} (\omega_e - E_e) E_e^2 dE_e.$$

Легко найти максимум этого распределения. Он расположен при

$$E_e = \frac{2}{3} \omega_e.$$

Мы видим, таким образом, что электронный спектр должен иметь максимум в районе больших энергий.

Спектр нейтрино

Так как в вычислениях мы пренебрегали массой электрона, то спектр нейтрино будет полностью эквивалентен электронному.

В K_{e3} -распаде заряженных K -мезонов спектр нейтрино измерить трудно. В K_{e3} -распаде нейтральных K -мезонов спектр нейтрино, быть может, легче измерить, чем спектр π -мезонов или электронов. Это связано с тем, что при K_{e3} -распаде нейтрального K -мезона, измерив импульсы π^\pm и e^\mp , мы легко найдем энергию ν в системе покоя K^0 -мезона. В самом деле,

$$(p_K - p_\nu)^2 = (p_\pi + p_e)^2.$$

Рассматривая левую часть в системе покоя K^0 -мезона, а правую в лабораторной системе координат, находим

$$m_K^2 - 2m_K E_\nu^0 = m_\pi^2 + 2E_\pi E_e - 2\mathbf{p}_\pi \mathbf{p}_e.$$

Таким образом, зная распределение импульсов π^\pm и e^\mp в лабораторной системе координат, можно построить нейтринный спектр распада K_{e3}^0 в системе K -мезона.

Если справедливо правило $\Delta T = 1/2$, рассмотренное в предыдущем параграфе, то спектр нейтрино в K_{e3}^0 -распаде должен совпадать со спектром нейтрино (а следовательно, и электронов, так как массой последних мы пренебрежем) в распаде K_{e3}^+ . Это утверждение не зависит от возможного вида функции $g(E_\pi)$ и поэтому его проверка представляет большой интерес.

§ 11. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ С ИЗМЕНЕНИЕМ СТРАННОСТИ. РАСПАДЫ K_{e3} и $K_{\mu3}$ (ОКОНЧАНИЕ)

Рассмотренные в предыдущем параграфе характеристики K_{e3} -распада существенным образом зависели от того, как ведет себя как функция энергии E_π величина $g(E_\pi)$, которая входит в виде множителя в выражение для матричного элемента:

$$M = \sqrt{2} G g \varphi_K \varphi_\pi p_{K\alpha} \bar{p}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e.$$

Функция g обусловлена виртуальными сильными взаимодействиями. Спектр π -мезонов содержит эту функцию в виде множителя. Спектр электронов мы вычислили, предположив, что функция $g(E_\pi)$ является константой.

Для того чтобы на опыте выяснить, действительно ли K_{e3} -распад обусловлен векторным взаимодействием, нужно иметь какие-то критерии, которые не зависят от предположений (хотя и правдоподобных) о виде функции $g(E_\pi)$. Поэтому интересно исследовать такие характеристики K_{e3} -распада, которые не зависят от вида функции $g(E_\pi)$. Таких характеристик несколько. Первая из них — это поляризация электронов в K_{e3} -распаде.

Поляризация электронов

Так как массой электрона мы пренебрегаем, а в лептонную скобку электрон и нейтрино входят симметричным образом, то мы в равной степени можем считать обе эти частицы двухкомпонентными. Математически двухкомпонентность

частицы с $m = 0$ выражается в умножении ее четырехкомпонентной дираковской волновой функции на проекционный оператор $(1 + \gamma_5)$. При этом частица (электрон) должна быть поляризована так же, как нейтрино, т. е. иметь левую поляризацию, а античастица (позитрон) должна быть поляризована, как антинейтрино, т. е. должна иметь правую поляризацию. Поляризация электронов в K_{e_3} -распаде аналогична их поляризации в β -распаде нейтрона ($-v/c$), но электроны в K_{e_3} -распаде имеют $v \cong c$ и поэтому их поляризация практически равна -1 .

Имеются очень редкие случаи, когда поляризация электрона в K_{e_3} -распаде не равна -1 . Это те случаи, когда π -мезон не уносит энергии, а электрон и антинейтрино летят в противоположные стороны. Картина в этих случаях напоминает K_{e_2} - и π_{e_2} -распады, где электроны имеют «вынужденную» (правую) поляризацию, определяемую поляризацией продольного антинейтрино и законом сохранения углового момента. Эти случаи весьма маловероятны; они были бы строго запрещены, если бы масса электрона равнялась нулю.

Итак, электроны в $K_{e_3}^-$ -распаде в основном должны иметь левую поляризацию, а позитроны в $K_{e_3}^+$ -распаде — правую. Наблюдение $K_{e_3}^-$ -распадов на опыте затруднено тем, что K^- -мезоны в основном захватываются, а не распадаются, так что реально речь может идти об измерении поляризации позитронов в $K_{e_3}^+$ -распаде. Этот опыт представляет очень большой интерес в связи с тем, что два других варианта взаимодействия, которые могли бы вызвать K_{e_3} -распад, — скалярное (S) и тензорное (T) — дали бы позитроны с левой поляризацией (при условии, что нейтрино в $K_{e_3}^+$ -распаде по-прежнему имеет левую поляризацию).

Спектр электронов при данной энергии π -мезонов

Другая характеристика K_{e_3} -распада, которая не зависит от предположения о функции g , — это спектр электронов при фиксированной энергии π -мезонов. Так как функция g зависит только от E_π , то, фиксируя E_π , мы задаем значение функции g . Поэтому в выражение для спектра электронов при фиксированной энергии π -мезона величина g входит в виде несущественного общего множителя.

В § 10 была получена формула для дифференциальной вероятности K_{e3} -распада

$$dW = \frac{G^2 g^2}{(2\pi)^5 m_K} [2(p_e p_K)(p_\nu p_K) - (p_e p_\nu) p_K^2] \frac{dp_e dp_\pi dp_\nu}{E_e E_\pi E_\nu} \times \\ \times \delta^4(p_e + p_\nu + p_\pi - p_K).$$

Возьмем интеграл по фазовому объему нейтрино. Тогда выражение для вероятности будет иметь такой вид:

$$dW = \frac{G^2 g^2}{(2\pi)^5 m_K} [2E_e E_\nu m_K^2 - m_K^2 (E_e E_\nu - p_e p_\nu)] \frac{dp_e dp_\pi}{E_e E_\pi E_\nu} \times \\ \times \delta(E_e + E_\pi + E_\nu - m_K) = \frac{G^2 g^2}{(2\pi)^5} m_K [E_e E_\nu + p_e p_\nu] \frac{dp_e dp_\nu}{E_e E_\pi E_\nu} \times \\ \times \delta(E_e + E_\nu + E_\pi - m_K).$$

Скалярное произведение $p_e p_\nu$ в этом выражении легко выразить через E_e и E_π . В самом деле, в системе покоя K -мезона

$$p_e + p_\nu = -p_\pi.$$

Возведем это в квадрат:

$$p_e^2 + p_\nu^2 + 2p_e p_\nu = p_\pi^2,$$

откуда

$$p_e p_\nu = \frac{p_\pi^2 - p_e^2 - p_\nu^2}{2},$$

где

$$p_e^2 = E_e^2, \quad p_\pi^2 = E_\pi^2 - m_\pi^2, \\ p_\nu^2 = E_\nu^2 = (m_K - E_\pi - E_e)^2.$$

Отсюда легко получить

$$E_e E_\nu + p_e p_\nu = \frac{1}{2} [p_\pi^2 - (E_\nu - E_e)^2] = \\ = \frac{1}{2} [p_\pi^2 - (m_K - E_\pi - 2E_e)^2].$$

Проинтегрируем теперь по углам электрона и π -мезона:

$$\int \frac{dp_e dp_\pi}{E_e E_\pi E_\nu} \delta(E_e + E_\pi + \sqrt{p_e^2 + p_\pi^2 + 2p_e p_\pi} - m_K) = \\ = \frac{8\pi^2 |p_e|^2 |p_\pi|^2 d|p_e| d|p_\pi|}{E_e E_\pi E_\nu \frac{|p_e| |p_\pi|}{E_\nu}} = 8\pi^2 dE_e dE_\pi.$$

Окончательно получаем

$$dW = \frac{G^2 g^2 m_K}{8\pi^3} [p_\pi^2 - (m_K - E_\pi - 2E_e)^2] dE_\pi dE_e.$$

Энергия электрона при заданной энергии π -мезона меняется в пределах

$$\frac{m_K - E_\pi - |p_\pi|}{2} = E_e^{\min} \leq E_e \leq E_e^{\max} = \frac{m_K - E_\pi + |p_\pi|}{2}.$$

Мы видим, что спектр электронов обращается в нуль как при $E_e = E_e^{\min}$, так и при $E_e = E_e^{\max}$. Он имеет максимум при $E_e = \frac{m_K - E_\pi}{2}$ (рис. 23).

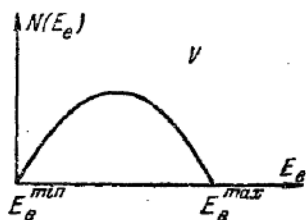


Рис. 23.

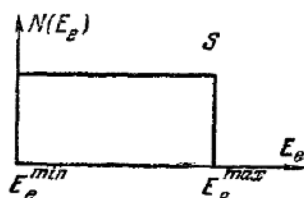


Рис. 24.

Для скалярного варианта спектр электронов имел бы вид, изображенный на рис. 24, а для тензорного — вид, представленный рис. 25. Интерференция скаляра и тензора дает асимметричное распределение (рис. 26).

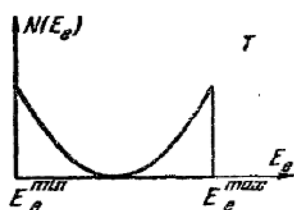


Рис. 25.

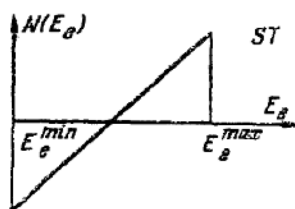


Рис. 26.

Итак, измерение спектра электронов при фиксированной энергии π -мезонов позволило бы совершенно однозначно определить вариант взаимодействия в K_{e3} -распаде.

Диаграмма Далица для K_{e3} -распада

Однако отбор случаев с данной энергией π -мезонов существенно затрудняет набор статистики. Естественно задать вопрос: нельзя ли использовать распады с различными (но известными!) энергиями π -мезонов, но построить обработку

таким образом, чтобы результат не зависел от вида функции $g(E_\pi)$? Этот вопрос был подробно рассмотрен Кобзаревым.

Энергетические распределения продуктов трехчастичных распадов удобно изображать на диаграмме типа диаграммы Далица (см. стр. 165), представляющей собой равносторонний треугольник. В равностороннем треугольнике сумма расстояний от произвольной точки A внутри треугольника до его сторон есть величина постоянная, равная высоте треугольника. В справедливости этого утверждения легко убедиться, если соединить точку A с вершинами треугольника (рис. 27) и заметить, что сумма площадей трех образовавшихся треугольников равна площади исходного треугольника.

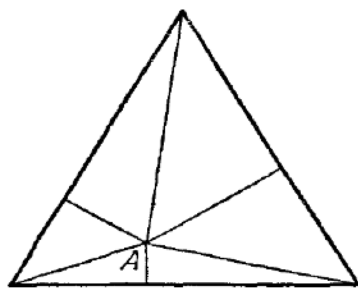


Рис. 27.

Если построить треугольник, высота которого (в некотором масштабе) равна энергии, выделяемой в трехчастичном распаде, то каждой данной конфигурации продуктов распада будет соответствовать точка внутри треугольника, причем расстояния от этой точки до сторон треугольника будут равны энергиям частиц, возникших в распаде. Закон сохранения энергии при этом

учитывается автоматически. Если бы существовал только закон сохранения энергии и не было бы закона сохранения импульса, то, наблюдая $K_{e\pi}$ -распады, мы заполнили бы точками весь треугольник.

Закон сохранения импульса выделяет некоторую разрешенную область внутри треугольника.

Для $K_{e\pi}$ -распада соответствующая диаграмма имеет вид, изображенный на рис. 28. Здесь $T_\pi = E_\pi - m_\pi$ — кинетическая энергия π -мезона. Высота треугольника равна $L = m_K - m_\pi$; $y = T_\pi$, $x = \frac{E_\nu - E_e}{\sqrt{3}}$.

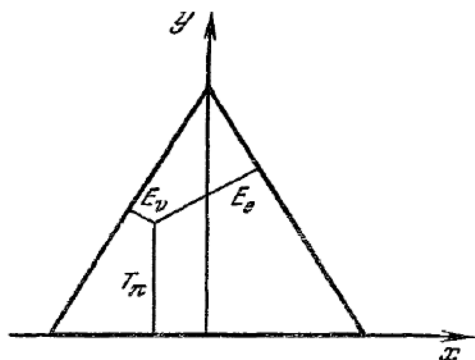


Рис. 28.

На этой диаграмме нарисуем область, разрешенную законом сохранения импульса (рис. 29). Эта область ограничена

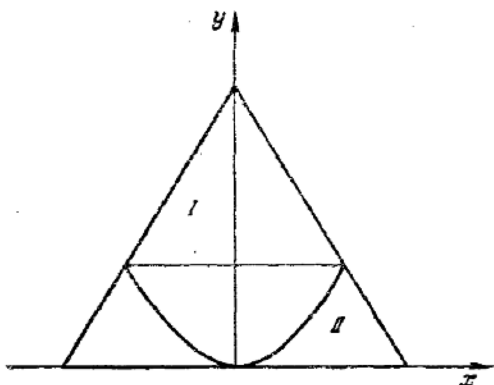


Рис. 29.

линиями I и II. Линия I отвечает максимальной энергии π -мезона: $y = y_{\max} = \frac{(m_K - m_\pi)^2}{2m_K}$, линия II: $3x^2 = y^2 + 2m_\pi y$ (см. стр. 166).

Глядя на диаграмму, легко установить, что вне зависимости от вида функции $g(E_\pi)$ спектр электронов должен обладать

следующим свойством: полное число электронов с энергией в интервале $0 \leq E_e \leq \frac{1}{2} E_e^{\max}$ должно быть меньше, чем полное число электронов с энергией в интервале $\frac{1}{2} E_e^{\max} \leq E_e \leq E_e^{\max}$. Этот вывод

следует из симметрии диаграммы (рис. 30) относительно вертикальной оси (тождественность спектров нейтрино и электронов). Заметим, что таким свойством обладает не только векторный

вариант, но и чистый скалярный или чистый тензорный варианты.

Из сказанного выше видно, что симметрия нарушается только интерференцией скаляра и тензора,

Диаграмма «скользящего луча»

Если несколько изменить рассмотренную нами диаграмму, откладывая по вертикальной оси не кинетическую энергию π -мезона $E_{\pi \text{kin}}$, а его импульс $|p_{\pi}|$, $y' = |p_{\pi}|$, а по горизонтальной оси $x' = |E_{\nu} - E_e|$, разрешенная область приобретает более простой вид (рис. 31). Легко видеть, что полученное нами ранее энергетическое распределение $dW \sim [p_{\pi}^2 - (E_e - E_{\nu})^2] dE_{\pi} dE_e$ в новых переменных приобретает вид

$$dW \sim [y'^2 - x'^2] dx' dy'.$$

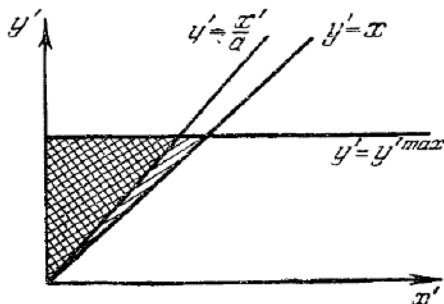


Рис. 31.

Проведем теперь на нашей диаграмме луч $x' = ay'$, где $0 \leq a \leq 1$. При $a = 0$ и $a = 1$ этот луч совпадает с границами разрешенной области. Вычислим отношение числа точек слева от луча к полному числу точек. Это отношение равно

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

Этот результат не зависит от вида функции $g(E_{\pi})$. Для скалярного варианта оно равнялось бы $R_S = a$, а для тензорного — $R_T = a^3$.

Из сказанного выше следует, что если построить распределение $W(a) da$, где

$$a = \frac{E_{\nu} - E_e}{p_{\pi}},$$

то это распределение будет иметь вид

$$W(a) da = \frac{3}{2} (1 - a^3) da \text{ для } V\text{-варианта,}$$

$$W(a) da = da \text{ для } S\text{-варианта,}$$

$$W(a) da = 3a^3 da \text{ для } T\text{-варианта.}$$

(Мы выбрали нормировку $\int_0^1 W(a) da = 1$.) Это распределение будет зависеть от знака a только в том случае, если имеется интерференция S -и T -вариантов.

Распад $K_{\mu 3}$

В отличие от распада K_{e3} , где результаты зависели только от одной неизвестной функции, в $K_{\mu 3}$ -распаде — две такие функции (см. стр. 81):

$$M = \sqrt{2} G \varphi_K \varphi_\pi [g p_{K\alpha} - f q_\alpha] \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\mu,$$

здесь q — сумма 4-импульсов лептонов. Используя уравнение Дирака, слагаемое, пропорциональное f , легко привести к виду «скалярного взаимодействия»

$$- f m_\mu \bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) u_\mu.$$

В случае K_{e3} -распада это слагаемое оказывалось пропорциональным m_e и им пренебрегали. В случае $K_{\mu 3}$ им пренебречь уже нельзя, так как m_μ не мало. Очень важно подчеркнуть, что в силу универсальности слабого взаимодействия функции f и g , входящие в выражение для матричного элемента $K_{\mu 3}$ -распада, должны тождественно совпадать с функциями f и g , входящими в выражение для матричного элемента K_{e3} -распада. Тот факт, что все характеристики $K_{\mu 3}$ -распада (спектр π -мезонов, спектр и поляризация мюонов и т. д.) существенным образом зависят от двух неизвестных функций f и g , делает интерпретацию экспериментальных данных более сложной, чем в случае K_{e3} -распада. Сделав предположение о постоянстве функций f и g и проведя стандартный (но довольно длинный) расчет, можно вычислить полную вероятность $K_{\mu 3}$ -распада. Она оказывается равной

$$W_{\mu 3} \simeq \frac{G^2 m_K^5}{768 \pi^3} [0,5g^2 - 0,2fg + 0,05f^2].$$

Как показано на стр. 144, вероятность K_{e3} -распада равна

$$W_{e3} \simeq \frac{G^2 m_K^5}{768 \pi^3} 0,6g^2.$$

(Еще раз подчеркнем, что при выводе этих формул мы пренебрегали зависимостью функций f и g от энергии π -мезона.) Из опыта известно, что вероятности $K_{\mu 3}^+$ - и K_{e3}^+ -распадов примерно одинаковы (каждый из них составляет примерно 4% полной вероятности распада K^+ -мезона, $W_{e3} \simeq W_{\mu 3} \simeq \simeq 3,3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$).

Приравнивая вычисленные нами вероятности, мы можем найти отношение f/g :

$$0,6g^2 \sim 0,5g^2 - 0,2fg + 0,05f^2.$$

Это уравнение имеет два решения:

$$\frac{f}{g} \sim 4,5, \quad \frac{f}{g} \sim -0,5.$$

Спектр мюонов особенно чувствителен к тому, какова величина f/g при малых энергиях мюонов. При кинетической энергии мюонов до 30 Мэв спектры, отвечающие двум возможным значениям f/g , отличаются примерно в 3 раза. При больших энергиях эти спектры примерно одинаковы. Еще более чувствительна к тому, какова величина f/g , поляризация мюонов.

Решение $f/g \sim 4,5$ соответствует тому, что велико скалярное взаимодействие, а решение $f/g \sim -0,5$ — тому, что велико векторное. Если преобладает векторное взаимодействие, то мюоны должны иметь преимущественно левую поляризацию (подобно электронам в K_{e3} -распаде и β -распаде нейтрона). Если преобладает скалярное взаимодействие, мюоны должны иметь правую поляризацию*). Таким образом, определяя знак поляризации мюонов (что легко сделать, измерив асимметрию их распада), можно установить, чему равен параметр f/g .

Приведенные выше возможные значения величины f/g могут довольно сильно измениться при уточнении экспериментальных вероятностей K_{e3} - и $K_{\mu 3}$ -распадов, известных в настоящее время с довольно большой неопределенностью. Так, если окажется, что $W_{K_{e3}} \approx 1,5 W_{K_{\mu 3}}$, то этому будет отвечать $f/g \sim 2$.

Заметим, что если бы f равнялась $2g$, то матричный элемент K_{e3} - и $K_{\mu 3}$ -распадов был бы пропорционален $p_K + p_\pi$ и был бы аналогичен матричному элементу π_{e3} -распада, который пропорционален $p_{\pi^+} + p_{\pi^0}$. Такая аналогия должна была бы иметь место, если бы сильное взаимодействие Δ -гиперона и нуклонов было одинаково (унитарная симметрия).

*) Это относится к мюонам в $K_{\mu 3}^-$ -распаде. В распаде $K_{\mu 3}^+$ мюоны будут иметь правую поляризацию для векторного взаимодействия и левую — для скалярного.

Заканчивая рассмотрение лептонных распадов странных частиц, подчеркнем, что в настоящее время экспериментальные данные, относящиеся к этим распадам, чрезвычайно бедны. Только в конце 1961 г. появились работы по измерению спектров вторичных частиц в K_{e3} -распадах K^{*+} - и K^0 -мезонов. Результаты этих работ указывают, по-видимому, на согласие с V -вариантом слабого взаимодействия. (Более ранние данные о спектре электронов в K_{e3}^+ -распаде не согласовывались с V -вариантом, однако о серьезном противоречии нельзя было говорить ввиду чрезвычайно больших экспериментальных ошибок.) До сих пор очень бедны данные по $K_{\mu 3}$ -распаду. Не наблюдались пока K_{e4} -, $K_{\mu 4}$ - и K_{e2} -распады. Предпринята лишь первая попытка проверить на опыте правило $\Delta Q = \Delta S$. Полученные пока предварительные данные не согласуются с этим правилом. Этот вопрос заслуживает самого внимательного изучения *).

Лептонные распады странных частиц представляют тот редкий случай, когда имеется целый ряд строгих теоретических предсказаний, которые могут быть сравнительно легко проверены на опыте. Поэтому их экспериментальное исследование является одной из первоочередных задач физики элементарных частиц.

*) См. примечание на стр. 130.

§ 12. НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ. КАЧЕСТВЕННОЕ РАССМОТРЕНИЕ. РАСПАДЫ θ И τ

Все процессы, которые мы рассматривали до сих пор, обязательно содержали лептоны. Сначала мы рассмотрели взаимодействие лептонов между собой, затем взаимодействие лептонов с нуклонным током. Наконец, мы рассмотрели взаимодействие лептонов со странным током.

Взаимодействие токов $\bar{p}r$ и $\bar{\Lambda}p$

Согласно схеме универсального слабого взаимодействия нуклонный ток и странный ток должны взаимодействовать не только с лептонами, но и друг с другом. Мы приступаем сейчас к выяснению того, что даст взаимодействие между собой токов $\bar{p}r$ и $\bar{\Lambda}p$. Взаимодействие этих токов можно изобразить графически (рис. 32).

Здесь Λ превращается в протон, в то время как сталкивающийся с Λ протон превращается в нейтрон. Две верхние линии отвечают переходу $\Lambda \rightarrow p$, а две нижние — переходу $p \rightarrow n$. Взаимодействие токов $\bar{p}r$ и $\bar{\Lambda}p$ имеет вид

$$(\bar{p}r)(\bar{\Lambda}p)^+ + (\bar{\Lambda}p)(\bar{p}r)^+ = (\bar{p}r)(\bar{p}\Lambda) + (\bar{\Lambda}p)(\bar{p}n).$$

Изображенный выше график отвечает первому слагаемому. Однако наряду с процессами рассеяния это же взаимодействие

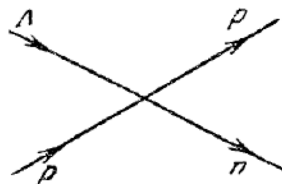


Рис. 32.

генерирует и другие процессы. Мы уже неоднократно использовали тот факт, что уничтожение частицы эквивалентно рождению античастицы. Если есть процесс $\Lambda + p \rightarrow n + p$, то должен быть также процесс $\Lambda + \bar{p} \rightarrow n + \bar{p}$.

Таким образом, у нас имеется взаимодействие, которое переводит Λ в протон, антипротон и нейтрон.

Распад Λ -гиперона

Как с помощью этого взаимодействия получить обычные мезонные распады Λ -гиперона: $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$? Есть много способов это сделать. Например, представим себе, что протон и антипротон, сильно взаимодействуя друг с другом, превращаются в π^0 -мезон. Тогда мы будем иметь график, изображенный на рис. 33.

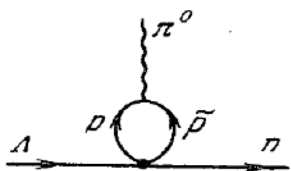


Рис. 33.

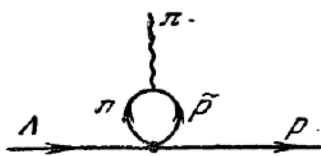


Рис. 34.

Можно представить себе, что с антипротоном объединится не протон, а нейтрон, тогда мы будем иметь другой график (рис. 34).

Среди простейших диаграмм интересны диаграммы такого типа, когда протон и антипротон аннигилируют, не образовав ни одного π -мезона, и нуклонная петля оказывается замкнутой (рис. 35).

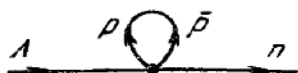


Рис. 35.

В результате Λ переходит в виртуальный нейтрон. (Легко видеть, что переход Λ -частицы в один реальный нейтрон противоречит закону сохранения энергии — импульса: $p_\Lambda^2 = m_\Lambda^2 \neq p_n^2 = m_n^2$.) Так как изоголический спин Λ равен 0, а нейтрона $1/2$, то изменение изотопического спина для такой диаграммы равно $\Delta T = 1/2$.

В дальнейшем мы еще вернемся к этому. В результате сильного взаимодействия виртуальный нейтрон может испу-

стить π -мезон. Если нейтрон испускает π^0 -мезон, то он остается нейтроном, а если нейтрон испустит π^- , то он перейдет в протон (рис. 36).

Рассмотренные нами диаграммы являются простейшими диаграммами. На самом деле все частицы, нарисованные на этих диаграммах, являются сильно взаимодействующими и они провзаимодействуют друг с другом много раз, прежде чем разойдутся. При этом простейшая диаграмма «обрастет»

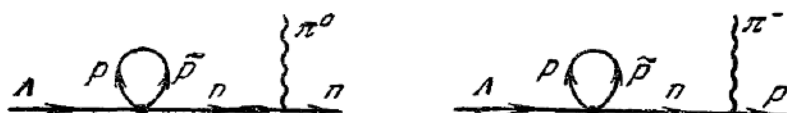


Рис. 36.

линиями виртуальных частиц, число которых бесконечно. Так как теория сильного взаимодействия отсутствует, то результаты этого наложения бесконечно большого числа диаграмм мы вычислить не можем.

Исходя из простейшего матричного элемента, описывающего превращение Λ -частицы в протон, нейтрон и антипротон, найти матричные элементы, описывающие реальные процессы распада K -мезонов и гиперонов, мы, по существу, сейчас не можем. Поэтому мы поставим перед собой более ограниченную задачу: попытаемся найти в нашем исходном взаимодействии такие свойства симметрии, которые сохраняются у матричных элементов, и посмотрим, к каким свойствам матричных элементов эти симметрии приведут.

Итак, мы видим, что это взаимодействие токов $\bar{p}r$ и $\bar{\Delta}r$ приводит к распаду Λ -гиперона. Мы не можем вычислить вероятность этого распада. Однако видно, что совокупность сильных и слабых взаимодействий должна дать распад Λ -гиперона.

Распады Σ - и Ξ -гиперонов

Аналогичным образом можно убедиться в том, что неизбежно должны возникнуть нелептонные распады других частиц. В самом деле, Σ -гиперон в результате сильного взаимодействия может превратиться в π -мезон и Λ . Про Λ -гиперон мы уже знаем, что он может превратиться в π -мезон и нуклон. Если теперь поглотить один из π -мезонов, например

так, как это изображено на диаграмме (рис. 37), то останутся π -мезон и нуклон.

Только в том месте, где распадалась Λ , «работало» слабое взаимодействие (w), все остальные виртуальные взаимодействия являются сильными (s), поэтому распад Σ -гиперонов должен происходить примерно с такой же вероятностью, как и распад Λ -гиперонов.

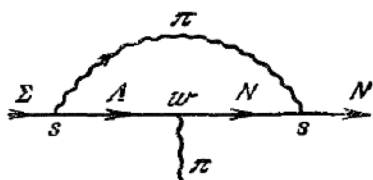


Рис. 37.

Другая возможная диаграмма распада Σ -гиперона представлена на рис. 38.

Опять-таки, как и в случае распада Λ -частиц, количество

различных диаграмм, отвечающих виртуальным сильным переходам, бесконечно, и мы не знаем, какие из них существенны, а какие нет.

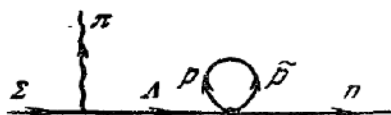


Рис. 38.

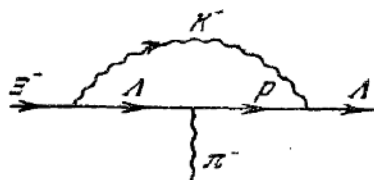


Рис. 39.

Аналогичным образом легко получить распад каскадного гиперона (рис. 39).

Распады K -мезонов

Четырехфермионного взаимодействия ($\bar{p}p$) ($\bar{p}\Lambda$) достаточно также для того, чтобы вызвать к жизни нелептонные распады K -мезонов. Например, в результате сильного взаимодействия K^+ может превратиться в протон и $\bar{\Lambda}$, затем в результате слабого взаимодействия протон и $\bar{\Lambda}$ могут превратиться в протон и антинейтрон. Протон и антинейтрон могут аннигилировать в π -мезоны.

Аннигиляция в один π -мезон запрещена законом сохранения энергии—импульса. Этот же закон запрещает образование четырех и большего числа π -мезонов. Образование

двух и трех π -мезонов разрешено и приводит к наблюдаемым распадам $K_{\pi 2}$ и $K_{\pi 3}$ соответственно (рис. 40).

Раньше эти распады назывались соответственно θ и τ . Анализ именно этих распадов привел в свое время к постановке вопроса о несохранении четности в слабых взаимодействиях

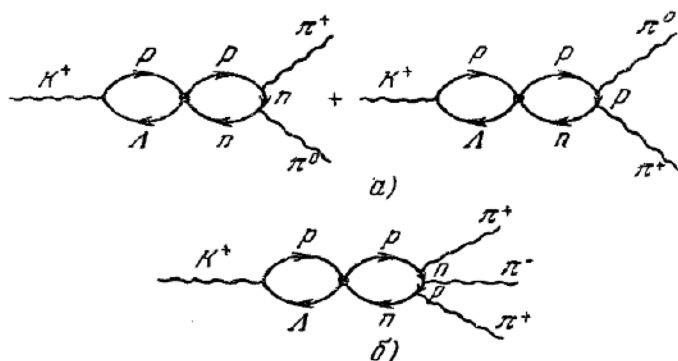


Рис. 40.

(знаменитая «загадка $\theta - \tau$ »). Наряду с обычным K^+ -распадом существует также распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + 2\pi^0$, носящий название τ' .

Аналогично можно получить распады нейтральных K -мезонов на два π -мезона и три π -мезона (рис. 41 и рис. 42). Однако в этих распадах имеется некоторая тонкость, связанная с сохранением комбинированной четности. Через нес-

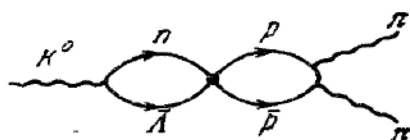


Рис. 41.

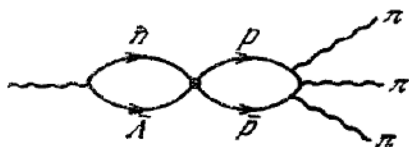


Рис. 42.

колько страниц мы вернемся к этим распадам и рассмотрим их более подробно.

Итак, мы можем получить на основе универсального четырехфермионного слабого взаимодействия все известные нелептонные распады. Можем, но только качественно! Беда заключается в том, что матричный элемент какого-либо распада настолько непохож на тот исходный ток, который его породил, настолько «одет» сильными взаимодействиями, что

связь между ними мы можем проследить только в самом общем виде. В частности, мы не можем установить, действительно ли исходные барионные токи имеют характер вектора и аксиала и действительно ли исходное взаимодействие является произведением двух токов.

Если бы в исходное четырехфермионное взаимодействие входили даже все пять возможных вариантов — скаляр, тензор, псевдоскаляр, вектор и аксиал, мы не могли бы узнать об этом, пока у нас нет теории, с помощью которой можно от исходного взаимодействия перейти к конечному матричному элементу. Мы не можем указать эксперименты, которые могли бы решить вопрос о том, действительно ли исходное взаимодействие имело вид $V-A$. Однако о некоторых свойствах симметрии исходного взаимодействия мы можем твердо сказать, что они обязательно должны быть и у матричных элементов.

Рассмотрим вид матричных элементов различных распадов, исходя из требования лоренц-инвариантности.

Распад $K_{\pi 2}$

Распад $K \rightarrow 2\pi$ имеет матричный элемент такого вида:

$$f_0 \varphi_K \varphi_{\pi 1}^* \varphi_{\pi 2}^*$$

Действительно, в нашем распоряжении имеются только волновые функции мезонов и их четырехмерные импульсы. Из этих величин мы должны сделать скаляр. Но скалярные произведения 4-импульсов выражаются для двухчастичного распада через массы мезонов, и, следовательно, остаются только их волновые функции. Такой вид матричного элемента отвечает тому, что два π -мезона, возникающих при распаде K -мезона со спином, равным нулю, находятся в S -состоянии. Заметим, что четность такой системы положительна. Неизвестная нам константа f_0 имеет размерность энергии:

$$[f_0] = [m].$$

Теория сильных взаимодействий, если бы мы ее имели, позволила бы нам вычислить константу f_0 . Сейчас мы можем теоретически оценить ее из размерных соображений лишь по порядку величины:

$$f_0 \sim G(x_0 m_K)^3,$$

где x_0 — величина порядка единицы. Вероятность θ -распада следующим образом выражается через величину f_θ :

$$W_\theta = \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^6} f_\theta^2 \cdot \int \frac{d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2}{2E_1 2E_2 2m_K} \delta^4(p_1 + p_2 - p_K) = \frac{f_\theta^2 \sqrt{m_K^2 - 4m_\pi^2}}{16\pi m_K^2}.$$

Записывая f_θ в виде $G(x_0 m_K)^3$ и используя экспериментальную вероятность θ -распада нейтрального K -мезона ($\sim 10^{10} \text{ сек}^{-1}$), найдем

$$x_0 \approx 0,7.$$

K_{π_2} -распад K^+ -мезона примерно на два порядка менее вероятен, чем K_{π_2} -распад нейтрального K -мезона. Причина этого подавления в настоящее время не выяснена. Обычно это подавление связывают с правилом отбора $\Delta T = 1/2$ (см. ниже). Заметим в связи с этим, что, как легко убедиться, суммарный вклад двух диаграмм *a*) на стр. 161

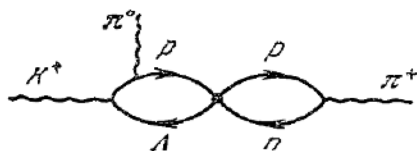


Рис. 43.

равен нулю с той точностью, с какой справедлива изотопическая инвариантность сильного взаимодействия. Поэтому основной вклад в $K_{\pi_2}^+$ -распад должны давать диаграммы типа изображенной на рис. 43 и более сложные диаграммы.

Распад K_{π_2}

В случае распада $K \rightarrow 3\pi$ матричный элемент имеет такой вид:

$$M = f_\tau \varphi_K \varphi_{\pi_1}^* \varphi_{\pi_2}^* \varphi_{\pi_3}^*.$$

Безразмерная величина f_τ (в отличие от f_θ) уже не константа, а некая функция скалярных произведений 4-импульсов мезонов, которые участвуют в распаде, т. е. функция энергии π -мезонов. Однако, так как кинетическая энергия π -мезонов, возникающих в распаде, мала (средняя кинетическая энергия π -мезонов $\sim 25 \text{ Мэв}$), то можно в нулевом приближении пренебречь зависимостью функции f_τ от энергии. Из соображений

размерности $f_\tau = G(x_\tau m_K)^2$, где x_τ — неизвестный коэффициент порядка единицы.

Вычислим, предполагая $f_\tau = \text{const}$, вероятность τ -распада:

$$W_\tau = \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^9} f_\tau^2 \int \frac{d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3}{2E_1 \cdot 2E_2 \cdot 2E_3 \cdot 2m_K} \delta^4(p_1 + p_2 + p_3 - p_K).$$

Здесь индексы 1, 2, 3 относятся к π -мезонам. Интегрирование мы выполним, пренебрегая кинетической энергией π -мезонов по сравнению с их массой. Интегрируя по \mathbf{p}_2 и \mathbf{p}_3 , легко получаем

$$W_\tau = \frac{f_\tau^2}{(2\pi)^5} \int \frac{d\mathbf{p}_1}{16m_K m_\pi} \cdot \frac{4\pi q}{2m_\pi},$$

где q — абсолютная величина 3-импульса мезона 2 или 3 в их системе центра инерции. Выразим q через p_1 , для этого введем такие переменные:

$$\begin{aligned} p_2 + p_3 &= -p_1, & p_2 - p_3 &= 2q, \\ p_2 &= q - \frac{p_1}{2}, & p_3 &= -q - \frac{p_1}{2}. \end{aligned}$$

Суммарная кинетическая энергия мезонов 2 и 3 равна

$$\begin{aligned} T_2 + T_3 &= \frac{p_2^2}{2m_\pi} + \frac{p_3^2}{2m_\pi} = \\ &= \frac{1}{2m_\pi} \left(\frac{p_1^2}{4} - p_1 q + q^2 + \frac{p_1^2}{4} + p_1 q + q^2 \right) = \frac{1}{2m_\pi} \left(\frac{p_1^2}{2} + 2q^2 \right). \end{aligned}$$

Учитывая, что $T_2 + T_3 = Q - T_1$, где $Q = m_K - 3m_\pi$, получаем

$$q = \sqrt{m_\pi \left(Q - \frac{3}{2} T_1 \right)},$$

откуда

$$\begin{aligned} W_\tau &= \frac{f_\tau^2}{(2\pi)^5} \cdot \frac{(4\pi)^2}{2^5} \int_0^{T_1^{\max}} \frac{dT_1 \cdot p_1 \sqrt{m_\pi \left(Q - \frac{3}{2} T_1 \right)}}{m_\pi m_K} = \\ &= \frac{f_\tau^2}{2^5 \pi^3} \int_0^{T_1^{\max}} \frac{dT_1 \sqrt{T_1 (2Q - 3T_1)}}{m_K} = \frac{f_\tau^2 \sqrt{3}}{2^6 \pi^3 m_K} \left(\frac{2Q}{3} \right)^2 \int_0^1 \sqrt{y(1-y)} dy. \end{aligned}$$

Последний интеграл вычисляется элементарно и равен $\pi/8$. Окончательно имеем

$$W_\tau = \frac{f_\tau^2 Q^2}{2^7 \pi^2 3 \sqrt{3} m_K}.$$

Записывая f_τ в виде $G(x_\tau m_K)^2$ и используя экспериментальную вероятность τ -распада ($W_\tau \approx 6 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$), найдем $x_\tau \approx 1$. Мы видим, что коэффициенты в матричных элементах $K_{\pi^+}^+$ - и $K_{\pi^0}^0$ -распадов приблизительно одинаковы (если за единицу длины принять длину порядка $\frac{1}{m_K}$). Это означает, что матричный элемент $K_{\pi^+}^+$ -распада в отличие от $K_{\pi^0}^0$ -распада не является подавленным. Именно поэтому вероятности этих распадов отличаются всего в несколько раз. Если бы матричные элементы обоих этих распадов были в равной мере разрешены (или подавлены), $K_{\pi^+}^+$ -распад из-за малости фазового объема был бы примерно на три порядка менее вероятен, чем $K_{\pi^0}^0$ -распад.

Учитывая, что спин K -мезона и π -мезонов равен нулю, легко видеть что полная четность системы трех π -мезонов, возникающих в τ -распаде, отрицательна. Как мы уже отметили, четность двух π -мезонов в $K_{\pi^+}^+$ -распаде положительна. Обнаружение у K^+ -мезонов двух распадных каналов с различными четностями (« θ — τ -загадка») было исходным пунктом для постановки знаменитого вопроса Ли и Янга: «Сохраняет ли слабое взаимодействие четность?».

Диаграмма Далица

Как уже отмечалось в связи с K_{e_2} -распадом (стр. 151), энергетическое распределение трехчастичного распада удобно изображать на диаграмме, представляющей собой равносторонний треугольник. Впервые на это обратил внимание Далиц, проанализировавший с помощью этой диаграммы экспериментальные данные по τ -распаду.

Рассмотрим диаграмму Далица для общего случая, когда частица с массой m распадается на три частицы с массами m_1 , m_2 и m_3 . Обозначим соответствующие 4-импульсы через p , p_1 , p_2 , p_3 ; $p_i = (E_i, \mathbf{k}_i)$, $E_i = T_i + m_i$. Область переменных

T_1 , T_2 и T_3 , удовлетворяющих закону сохранения энергии:

$$T_1 + T_2 + T_3 = m - m_1 - m_2 - m_3 = \Delta,$$

может быть представлена равносторонним треугольником с высотой, равной Δ (рис. 44).

Однако не все точки внутри треугольника отвечают истинным распадам. Часть их запрещена законом сохранения 3-импульса:

$$k_1 + k_2 + k_3 = 0.$$

Легко убедиться, что границы разрешенной области определяются уравнениями

$$k_1 = k_2 + k_3 \quad (\text{линия } ab),$$

$$k_2 = k_3 + k_1 \quad (\text{линия } bc),$$

$$k_3 = k_1 + k_2 \quad (\text{линия } ca),$$

где $k_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2}$.

Если учесть закон сохранения энергии, перейти к

переменным x и y и избавиться от корней, то эти уравнения можно записать в виде одного уравнения:

$$3x^3[(m - m_1)^2 - 2my] - 2\sqrt{3}x(m - m_1 - y)(m_2^2 - m_3^2) - (m - m_1 - y)^2(2m_1y + y^2) - 4m_2^2m_3^2 + (m_2^2 + m_3^2 + 2m_1y + y^2)^2 = 0.$$

Если $m_1 = \mu$, $m_2 = m_3 = 0$, как в случае K_{e^+} -распада, то

$$[(m - \mu - y)^2 - 2\mu y - y^2][3x^3 - 2\mu y - y^2] = 0,$$

и мы получаем

$$y = \frac{(m - \mu)^2}{2\mu} \quad \text{для линии } ab.$$

$$x = \sqrt{\frac{y^2 + 2\mu y}{3}} \quad \text{для линии } bc,$$

$$x = -\sqrt{\frac{y^2 + 2\mu y}{3}} \quad \text{для линии } ca,$$

В случае τ -распада $m_1 = m_2 = m_3 = \mu$ и уравнение для границы приобретает вид

$$3x^3[(m - \mu)^2 - 2my] - (2\mu y + y^2)[(m - \mu)^2 - 4\mu^2 - 2my] = 0.$$

Легко видеть, что

$$y_{\max} = \frac{(m - \mu)^2 - 4\mu^2}{2m}.$$

Если обозначить $m - 3\mu = \Delta$ и считать $\Delta \ll \mu$, то

$$y_{\max} = \frac{(\Delta + 2\mu)^2 - 4\mu^2}{2m} \approx \frac{2}{3} \Delta.$$

Пренебрегая малыми членами, имеем

$$x^2 - y \left(\frac{2}{3} \Delta - y \right) = 0.$$

Вводя переменную $y' = y - \frac{\Delta}{3}$, убеждаемся в том, что граница разрешенной области в случае τ -распада в нерелятивистском приближении представляет собой окружность с радиусом $\Delta/3$, вписанную в треугольник:

$$x^2 + y'^2 = \left(\frac{\Delta}{3} \right)^2.$$

Особое удобство диаграммы Далица связано с тем, что элемент площади этой диаграммы $dx dy$ пропорционален элементу фазового объема. В этом легко убедиться, если вспомнить, что выражение для вероятности распада пропорционально

$$|f_{\tau}|^2 \int \frac{dk_1 dk_2 dk_3}{E_1 E_2 E_3} \delta^4(p_1 + p_2 + p_3 - p).$$

Интегрируя по k_3 , получаем

$$\begin{aligned} dW &\sim |f_{\tau}|^2 \int \frac{dk_1 dk_2}{E_1 E_2 E_3} \delta(E_1 + E_2 + E_3 - E) \sim \\ &\sim |f_{\tau}|^2 \int \frac{k_1 k_2 dE_1 dE_2 d \cos \varphi}{E_3} \times \\ &\times \delta(E_1 + E_2 + \sqrt{k_1^2 + k_2^2 - 2k_1 k_2 \cos \varphi + m_3^2} - E) = \\ &= |f_{\tau}|^2 dE_1 dE_2 \sim |f_{\tau}|^2 dx dy. \end{aligned}$$

Подчеркнем, что этот вывод не связан ни с предположением о равенстве масс m_1 , m_2 и m_3 , ни с предположением о справедливости нерелятивистского приближения.

Из этого свойства диаграммы Далица следует, что если $f_{\tau} = \text{const}$, то распределение точек на диаграмме должно быть равномерным.

На опыте для распада $K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-$ установлено, что

$$|f_\tau|^2 \sim 1 + 0,2 \left(\frac{2y}{y_{\max}} - 1 \right).$$

Эта энергетическая зависимость $|f_\tau|^2$, по-видимому, в основном обусловлена взаимодействием между π -мезонами, возникающими в τ -распаде.

K_1^0 - и K_2^0 -мезоны

Рассмотрим, к чему приводит сохранение комбинированной четности в нелептонных распадах K -мезонов. Прежде всего, оно приводит к тому, что возникают два типа нейтральных K -мезонов: K_1^0 и K_2^0 . В чем заключается основное различие между лептонными и нелептонными распадами нейтральных K -мезонов?

Рассмотрим распад $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu$. Сделаем CP -преобразование. Получаем $\tilde{K}^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$. Мы видим, что как распадающиеся частицы, так и продукты распада при CP -преобразовании переходят не сами в себя, а в свои античастицы: π^- перешло в π^+ , e^+ перешло в e^- , ν в $\bar{\nu}$. Следовательно, ни то, что распалось, ни то, что возникло, не имеет определенной комбинированной четности.

Рассмотрим теперь распад $K^0 \rightarrow 2\pi^0$. Комбинированная четность системы, состоящей из двух π^0 -мезонов, положительна. Таким образом, частицы, возникшие в распаде, имеют определенную комбинированную четность. А распадающийся K^0 -мезон не имеет определенной комбинированной четности: $CPK^0 = \tilde{K}^0$. Следовательно, привести к распаду $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ могло бы только взаимодействие, не сохраняющее комбинированной четности. Но мы исходим из того, что наше взаимодействие сохраняет комбинированную четность. Есть ли выход из этого тупика? Выход есть и его легко увидеть, если рассмотреть состояние, представляющее собой линейную комбинацию K^0 и \tilde{K}^0 .

Действительно, рассмотрим состояние K_1^0 , которое описывается линейной суперпозицией волновых функций K^0 и \tilde{K}^0 : $K_1^0 = \frac{K^0 + \tilde{K}^0}{\sqrt{2}}$. Проведем над этим состоянием операцию CP ; при CP -преобразовании K^0 перейдет в \tilde{K}^0 , а \tilde{K}^0 перейдет в

K^0 , и в результате состояние K_1^0 перейдет само в себя:

$$CPK_1^0 = CP \frac{K^0 + \tilde{K}^0}{\sqrt{2}} = \frac{K^0 + \tilde{K}^0}{\sqrt{2}} = K_1^0.$$

Подействуем CP -преобразованием на функцию $K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \tilde{K}^0)$:

$$CP = \frac{K^0 - \tilde{K}^0}{\sqrt{2}} = \frac{\tilde{K}^0 - K^0}{\sqrt{2}} = -\frac{K^0 - \tilde{K}^0}{\sqrt{2}} = -K_2^0.$$

Итак, мы установили, что $CPK_1^0 = K_1^0$, $CPK_2^0 = -K_2^0$.

Это означает, что K_1^0 имеет положительную комбинированную четность, а K_2^0 — отрицательную комбинированную четность.

Легко видеть, что K_1^0 может распадаться как на $2\pi^0$, так и на $\pi^+ + \pi^-$, которые в S -состоянии имеют положительную комбинированную четность. K_2^0 не может распадаться на два π -мезона. Выясним теперь, чему равна комбинированная четность нейтральной системы, состоящей из трех π -мезонов. Эта система может находиться в двух различных зарядовых состояниях: либо $3\pi^0$, либо $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$. Рассмотрим сначала состояние $3\pi^0$. Так как каждый из трех π -мезонов имеет отрицательную комбинированную четность и так как в силу тождественности π -мезонов их орбитальные состояния всегда четны, то комбинированная четность всей системы в целом отрицательна:

$$CP\pi^0 = -\pi^0, \quad CP3\pi^0 = (-1)^3 3\pi^0 = -3\pi^0.$$

Рассмотрим теперь систему $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

Полный момент I этой системы должен равняться нулю, так как нулю равняется спин K -мезона.

Рассмотрим, как может быть построена волновая функция трех π -мезонов, имеющих $I=0$.

Относительный момент π^+ и π^- обозначим l , момент π^0 относительно центра масс $\pi^+ + \pi^-$ назовем L . Так как $I = l + L$, то для того, чтобы $I=0$, необходимо, чтобы $L = l$.

Комбинированная четность π^0 -мезона всегда отрицательна; комбинированная четность системы $\pi^+ + \pi^-$ всегда положительна (это следует из того, что для такой системы $C = (-1)^l$, $P = (-1)^l$ и, значит, $CP = (-1)^{2l} = 1$). Следовательно, все определяется четностью орбитального движения, связанного с моментом L . Если L четно ($L = l = 0, 2, 4$), то комбинированная четность системы $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ отрицательна, если L нечетно ($L = l = 1, 3, 5$), то положительна.

Теперь мы подведем итоги и перечислим разрешенные распады:

$$K_1^0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \pi^+ + \pi^-, \\ 2\pi^0, \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (l=L=1, 3, 5, \dots), \end{array} \right\} CP = 1;$$

$$K_2^0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 3\pi^0, \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (l=L=0, 2, 4, \dots) \end{array} \right\} CP = -1.$$

Если на время отвлечься от лептонных распадов K_{e3}^0 и $K_{\mu 3}^0$, то видно, что K_1^0 -мезон должен жить существенно меньше, чем K_2^0 -мезон, так как фазовый объем в π^0 -распаде ($K_{\pi 1}^0$) значительно меньше фазового объема θ^0 -распада ($K_{\pi 2}^0$). Экспериментально вероятности этих распадов отличаются примерно в 2—3 тысячи раз ($W_{K_1^0 \rightarrow 2\pi} \approx 1 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, $W_{K_2^0 \rightarrow 3\pi} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$). Что касается вероятности распада $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, то она должна быть, по крайней мере, на два порядка меньше, чем $W_{K_2^0 \rightarrow 3\pi}$, так как испусканию π -мезонов в состоянии $l=L=1$ препятствует центробежный барьер.

Лептонные распады K_{e3}^0 и $K_{\mu 3}^0$, доступные как для K_1^0 , так и для K_2^0 , несущественно меняют соотношение между временами жизни K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, так как вероятности этих распадов примерно того же порядка, что и вероятность распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi$. Более подробно свойства K_1^0 - и K_2^0 -мезонов рассмотрены на стр. 194—212.

Вопрос о том, какие еще следствия вытекают из сохранения комбинированной четности, мы рассмотрим в следующем параграфе, посвященном распаду гиперонов.

§ 13. НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ ГИПЕРОНОВ

Амплитуды гиперонных распадов

Перейдем к распаду гиперонов. Распад гиперона описывается графиком, изображенным на рис. 45. 1 обозначает распадающийся гиперон, 2 обозначает рождающийся барион. Если частицы 1 и 2 имеют спин, равный $1/2$, то наиболее общий вид амплитуды, описывающей такой распад:

$$M = \bar{u}_2 (\alpha + \beta \gamma_5) u_1 \cdot \varphi_\pi,$$

где α и β — неизвестные константы, а \bar{u}_2 и u_1 — 4-спиноры.

На первый взгляд кажется, что мы использовали не все возможности. Например, из спиноров мы построили скаляр и псевдоскаляр, но не построили вектор и аксиальный вектор:

$$\bar{u}_2 \gamma_\mu u_1 \quad \text{и} \quad \bar{u}_2 \gamma_\mu \gamma_5 u_1.$$

Легко видеть, однако, что добавление членов типа

$$M' = \bar{u}_2 (\alpha' \gamma_\mu + \beta' \gamma_\mu \gamma_5) u_1 k_\mu \varphi_\pi,$$

где k — 4-импульс π -мезона, не дало бы ничего нового. Так как распад двухчастичный, то импульс π -мезона выражается через импульсы k_1 и k_2 :

$$k = k_1 - k_2.$$

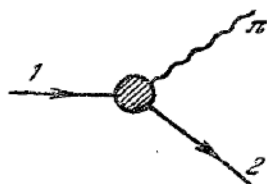


Рис. 45.

Используя это, легко получить:

$$\begin{aligned} M' &= -\bar{u}_2 [\alpha' (\hat{k}_2 - \hat{k}_1) + \beta' (\hat{k}_2 - \hat{k}_1) \gamma_5] u_1 \varphi_\pi = \\ &= -\bar{u}_2 [\alpha' (m_2 - m_1) + \beta' (m_2 + m_1) \gamma_5] u_1 \varphi_\pi. \end{aligned}$$

Мы привели M' к виду M (напомним, что постоянные α (α') и β (β') теоретически мы вычислить не можем!). Таким образом, амплитуды M и M' полностью эквивалентны.

Даже найдя из опыта константы α и β и, следовательно, фиксируя вид матричного элемента, мы бессильны выяснить, действительно ли этот матричный элемент обусловлен четырехфермионным слабым взаимодействием типа $V - A$. Никакие опыты с гиперонами не могут установить (пока у нас нет теории сильных взаимодействий) вид исходного слабого взаимодействия, ответственного за распады гиперонов. Даже если оно содержит только S и P и не содержит V и A , оно в принципе может дать такой же вид матричного элемента. Мы не можем даже проверить, действительно ли это взаимодействие четырехфермионно.

Опыты с гиперонами позволяют, однако, утверждать, что это взаимодействие не сохраняет четность, не сохраняет зарядовую четность и, по-видимому, сохраняет комбинированную четность. Несохранение четности в распадах гиперонов находит свое отражение в том, что матричный элемент M содержит наряду со скаляром α псевдоскаляр $\beta \gamma_5$. При P -инверсии первый из них не меняет знака (четен), а второй меняет знак (нечетен), если внутренние четности всех частиц положительны. Легко видеть, что член α описывает образование мезона в S -состоянии, а член β — в P -состоянии. Действительно, положительной четностью обладают волны с $l=0, 2, 4, \dots$, а отрицательной — волны с $l=1, 3, 5, \dots$. Но так как спины распадающегося гиперона и возникающего бариона равны $1/2$, то только волны с $l=0$ и $l=1$ могут дать вклад. Более высокие значения l запрещены законом сохранения углового момента.

Выясним теперь, какие ограничения налагает сохранение комбинированной четности на коэффициенты α и β , входящие в амплитуду распада гиперона:

$$M = \bar{u}_2 (\alpha + \beta \gamma_5) u_1 \varphi_\pi.$$

Для определенности мы будем говорить о распаде $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$, предполагая, что спин Ξ -гиперона равен $1/2$. Существенным отличием нелептонных распадов от процессов, рассмотренных нами ранее, является то, что частицы, образующиеся в этих распадах, сильно взаимодействуют между собой.

Выключим рассеяние

Забудем на минуту о том, что этот распад обусловлен совокупностью слабого и сильного взаимодействий, и предположим, что π -мезон и Λ -гиперон, возникшие в распаде, не взаимодействуют между собой. Мы пренебрегаем при этом рассеянием π -мезона на Λ -гипероне и рассматриваем матричный элемент распада как некоторое «эффективное слабое взаимодействие». После того как мы (совершенно незаконно!) зачислили π -мезон и Λ -гиперон в разряд слабо взаимодействующих частиц, интересующий нас распад уже принципиально не отличается от рассмотренных ранее процессов, таких как лептонные распады K -мезонов или β -распад нейтрона. Чтобы определить фазу коэффициентов α и β , мы можем применить к нашему матричному элементу стандартную процедуру (см. стр. 84). Совершим преобразование эрмитова сопряжения (H) и преобразование комбинированной инверсии (CP) и сравним результаты этих двух преобразований.

При эрмитовом сопряжении

$$M = \bar{u}_2 (\alpha + \beta \gamma_5) u_1 \varphi_\pi \xrightarrow{H} M^H = \bar{u}_1 (\alpha^* - \beta^* \gamma_5) u_2 \varphi_\pi^*.$$

(Минус перед β возник из-за антикоммутиации матриц γ_4 и γ_5 .)

При зарядовом сопряжении

$$M \xrightarrow{C} M^C = -\bar{u}_2 C^+ (\alpha + \beta \gamma_5) C \bar{u}_1 \varphi_\pi^* = -\bar{u}_1 (\alpha + \beta \gamma_5) u_2 \varphi_\pi^*.$$

При инверсии координат

$$M \xrightarrow{P} M^P = -\bar{u}_2 (\alpha - \beta \gamma_5) u_1 \varphi_\pi.$$

(Мы считаем, что внутренние четности частиц 1 и 2 одинаковы, а π -мезон псевдоскаляр.) Из определения M^P и M^C очевидно, что при комбинированной инверсии

$$M \xrightarrow{CP} M^{CP} = \bar{u}_1 (\alpha - \beta \gamma_5) u_2 \varphi_\pi^*.$$

Действительность α и β

В силу сохранения комбинированной четности $M^H = M^{CP}$. Отсюда сразу же следует, что

$$\alpha = \alpha^*, \quad \beta = \beta^*,$$

т. е. коэффициенты α и β действительны. Заметим, что общая фаза коэффициентов α и β является физически ненаблюдаемой

величиной, так как вероятность распада пропорциональна величине MM^* . В частности, если бы мы предположили, что частицы 1 и 2 имеют разные внутренние четности, то мы получили бы

$$\alpha = -\alpha^* \quad \text{и} \quad \beta = -\beta^*,$$

т. е. коэффициенты α и β были бы чисто мнимыми.

Физически наблюдаемой величиной является относительная фаза коэффициентов α и β . Мы видим, что в силу сохранения комбинированной четности она равна нулю (более точно, $n\pi$) вне зависимости от того, каковы внутренние четности частиц.

Легко видеть, что если бы мы погребовали сохранения зарядовой четности (C), а не комбинированной (CP), то результат был бы другой.

В самом деле, из равенства

$$M^H = M^C$$

следует

$$\alpha^* = -\alpha, \quad \beta^* = \beta.$$

Это означает, что относительная фаза коэффициентов α и β равна $\frac{\pi}{2}$ (более точно, $n\pi + \frac{\pi}{2}$).

Включим рассеяние. S -матрица

Выясним теперь, что изменится в наших выводах при учете сильного взаимодействия между π -мезоном и Λ -гипероном. Для этого нам придется поближе познакомиться со свойствами S -матрицы. Проиллюстрируем эти свойства все на том же распаде $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$. В этом распаде мы имеем дело с тремя состояниями.

Начальное состояние мы обозначим Ξ^- . Два возможных конечных состояния системы $\Lambda^0 + \pi^-$ с $l=0$ и $l=1$ соответственно мы обозначим через s и p . Если рассмотреть также и реакцию, обратную распаду: $\Lambda^0 + \pi^- \rightarrow \Xi^-$, то всего возможны три начальных и три конечных состояния. Совокупность матричных элементов $S_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$), связывающих между собой каждое начальное состояние с каждым конечным состоянием, представим в виде таблицы (S -матрицы).

Таблица 5

Начальное состояние \ Конечное состояние	Ξ	s	ρ
Ξ	S_{11}	S_{12}	S_{13}
s	S_{21}	S_{22}	S_{23}
ρ	S_{31}	S_{32}	S_{33}

Если «выключить» распад Ξ -гиперона и рассеяние π на Λ , то S -матрица будет иметь вид

$$S = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

что означает, что каждое начальное состояние без каких-либо изменений переходит само в себя.

Унитарность и симметрия

Очевидно, что в отсутствие взаимодействия S -матрица обладает свойствами унитарности: $SS^+ = I$, где I — единичная матрица, и симметрии:

$$S_{\alpha\beta} = S_{\beta\alpha}.$$

Замечательной особенностью S -матрицы является то, что она сохраняет эти свойства и после того, как мы «включим» взаимодействие.

Условие унитарности S -матрицы отражает требования сохранения полной вероятности (сумма вероятностей различных конечных состояний должна равняться единице) и сохранения ортогональности состояний. Условие унитарности S -матрицы эквивалентно условию эрмитовости лагранжиана взаимодействия.

Условие симметрии S -матрицы является следствием инвариантности взаимодействия относительно обращения времени (или, в силу CPT -теоремы, относительно комбинированной инверсии): матричные элементы прямого и обратного процесса должны быть равны.

Если по-прежнему, не включая распадного слабого взаимодействия, включить сильное взаимодействие, то возникает рассеяние π -мезона на Λ -гипероне и S -матрица приобретает вид

$$S = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i2\varphi_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i2\varphi_3} \end{pmatrix},$$

где φ_2 — фаза рассеяния в s -состоянии, а φ_3 — в p -состоянии.

Если теперь включить слабое взаимодействие, то в S -матрице появятся недиагональные матричные элементы *):

$$S = \begin{pmatrix} 1 & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & e^{2i\varphi_2} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & e^{2i\varphi_3} \end{pmatrix}.$$

S_{12} описывает переход Ξ в $\Lambda + \pi$ с $l=0$. S_{13} описывает переход Ξ в $\Lambda + \pi$ с $l=1$. S_{23} описывает переход системы $\Lambda + \pi$ из состояния с $l=0$ в состояние с $l=1$. Этот переход не сохраняет четности и может идти только за счет слабого взаимодействия. Все недиагональные матричные элементы пропорциональны константе слабого взаимодействия G и примерно на 5—7 порядков меньше диагональных матричных элементов. Основываясь на этом и используя условия унитарности и симметрии S -матрицы, мы выразим фазы недиагональных матричных элементов через фазы диагональных матричных элементов.

Связь между распадом и рассеянием

Запишем условие унитарности $SS^+ = I$ в явном виде:

$$S_{\alpha\gamma} S_{\beta\gamma}^* = \delta_{\alpha\beta}.$$

Воспользуемся теперь тем, что в силу симметрии S -матрицы

$$S_{\beta\gamma}^* = S_{\gamma\beta}^*.$$

Получим

$$S_{\alpha\gamma} S_{\gamma\beta}^* = \delta_{\alpha\beta}. \quad (*)$$

*) Как уже отмечалось на стр. 45, недиагональные матричные элементы S -матрицы $S_{\alpha\beta}$ следующим образом связаны с соответствующими амплитудами перехода $M_{\alpha\beta}$:

$$S_{\alpha\beta} = i(2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) M_{\alpha\beta}.$$

В сумме произведений $S_{\alpha\gamma} S_{\gamma\beta}^*$ имеются члены нулевого, первого и второго порядков малости по константе слабого взаимодействия. Членами второго порядка малости по G ($\sim 10^{-10}$ — 10^{-14}) мы пренебрегаем. Для членов нулевого порядка соотношение (*) дает

$$S_{\alpha\alpha} S_{\alpha\alpha}^* = \delta_{\alpha\alpha}.$$

Для членов первого порядка соотношение (*) дает

$$S_{\alpha\alpha} S_{\alpha\beta}^* + S_{\alpha\beta} S_{\beta\beta}^* = 0 \quad (\alpha \neq \beta),$$

откуда следует

$$\frac{S_{\alpha\beta}}{S_{\alpha\beta}^*} = - \frac{S_{\alpha\alpha}}{S_{\beta\beta}^*}.$$

Записывая $S_{\alpha\beta}$ в виде $i\rho_{\alpha\beta} e^{i\varphi_{\alpha\beta}}$ и учитывая, что $S_{\alpha\alpha} = e^{i2\varphi_{\alpha}}$, $S_{\beta\beta}^* = e^{i2\varphi_{\beta}}$, получаем

$$e^{i2\varphi_{\alpha\beta}} = e^{i2(\varphi_{\alpha} + \varphi_{\beta})}$$

или

$$\varphi_{\alpha\beta} = \varphi_{\alpha} + \varphi_{\beta} + n\pi.$$

При распаде $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ $\varphi_1 = 0$, φ_2 и φ_3 равны соответственно фазам рассеяния π на Λ в s - и p -состояниях.

Полученный результат имеет очень наглядную интерпретацию. При обычном рассеянии π -мезона на Λ -гипероне эти частицы приходят из бесконечности в начало координат и снова уходят на бесконечность. При этом «набегает» фаза 2φ . При распаде Ξ -гиперона Λ и π возникают в начале координат и уходят на бесконечность. При этом, естественно, «набегает» фаза φ .

Итак, при отсутствии взаимодействия в конечном состоянии сохранения комбинированной четности приводит к действительности коэффициентов для s - и p -волны в амплитуде распада гиперона: α и β действительны. Учет взаимодействия в конечном состоянии дает

$$\alpha = \pm |\alpha| e^{i\varphi_s}, \quad \beta = \pm |\beta| e^{i\varphi_p},$$

где φ_s и φ_p — соответствующие фазы рассеяния (еще раз подчеркнем, что физический смысл имеет только относительная фаза коэффициентов α и β , а не их общая фаза).

Чему равны фазы рассеяния?

Фазы рассеяния Λ на π нам не известны в настоящее время. Как будет видно из дальнейшего, эти фазы (вернее, их разность) можно определить, исследуя распад каскадного гиперона.

При распадах Λ -гиперона и Σ -гиперона возникают π -мезоны и нуклоны. Фазы рассеяния π -мезонов нуклонами нам известны из соответствующих опытов по рассеянию (см. таблицу).

Таблица 6

Фазы πN -рассеяния при импульсах распада Λ - и Σ -гиперонов

Импульс	$\varphi_1 \left(T = \frac{1}{2}, \right. \\ \left. l = 0 \right)$	$\varphi_2 \left(T = \frac{3}{2}, \right. \\ \left. l = 0 \right)$	$\varphi_{11} \left(T = \frac{1}{2}, \right. \\ \left. l = 1 \right)$	$\varphi_{21} \left(T = \frac{3}{2}, \right. \\ \left. l = 1 \right)$
$99,5 \frac{Mэв}{c} (\Lambda)$	$+ 8^\circ$	$- 4^\circ$	~ 0	~ 0
$189,0 \frac{Mэв}{c} (\Sigma)$	$+ 8^\circ$	$- 14^\circ$	$- 3^\circ$	$- 3^\circ$

Распад $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ характерен тем, что система $\Lambda^0 + \pi^-$ имеет определенный изотопический спин ($T=1$). Система $\pi + N$, возникшая при Λ - или Σ -распаде, может, вообще говоря, находиться в двух изотопических состояниях ($T=1/2$ и $T=3/2$). S -матрица в этом случае будет содержать уже не 9 (3×3), а 25 (5×5) матричных элементов.

Нерелятивистская амплитуда

Используя установленные выше свойства амплитуды, мы рассчитаем спиновые и угловые корреляции в нелептонных распадах гиперонов. Поскольку энергия, выделяемая при распаде гиперонов, мала по сравнению с массой нуклона, то удобно в выражении для амплитуды перейти к нерелятивистской записи. Запишем выражение

$$M = \bar{u}_2 (\alpha + \beta \gamma_5) u_1 \varphi_*$$

через двухкомпонентные спиноры

$$u_1 = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \chi_1 \end{pmatrix}, \quad \bar{u}_2 = (\varphi_2^+, -\chi_2^+),$$

$$\chi_1 = \frac{\sigma p_1}{E_1 + m_1} \varphi_1, \quad \chi_2^+ = \varphi_2^+ \frac{\sigma p_2}{E_2 + m_2}.$$

Здесь φ и χ — двухкомпонентные спиноры, а σ — двухкомпонентные матрицы Паули. p , E и m — импульс, полная энергия и масса частицы соответственно. Рассмотрим распад в системе покоя распадающегося гиперона ($p_1 = 0$). Тогда

$$M = \varphi_2^+ \left(1, -\frac{\sigma p_2}{E_2 + m_2} \right) \left[\alpha \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \beta \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \varphi_1 \varphi_\pi =$$

$$= \varphi_2^+ \left[\alpha + \beta \frac{\sigma p_2}{E_2 + m_2} \right] \varphi_1 \varphi_\pi.$$

Вводя обозначения

$$n = \frac{p_2}{|p_2|}, \quad \alpha = a, \quad \beta \frac{|p_2|}{E_2 + m_2} = b,$$

получим

$$M = \varphi_2^+ [a + b\sigma n] \varphi_1 \varphi_\pi.$$

До сих пор мы не делали никаких приближений: просто от четырехкомпонентной записи перешли к двухкомпонентной. Переход к нерелятивистскому приближению будет заключаться в том, что теперь оба двухкомпонентных спинора (φ_1 , φ_2) мы будем считать нерелятивистскими, не зависящими от соответствующих импульсов.

Вероятность распада будет пропорциональна величине MM^* :

$$W \sim \varphi_2^+ [a + b\sigma n] \varphi_1 \varphi_1^+ [a^* + b^*\sigma n] \varphi_2.$$

Так как полная вероятность распада нас не интересует, то коэффициент пропорциональности мы не выписываем.

Нерелятивистский поляризационный оператор

Введем спиновые проекционные операторы для двухкомпонентных спиноров

$$\lambda_{\alpha\beta}^s = \varphi_\alpha \varphi_\beta^+ = \left(\frac{1 + \sigma \xi}{2} \right)_{\alpha\beta},$$

где ξ — единичный вектор в направлении поляризации частицы. Это выражение может быть получено в нерелятивистском

пределе из выражения для оператора

$$\Lambda_{\alpha\beta}^s = u_\alpha \bar{u}_\beta = \frac{1}{2} [(\hat{p} + m)(1 - \gamma_5 \hat{s})]_{\alpha\beta},$$

рассмотренного нами на стр. 68. Напомним, что $\hat{s} = s_4 \gamma_4 - \mathbf{s} \boldsymbol{\gamma}$, где

$$s_4 = \frac{(\xi p)}{m}, \quad \mathbf{s} = \boldsymbol{\xi} + \frac{(\xi p) \mathbf{p}}{(E + m)m}.$$

В нерелятивистском пределе $s_4 \rightarrow 0$, $\mathbf{s} \rightarrow \boldsymbol{\xi}$. Учитывая, что

$$\gamma_3 = -\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

получим

$$\Lambda^s \rightarrow m \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\xi} & 0 \\ 0 & -\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\xi} \end{pmatrix} \right] \rightarrow m [1 + \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\xi}] = 2m \lambda^s.$$

С помощью проекционного оператора λ^s мы можем записать вероятность распада гиперона в виде

$$W \sim \text{Sp} \lambda_2^s [a + b \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}] \lambda_1^s [a^* + b^* \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}],$$

где Sp означает след двухрядной матрицы. Обозначим через $\boldsymbol{\xi}_1$ вектор поляризации частицы 1, а через $\boldsymbol{\xi}_2$ вектор поляризации частицы 2. Тогда

$$W \sim \text{Sp} [1 + \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\xi}_2] [a + b \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}] [1 + \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\xi}_1] [a^* + b^* \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}].$$

(След единичной двухрядной матрицы равен 2. След любой из матриц $\boldsymbol{\sigma}$ равен нулю.)

Корреляции в s -волне

Вычислим вначале член, пропорциональный

$$\frac{aa^*}{2} \text{Sp} (1 + \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\xi}_2) (1 + \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\xi}_1) = aa^* (1 + \boldsymbol{\xi}_1 \boldsymbol{\xi}_2).$$

Так как член, пропорциональный a , отвечает s -волне, то этот результат вполне естествен. Конечная поляризация должна совпадать с исходной — спины частиц 1 и 2 параллельны. При $\boldsymbol{\xi}_2$, антипараллельном $\boldsymbol{\xi}_1$, вероятность обращается в нуль. (Заметим, что при вычислении следа мы пользовались соотношением $\sigma_i \sigma_k = \delta_{ik} + i \varepsilon_{ikl} \sigma_l$.)

Корреляции в p -волне

Вычислим теперь член, пропорциональный bb^* :

$$\frac{bb^*}{2} \text{Sp}(1 + \sigma \xi_2) \sigma n (1 + \sigma \xi_1) \sigma n = bb^* [1 + 2(\xi_2 n)(\xi_1 n) - (\xi_2 \xi_1)].$$

При вычислении этого следа удобно воспользоваться соотношением

$$\frac{1}{2} \text{Sp} \sigma_i \sigma_k \sigma_l \sigma_m = \delta_{ik} \delta_{lm} + \delta_{im} \delta_{kl} - \delta_{il} \delta_{km}.$$

Отметим, что как вклад s -волны, так и вклад p -волны при инверсии координат не меняют знак. Поляризация частицы 2 для p -волны уже не совпадает с поляризацией частицы 1, как это было для s -волны. Вероятность максимальна, когда вектор ξ_2 параллелен вектору

$$2n(\xi_1 n) - \xi_1.$$

sp -интерференция

Наконец, вычислим интерференционные члены, пропорциональные ab^* и a^*b :

$$\frac{ab^*}{2} \text{Sp}(1 + \sigma \xi_2)(1 + \sigma \xi_1) \sigma n = ab^* (\xi_2 n + \xi_1 n + i \xi_2 [\xi_1 n]),$$

$$\frac{a^*b}{2} \text{Sp}(1 + \sigma \xi_2) \sigma n (1 + \sigma \xi_1) = a^*b (\xi_2 n + \xi_1 n + i \xi_2 [n \xi_1]).$$

Суммируя вклад интерференционных членов, получаем

$$(ab^* + a^*b)(\xi_2 n + \xi_1 n) + i(ab^* - a^*b) \xi_2 [\xi_1 n].$$

Как легко видеть, эти члены при инверсии координат меняют знак (при инверсии координат $\xi \rightarrow \bar{\xi}$, $n \rightarrow -n$).

Окончательно получаем

$$W(n, \xi_1, \xi_2) \sim a^*a(1 + \xi_1 \xi_2) + bb^*(1 + 2(\xi_1 n)(\xi_2 n) - \xi_1 \xi_2) + \\ + (a^*b + b^*a)(\xi_1 n + \xi_2 n) + i(ab^* - a^*b) \xi_2 [\xi_1 n].$$

Это выражение описывает угловые и спиновые корреляции в распадах гиперонов:

$$\begin{array}{lll} \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-, & \Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0, & \\ \Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+, & \Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0, & \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-. \\ \Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-, & \Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0, & \end{array}$$

Различные распады характеризуются различными значениями коэффициентов a и b . Если какая-либо из величин n , ξ_1 или ξ_3 не измеряется на опыте, то в нашей формуле соответствующий вектор следует положить равным нулю.

Асимметрия распада

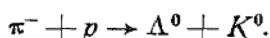
Рассмотрим, например, опыт, в котором распадается поляризованный Λ -гиперон ($\Lambda \rightarrow p + \pi^-$), а поляризация нуклона не измеряется. Угловое распределение нуклонов имеет в этом случае такой вид:

$$W(n, \xi_1) \sim aa^* + bb^* + (a^*b + b^*a)\xi_1 n$$

или, иначе,

$$W(n, \xi_1) \sim 1 + \alpha(n\xi_1), \quad \text{где} \quad \alpha = \frac{a^*b + b^*a}{a^*a + b^*b}.$$

Классическая схема этого опыта такова: пучок π -мезонов падает на водородную мишень. Происходит реакция



Λ -гипероны рождаются в этой реакции поляризованными, причем вектор их поляризации ξ_1 направлен по нормали к плоскости реакции. Измерение асимметрии вверх-вниз относительно этой плоскости для π -мезонов, возникших в распаде $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, позволяет установить величину αP , где α — введенный выше коэффициент асимметрии, а P — степень поляризации Λ -гиперона. (Напомним, что $P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$, где N_{\uparrow} (N_{\downarrow}) обозначает число Λ -гиперонов, поляризованных по (против) нормали к плоскости реакции; легко видеть, что $|P| \leq 1$.)

Эксперименты, подобные описанному, дали следующие значения величины $\alpha \bar{P}$ (\bar{P} означает P , усредненное по угловому распределению гиперонов):

$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$	$0,55 \pm 0,06,$
$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$	$0,60 \pm 0,13,$
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	$0,02 \pm 0,05,$
$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	$0,75 \pm 0,17,$
$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	$0,03 \pm 0,05.$

Так как знак поляризации гиперонов неизвестен, то эти опыты не дают знака коэффициента α . Коэффициент асимметрии α при заданных значениях $|a|$ и $|b|$ максимален, если фазы a и b одинаковы, и обращается в нуль, если эти фазы отличаются на $\pi/2$.

Как мы установили выше, первая возможность отвечает сохранению комбинированной четности, а вторая — сохранению зарядовой четности. Наличие рассеяния в конечном состоянии из-за малости фаз рассеяния несущественно изменит это утверждение. Самый факт наблюдения большой асимметрии распада Λ -гиперона и Σ^+ -гиперона означает, таким образом, что зарядовая четность в этих распадах не сохраняется.

Поляризация нуклона

Если усреднить $W(n, \xi_1, \xi_2)$ по направлению ξ_1 , то получим

$$W(n, \xi_2) \sim aa^* + b^*b + (a^*b + b^*a)(n\xi_2).$$

Мы видим, что степень продольной поляризации нуклонов определяется все тем же коэффициентом $\alpha = \frac{a^*b + b^*a}{aa^* + bb^*}$.

Отметим, что измерения продольной поляризации нуклонов дают нам не только абсолютную величину коэффициента α , но и его знак. В этом отношении измерение поляризации нуклонов выгодно отличается от измерения их асимметрии.

Рассмотрим, наконец, поляризацию нуклона в направлении, нормальном плоскости, которую образуют векторы n и ξ_1 . Эта поляризация определяется слагаемым

$$i(ab^* - a^*b)\xi_2[\xi_1 n].$$

Если бы относительная фаза a и b равнялась нулю, то это слагаемое обращалось бы в нуль. Отсюда следует, что при сохранении комбинированной четности такая корреляция может возникнуть только за счет взаимодействия в конечном состоянии. Измеряя эту корреляцию в распаде $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$, можно было бы получить сведения о рассеянии π -мезона на Λ -гипероне.

§ 14. ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ПРАВИЛА ОТБОРА В НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ

Слабое взаимодействие $(\bar{\Lambda}p)(\bar{p}n) + (\bar{p}\Lambda)(\bar{n}p)$, приводящее к нелептонным распадам, нарушает не только закон сохранения изотопического спина, но и закон сохранения странности. Однако нарушение это регулируется весьма жесткими правилами отбора: в распадах разрешены только вполне определенные изменения изотопического спина (T) и его третьей проекции (T_3), а следовательно, и странности (S).

Отбор по странности

Нелептонное взаимодействие превращает Λ -гиперон в протон, антипротон и нейтрон; оно превращает также анти- Λ в протон, антипротон и антинейтрон. В первом из этих превращений $\Delta S = +1$, во втором $\Delta S = -1$. Так как сильные взаимодействия сохраняют странность, то во всех нелептонных распадах, обусловленных слабым взаимодействием и виртуальными сильными взаимодействиями, изменение странности должно удовлетворять правилу

$$\Delta S = \pm 1.$$

Это правило отбора приводит сразу же к двум довольно сильным ограничениям.

Первое из них — отсутствие прямого распада каскадных гиперонов на нуклоны и π -мезоны. Распады $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$, $\Xi^0 \rightarrow n + \pi^0$ и $\Xi^0 \rightarrow p + \pi^-$ запрещены, так как изменение странности в них равно $\Delta S = +2$.

В модели Сакаты этот запрет объясняется особенно просто: Ξ -гиперон «состоит» из антинуклона и двух Λ -гиперонов,

а наше слабое взаимодействие «за один раз» может разрушить только один Λ -гиперон.

На опыте ни одного распада $\Xi \rightarrow N + \pi$ не наблюдали, хотя видели уже несколько десятков распадов $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$. Однако само по себе это не является доказательством того, что распады $\Xi \rightarrow N + \pi$ действительно отсутствуют. Ведь Ξ -гиперон обнаруживают обычно именно по его характерному распаду на Λ^0 -гиперон (рис. 46).

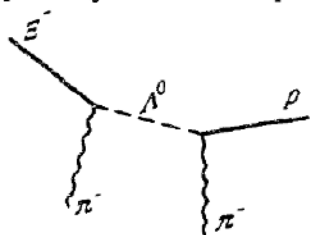


Рис. 46.



Рис. 47.

Распад же $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$, если бы даже он существовал, на опыте выглядел бы просто как излом трека (рис. 47).

В этом отношении распад $\Xi^0 \rightarrow p + \pi^-$ был бы гораздо более эффектен; к сожалению, до сих пор количество наблюдаемых на опыте Ξ^0 -гиперонов исчисляется величиной, близкой к единице.

Запрет $K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0$

Рассмотрим теперь другое следствие правила отбора $\Delta S = \pm 1$. Так как странности K^0 - и \tilde{K}^0 -мезонов равны $+1$ и -1 соответственно, то матричный элемент перехода между

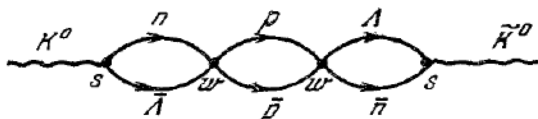


Рис. 48.

ними должен быть пропорционален квадрату константы слабого взаимодействия G^2 . Одна из диаграмм, дающих такой переход, изображена на рис. 48. Здесь s означает сильное взаимодействие, а w — слабое. Если бы слабое взаимодействие могло изменять странность на две единицы, то матричный

элемент перехода $K^0 \rightarrow \tilde{K}^0$ был бы пропорционален G . Например, взаимодействие $(\bar{\Lambda}n)(\bar{\Lambda}n)$, для которого $\Delta S=2$ и которое запрещено в нашей схеме, могло бы перевести K^0 в \tilde{K}^0 следующим образом (см. рис. 49).

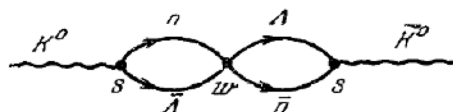


Рис. 49.

Как мы увидим в следующем параграфе, величина матричного элемента перехода $K^0 \rightarrow \tilde{K}^0$ может быть определена путем исследования свойств пучка нейтральных K -мезонов.

Правило $\Delta T=1/2$

Легко видеть, что взаимодействие $(\bar{\Lambda}p)(\bar{p}n) + (\bar{p}\Lambda)(\bar{n}p)$ налагает определенные ограничения и на изменение изотопического спина в нелептонных распадах. Изотопический спин Λ -гиперона равен нулю, изотопический спин нуклона $1/2$.

Следовательно, изменение изотопического спина должно равняться $\Delta T=1/2, 3/2$. Большие значения ΔT , и в частности $\Delta T=3/2$, запрещены.

Мы не будем рассматривать ограничения, вытекающие из этого правила отбора: они довольно слабые. Вместо этого мы выясним, что произошло бы, если бы из двух разрешенных амплитуд перехода ($\Delta T=1/2$ и $\Delta T=3/2$) одна ($\Delta T=1/2$) была много больше другой ($\Delta T=3/2$). В этом случае мы имели бы приближенное правило отбора $\Delta T=1/2$ для нелептонных распадов. Следует подчеркнуть, что убедительного теоретического объяснения такое правило отбора пока не имеет. Однако, как мы увидим в дальнейшем, все экспериментальные данные хорошо согласуются с этим правилом.

В попытках объяснить правило $\Delta T=1/2$ теоретики делятся на две школы. Сторонники одной из них считают, что лагранжиан слабого нелептонного взаимодействия имеет обычный вид произведения двух заряженных токов $(\bar{p}p$ и $\bar{\Lambda}p)$, но виртуальные сильные взаимодействия приводят к тому, что переходы с $\Delta T=3/2$, допускаемые этим лагранжианом наряду с $\Delta T=1/2$, оказываются подавленными. При этом правило $\Delta T=1/2$ является только приближенным. Такая ситуа-

ция имела бы место, если бы, например, в нелептонных распадах основную роль играли диаграммы типа изображенной на рис. 50, дающие эффективный переход $\Lambda \rightarrow n$ (см. стр. 158, 159). Некоторые теоретики предпочитают привлекать для объяснения правила $\Delta T = 1/2$ другие типы диаграмм. К сожалению, при современном положении в теории сильного взаимодействия правильность таких объяснений не может быть проверена.

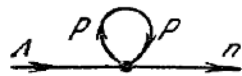


Рис. 50.

Сторонники другой школы считают правило $\Delta T = 1/2$ строгим, присущим лагранжиану слабого взаимодействия. При этом, разумеется, необходимо видоизменить лагранжиан, вводя в него новые токи. В рамках модели Сакаты правило $\Delta T = 1/2$ можно получить, если наряду с заряженными токами $\bar{\Lambda}p$ и $\bar{p}n$ ввести нейтральные токи $\bar{\Lambda}n$, $\bar{n}p$, $\bar{p}p$ или некоторые из них. (Нейтральными мы называем токи, содержащие в начальном и конечном состояниях частицы с одним и тем же зарядом.) Легко видеть, например, что взаимодействие вида

$$\bar{\Lambda}n(\bar{p}p + \bar{n}n)$$

удовлетворяет условию $\Delta T = 1/2$. Действительно, первый множитель в нем является изотопическим спинором, а второй — изотопическим скаляром.

Вопрос о том, содержит ли слабое взаимодействие произведение нейтральных токов, является в настоящее время одним из наиболее важных вопросов физики слабого взаимодействия. Экспериментальное исследование этого вопроса представляет очень большой интерес (см. стр. 25 и стр. 220).

Будущее объяснение нелептонного правила $\Delta T = 1/2$, несомненно, продвинет нас в понимании свойств не только слабого, но и сильного взаимодействий. Ввиду важности этого вопроса мы подробно рассмотрим, какие опыты указывают на существование правила $\Delta T = 1/2$ и в каких опытах его можно было бы проверить.

Распады гиперонов

Сначала посмотрим, к чему приводит правило $\Delta T = 1/2$ в распадах гиперонов. При распаде Λ - и Σ -гиперонов возникают нуклоны и π -мезоны.

Выразим различные зарядовые состояния системы нуклон плюс π -мезон через соответствующие изотопические состояния.

Легко видеть, что изотопических состояний два: одно с $T = \frac{1}{2}$, другое — с $T = \frac{3}{2}$. В распадах гиперонов мы имеем дело с такими зарядовыми состояниями системы нуклон плюс π -мезон:

$$\begin{array}{lll} \pi^- + p, & \pi^0 + n & (\text{в распаде } \Lambda), \\ \pi^0 + p, & \pi^+ + n & (\text{в распаде } \Sigma^+), \\ \pi^- + n & & (\text{в распаде } \Sigma^-). \end{array}$$

Каждое из этих состояний представляет собой линейную суперпозицию состояний с $T = \frac{1}{2}$ и $T = \frac{3}{2}$. Коэффициенты этой суперпозиции выписаны в таблице.

Таблица 7

Зарядовая функция	T_z	Коэффициент при функции с $T = \frac{1}{2}$	Коэффициент при функции с $T = \frac{3}{2}$
$\pi^- + p$	$-\frac{1}{2}$	$+\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\sqrt{\frac{1}{3}}$
$\pi^0 + n$	$-\frac{1}{2}$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$
$\pi^0 + p$	$+\frac{1}{2}$	$+\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$
$\pi^+ + n$	$+\frac{1}{2}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\sqrt{\frac{1}{3}}$
$\pi^- + n$	$-\frac{3}{2}$	0	1

Коэффициенты, содержащиеся в этой таблице, являются коэффициентами векторного сложения Клебша—Гордана.

Реакции перезарядки переводят друг в друга состояния $\pi^- + p$ и $\pi^0 + n$. Поэтому эти состояния не являются диагональными. Диагональными являются их линейные суперпозиции

$$\psi_{T=\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{2}{3}}(\pi^- + p) - \sqrt{\frac{1}{3}}(\pi^0 + n)$$

и

$$\psi_{T=\frac{3}{2}} = \sqrt{\frac{1}{3}}(\pi^- + p) + \sqrt{\frac{2}{3}}(\pi^0 + n).$$

С помощью таблицы аналогичные суперпозиции легко получить для состояний $\pi^0 + p$ и $\pi^+ + n$. Состояние $\pi^- + n$ является чистым состоянием с $T = \frac{3}{2}$.

Распады Λ -гиперона

Если $\Delta T = 1/2$, то система $N + \pi$ возникает при распаде Λ -гиперона в состоянии с $T = 1/2$. Из сказанного выше следует, что амплитуды a^- и a^0 распадов

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad (a^-),$$

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0 \quad (a^0)$$

должны относиться как $\sqrt{2}:1$, а соответствующие вероятности как 2:1:

$$B_\Lambda = \frac{W(\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-)}{W(\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0) + W(\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-)} = \frac{2}{3}.$$

Из того факта, что амплитуды двух распадов подобны, следует, что должны быть одинаковы все корреляции в этих распадах. В частности, поляризация протонов должна равняться поляризации нейтронов, а коэффициент асимметрии π^- -мезонов при распаде поляризованных Λ -гиперонов α^- должен равняться коэффициенту асимметрии π^0 -мезонов α^0 . На опыте

$$B_\Lambda \approx 0,65 \pm 0,05,$$

$$\alpha^0/\alpha^- = 1,10 \pm 0,27,$$

что находится в хорошем согласии с теоретическим результатом.

Распады Ξ -гиперонов

Аналогичные соотношения могут быть легко получены для распадов

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- \quad (a^-)$$

и

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0 \quad (a^0).$$

Получить эти соотношения можно различными способами. Например, мы можем рассмотреть несуществующие распады

$$\Lambda^0 \rightarrow \Xi^- + \pi^+ \quad (b^-),$$

$$\Lambda^0 \rightarrow \Xi^0 + \pi^0 \quad (b^0).$$

Амплитуды b^- и b^0 должны относиться, как амплитуды распадов a^- и a^0 . Системы $\Xi^- + \pi^+$ и $\Xi^0 + \pi^0$ образуют,

подобно $p \rightarrow \pi^+$ и $p \rightarrow \pi^0$, два диагональных состояния, одно с $T=1/2$, другое — с $T=3/2$:

$$\psi_{T=1/2} = \sqrt{\frac{1}{3}}(\Xi^0 + \pi^0) - \sqrt{\frac{2}{3}}(\Xi^- + \pi^+),$$

$$\psi_{T=3/2} = \sqrt{\frac{2}{3}}(\Xi^0 + \pi^0) + \sqrt{\frac{1}{3}}(\Xi^- + \pi^+).$$

В силу правила $\Delta T=1/2$ будет возникать только верхнее состояние ($\psi_{T=1/2}$), и, следовательно, амплитуды b^- и b^0

должны относиться, как $\sqrt{2}:1$. А это в свою очередь означает, что

$$\frac{W(\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-)}{W(\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0)} = 2$$

и все корреляции в этих двух распадах одинаковы. Эти предсказания до сих пор не проверены. Их проверка представляет очень большой интерес.

Распады Σ -гиперонов

Установим теперь соотношения между распадами

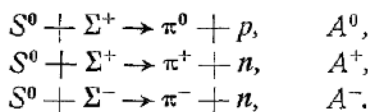
$$\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 + p,$$

$$\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n,$$

$$\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n.$$

Обозначим амплитуды этих реакций соответственно через A^0 , A^+ и A^- (по заряду π -мезона). (Распад Σ^0 -гиперона мы не рассматриваем, так как Σ^0 -гиперон распадается под действием электромагнитного (а не слабого!) взаимодействия на $\Lambda^0 + \gamma$ примерно за 10^{-19} сек и не имеет ничего общего с распадами заряженных Σ -гиперонов.) Тот факт, что в распадах имеет место правило $\Delta T=1/2$, можно выразить как сохранение изотопического спина ($\Delta T=0$), если постулировать, что каждый распадающийся гиперон поглощает некоторую ненаблюдаемую частицу с $T=1/2$, которую мы будем называть *шпурионом* и обозначать S . По существу, мы уже имели дело с этой «частицей», когда на стр. 131 обсуждали правило $\Delta T=1/2$ для лептонных распадов. Подчеркнем еще раз, что физического объекта *шпурион* нет, есть только удобный ма-

тематический прием. Введя шпурион, мы можем записать распады Σ -гиперонов в виде следующих изотопически инвариантных реакций:



Согласно определению, шпурион S^0 имеет $T = 1/2$, $T_3 = -1/2$, $S = +1$ и аналогичен по своим изотопическим свойствам K^0 -мезону.

Легко видеть, что состояние $S^0 + \Sigma^+$ аналогично состоянию $n + \pi^+$, а состояние $S^0 + \Sigma^-$ аналогично состоянию $n + \pi^-$. В терминах изотопических состояний мы имеем (см. таблицу коэффициентов Клебша—Гордана на стр. 188):

$$\begin{aligned} \langle S^0 + \Sigma^+ | &= -\sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_{1/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi_{3/2}, \\ \langle S^0 + \Sigma^- | &= \varphi_{3/2}, \\ |\pi^0 + p \rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{1/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{3/2}, \\ |\pi^+ + n \rangle &= -\sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2}, \\ |\pi^- + n \rangle &= \psi_{3/2}. \end{aligned}$$

Теперь нам известны как начальные изотопические состояния, так и конечные. В реакциях со шпурионами изотопический спин сохраняется. Это значит, что взаимодействие даст отличные от нуля матричные элементы только между состояниями с одинаковыми изотопическими спинами. Учитывая это, получим

$$\begin{aligned} A^0 &= \frac{\sqrt{2}}{3} (A_3 - A_1), \\ A^+ &= \frac{1}{3} (A_3 + 2A_1), \\ A^- &= A_3. \end{aligned}$$

В результате три зарядовые амплитуды A^0 , A^+ , A^- мы выразили через две изотопические амплитуды A_3 ($T = \frac{3}{2}$) и A_1 ($T = \frac{1}{2}$). Это позволяет установить соотношение между A^0 , A^+ , A^- :

$$A^- = \sqrt{2} A^0 + A^+.$$

Учтем теперь, что каждая из амплитуд A^0 , A^+ , A^- является совокупностью двух амплитуд s и p , отвечающих $l=0$ и $l=1$:

$$A^0 = s^0 + p^0, \quad A^+ = s^+ + p^+, \quad A^- = s^- + p^-.$$

Поэтому соотношение между A^- , A^+ и A^0 нужно понимать не как соотношение между числами, а как соотношение между векторами в пространстве s и p . Мы имеем, следовательно,

$$s^- = \sqrt{2}s^0 + s^+, \\ p^- = \sqrt{2}p^0 + p^+.$$

Для дальнейших рассуждений нам будут существенны следующие экспериментальные факты:

1. Вероятности всех трех обсуждаемых распадов с точностью $\sim 20\%$ совпадают.

2. В распадах $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ и $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ асимметрия вверх-вниз практически отсутствует.

3. В распаде $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ асимметрия максимальная.

Из п. 3 следует, что $s^0 \approx p^0$. Из п. 2 и соотношений между векторами A^+ , A^- и A^0 следует, что

$$\text{или } s^+ = p^- = 0, \quad (a)$$

$$\text{или } s^- = p^+ = 0. \quad (b)$$

В настоящее время мы не можем выбрать ни одну из этих двух возможностей. Легко проверить, что обе они согласуются с п. 1. Действительно, рассмотрим, например, возможность (a). Из условий $s^- = \sqrt{2}s^0 + s^+$ и $p^- = \sqrt{2}p^0 + p^+$, учитывая равенство $s_0 = p_0$, получаем

$$s^{-2} = 2s^{02} = 2p^{02} = p^{+2}.$$

Учитывая, что

$$W^- = A^{-2} = s^{-2},$$

$$W^+ = A^{+2} = p^{+2},$$

$$W^0 = A^{02} = s^{02} + p^{02},$$

получаем

$$W^- = W^+ = W^0.$$

Тот же результат, как легко видеть, получится и для возможности (b).

Если построить систему координат, по одной из осей которой откладывать амплитуду s -волны, а по другой — амплитуду p -волны, то векторное равенство $A^- = \sqrt{2}A^0 + A^+$ мо-

жет быть изображено на этой диаграмме в виде прямоугольного равнобедренного треугольника, катеты которого направлены по осям координат (рис. 51).

Надо сказать, что тот факт, что треугольник, изображающий векторное равенство, является прямоугольным, равнобедренным и хорошо лег на оси координат, никак из теории не следует и представляется сам по себе довольно загадочным.

Располагая треугольник относительно осей координат так, как это сделано на рисунке, мы использовали только одну из имеющихся возможностей, а именно возможность (а). Отметим также, что расположение треугольника в первом квадранте также является произвольным, так как мы не знаем знака соответствующих s - и p -амплитуд.

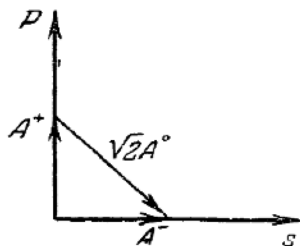


Рис. 51.

Итак, правило $\Delta T = 1/2$ предсказывает, что если в одном из распадов, например $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$, имеется чистая s -волна, то в другом ($\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$) должна быть чистая p -волна, и наоборот. Проверить это предсказание можно, если измерить поляризацию нейтронов при распаде поляризованных гиперонов. Как мы выяснили на стр. 180, 181

$$\text{для } s\text{-волны } \xi = \eta,$$

$$\text{для } p\text{-волны } \xi = -\eta + 2(n\eta)n.$$

Здесь ξ — поляризация нейтрона, η — поляризация гиперона, n — единичный вектор в направлении вылета нейтрона.

Если окажется, что в обоих распадах корреляция поляризаций нейтрона и Σ -гиперона имеет одинаковый вид, то это будет означать, что правило $\Delta T = 1/2$ нарушается.

Посмотрим, что дает правило $\Delta T = 1/2$ для распадов K -мезонов.

Распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 (\theta^+)$

Рассмотрим возможные изотопические состояния двух π -мезонов, возникающих в этом распаде. Система из двух π -мезонов, вообще говоря, может находиться в состояниях с $T = 0, 1, 2$. Однако в нашем случае состояние с $T = 0$ исключено, так как один из π -мезонов заряжен, а второй нейтрален

и, следовательно, $T_3 = +1$. Состояние с $T=1$ также запрещено. Это связано с тем, что спин K -мезона равен нулю и два π -мезона возникают в S -состоянии. Но, находясь в симметричном орбитальном состоянии, π -мезоны как бозе-частицы должны находиться также в симметричном изотопическом состоянии, а их состояние с $T=1$ является антисимметричным. (Если a и b — изотопические векторы первого и второго мезонов соответственно, то их состояние с $T=1$ описывается векторным произведением этих векторов $a \times b$.) Следовательно, остается только состояние с $T=2$. Но если имеет место правило $\Delta T = 1/2$, то, поскольку изотопический спин K -мезона равен $1/2$, переход в это состояние запрещен.

Таким образом, если имеет место правило $\Delta T = 1/2$, то распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ должен быть запрещен.

Мы знаем, что на самом деле он не запрещен и его вероятность W_{0+} составляет примерно $21 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$. Однако если сравнить эту вероятность с вероятностью распада нейтрального K -мезона на два π -мезона, то мы обнаружим, что хотя строгого запрета нет, тем не менее имеется очень сильное подавление, так как $W_{00} \approx 1 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. Мы видим, что отношение вероятностей θ^+ - и θ^0 -распадов составляет $\sim 2 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, из рассмотрения θ^+ -распада мы можем заключить, что правило отбора $\Delta T = 1/2$ хотя и не является абсолютно строгим, тем не менее выполняется с очень хорошей точностью.

Распады $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ и $K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$

Состояние π -мезонов с $T=2$ запрещено в этих распадах правилом $\Delta T = 1/2$. Состояние с $T=1$ запрещено в силу симметрии π -мезонной волновой функции. Разрешенным является состояние с $T=0$.

Будем описывать изотопические волновые функции каждого из π -мезонов векторами a и b . Чтобы из этих векторов сделать состояние с нулевым изотопическим спином, надо взять их скалярное произведение

$$ab = a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3.$$

Учитывая, что π^+ -мезон описывается волновой функцией $a_+ = \frac{a_1 + ia_2}{\sqrt{2}}$, π^- -мезон — $a_- = \frac{a_1 - ia_2}{\sqrt{2}}$, а π^0 -мезон — $a_0 = a_3$ (и аналогично для вектора b), перепишем скалярное произ-

ведение в новых переменных:

$$ab = a_+b_- + a_-b_+ + a_0b_0.$$

Так как вероятность образования заряженных мезонов пропорциональна $|a_+b_-|^2 + |a_-b_+|^2$, а вероятность образования нейтральных — $|a_0b_0|^2$, то из правила $\Delta T = 1/2$ следует, что

$$\frac{W(K_1^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^-)}{W(K_1^+ \rightarrow 2\pi^0)} = 2,$$

или

$$B(K) = \frac{W(K_1^+ \rightarrow 2\pi^0)}{W(K_1^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^-) + W(K_1^+ \rightarrow 2\pi^0)} = \frac{1}{3}.$$

С учетом небольшой примеси амплитуды с $\Delta T = 3/2$ величина B должна лежать в пределах от 0,29 до 0,37. На опыте $B(K)$ порядка 0,30 с ошибкой порядка 0,04 — 0,06, что превосходно согласуется с теорией.

Распады $K_{\pi 3}$

Выясним, какие соотношения имеют место благодаря правилу $\Delta T = 1/2$ между вероятностями четырех различных τ -распадов:

1. $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ (\tau)$,
2. $K^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^+ (\tau')$,
3. $K_s^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$,
4. $K_s^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$.

Возникающие в этих распадах π -мезоны находятся в s -состоянии (кроме того, имеется небольшая примесь симметричных состояний с $l = L = 2, 4$, см. стр. 170). Обозначим изотопические функции трех π -мезонов через a , b и c . Тогда их симметричное состояние будет описываться изотопической функцией

$$A = a(bc) + b(ca) + c(ab).$$

Распадам τ и τ' отвечает компонента A^+ :

$$A^+ = a_+(bc) + b_+(ca) + c_+(ab).$$

Нейтральным $K_{\pi 3}$ -распадам отвечает компонента A^0 :

$$A^0 = a_0(bc) + b_0(ca) + c_0(ab).$$

Запишем A^+ и A^0 в явном виде:

$$A^+ = a_+ b_+ c_- + a_+ b_- c_+ + a_+ b_0 c_0 + b_+ c_+ a_- + b_+ c_- a_+ + b_+ c_0 a_0 + \\ + c_+ a_+ b_- + c_+ a_- b_+ + c_+ a_0 b_0, \\ A^0 = a_0 b_+ c_- + a_0 b_- c_+ + a_0 b_0 c_0 + b_0 c_+ a_- + b_0 c_- a_+ + b_0 c_0 a_0 + \\ + c_0 a_+ b_- + c_0 a_- b_+ + c_0 a_0 b_0.$$

Между соответствующими вероятностями возникают следующие соотношения:

$$\frac{W(K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-)}{W(K^+ \rightarrow 2\pi^0 + \pi^+)} = \\ = \frac{|2a_+ b_+ c_-|^2 + |2b_+ c_+ a_-|^2 + |2a_+ c_+ b_-|^2}{|a_+ b_0 c_0|^2 + |b_+ c_0 a_0|^2 + |c_+ a_0 b_0|^2} = \frac{12}{3} = 4, \\ \frac{W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)} = \\ = \frac{|3a_0 b_0 c_0|^2}{|a_0 b_+ c_-|^2 + |a_0 b_- c_+|^2 + |b_0 c_+ a_-|^2 + |b_0 c_- a_+|^2 + |c_0 a_+ b_-|^2 + |c_0 a_- b_+|^2} = \\ = \frac{9}{6} = \frac{3}{2}.$$

Используя представления о шпуртоне, легко установить связь между амплитудами перехода

$$K^0 \rightarrow A^0 + S^0 \quad \text{и} \quad K^+ \rightarrow A^+ + S^0.$$

С помощью все той же таблицы коэффициентов Клебша — Гордана получим, что эти амплитуды относятся, как $1:\sqrt{2}$. Учитывая, что $K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_1^0 - K_2^0)$, получим, что амплитуды переходов

$$K_2^0 \rightarrow A^0 \quad \text{и} \quad K^+ \rightarrow A^+$$

должны быть равны. А следовательно, должны быть равны полные вероятности K_{π_3} -распадов K^+ -мезона и K_2^0 -мезона:

$$\frac{W(K_{\pi_3}^+)}{W(K_{2\pi_3}^0)} = \frac{W(K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-) + W(K^+ \rightarrow 2\pi_0 + \pi^+)}{W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0) + W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)} = 1.$$

Соотношения 4:1, 3:2 и 1:1 несколько изменятся, если учесть, что из-за разности масс $\pi^\pm - \pi^0$ фазовый объем при испускании π^0 -мезонов больше, чем при испускании заряженных мезонов. Замена π^\pm на π^0 увеличивает фазовый объем примерно на 13%. Кроме того, из-за разности масс K_2^0 - и K^+ -мезонов фазовый объем в распаде K_2^0 был бы примерно на 10% больше, чем в распаде K^+ , даже если бы массы π^\pm

и π^0 были одинаковы. Поэтому должно быть

$$W(K^+ \rightarrow 2\pi^0 + \pi^+) : W(K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-) \approx 1,26 : 4 \approx 0,32,$$

$$W(K_s^0 \rightarrow 3\pi^0) : W(K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0) \approx 3 \cdot 1,49 : 2 \cdot 1,23 \approx 1,8,$$

$$W(K_s^0 \rightarrow 3\pi) : W(K^+ \rightarrow 3\pi) \approx (3 \cdot 1,49 + 2 \cdot 1,23) : (4 + 1,26) \approx 1,3.$$

Первое из этих трех соотношений находится в хорошем согласии с опытом. Два других не противоречат опыту, однако экспериментальные ошибки чрезвычайно велики. Проверка этих соотношений необходима для выяснения вопроса о применимости правила $\Delta T = 1/2$.

Заметим, что из-за того, что π -мезоны в K_{π_3} -распаде возникают в симметричном s -состоянии, даже присутствие переходов с $\Delta T = 3/2$ не изменило бы первых двух соотношений. Это связано с тем, что существует всего два полностью симметричных состояния, которые можно построить из трех векторов a, b, c : уже рассмотренное нами состояние с $T=1$ и состояние с $T=3$. Но в это последнее можно перейти только в том случае, если $\Delta T = 5/2$. В отличие от двух первых третье соотношение чувствительно к примеси переходов с $\Delta T = 3/2$.

Время жизни K_s^0 -мезона

Совокупность правил $\Delta T = 1/2$ для лептонных*) и нелептонных распадов дает возможность, зная вероятности K^+ -распадов, предсказать вероятности отдельных K_s^0 -распадов и время жизни K_s^0 -мезона.

Вероятности различных распадов K^+ -мезона равны

K_{μ_2}	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	$48 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$
K_{π_2}	$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	$21 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$
K_{π_3}	$K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-$	$4,6 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$
	$K^+ \rightarrow 2\pi^0 + \pi^+$	$1,4 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$
K_{e_3}	$K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0$	$3,4 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$
K_{μ_3}	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^0$	$3,3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$

$$\frac{1}{\tau_{K^+}} = 81,7 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$$

*) См. примечание на стр. 130 и стр. 132.

Используя эти данные, получим для K_2^0 -мезона

$$\begin{array}{l}
 K_{\pi^3} \left\{ \begin{array}{l} K_2^0 \rightarrow 3\pi^0 \\ K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} 5,0 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ 2,8 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \end{array} \right\} \\
 K_{e^3} \left\{ \begin{array}{l} K_2^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^- \\ K_2^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^+ \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} 3,4 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ 3,4 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \end{array} \right\} \\
 K_{\mu^3} \left\{ \begin{array}{l} K_2^0 \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^- \\ K_2^0 \rightarrow \mu^- + \bar{\nu} + \pi^+ \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} 3,3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ 3,3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \end{array} \right\}
 \end{array}$$

$$\frac{1}{\tau_{K_2^0}} = 21,2 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$$

Отсюда следует, что время жизни K_2^0 -мезона должно быть $5 \cdot 10^{-8}$ сек. Опыт дает величину, близкую к $6 \cdot 10^{-8}$ сек. Недавно в Дубне была измерена вероятность распада $K_2^0 \rightarrow e^\pm + \nu + \pi^\mp$ и получено хорошее согласие с теорией ($\sim 6 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$).

Из всего сказанного выше следует, что точное измерение времени жизни и вероятностей отдельных распадов K_2^0 -мезона представляет чрезвычайно большой интерес.

§ 15. ДУАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРАЛЬНЫХ K -МЕЗОНОВ

Рассмотрим более детально свойства нейтральных K -мезонов, комплекс $K_1 - K_2$. В сильных взаимодействиях нейтральные K -мезоны выступают в виде частиц K^0 и \tilde{K}^0 , имеющих определенную странность. Странность K^0 равна $+1$, странность \tilde{K}^0 равна -1 .

При распадах нейтральных K -мезонов на π -мезоны выступают уже не K^0 и \tilde{K}^0 , а K_1^0 и K_2^0 , которые имеют определенную CP -четность. Комбинированная четность K_1^0 равна $+1$, комбинированная четность K_2^0 равна -1 (см. стр. 168).

Зададим себе вопросы: какую комбинированную четность имеет K^0 или \tilde{K}^0 , какую странность имеет K_1^0 или K_2^0 ? Ответ на эти вопросы будет следующий: у K^0 и \tilde{K}^0 нет определенного значения комбинированной четности и у K_1^0 и K_2^0 нет определенного значения странности. Это связано с тем, что при преобразовании комбинированной инверсии странность меняет знак, подобно электрическому заряду. Частица, имеющая ненулевое значение странности при CP -инверсии, переходит в свою (отличную от себя!) античастицу и поэтому не может иметь определенного значения комбинированной четности.

Аналогия с угловым моментом

Надо сказать, что подобная ситуация, когда имеются два взаимоисключающих описания одной и той же системы, не является существенно новой в физике. Очень похожа в этом смысле на нейтральные K -мезоны система, имеющая угловой момент I и находящаяся в магнитном поле. Хорошо известно,

что с полным моментом системы коммутируют ее проекции на любую из осей: x , y или z . Однако между собой эти проекции не коммутируют. Поэтому, если задать, например, проекцию на ось x , то проекции на ось y и z не будут иметь определенного значения. Это эквивалентно тому, что если фиксировать странность K -мезона, то его комбинированная четность не имеет определенного значения. K -мезон в отсутствие взаимодействий, как сильных, так и слабых, эквивалентен системе, имеющей угловой момент и находящейся в пространстве, где нет магнитных полей. Включению сильного взаимодействия K -мезонов с ядрами, которое зависит от значения странности, мы можем сопоставить, например, включение магнитного поля вдоль оси x . Включению слабого распадного взаимодействия K -мезонов с π -мезонами, которое зависит от значения комбинированной четности, мы сопоставим тогда включение магнитного поля вдоль оси y или z .

Почему нет n_1 и n_2 ?

Из-за чего возникает такая возможность анализа K -мезонов по двум различным квантовым характеристикам — и по комбинированной четности, и по странности? Почему, например, нельзя то же самое делать с нейтронами? Нейтрон, так же как K^0 , — нейтральная частица, и, казалось бы, можно рассматривать линейные суперпозиции нейтрона и антинейтрона

$$n_1 = \frac{n + \bar{n}}{\sqrt{2}} \quad \text{и} \quad n_2 = \frac{n - \bar{n}}{\sqrt{2}}.$$

Правда, в отличие от K^0 -мезонов странность нейтронов равна нулю. Но зато у них есть барионный заряд, который равен $+1$ для нейтрона и равен -1 для антинейтрона. Поэтому нейтрон и антинейтрон, подобно K^0 и \bar{K}^0 , не имеют определенной комбинированной четности. С другой стороны, n_1 и n_2 имеют, подобно K_1^0 и K_2^0 , определенную комбинированную четность и не имеют определенного значения барионного заряда.

Почему же мы всегда говорим о нейтроне и антинейтроне и никогда не говорим о n_1 и n_2 ? Это связано с тем, что нет таких процессов, где бы состояния n_1 и n_2 были диагональными, нет такого взаимодействия, которое могло бы переводить нейтрон в антинейтрон. Закон сохранения барионного заряда является строгим.

В отличие от барионного заряда странность не является строго сохраняющимся квантовым числом. Именно этим объясняется своеобразие нейтральных K -мезонов.

Вообще, все частицы можно разбить на две группы. К одной принадлежат такие частицы, как протон, нейтрон, электрон, Δ -гиперон; античастицы которых отличаются от них какими-либо строго сохраняющимися квантовыми числами (например, электрическим зарядом, барионным зарядом). К другой группе принадлежат частицы, тождественные своим античастицам (фотон, π^0 -мезон). Такие частицы являются истинно нейтральными. Нейтральные K -мезоны находятся как бы на стыке этих двух групп. K^0 отличается от \bar{K}^0 значением квантового числа странности. Однако это отличие не является абсолютным, так как сохранение странности нарушается слабым взаимодействием.

Могут ли существовать частицы или системы частиц, аналогичные нейтральным K -мезонам?

Мюоний

Очень хорошим примером такой системы является мюоний (атом, состоящий из μ^+ и e^-). Как заметил Понтекорво, мюоний может переходить в антимюоний, если нет запрета для перехода мюона в электрон:



Диагональными состояниями мюония в вакууме были бы тогда

$$\text{мюоний один} = \frac{\mu^+e^- + \mu^-e^+}{\sqrt{2}}$$

и

$$\text{мюоний два} = \frac{\mu^+e^- - \mu^-e^+}{\sqrt{2}}.$$

Первое из этих состояний имеет положительную комбинированную четность, второе — отрицательную. В сильных электрических полях диагональными состояниями были бы мюоний и антимюоний. В плотных веществах поля настолько велики, что переход мюония в антимюоний должен отсутствовать. В разреженных газах такие переходы могли бы осуществляться (если бы не было закона сохранения мюонного заряда), однако из-за «рыхлости» мюония их характерное время было бы существенно больше времени жизни мюона.

Вернемся теперь к K -мезонам и посмотрим, к каким следствиям приводит то обстоятельство, что нейтральные

K -мезоны представляют собой такую своеобразную суперпозицию четырех состояний. Рассмотрим сначала явления в пучке нейтральных K -мезонов, которые обусловлены различием времени жизни K_1^0 - и K_2^0 -мезонов.

Мысленный опыт Пайса—Пиччиони

Очень наглядно свойства нейтральных K -мезонов проявляются в классическом опыте, который был предложен в 1955 г. Пайсом и Пиччиони. Если говорить буквально, то этот опыт до сих пор не сделан. Однако в модифицированном виде его идеи были осуществлены в ряде экспериментов.

Представим себе камеру, на которую падает пучок π -мезонов (рис. 52). В пластине A происходит реакция $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$, и мы будем следить за судьбой K^0 -мезонов, которые полетели вправо от пластины A . Эти K^0 -мезоны представляют собой суперпозицию K_1^0 и \tilde{K}_2^0 :

$$K^0 = \frac{1}{2}(K_1^0 + K_2^0).$$

K_1^0 -частица распадается за время порядка 10^{-10} сек (K_{π^2} -распад).

K_2^0 -частица распадается за время порядка $5 \cdot 10^{-8}$ сек (K_{π^3} ,

K_{e^3} , K_{μ^3} -распады). Поэтому распадом K_2^0 -мезонов можно пренебречь по сравнению с распадом K_1^0 -мезонов. Через несколько десятков сантиметров практически все K_1^0 -мезоны, содержащиеся в пучке K^0 , распадутся и останется чистый пучок K_2^0 -мезонов:

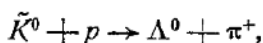
$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_1^0 + K_2^0) \xrightarrow{\text{распад } K_1^0} \frac{1}{\sqrt{2}} K_2^0.$$

Вспомним теперь, что

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \tilde{K}^0).$$

Мы видим, что если исходный пучок имел странность, равную $+1$ (K^0 -мезоны), то теперь в пучке содержатся также и частицы со странностью, равной -1 (\tilde{K}^0 -мезоны). Если

поставить на пути K_2^0 -мезонов пластину B , то в ней возникнут ядерные реакции типа



которые не могут быть вызваны исходными K^0 -мезонами.

В отличие от K^0 -мезонов, \tilde{K}^0 -мезоны интенсивно поглощаются при столкновении с ядрами. Предположим, что пластинка B «срезала» все \tilde{K}^0 -мезоны и пропустила все K^0 -мезоны. Тогда мы будем иметь такую цепь превращений:

$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1^0 + K_2^0) \xrightarrow{\text{распад } K_1^0} \frac{1}{\sqrt{2}} K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \tilde{K}^0) \xrightarrow{\text{поглощение } \tilde{K}^0} \frac{1}{2} K^0.$$

Учитывая, что $K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1^0 + K_2^0)$, мы должны ожидать, что за пластиной B вновь возникнут распады K_1^0 -мезонов, причем их интенсивность будет в 4 раза меньше интенсивности K_1^0 -распадов вблизи пластины A . Мы имеем здесь дело с регенерацией K_1^0 -мезонов.

Разность масс K_1^0 и K_2^0

Рассматривая переход $K^0 \rightarrow \tilde{K}^0$, мы учитывали пока только тот факт, что времена жизни K_1^0 -мезона и K_2^0 -мезона различны. Если представить состояния K_1^0 и K_2^0 в виде векторов (рис. 53), то из предыдущего видно, что мы учитывали пока только более быстрое уменьшение со временем длины одного из

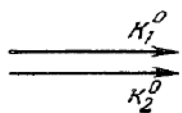


Рис. 53.

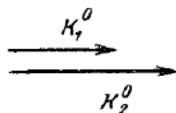


Рис. 54.

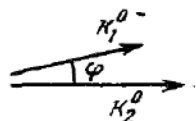


Рис. 55.

векторов (рис. 54). Однако наряду с этим механизмом перехода K^0 в \tilde{K}^0 очень существен и другой механизм, обусловленный тем, что K_1^0 - и K_2^0 -мезоны имеют разные массы. Различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов приводит к тому, что угол между векторами K_1^0 и K_2^0 на нашей диаграмме (рис. 55) меняется со временем ($\varphi = \Delta mt$).

Чем обусловлена разность масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов? Так как комбинированные четности K_1^0 - и K_2^0 -мезонов различны, то различны не только реальные состояния, в которые эти мезоны могут переходить, но и виртуальные. Так, для K_1^0 разрешены переходы в $2\pi^0$, $4\pi^0$, $6\pi^0$ и т. д.; для K_2^0 разрешены переходы в $1\pi^0$, $3\pi^0$, $5\pi^0$ и т. д. Если состояния, в которых часть времени проводят K_1^0 - и K_2^0 -мезоны, различны, то естественно, что должны быть различны и массы этих частиц. Ведь разность масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов определяется различием масс виртуальных состояний и долей времени,

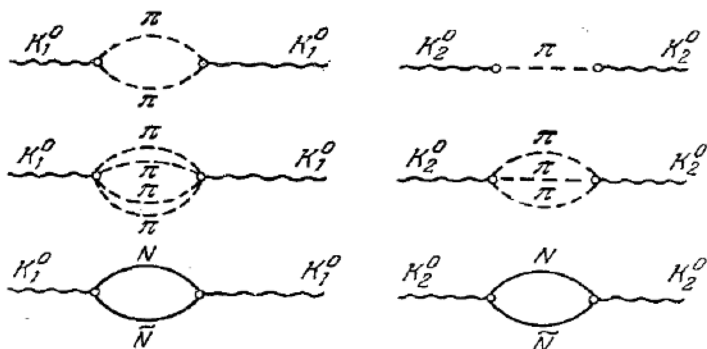


Рис. 56.

в течение которого K_1^0 - и K_2^0 -мезоны находятся в этих виртуальных состояниях. По существу, для оценки Δm мы должны оценить вклад матричных элементов типа изображенных на рис. 56.

Так как каждое превращение с изменением странности пропорционально константе слабого взаимодействия G , то вклад этих матричных элементов должен быть пропорционален G . Следовательно, разность масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов должна быть пропорциональна G^2 : $\Delta m = \alpha G^2$. Коэффициент α должен иметь размерность $[m]^5$. Если выбрать $\alpha = m_\pi^5$, то получим

$$\Delta m = 10^{-10} \frac{m_\pi^5}{m_p^4} \approx 10^{-14} m_K \approx 10^{-5} \text{ эв} \approx 10^{10} \text{ сек}^{-1}.$$

При $\alpha = m_K^5$ мы получили бы $\Delta m \approx 10^{-11} m_K \approx 10^{13} \text{ сек}^{-1}$. Величина α связана с тем, какие эффективные энергии виртуальных частиц играют роль. Если бы эти энергии были очень велики (порядка сотни *Бэв*), то и величина Δm была бы

на много порядков больше, чем 10^{10} сек^{-1} . На опыте же $\Delta m \sim 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. Поэтому можно думать, что эффективные энергии виртуальных частиц в действительности невелики (порядка 1 Бэв). К сожалению, из-за того, что мы не умеем обращаться с виртуальными сильными взаимодействиями, мы пока не можем вычислить разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов и вынуждены довольствоваться качественными оценками. Мы не можем даже предсказать, какой из этих мезонов должен быть тяжелее.

Необходимо подчеркнуть, что разность масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов должна была бы существовать и в том случае, если бы распады этих частиц и их времена жизни были совершенно одинаковы. Представим себе на минуту такой фантастический мир, в котором π -мезоны тяжелее K -мезонов. Тогда реальный распад K -мезонов на π -мезоны был бы запрещен, а так как лептонные распады K_1^0 - и K_2^0 -мезонов имеют одинаковые вероятности, то эти мезоны имели бы одинаковые времена жизни. Однако и в этом случае из-за различия виртуальных состояний массы их были бы различны. На рассмотренной нами выше векторной диаграмме длина векторов K_1^0 и K_2^0 не менялась бы, а менялся бы только угол между ними (рис. 57).

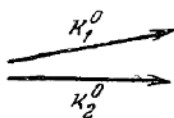


Рис. 57.

Разность масс K_1^0 и K_2^0 могла бы равняться нулю лишь в том случае, если бы странность являлась строго сохраняющимся числом и был запрещен переход $K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0$. Это особенно ясно видно из уравнений, описывающих изменение волновых функций K и \tilde{K} во времени

$$\begin{aligned} -i\dot{K} &= mK + \delta\tilde{K}, \\ -i\dot{\tilde{K}} &= m\tilde{K} + \delta K. \end{aligned}$$

Здесь точка означает производную по времени, а δ — матричный элемент перехода $K \rightleftharpoons \tilde{K}$. Распадами мы пренебрегаем. Складывая и вычитая эти уравнения, получим

$$\begin{aligned} -i\dot{K}_1 &= (m + \delta) K_1, \\ -i\dot{K}_2 &= (m - \delta) K_2, \end{aligned}$$

откуда следует $\Delta m = 2\delta$. Заметим, что если бы существовало взаимодействие с $\Delta S = 2$, то амплитуда перехода $K^0 \rightarrow \tilde{K}^0$, как отмечено выше (см. стр. 185), была бы пропорциональна

не G^2 , а G . При этом разность масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов равнялась бы

$$\delta m \sim Gm_\pi^2 \sim 10^{-8} \cdot \frac{m_\pi^3}{m_p^2} \sim 10^{-7} m_K \sim 10^{17} \text{ сек}^{-1}.$$

Примером взаимодействия, которое могло бы дать переходы с $\Delta S=2$, является взаимодействие типа $(\bar{\Lambda}n)(\Lambda n)$ (рис. 58).

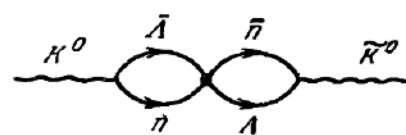


Рис. 58.

Как заметил Глешоу, только сохраняющая четность часть этого взаимодействия даст переход $K^0 \rightarrow \tilde{K}^0$.

Тот факт, что на опыте $\Delta m_{K_1 K_2} \approx 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, означает, что взаимодействие с $\Delta S=2$,

если оно и существует, не содержит сохраняющих четность членов (в отличие от универсального $V-A$ -взаимодействия).

Вернемся теперь опять к опыту Пайса—Пиччиони и посмотрим, какие формулы отвечают нарисованным выше векторным диаграммам. В момент $t=0$ пучок представлял чистое K^0 -мезонное состояние:

$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1^0 + K_2^0) \quad \text{при} \quad t=0.$$

Через время t мы будем иметь

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (K_1^0 e^{im_1 t - \frac{\gamma_1 t}{2}} + K_2^0 e^{im_2 t - \frac{\gamma_2 t}{2}}),$$

где γ_1 и γ_2 — вероятности распада, а m_1 и m_2 — массы K_1^0 - и K_2^0 -мезонов соответственно. Время t измеряется в системе покоя K -мезона. Воспользовавшись определением K_1^0 и K_2^0 , перепишем предыдущее выражение в виде

$$\frac{1}{2} [K_0 (e^{im_1 t - \frac{\gamma_1 t}{2}} + e^{im_2 t - \frac{\gamma_2 t}{2}}) + \tilde{K}^0 (e^{im_1 t - \frac{\gamma_1 t}{2}} - e^{im_2 t - \frac{\gamma_2 t}{2}})].$$

Зная волновую функцию пучка, легко найти, сколько K^0 - и \tilde{K}^0 -мезонов будет в нем через время t :

$$N(K^0) = \frac{1}{4} [e^{-\gamma_1 t} + e^{-\gamma_2 t} + 2e^{-\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} t} \cos(\Delta m \cdot t)],$$

$$N(\tilde{K}^0) = \frac{1}{4} [e^{-\gamma_1 t} + e^{-\gamma_2 t} - 2e^{-\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} t} \cos(\Delta m t)],$$

$$\text{при} \quad t=0 \quad N(K^0) = 1, \quad N(\tilde{K}^0) = 0,$$

$$\text{при} \quad \frac{1}{\gamma_2} \gg t \gg \frac{1}{\gamma_1} \quad N(K^0) = N(\tilde{K}^0) = \frac{1}{4}.$$

Мы видим, что, измеряя число \tilde{K}^0 -мезонов в пучке, который первоначально состоял из K^0 -мезонов, в зависимости от «возраста» пучка, можно определить Δm . Возникновение \tilde{K}^0 -мезонов в результате «старения» K^0 -мезонов можно регистрировать, например, по реакции образования Λ -гиперонов и последующему распаду последних.

Осцилляции лептонных распадов

Хорошим анализатором K^0 - и \tilde{K}^0 -состояний могут явиться лептонные распады K_{e3} и $K_{\mu 3}$. Если справедливо правило $\Delta Q = \Delta S$, то разрешены распады

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

и запрещены распады

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

Таким образом, число распадов с образованием e^+ (или μ^+) (N^+) пропорционально $N(K^0)$, а число распадов с образованием e^- (или μ^-) (N^-) пропорционально $N(\tilde{K}^0)$. Отсюда следует, что

$$R = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = \frac{2e^{-\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}t} \cos(\Delta m t)}{e^{-\gamma_1 t} + e^{-\gamma_2 t}}.$$

Из этой формулы видно, что отношение R меняет знак с периодом $T = \frac{2\pi}{\Delta m}$. Величина R существенно отлична от нуля, пока в пучке присутствуют как K_2^0 , так и K_1^0 -мезоны ($t \lesssim \frac{1}{\gamma_1}$). Сравнение формулы для R с опытом позволило бы найти абсолютную величину Δm и проверить правило $\Delta Q = \Delta S^*$.

*) Предварительные результаты по измерению лептонных распадов нейтральных K -мезонов указывают на наличие распадов $K^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^+$ с $\Delta Q = -\Delta S$. См. также примечание на стр. 130.

§ 16. ДУАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРАЛЬНЫХ K -МЕЗОНОВ (окончание)

Три типа регенерации

Как уже говорилось выше, из-за того, что K и \bar{K} обладают разными ядерными свойствами, при прохождении пучка K_2^0 -мезонов через вещество в этом пучке возникнет примесь K_1^0 -мезонов.

В результате взаимодействия с нуклонами волна K умножится на некоторое число a , а волна \bar{K} — на некоторое число b ; a и b , вообще говоря, комплексны и содержат как фазовые сдвиги волн, так и их затухание:

$$K_2 = \frac{K - \bar{K}}{\sqrt{2}} \rightarrow \frac{aK - b\bar{K}}{\sqrt{2}} = \frac{a(K_1 + K_2)}{2} - \frac{b(K_1 - K_2)}{2} = \\ = \frac{a-b}{2} K_1 + \frac{a+b}{2} K_2.$$

Если бы ядерные свойства K и \bar{K} были одинаковы, то a равнялось бы b и K_1^0 -мезоны не возникли бы. Мы можем назвать величину $\frac{a-b}{2}$ амплитудой перехода $K_2^0 \rightarrow K_1^0$. Регенерация K_1^0 -мезонов при прохождении пучка K_2^0 -мезонов через вещество может идти тремя различными путями: 1) за счет взаимодействия K -мезонной волны с отдельными нуклонами ядра, 2) за счет рассеяния K -мезонной волны отдельными ядрами (в основном дифракционного), 3) за счет когерентного взаимодействия K -мезонной волны с группами ядер. Угловое распределение для каждого из этих механизмов различно. Основной вклад в регенерацию вперед будут давать два последних механизма. Как показал Гуд, отношение интенсив-

ностей когерентно и дифракционно регенерированных K_1^0 -мезонов сильно зависит от разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов Δm . Это обстоятельство было использовано Пиччиони и сотрудниками для измерения Δm . Рассмотрим идею их опыта.

Опыт Пиччиони

Пусть f_{21} — амплитуда регенерации K_1^0 на отдельном ядре. Вычислим амплитуду когерентной K_1^0 -волны, возникшей при прохождении пучка K_2^0 -частиц через тонкую пластинку

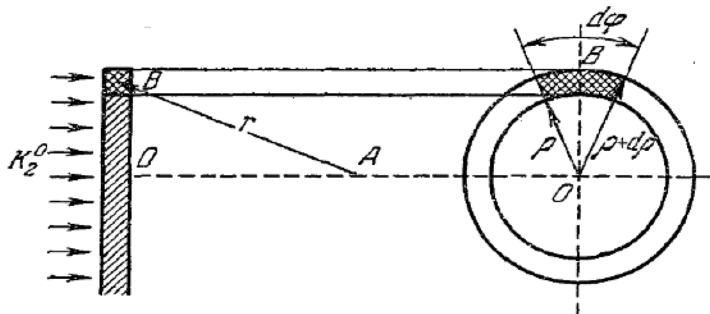


Рис. 59.

толщиной dx (рис. 59). Волна, пришедшая в точку A из площадки с центром в точке B , равна

$$f_{21} N dx \frac{e^{-ik_1 r}}{r} \rho d\rho d\varphi,$$

где N — число атомов в 1 см^3 . Для простоты мы будем считать, что f_{21} не зависит от угла. Воспользовавшись тем, что $r dr = \rho d\rho$, и интегрируя по φ и r , получим

$$\frac{2\pi i}{k_1} f_{21} N dx e^{-ik_1 x} = i\lambda f_{21} N dx e^{-ik_1 x},$$

$$\text{где } \lambda = \frac{2\pi}{k_1}.$$

Если учесть, что величина f_{21} мала, и пренебречь переходами $K_1 \rightarrow K_2$, то легко получить аналогичную формулу и для пластинки конечной толщины L (рис. 60).

K_1^0 -волна, рожденная в слое dx на глубине x , дойдет до правого края пластинки с амплитудой

$$da_1 = iN\lambda f_{21} \exp \left\{ -ik_2 x - ik_1 (L - x) - \frac{L - x}{2\sigma\gamma\tau_1} - \frac{L}{2u} \right\}.$$

Здесь u — длина столкновения, одинаковая для K_1^0 и для K_2^0 , v — скорость частиц, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$. Первое слагаемое в показателе экспоненты соответствует распространению K_2^0 -волны до глубины x , второе слагаемое — распространению K_1^0 -волны, третье слагаемое описывает затухание K_1^0 -волны за счет распада K_1^0 -мезонов, наконец, последнее слагаемое описывает поглощение K_2^0 - и K_1^0 -мезонов за счет ядерных столкновений. Обозначим распадную длину K_1^0 -мезонов через Λ : $\Lambda = v\gamma\tau_1$, и введем безразмерные величины

$$l = \frac{L}{\Lambda} \quad \text{и} \quad \delta = |m_2 - m_1| \tau_1.$$

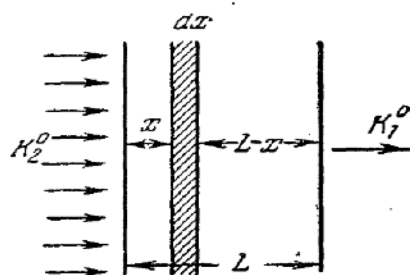


Рис. 60.

Свяжем теперь разность импульсов k_2 и k_1 с разностью масс K_2^0 - и K_1^0 -мезонов: m_2 и m_1 . Энергия K -мезона при рассеянии на тяжелом ядре на малый угол практически не меняется, поэтому

$$k_1^2 + m_1^2 = k_2^2 + m_2^2,$$

откуда сразу же следует, что

$$k\Delta k + m\Delta m = 0,$$

$$\Delta k = -\frac{m}{k} \Delta m.$$

Интегрируя da_1 по x от 0 до L и взяв квадрат модуля полученного выражения, мы найдем интенсивность когерентной K_1^0 -волны:

$$|a_1|^2 = \frac{4|f_{21}|^2 N^2 \Lambda^2 \lambda^2}{1 + 4\delta^2} |e^{-i\delta l} - e^{-l/2}|^2 e^{-L/u}.$$

Рассмотрим дифракционное рождение K_1^0 -мезонов на отдельных ядрах. Дифференциальное сечение рождения равно

$$\frac{d\sigma_{21}}{d\omega} = |f_{21}|^2.$$

Число K_1^0 -мезонов, рожденных в слое dx и прошедших слой $L - x$ в направлении падающего пучка, равно

$$d\left(\frac{dn_1}{d\omega}\right)^0 = |f_{21}|^2 N \cdot \exp\left(-\frac{L-x}{v\gamma\tau_1} - \frac{L}{u}\right) dx.$$

Интегрируя это выражение по x , получим

$$\left(\frac{dn_1}{d\omega}\right)^0 = |f_{21}|^2 N \Lambda (1 - e^{-l}) e^{-L/u}.$$

Отношение когерентной и дифракционной интенсивностей равно

$$R = \frac{|a_1|^2}{\left(\frac{dn_1}{d\omega}\right)^0} = \frac{4N\Delta\lambda^3 |e^{-i\delta l} - e^{-l/2}|^2}{(1 - e^{-l})(1 + 4\delta^2)}$$

и не зависит от величины f_{21} . Если разность масс Δm велика по сравнению с обратным временем жизни K_1^0 -мезона $1/\tau_1$ ($\delta = |m_2 - m_1|\tau \gg 1$), то величина R , как видно из формулы, будет мала. Если $\delta \sim 1$, то R может быть существенно больше единицы. Этот результат имеет простую физическую интерпретацию: при $\Delta m \gg 1/\tau_1$ когерентная регенерация происходит на длине порядка $v\gamma/\Delta m$, а при $\Delta m \ll \frac{1}{\tau_1}$ — на длине порядка $v\gamma\tau_1$, поэтому когерентная амплитуда во втором случае в $\delta = \Delta m\tau$ раз больше, чем в первом.

Пропуская пучок K_2^0 -мезонов через железные пластинки, Пиччиони и сотрудники измерили величину R и установили, что величина δ не превышает нескольких единиц. Следовательно, $\Delta m \approx \frac{1}{\tau_1}$.

Что тяжелей: K_1^0 или K_2^0 ?

Рассмотренные выше опыты не дают ответа на этот вопрос. Было предложено несколько экспериментов, которые могли бы решить вопрос о знаке Δm .

Идея одного из них основана на том, что амплитуда f_{21} регенерации K_1^0 -мезонов в различных веществах имеет различные фазы φ .

Рассмотрим монохроматический поток K_2^0 -мезонов, проходящих последовательно через две тонкие пластинки из различных веществ a и b , находящиеся на расстоянии L друг от друга и имеющие толщину d_a и d_b соответственно (рис. 61). Амплитуда K_1^0 -мезонов правой пластинки b с точностью до

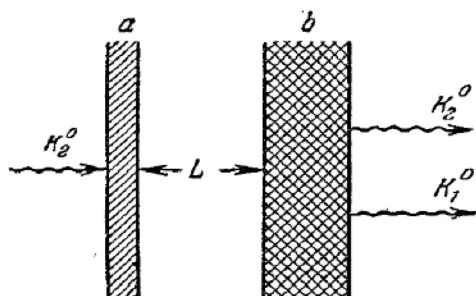


Рис. 61.

несущественного сейчас множителя равно

$$1 + \alpha e^{i(\varphi_a - \varphi_b)t + i\Delta mt - \frac{t}{2\tau_1}},$$

где α — действительное число, характеризующее пластинки:

$$\alpha = \frac{N_a |f_{21}^a| d_a}{N_b |f_{21}^b| d_b},$$

t — время пролета между пластинками ($t = l\sqrt{1 - v^2/c^2}$),
 τ_1 — время жизни K_1^0 , φ_a и φ_b — упомянутые выше фазы:

$$f_{21}^a = |f_{21}^a| e^{i\varphi_a}, \quad f_{21}^b = |f_{21}^b| e^{-i\varphi_b}.$$

Отсюда вероятность обнаружить распад K_1^0 правой пластинки b пропорциональна величине

$$1 + 2\alpha e^{-t/2\tau_1} \cos(\Delta\varphi + \Delta mt) + \alpha^2 e^{-t/\tau_1},$$

откуда видно, что, зная знак $\Delta\varphi$ и меняя l , можно определить знак Δm . Подробные расчеты этого опыта с учетом конечной толщины пластинок были проведены Матиняном, который обнаружил, что оптимальной является комбинация двух толстых пластинок, вплотную прижатых друг к другу. Роль переменного расстояния между пластинками играет в этом случае переменная толщина пластинки b .

Другая возможность измерения знака Δm заключается в определении числа \tilde{K}^0 -мезонов после прохождения пучком K_2^0 -мезонов пластинки a . Это число, как легко видеть, должно быть пропорционально

$$1 + 2\beta e^{-t/2\tau_1} \sin(\varphi_a + \Delta mt),$$

где β определяется свойствами пластинки. Число \tilde{K}^0 -мезонов можно измерить, либо образуя ими гипероны в пластинке b , либо наблюдая их лептонные распады. (Если справедливо правило $\Delta Q = \Delta S$, то \tilde{K}^0 распадается на $\pi^+ + e^- (\mu^-) + \bar{\nu}$, а K^0 — на $\pi^- + e^+ (\mu^+) + \nu$.)

Знак Δm может быть в принципе определен и при наблюдении интерференции распадов K_1^0 и K_2^0 на $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$. В этом случае соответствующий сдвиг фаз обусловлен различным взаимодействием между собой π -мезонов, образующихся в этих двух распадах, поскольку различны их орбитальные состояния.

§ 17. НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В ЯДЕРНЫХ СИЛАХ

Вклад слабого взаимодействия

Из всех медленных процессов, перечисленных в таблице слабых взаимодействий стр. 22, нам осталось рассмотреть только два процесса: рассеяние нейтрона на протоне и Δ -гиперона на протоне. В отличие от всех рассмотренных выше проявлений слабого взаимодействия эти его проявления очень трудно исследовать, так как оба эти процесса идут также за счет сильного взаимодействия, которое на много порядков сильнее слабого. Однако вклад слабого взаимодействия можно выделить, если воспользоваться тем, что оно не сохраняет четности.

Следовательно, необходимо экспериментально исследовать несохранение четности в сильных взаимодействиях, обусловленное универсальным слабым взаимодействием. Можно ожидать, что примесь «нечетной амплитуды» будет порядка 10^{-7} . Так как нечетные корреляции обусловлены интерференционными членами, то можно ожидать, что и наблюдаемые эффекты будут того же порядка. Сделанные до сих пор эксперименты не обнаружили несохранения четности в ядерных силах с точностью порядка 10^{-4} . К сожалению, количественно рассчитать величину несохранения четности в ядерных силах мы не можем, так как для этого необходима теория сильных взаимодействий.

Виртуальные сильные взаимодействия могут до неузнаваемости изменить исходную «слабую» амплитуду и даже изменить ее знак.

В литературе существует высказывание о том, что если знак амплитуды не сохраняющего четность *pp*-рассеяния окажется отрицательным, то это исключит гипотезу о том, что

слабое взаимодействие обусловлено обменом промежуточными X -мезонами (см. § 18). Действительно, «голая» амплитуда pp -рассеяния в случае обмена X -мезоном обязательно положительна, однако этого нельзя сказать про амплитуду с учетом виртуальных сильных взаимодействий, и поэтому упомянутое высказывание неправильно.

Может ли несохранение четности в сильных взаимодействиях быть большим?

Несмотря на всю неопределенность оценок виртуальных сильных взаимодействий, можно утверждать, что эффекты несохранения четности, обусловленные универсальным слабым взаимодействием, всегда должны быть малы, если только сохраняющая четность амплитуда не окажется почему-либо аномально малой.

Можно, однако, поставить вопрос по-иному: сохраняют ли четность сами сильные взаимодействия? Так, например, Соловьев выдвинул гипотезу о том, что сильные взаимодействия с участием странных частиц не сохраняют четности. Одно время некоторые опыты подтверждали эту гипотезу. Однако в настоящее время в связи с увеличением точности экспериментальные данные свидетельствуют о том, что сильное несохранение четности в сильных взаимодействиях отсутствует.

Что касается нашей модели, то универсальность сильного взаимодействия исключает в ней возможность сильного несохранения четности во взаимодействиях странных частиц при сохранении четности во взаимодействиях π -мезонов и нуклонов. Однако наблюдаемое на опыте нарушение унитарной симметрии указывает на то, что Λ -гиперон наряду с универсальным сильным взаимодействием, по-видимому, обладает каким-то дополнительным аномальным взаимодействием. Мы не можем сейчас исключить возможность того, что это аномальное взаимодействие не сохраняет четности.

§ 18. СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

Постановка вопроса

Во всех рассмотренных нами эффектах мы считали слабое четырехфермионное взаимодействие локальным, предполагая, что все четыре фермионных поля взаимодействуют в одной точке пространства — времени. Такое рассмотрение, однако, пригодно лишь для частиц, импульс которых достаточно мал. Чтобы убедиться в этом, вернемся, например, к процессу рассеяния нейтрино электроном (этот процесс удобен тем, что не содержит сильно взаимодействующих частиц).

Рассматривая рассеяние нейтрино на электроне (§ 4), мы обнаружили, что сечение этого процесса растет с энергией:

$$\sigma \approx \frac{G^2 E^2}{2\pi} \quad \text{при } E \rightarrow \infty,$$

где E — полная энергия в системе центра инерции. Эта формула была получена на основе двух допущений. Во-первых, мы предполагали, что слабое взаимодействие локально. Во-вторых, мы предполагали, что слабое взаимодействие настолько слабо, что можно пользоваться теорией возмущений. Полученная нами зависимость от энергии указывает на то, что при высоких энергиях эти предположения несовместимы, так как приводят к абсурдному результату.

Действительно, если исходное взаимодействие локально и применима теория возмущений, то локален и матричный элемент процесса, т. е. локально эффективное взаимодействие, характеризующее данный процесс. Если эффективное взаимодействие двух фермионов локально, то в рассеянии может принимать участие только s -волна. Из унитарности матрицы рассеяния следует, что верхней границей для сечения в этом

случае будет величина $4\pi^2\lambda/2$, где λ — длина волны налетающей частицы. (Множитель $1/2$ обусловлен сохранением спиральности.) Отсюда следует, что должна существовать так критическая энергия $E_{кр}$, начиная с которой полученная на формула для рассеяния нейтрино на электроне войдет в противоречие с законом унитарности матрицы рассеяния. При этой энергии

$$\sigma \approx \frac{G^2 E_{кр}^2}{2\pi} \approx \frac{4\pi\lambda_{кр}^2}{2}.$$

Учитывая, что для ультрарелятивистской частицы $\lambda \approx 2/E$, определим из предыдущего уравнения $E_{кр}$:

$$E_{кр} \approx 2\sqrt{\frac{\pi}{G}} = 2\sqrt{\frac{\pi}{10^{-5}}} \cdot M \approx 10^3 \text{ Бэв}.$$

Итак, при энергии порядка 10^3 Бэв в системе центра инерции формула, полученная нами на основе представления о точечном эффективном взаимодействии, заведомо неправоверна. Следовательно, мы должны отказаться, по крайней мере, от одного из исходных предположений, и либо 1) слабое взаимодействие локально, но незаконно пользоваться теорией возмущений, либо 2) теорией возмущений пользоваться можно, но слабое взаимодействие нелокально, либо, наконец, 3) слабое взаимодействие нелокально и теорией возмущений пользоваться нельзя.

Последняя возможность настолько безрадостна, что мы ее в дальнейшем не будем рассматривать, хотя не исключено, что именно она осуществляется в природе. Остановимся более подробно на первой и второй возможностях.

Четырехфермионное взаимодействие локально?

Если осуществляется первая возможность, т. е. слабое четырехфермионное взаимодействие локально, то неприменимость теории возмущений вполне естественна. На это обратил внимание еще в 1936 г. Гайзенберг. Действительно, при $E \sim E_{кр}$ слабое взаимодействие уже нельзя считать слабым, так как рассеяние, обусловленное им в канале с данной парциальной волной, близко к максимально возможному. Следовательно, если говорить на языке теории возмущений, необходимо учитывать графики более высокого порядка. Про-

стейшие примеры этих графиков приведены на рис. 62. К сожалению, мы не умеем их вычислять. Каждой петле в таком графике отвечает интеграл, вычисление которого дает конечную величину. По существу, мы опять столкнулись

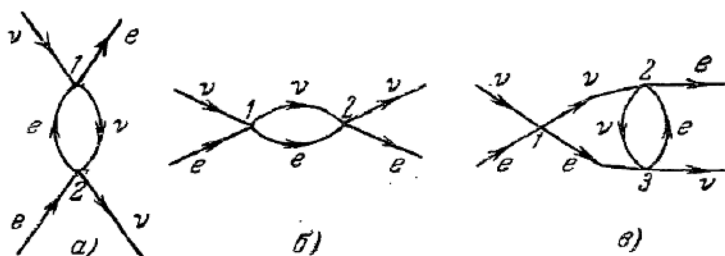


Рис. 62.

с нерешенной задачей о сильном взаимодействии. Мы не можем даже сказать сейчас, является ли такая теория непротиворечивой.

Качественно легко понять, что учет графиков второго и более высокого порядков по константе слабого взаимодействия приведет к эффективной нелокальности рассеяния нейтрино на электроне. Например, вершины 1 и 2 на графике а) отвечают двум различным мировым точкам. Размеры нелокальности характеризуются полученной нами выше величиной критической энергии $E_{кр} \sim 10^3$ Бэв, что соответствует расстояниям порядка 10^{-17} см. Эта длина является, по-видимому, минимальным пределом для эффективного радиуса слабого взаимодействия.

Четырехфермионное взаимодействие нелокально?

Вторая возможность заключается в том, что первичное слабое четырехфермионное взаимодействие нелокально и обладает радиусом, существенно большим, чем 10^{-17} см, например порядка 10^{-16} , 10^{-15} или даже 10^{-14} см. (Радиус слабого взаимодействия порядка 10^{-13} см, по-видимому, можно считать исключенным на основе данных по распаду мюона.) В этом случае локальный четырехфермионный вид слабого взаимодействия являлся бы только низкоэнергетическим пределом некоторого нелокального взаимодействия. Можно представить

себе ряд возможных схем возникновения нелокальности. Например, в связи с трудностями, имеющимися в теории сильного взаимодействия, довольно часто говорят о том, что на расстояниях порядка 10^{-14} см может быть происходить «ломка» пространства — времени. В этом случае наши представления о пространстве — времени оказались бы неприменимы к этим и еще меньшим расстояниям. Проверить эту гипотезу можно в экспериментах по проверке квантовой электродинамики при переданных импульсах порядка 1 Бэв. Заметим, кстати, что представляли бы интерес и точные опыты по проверке лоренцевых законов сложения 4-импульсов и, в частности, законов сохранения энергии и импульса, которые при высоких энергиях проверены с точностью, отнюдь не соответствующей фундаментальному характеру этих законов.

Промежуточные мезоны

Более правдоподобна, однако, другая возможная модель нелокальности слабого взаимодействия, рассмотренная в целом ряде работ. Это — модель тяжелых промежуточных частиц.

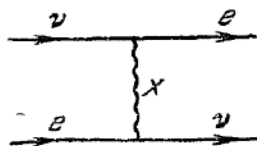


Рис. 63.

Представим себе, что слабое взаимодействие, которое при малых энергиях выглядит как контактное взаимодействие двух токов, на самом деле обусловлено обменом тяжелыми промежуточными квантами — X -мезонами (рис. 63). Так как слабый ток представляет собой лоренцов вектор, то эти мезоны должны быть векторными. Так как слабый ток меняет электрический заряд ($\Delta Q = \pm 1$), то мезоны должны быть заряженными. Слабое взаимодействие сводится, таким образом, к взаимодействию слабого тока с заряженными векторными мезонами и имеет вид

$$f(\varphi_{\alpha} j_{\alpha} + \varphi_{\alpha}^{\dagger} j_{\alpha}^{\dagger}),$$

где f — константа взаимодействия, φ — волновая функция мезонного поля. Такая картина слабого взаимодействия особенно привлекательна еще и потому, что она естественным образом содержит в себе перемножение токов. X -мезоны связывают между собой все четыре слагаемые слабого тока (рис. 64). При этом возникают не только произведения различных токов, но и квадратичные члены типа $(\bar{\nu}e)(\bar{e}\nu)$.

Матричный элемент χ -рассеяния, обусловленного обменом X -мезоном, имеет вид

$$M_{ev} = -4\pi f^2 (\bar{e} O_\alpha \nu) \frac{\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{\mu^2}}{q^2 - \mu^2} (\bar{\nu} O_\beta e),$$

где q — 4-импульс, переносимый мезоном, а μ — его масса. $O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$. При $q^2 \ll \mu^2$ это выражение переходит в выражение для локального четырехфермионного взаимодействия:

$$M_{ev} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e} O_\alpha \nu) (\bar{\nu}_\alpha e),$$

где
$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{4\pi f^2}{\mu^2}.$$

Мезон как жесткая пружина связывает между собой две пары частиц. Если импульс, переданный пружине, мал по сравнению с ее жесткостью, она выступает как твердое тело (это — локальное приближение); если импульс велик, пружина деформируется под его влиянием (эта зависимость от импульса есть проявление нелокальности).

Одним из проявлений нелокальности должно быть отклонение спектра электронов при распаде мюонов от теоретического спектра с $\rho = 3/4$. Как показали Ли и Янг, это отклонение можно выразить через изменение параметра ρ :

$$\rho - \frac{3}{4} = \frac{1}{3} \frac{m_\mu^2}{\mu^2},$$

где m_μ — масса мюона, а μ — масса X -мезона.

Взаимодействие X -мезонов со слабым током является не слабым, а «полуслабым»: $f \sim \sqrt{G}$. Поэтому если бы X -мезон был достаточно легким, то вероятность распада странных частиц с испусканием X -мезона на много порядков превышала бы вероятности распада по другим каналам. Отсутствие распада $K \rightarrow X + \gamma$ указывает на то, что масса X -мезона должна быть больше, чем масса K -мезона.

X -мезон должен распадаться за времена, промежуточные между «слабыми» и «сильными» временами. При массе порядка 1 Бэв время жизни X -мезона должно быть порядка 10^{-17} сек. Поэтому увидеть след этой частицы будет, по-видимому, невозможно. Однако о ней можно будет вполне

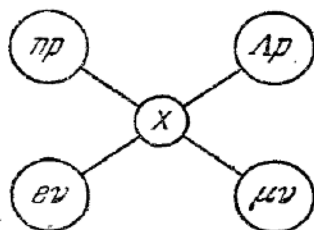


Рис. 64.

надежно судить по продуктам распада. X -мезон должен распадаться как на лептоны ($X \rightarrow \mu + \nu$, $X \rightarrow e + \nu$), так и на π -мезоны ($X \rightarrow 2\pi$, $X \rightarrow 3\pi$, ...), а если его масса достаточно велика, то и на K -мезоны ($X \rightarrow K + \pi$ и т. д.). При этом распады с сохранением странности и с изменением странности должны иметь сравнимые вероятности.

То же «полуслабое» взаимодействие должно приводить и к рождению X -мезонов. Так, нейтрино в кулоновом поле ядра может «диссоциировать» на X -мезон и мюон или X -мезон и электрон:

$$\nu + Z \rightarrow \mu(e) + X + Z.$$

Этот процесс изображается графиками, представленными на рис. 65. При энергии нейтрино порядка нескольких $Bэв$ сечение этого процесса должно быть порядка 10^{-33} см^2 .

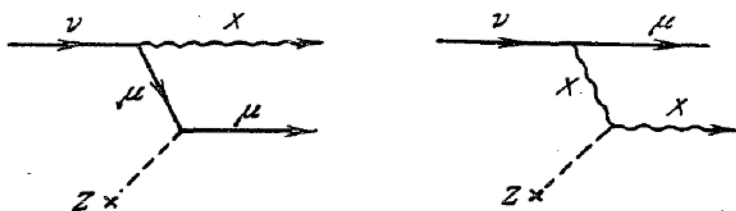


Рис. 65.

С «полуслабыми» сечениями X -мезоны должны рождаться в ядерных столкновениях большой энергии. Такие процессы будут выглядеть из-за малого времени жизни X -мезона как рождение лептонов в ядерных взаимодействиях или как несохранение странности (в случае распадов типа $X \rightarrow K + \pi$).

Большой интерес представляют поиски X -мезона в звездах, образованных космическими лучами. Если его масса велика (например, порядка $50 Bэв$), то продукты его распада будут обладать большими импульсами (порядка $25 Bэв$) и должны выделяться на фоне частиц с малыми поперечными импульсами, которые характерны для космических звезд.

X -мезоны могут также рождаться за счет электромагнитных взаимодействий, например фоторождение пары $X^+ + X^-$ в кулоновом поле ядра. Сечение этого процесса достаточно далеко от порога должно составлять примерно 10^{-31} см^2 .

Наряду с заряженными X -мезонами рассматривались также и нейтральные. Например, Ли и Янг рассмотрели схему, в которой наряду с X^+ и X^- вводятся X^0 и \tilde{X}^0 , эти четыре X -мезона называются *шизонами*. Введение наряду с заряжен-

ными X -мезонами нейтральных становится необходимым, если предположить, что в слабое взаимодействие входят нейтральные токи. Последняя гипотеза выдвигается рядом авторов для объяснения правила $\Delta T = 1/2$ в нелептонных распадах странных частиц (см. стр. 187 и 25); однако если введение нейтральных барионных токов не наталкивается на трудности, то введение нейтральных лептонных токов в рамках шизонной схемы противоречит отсутствию на опыте таких распадов, как $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$. Поэтому в шизонной схеме теряется универсальность слабого взаимодействия.

Итак, перед нами две возможности.

1. Слабое взаимодействие истинно четырехфермионно. В этом случае «эффективная константа» слабого взаимодействия должна оставаться константой вплоть до энергий порядка 1000 *Бэв*. (Это относится, разумеется, только к слабому взаимодействию лептонов, структура сильно взаимодействующих частиц проявится значительно раньше.) Первая возможность означает, что радиус слабого взаимодействия мал ($\sim 10^{-17}$ см).

2. Четырехфермионный вид слабого взаимодействия является лишь низкоэнергетическим приближением. Слабое взаимодействие имеет на самом деле структуру, и зависимость его «константы» от энергии может проявиться уже начиная с энергии порядка 1 *Бэв*. Примером такой возможности является теория с промежуточными векторными мезонами. Эта вторая возможность означает, что радиус слабого взаимодействия велик ($\leq 10^{-14}$ см).

Так как прямых данных о радиусе слабого взаимодействия мы пока не имеем, то мы рассмотрим возможные косвенные проявления эффективных «размеров» слабого взаимодействия.

К сожалению, наши выводы будут весьма неопределенны. Ведь как для локального четырехфермионного взаимодействия, так и для взаимодействия заряженных векторных мезонов отсутствует математический аппарат, позволяющий учитывать виртуальные процессы. В отличие от квантовой электродинамики эти теории неперенормируемы. Каждая виртуальная частица, которую мы хотим учесть, — это новая бесконечность в выражении для матричного элемента, и число этих бесконечностей бесконечно. (В электродинамике имеются лишь две бесконечные величины: масса и заряд электрона.)

Тем не менее мы попытаемся проанализировать, какие сведения о радиусе слабого взаимодействия дает равенство векторных констант β -распада и μ -распада,

Равенство векторных констант β -распада и μ -распада

В первом приближении по слабому взаимодействию это равенство (с точностью до электромагнитных поправок) обеспечивается сохранением векторного нуклонного тока. Однако учет виртуальных слабых взаимодействий должен нарушить это равенство. Если предположить, что радиус слабого взаимодействия мал, то поправки, обусловленные виртуальными слабыми взаимодействиями, будут порядка единицы.

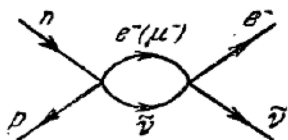


Рис. 66.

Оценим, например, поправки, возникающие во втором порядке теории возмущений. В β -распаде мы имеем один тип диаграмм (рис. 66). С учетом их вклада константа β -распада равна

$$\left[1 + \sqrt{2} \frac{\Lambda^2 G}{(2\pi)^2} \right] G,$$

где Λ — константа обрезания. (Мы предполагаем, что вклад диаграмм с виртуальными протоном и нейтроном пренебрежимо мал, так как эти частицы имеют размеры $\sim 10^{-14}$ см, обусловленные сильным взаимодействием.)

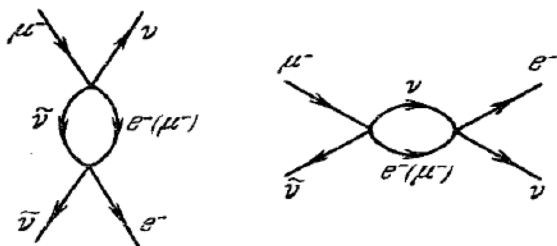


Рис. 67.

В μ -распаде два типа таких диаграмм (рис. 67). Эти диаграммы отличаются суммарным лептонным зарядом виртуальных частиц; в первой он равен нулю, во второй — двум. С учетом вклада этих диаграмм константа μ -распада равна

$$\left[1 + 5\sqrt{2} \frac{\Lambda^2 G}{(2\pi)^2} \right] G.$$

В результате получаем

$$\frac{G_{\beta}}{G_{\mu}} \approx 1 - 4\sqrt{2} \frac{\Lambda^2 G}{(2\pi)^2}.$$

Если принять, что на опыте $\frac{G_{\mu} - G_{\beta}}{G_{\beta}}$ не превышает 3%, то получим $\Lambda \lesssim 140$ Бэв.

Энергия обрезания Λ связана с радиусом слабого взаимодействия r ($r \sim \frac{1}{\Lambda}$). Таким образом, равенство векторных констант β - и μ -распада указывает, по-видимому, на то, что $r \gtrsim 10^{-16}$ см. Дальнейшее уточнение отношения констант β - и μ -распадов наталкивается на трудности, связанные с учетом электромагнитных поправок.

Отсутствие распада $\mu^+ \rightarrow 2e^+ + e^-$

Рассмотрение виртуальных слабых взаимодействий привело к постановке вопроса о том, не являются ли мюонное и электронное нейтрино различными частицами. Дело в том, что если $\nu_e \equiv \nu_{\mu}$, то очень трудно объяснить отсутствие на опыте распадов $\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow e + \gamma$, к рассмотрению которых

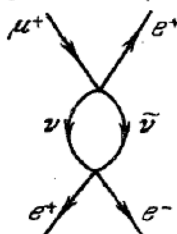


Рис. 68.

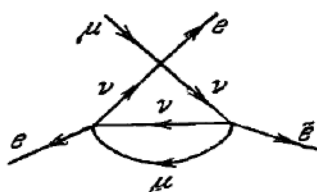


Рис. 69.

мы сейчас переходим. Если $\nu_e \equiv \nu_{\mu}$, то виртуальные слабые взаимодействия должны дать этот распад уже во втором порядке теории возмущений (см. диаграмму, изображенную на рис. 68). Матричный элемент, отвечающий этой диаграмме, равен

$$\frac{G^2 \Lambda^2}{2(2\pi)^2} [\bar{u}_e \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) u_{\mu}] (\bar{u}_e \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) u_e).$$

Отношение вероятности этого распада к вероятности обычного распада $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ оказывается равным $\frac{G^2 \Lambda^4}{(2\pi)^4}$. Если принять, что на опыте это отношение меньше 10^{-7} , то

получим $\Lambda \lesssim 35$ Бэв. (Заметим, что спектр e^+ в этом распаде имеет вид $(3 - 2\varepsilon)\varepsilon^2 d\varepsilon$, а спектр e^- : $(1 - \varepsilon)\varepsilon^2 d\varepsilon$, где $\varepsilon = E/E_{\text{max}}$.)

Если взаимодействие $(\bar{\nu} \nu)$ ($\bar{\nu} e$) отсутствует или нейтринная петля дает нулевой вклад (возможность, рассмотренная Б. Л. Иоффе), то распад $\mu \rightarrow 3e$ возникнет в третьем порядке теории возмущений по слабому взаимодействию (см. диаграмму на рис. 69). В этом случае верхняя граница величины Λ составляет несколько сотен Бэв.

Отсутствие распада $\mu \rightarrow e + \gamma$

Если $\nu_e \equiv \nu_\mu$, то этот распад должен был бы идти за счет виртуального слабого и электромагнитного взаимодействий (см., например, диаграммы на рис. 70). Отношение вероятности



Рис. 70.

этого распада к распаду $\mu \rightarrow \nu + \bar{\nu} + e$, полученное Б. Л. Иоффе, равно

$$\frac{2\alpha}{3\pi^3} G^2 \Lambda^4 \left[\ln \frac{\Lambda^2}{\mu^2} \right]^2.$$

На опыте это отношение меньше 10^{-7} , откуда следует, что $\Lambda \lesssim 30$ Бэв. Отметим, что чем меньше предел Λ , тем достовернее наши оценки, так как параметром разложения является величина $\frac{G\Lambda^2}{(2\pi)^3}$.

Из предыдущего могло возникнуть впечатление, что при достаточно большом радиусе слабого взаимодействия ($\Lambda \sim 10$ Бэв, $r \sim 10^{-13}$ см) распады $\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow e + \gamma$ должны обладать ничтожными вероятностями и мы будем избавлены от всяких трудностей. Однако такое впечатление ошибочно. Предположив, что слабое взаимодействие само по себе имеет большой эффективный объем, мы тотчас обнаружим, что фотоны (а следовательно, и пары $e^+ + e^-$) начнут испускаться прямо из этого объема в первом порядке теории возмущений по слабому взаимодействию (а не во втором,

как было до сих пор). Символически это можно представить диаграммой (рис. 71, кружок изображает область нелокальности). В общем случае такая диаграмма рассчитана быть не может. Однако если нелокальность обусловлена промежуточным заряженным мезоном (см. выше), расчет можно произвести. И он, действительно, был произведен целым рядом теоретиков для диаграмм, представленных на рис. 72, и дал для R отношения вероятностей распадов $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$:

$$R = \frac{3\alpha}{8\pi} N,$$

где N — число, зависящее от величины аномального магнитного момента X -мезона и от предела обрезания Λ (снова интегралы расходятся при стремлении предельных импульсов виртуальных частиц к бесконечности).

Если аномальный магнитный момент X -мезона равен его нормальному моменту ($\mu_{\text{аном}} = \mu_0$, $\mu_{\text{полн}} = \mu_{\text{аном}} + \mu_0 = 2\mu_0$),

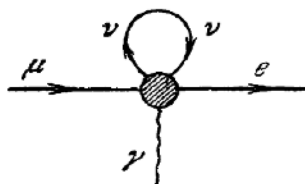


Рис. 71.

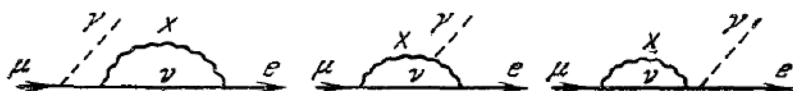


Рис. 72.

то $N = 1$. Если $\mu_{\text{аном}} = 0,7\mu_0$, то $N \ll 1$, если $\mu_{\text{аном}}$ близок к нулю, то $N \sim 1$. По-видимому, наиболее разумно считать $\mu_{\text{аном}} \approx 0$, так как X -мезон не участвует в сильных взаимодействиях; тогда мы получаем $R \sim 10^{-3}$ и по-прежнему имеем противоречие с опытом.

Наряду с распадами $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ значительный интерес представляет также факт отсутствия переходов $\mu \rightarrow e$ в кулоновом поле ядра. (Этот процесс мог бы оказаться более вероятным, чем распад $\mu \rightarrow e + \gamma$, если бы матричный элемент перехода $\mu \rightarrow e$ имел в основном характер монополя.)

Итак, мы видим, что отсутствие распадов $\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow e + \gamma$ представляется весьма странным, если мюнное и электронное нейтрино — тождественные частицы. Наоборот, если ν_e и ν_μ — различные частицы, то отсутствие распадов

$\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow e + \gamma$ получает вполне естественное объяснение. Эти распады оказываются строго запрещенными, если мюонное нейтрино и электронное антинейтрино, возникшие в распаде $\mu \rightarrow e + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$, не могут превратиться ни в фотон, ни в пару $e^+ + e^-$ в силу сохранения мюонного заряда.*)

* Вопрос о существовании двух типов нейтрино был решен недавно опытом, который был поставлен в Брукхевенской лаборатории. В этом опыте было обнаружено, что мюонные нейтрино не могут вызвать реакции $\nu_\mu + p \rightarrow n + e^+$, $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow p + e^-$, в то время как они вызывают аналогичные реакции, в которых вместо электронов испускаются мюоны (см. стр. 26).

§ 19. ЧТО И ЗАЧЕМ ИЗМЕРЯТЬ?

Физика слабых взаимодействий находится в исключительном положении. Во-первых, имеется теория, которая единым образом описывает широкий круг явлений. Во-вторых, теория предсказывает ряд закономерностей, которые пока не проверены. В третьих, имеются экспериментальные результаты, которые не объясняются имеющейся теорией.

Все это дает основание ожидать, что в ближайшее время в области слабого взаимодействия будут получены важные результаты как теоретические, так и экспериментальные. Ниже перечислены некоторые вопросы физики слабого взаимодействия, экспериментальное исследование которых представляет значительный интерес.

А. Проверка общих свойств теории

1. *Проверка универсальности $V - A$ -взаимодействия.* (Измерение вероятности $K_{e\pi}$ -распада, измерение спектров, угловых распределений и поляризации частиц в $K_{e\pi}$ - и $K_{\mu\pi}$ -распадах, измерение лептонных распадов гиперонов.)

2. *Проверка гипотезы квадрата тока.* (Поиски νe - и $\bar{\nu} e$ -рассеяния, поиски рождения лептонных пар $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- при взаимодействии нейтрино с кулоновыми полями ядер. Исследование несохранения четности в сильных взаимодействиях.)

3. *Проверка CP -инвариантности.* (Измерение распадов $\tilde{\Sigma}^- \rightarrow \tilde{p} + \pi^0$ и $\tilde{\Sigma}^- \rightarrow \tilde{n} + \pi^-$, поиски распадов $K_2^0 \rightarrow 2\pi$).

4. *Проверка гипотезы о нетождественности мюонного и электронного нейтрино.* (Поиски распадов $\mu \rightarrow e + \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$. Поиски процесса $\nu_\mu + p \rightarrow n + e^-$. Уточнение верх-

ней границы массы мюонного нейтрино. Поиски аномального взаимодействия мюонного нейтрино.)

5. Проверка гипотезы заряженных токов. (Поиски процессов с нейтральными токами $K \rightarrow \pi + e^+ + e^-$, $\mu \rightarrow 3e$, $\mu^- + p \rightarrow e^- + p$, $\nu + p \rightarrow \nu + p$, и т. д.)

6. Поиски промежуточного векторного X -мезона. (Фоторождение X -мезонов, рождение их лептонами, поиски не сохранения странности в сильных взаимодействиях.)

7. Поиски возможной нелокальности лептонных взаимодействий. (K_{es} - и $K_{\mu s}$ -спектры. Измерение параметра ρ в μ -распаде.)

В. Проверка изотопических свойств теории

8. Проверка сохранения нуклонного векторного тока. (Измерение векторной константы μ -захвата. Измерение вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$. Исследование распадов $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu$, $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}$.)

9. Проверка изотопических свойств нуклонного тока. (Поиски «слабого диполя» и «эффективного скаляра» в μ -захвате (β -распаде) и сравнение вероятностей распадов $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu$ и $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}$.)

10. Проверка правила $|\Delta S| \leq 1$ для лептонных распадов с изменением странности. (Поиски распада $\Xi \rightarrow N + e + \nu$.)

11. Проверка правила $\Delta Q = \Delta S$ для лептонных распадов с изменением странности. (Поиски распадов $\Sigma^+ \rightarrow p + e^+ + \nu$, $K^+ \rightarrow e^- + \bar{\nu} + 2\pi^+$, $K^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^+$.)

12. Проверка правила $\Delta T = 1/2$ для лептонных распадов с изменением странности. (Измерение вероятностей, спектров и угловых распределений распадов $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}$.)

13. Проверка правила $|\Delta S| \leq 1$ для нелептонных распадов. (Поиски распада $\Xi \rightarrow N + \pi$.)

Пункты 8—13 являются следствиями модели Сакаты, или, более общим образом, минимальной модели. В любом из них опыт может опровергнуть модель.

14. Проверка гипотезы ограниченной универсальности слабого взаимодействия. (Точное измерение вероятностей β -распада гиперонов, K_{es} - и $K_{\mu s}$ -распадов, спектров и поляризации частиц в $K_{\mu s}$ -распаде.)

С. Накопление данных, которые пока не могут быть объяснены теорией.

Разные вопросы.

15. Проверка правила $\Delta T = 1/2$ в нелептонных распадах. (Измерение вероятностей τ^0 -распадов, вероятностей распадов $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ и $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$. Измерение поляризации нуклонов в распаде поляризованных Σ -гиперонов.)

16. Вопрос о разности масс K_1^0 и K_2^0 . (Наблюдение осцилляций. Определение знака разности масс.)

17. Сведения о сильных взаимодействиях. (Определение $\pi\pi$ -взаимодействия из угловых и энергетических распределений π -мезонов в τ -распаде, определение $\Lambda\pi$ -взаимодействия из распада $\Xi \rightarrow \Lambda + \pi$.) *)

*) С 1961 г., когда был написан этот параграф, некоторые из перечисленных в нем вопросов в той или иной мере были исследованы экспериментально. Однако эти вопросы нуждаются в дальнейшем исследовании, так как полученные результаты являются в основном предварительными.

§ 20. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ*)

Приведенный ниже обзор литературы не претендует на полноту. В нем не отмечен целый ряд важных теоретических и экспериментальных работ.

Работы, указанные в обзоре, помогут читателю более детально ознакомиться с современным состоянием, а в ряде случаев также и с историей вопросов, рассмотренных в книге. В соответствии с общим планом книги обзор литературы делится на следующие разделы:

- Частицы. Модели. Взаимодействия.
- Лагранжиан слабого взаимодействия.
- Взаимодействие лептонов.
- Лептонные распады с сохранением странности.
- Лептонные распады с изменением странности.
- Нелептонные распады.
- Нейтральные K -мезоны.
- Несохранение четности в ядерных силах.
- Слабые взаимодействия на малых расстояниях.

ЧАСТИЦЫ. МОДЕЛИ. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Популярные статьи по физике элементарных частиц

М. Гелл-Манн, Е. Розенбаум, Элементарные частицы, УФН **64**, 391 (1958).

А. Салам, Элементарные частицы, УФН **84**, 141 (1961).

В. Вейскопф, Л. Родберг, Несохранение четности, УФН **64**, 435 (1958).

Книги по физике элементарных частиц

Э. Ферми, Элементарные частицы, ИЛ, 1953.

М. А. Марков, Гипероны и K -мезоны, Физматгиз, 1958.

Р. Маршак, Е. Сударшан, Введение в физику элементарных частиц, ИЛ, 1962.

*) Составление этого обзора было в основном закончено в 1961 г., и в него, как правило, не вошли более поздние работы. Подробный обзор этих последних содержится в Трудах на Женевской конференции по физике высоких энергий 1962 г. Proceed of the 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics. Genève, 1962. p. 857.

Схема изотопических мультиплетов

M. Gell-Mann, Phys. Rev. **92**, 833 (1953); Suppl. Nuovo Cim. **4**, 848 (1956). Доклад на конференции в Пизе 1955 г. Сб. „Проблемы современной физики“, № 11 (1956).

M. Gell-Mann, A. Pais, Proc. Glasgow Conference 1954, Pergamon, London, 1955.

K. Nishijima, T. Nakano, Progr. Theor. Phys. **10**, 581 (1953).

K. Nishijima, Progr. Theor. Phys. **12**, 107 (1954); **13**, 285 (1955). В этих работах сформулирована схема изотопических мультиплетов и введено понятие странности. См. также обзор: K. Nishijima, Fortschr. Physik **4**, 519 (1956).

Составные модели

E. Fermi, C. N. Yang, Phys. Rev. **76**, 1739 (1949). Первая работа, в которой π -мезоны рассматривались не как элементарные частицы, а как частицы, состоящие из нуклонов и антинуклонов.

M. Goldhaber, Phys. Rev. **92**, 1279 (1953); **101**, 433 (1956).
Г. Дьерди, ЖЭТФ **32**, 152 (1957).

Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **33**, 829 (1957). В этих работах рассматривалась модель, в которой фундаментальными частицами являются K -мезоны и нуклоны.

В. И. Чувило, ЖЭТФ **37**, 1401 (1959). Рассмотрена модель, в которой элементарными являются K -мезоны и гипотетический Ω -гиперон со странностью — 3.

Б. Неганов, ЖЭТФ **33**, 260 (1957). Рассмотрена модель, в которой фундаментальными являются K -мезоны и Ξ -гипероны.

M. Levy, R. E. Marshak, Nuovo Cim. **11**, 366 (1954).
М. А. Марков, О классификации элементарных частиц, Изд-во АН СССР, 1955; ДАН **101**, 51, 449 (1955); **106**, 894 (1956). В этих работах рассмотрена модель, в которой фундаментальными являются два нуклона и несколько гиперонов, которые в свою очередь считаются возбужденными состояниями нуклонного поля.

S. Sakata, Progr. Theor. Phys. **16**, 686 (1956). Предложена модель сильно взаимодействующих частиц, в которой все мезоны и барионы состоят из трех фундаментальных частиц: протона, нейтрона и Δ -гиперона, и их античастиц.

S. Tanaka, Progr. Theor. Phys. **16**, 625, 631 (1956).

Z. Maki, Progr. Theor. Phys. **16**, 667 (1956).

R. W. King, D. C. Peaslee, Phys. Rev. **106**, 360 (1957).

I. V. Polubarinov, Nucl. Phys. **8**, 444 (1958). Попытки расчета сильных взаимодействий в рамках модели Сакаты.

Л. Окунь, ЖЭТФ **34**, 469 (1958); Доклад на конференции по мезонам и новым частицам в Падуе (1957); Proc. of the 1958 Ann. Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, CERN, Genève, 1958;

УФН **68**, 449 (1959). *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **9**, 61 (1959). Рассмотрение свойств слабого взаимодействия в модели Сакаты.

Y. Ohnuki, Proc. 10 Rochester Conf., 843 (1960), Обзорный доклад.

S. Ogawa, *Progr. Theor. Phys.* **21**, 209 (1959).

M. Ikeda, S. Ogawa, Y. Ohnuki, *Progr. Theor. Phys.* **22**, 715 (1959).

Y. Yamaguchi, *Progr. Theor. Phys. Suppl.* **11**, 1, 37 (1959).

W. Thirring, Ninth Intern. Ann. Conf. on High Energy Phys. USSR, Moscow (1960) (Труды Киевской конференции 1959 г.), *Nucl. Phys.* **10**, 97 (1959).

J. Wess, *Nuovo Cim.* **15**, 52 (1960). В этих работах обсуждается схема унитарной симметрии, в которой имеется полная симметрия между тремя фундаментальными барионами: p , n и Λ .

«Нелинейная квантовая теория поля», сборник переводов статей В. Гайзенберга и сотрудников, ИЛ, 1959. Обсуждение теории элементарных частиц на основе единого нелинейного поля.

Универсальность слабого взаимодействия

G. Puppi, *Nuovo Cim.* **5**, 505 (1948).

O. Klein, *Nature* **161**, 897 (1948).

T. D. Lee, M. Rosenbluth, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **75**, 905 (1949).

J. Tiomno, J. A. Wheeler, *Revs. Mod. Phys.* **21**, 144 (1949).

B. Pontecorvo, *Phys. Rev.* **72**, 246 (1947). В этих работах была впервые выдвинута идея об универсальном слабом взаимодействии.

ЛАГРАНЖИАНЫ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Уравнение Дирака

Подробные сведения об уравнении Дирака см. в книгах: А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Физматгиз, 1959.

Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков, *Введение в теорию квантованных полей*, Гостехиздат, 1957.

П. Дирак, *Основы квантовой механики*, Физматгиз, 1960.

В. Паули, *Релятивистская теория элементарных частиц*, ИЛ, 1947.

В. Паули, *Общие принципы волновой механики*, Гостехиздат, 1947.

С. Швебер, Г. Бете, Ф. Гофман, *Мезоны и поля*, т. I, ИЛ, 1957.

J. M. Jauch, F. Rohrlich, *The theory of photons and electrons*. Addison Wesley.

П. Мэтьюс, *Релятивистская квантовая теория взаимодействий элементарных частиц*, ИЛ, 1959.

Физическая интерпретация фейнмановских диаграмм очень прозрачно изложена в оригинальных работах Р. Фейнмана

(см. статьи: «Теория позитронов» и «Пространственно-временная трактовка квантовой электродинамики» в сборнике «Новейшее развитие квантовой электродинамики», стр. 139, 161, ИЛ, 1954.) В этой книге мы используем обозначения этих работ, в частности, выбор матриц γ .

Вопросы, связанные с описанием динамических свойств элементарных частиц в формализме S -матрицы, изложены в обзоре В. Б. Берестецкого УФН **76**, 25 (1962).

$V - A$ -теория

E. Fermi, Zs. f. Phys. **88**, 161 (1934). Первый вариант теории β -распада (векторный).

R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
E. S. G. Sudarshan, R. E. Marshak, Доклад на конференции по физике мезонов и новых частиц в Венеции — Падуе (1957).

J. J. Sakurai, Nuovo Cim. **7**, 649 (1958). Универсальная $V - A$ -теория слабого взаимодействия.

T. D. Lee, C. N. Yang, Сохраняется ли четность в слабых взаимодействиях? Phys. Rev. **104**, 254 (1956).

A. Salam, Nuovo Cim. **5**, 299 (1957).

Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 405 (1957). Nucl. Phys. **3**, 127 (1957).

T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **105**, 1671 (1957).

H. Weyl, Zs. f. Phys. **56**, 330, 1929 (см. в книге В. Паули, Общие принципы волновой механики, стр. 253, Физматгиз, 1960). В этих работах сформулирована теория двухкомпонентного нейтрино.

M. Fierz, Zs. f. Phys. **102**, 572 (1936). См. также книгу Х. Умедзава, Квантовая теория поля, стр. 131, ИЛ, 1960, где дан вывод соотношений Фирца.

C -, P - и T -преобразования

Янг Чжень-нин, Ли Цзян-дау, Нобелевские доклады, УФН **66**, 79, 89 (1958).

E. Вигнер, Теория групп, ИЛ, 1961. Gött, Nachricht. Math. Phys. **546** (1932). Введено понятие обращения времени.

Г. Граверт, Г. Людерс, Г. Рольник, УФН **71**, 289 (1960). Теорема CPT и ее применения. Обзор.

Г. Виг, Принципы инвариантности в ядерной физике, УФН **68**, 201 (1959). Обзор.

C. N. Yang, Revs. Mod. Phys. **29**, 231 (1957).

Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь, А. П. Рудик, ЖЭТФ **32**, 396 (1957).

Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, **32**, 405 (1957).

T. D. Lee, R. Ohme, C. N. Yang, Phys. Rev. **106**, 340 (1957). (См. перевод в сборнике «Новые свойства симметрии элементарных частиц», ИЛ, 1957.) В этих работах обсуждались несохранение зарядовой четности и сохранение временной четности. В работе Л. Д. Ландау введено понятие комбинированной четности и выдвинута гипотеза о сохранении этой величины.

В. Паули, Принцип запрета, группа Лоренца, отражение пространства, времени и заряда (*CPT*-теорема). В сборнике «Нильс Бор и развитие современной физики», под ред. В. Паули, стр. 46, ИЛ, 1958.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛЕПТОНОВ

Распад мюона

L. Michel, Proc. Phys. Soc. **A63**, 514, 1371 (1950). Вводится параметр ρ .

T. Kinoshita, A. Sirlin, Phys. Rev. **108**, 844 (1957).

Л. Окунь, В. Шехтер, Nuovo Cim. **10**, 359 (1958); ЖЭТФ **34**, 1250 (1958). Расчеты с учетом несохранения четности. Дальнейшие ссылки см. в последней работе.

S. Rosen, Phys. Rev. Letters **4**, 613 (1960). Одна из последних работ, посвященная обсуждению распада мюона.

S. M. Bergman, Phys. Rev. **112**, 207 (1958).

T. Kinoshita, A. Sirlin, Phys. Rev. **113**, 1652 (1959).

В. П. Кузнецов, ЖЭТФ **37**, 1102 (1959). Радиационные поправки к распаду мюона.

Взаимодействие нейтрино с электронами и мюонами

R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958). Вычислено сечение νe -рассеяния.

C. L. Cowan, Jr. F. Reines, Phys. Rev. **107**, 528 (1957). Экспериментальные поиски νe -рассеяния.

А. М. Бадалян, Чжоу Гуан-чжао, ЖЭТФ **38**, 646 (1960). Оценка сечения процесса $\nu + Z \rightarrow e^+ + e^- + \nu + Z$ в поле точечного ядра.

М. А. Кожушнер, Е. П. Шабалин, ЖЭТФ **41**, 949 (1961). Расчет сечения процесса $\nu + Z \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \nu + Z$ с учетом конечных размеров ядра.

Ван Жун, Я. Фишер, И. Чулли, С. Чулли, ЖЭТФ **40**, 676 (1961). Расчет процесса $\gamma + e \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$.

M. Gell-Mann, Phys. Rev. Letters **6**, 70 (1961). Обсуждение процесса $\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$.

Б. Понтекорво, ЖЭТФ **36**, 1615 (1959). Тормозное излучение нейтринных пар в звездах, обусловленное (νe) ($\bar{\nu} \nu$)-взаимодействием.

ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ С СОХРАНЕНИЕМ СТРАННОСТИ

Сохранение векторного тока

С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 29, 698 (1955).

R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. 103, 193 (1958).

Сохранение векторного тока и неперенормируемость векторной β -константы.

R. P. Feynman, Proc. Rochester Conf. (1960), p. 501. Обсуждаются сохранение векторного тока и неперенормируемость векторной константы в модели Ферми-Янга, дан анализ экспериментальных данных, относящихся к сохранению векторного β -тока.

Л. Б. Окунь, Proc. High Energy CERN Conf. (1958), p. 223. Показано, что в модели Сакаты имеет место сохранение векторного тока и неперенормируемость векторной константы.

Б. В. Гешкенбейн, В. С. Попов, ЖЭТФ 41, 199 (1961). Электромагнитные поправки к β -распаду.

M. Gell-Mann, Phys. Rev. 111, 362 (1958). Рассмотрено явление слабого магнетизма.

Б. Л. Иоффе, ЖЭТФ 34, 1343 (1958); S. Okubo, Nuovo Cim. 13, 292 (1959). Доказательство неперенормируемости константы β -распада для сохраняющегося векторного тока.

R. Hofstadter, R. Herman, Phys. Rev. Letters 6, 293 (1961).

R. M. Littauer, H. F. Schorper, R. R. Wilson, Phys. Rev. Letters 7, 144 (1961). Эксперименты по определению электромагнитной структуры протона и нейтрона.

В. Б. Берестецкий, УФН 76, 25 (1962). Спектральное представление форм-факторов.

Распад π -мезона

В. Г. Вакс, Б. Л. Иоффе, ЖЭТФ 35, 221 (1958); Nuovo Cim. 10, 342 (1958). Сохранение векторного тока и распад $\pi^+ \rightarrow e + \nu + \gamma$.

Я. Б. Зельдович, ДАН 97, 421 (1954).

E. Fesenberg, H. Primakoff, Phil. Mag. 3, 328 (1958). Расчет распада $\pi^+ \rightarrow \pi_0^+ + e + \nu$.

А. Ф. Дунайцев, В. И. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, В. И. Рыкалин, ЖЭТФ, 42, 632 (1962). Phys. Lett. 1, 138 (1962). Измерение вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e + \nu$.

Распад нейтрона

А. И. Алиханов, Слабые взаимодействия. Новейшие исследования β -распада, Физматгиз, 1960. Излагаются экспериментальные исследования в области β -распада, выполненные в 1957—1959 гг.

S. W. Wu, Revs. Mod. Phys. 31, 785 (1959).

E. J. Coporinski, Ann. Rev. Nucl. Sci. 9, 1 (1959).

Я. А. Смородинский, УФН 67, 43 (1959). Обзоры, содержащие описание и анализ основных экспериментов по β -распаду.

Дж. Аллен, Нейтрино, ИЛ, 1960.

А. И. Сосновский, П. Е. Спивак, Ю. А. Прокофьев, И. Е. Кутиков, Ю. П. Добрынин, ЖЭТФ **35**, 1059 (1958); **36**, 1012 (1959). Измерение времени жизни нейтрона.

J. M. Robson, Can. J. Phys. **36**, 1450 (1958).

Ю. В. Требуховский, В. В. Владимирский, В. К. Григорьев, В. А. Ергаков, ЖЭТФ **36**, 1314 (1959). Измерение ν -корреляции при распаде свободного нейтрона.

M. T. Burgu, V. E. Kohn, T. B. Novey, G. R. Ringo, V. L. Telegdi, Phys. Rev. **110**, 1214 (1958). Измерение углового распределения электронов и нейтрино при распаде поляризованных нейтронов.

Захват мюона протоном

S. Weinberg, Phys. Rev. **106**, 1301 (1957); J. L. Lopez, Phys. Rev. **109**, 509 (1957). Теоретическая оценка эффективного псевдоскаляра на основе теории возмущений.

M. L. Goldberger, S. B. Treiman, Phys. Rev. **110**, 1178 (1958) **111**, 354 (1958). Теоретическая оценка эффективного псевдоскаляра на основе дисперсионных соотношений.

M. Gell-Mann, M. Levy, Nuovo Cim. **16**, 705 (1960).

Чжоу Гуан-чжао, ЖЭТФ, **39**, 703 (1960). «Полологический» (основанный на полюсном приближении) вывод соотношения Гольдбергера — Треймана для эффективного псевдоскаляра.

Теоретические расчеты вероятности захвата мюона и ее зависимости от спиновых состояний частиц содержатся в работах:

I. S. Shapiro, E. G. Dolinsky, L. D. Blochintsev, Nucl. Phys. **4**, 273 (1957).

L. Wolfenstein, Nuovo Cim. **8**, 882 (1958). Учитывается эффективный псевдоскаляр.

K. Huang, C. N. Yang, T. D. Lee, Phys. Rev. **108**, 1340 (1958).

Чжоу Гуан-чжао, В. Маевский, ЖЭТФ, **35**, 1581 (1958). Учитывается слабый магнетизм.

Я. Б. Зельдович, С. С. Герштейн, ЖЭТФ **35**, 821 (1958).

J. Bernstein, T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **111**, 313 (1958). Учитывается влияние сверхтонкой структуры μ -атома.

Распады странных частиц с сохранением странности

В. П. Белов, Б. С. Мингалев, В. М. Шехтер, ЖЭТФ **38**, 541 (1960). Сохранение векторного тока и оценка векторной константы в распаде $\Sigma \rightarrow \Lambda + e + \nu$.

Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **39**, 214 (1960).

J. Bernstein, R. Oehme, Phys. Rev. Letters **6**, 629 (1961). «Полологическая» оценка аксиальной константы в распаде $\Sigma \rightarrow \Lambda + e + \nu$.

\bar{G} -преобразование

Л. Мишель (в сборнике «Физика космических лучей», под ред. Дж. Вильсона, т. 1, стр. 99, ИЛ, 1954). Рассматривается преобразование CT_2 .

T. D. Lee, C. N. Yang, Nuovo Cim. 3, 749 (1956). Вводится обозначение G ; G -преобразование применяется к π -мезонным системам.

M. Kawaguchi, K. Nishijima, Phys. Rev. 108, 905 (1957).
S. Weinberg, Phys. Rev. 112, 1375 (1958).

T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 119, 1410 (1960). G -преобразование применяется к слабым лептонным взаимодействиям, сохраняющим странность.

ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ С ИЗМЕНЕНИЕМ СТРАННОСТИ

Правила $\Delta T = 1/2$, $\Delta Q = \Delta S$, $|\Delta S| = 1$

M. Gell-Mann, Proc. Rochester Conf. 1956, часть VIII, стр. 25.

Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 34, 469 (1958). Доклад на конференции в Венции—Падуе по новым частицам и мезонам (1957). Правила $\Delta Q = \Delta S$, $|\Delta S| = 1$ и $\Delta T = 1/2$ для лептонных распадов в модели Сакаги.

S. Okubo, R. E. Marshak, E. C. Sudarshan, W. B. Teutsch, S. Weinberg, Phys. Rev. 112, 665 (1958).
R. E. Marshak, Proc. High Energy CERN Conf. (1958). Феноменологическое введение правила $\Delta T = 1/2$.

G. Alexander et al. Phys. Rev. Lett. 9, 69, (1962). R. Ely et al. Phys. Rev. Lett. 8, 132 (1962).

Наблюдение распадов $K^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^+$.

A. Barbaro-Galtrieri et al. Phys. Rev. Lett. 9, 26 (1962).
Наблюдение распада $\Sigma^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + n$.

Сохранение странного тока?

Л. Б. Окунь, Proc. High Energy CERN Conf. (1958), p. 223. Отсутствие закона сохранения векторного тока, не сохраняющего странность, в модели Сакаги.

S. Weinberg, R. E. Marshak, S. Okubo, E. C. Sudarshan, W. B. Teutsch, Phys. Rev. Letters 1, 25 (1958). Обсуждение гипотезы о сохранении векторного тока с $|\Delta S| = 1$.

И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ, 42, 1400 (1962). Унитарная симметрия и универсальное слабое взаимодействие.

Лептонные распады K -мезонов

S. Furuichi, T. Kodama, S. Ogawa, Y. Sugahara, A. Wakasa, M. Yonezawa, Progr. Theor. Phys. 17, 89 (1957). Расчет электронного спектра в K_{e3} -распаде.

S. Furuichi, Nuovo Cim. 7, 269 (1958). Расчет спектра нейтрино в K_{e3}^0 -распаде.

A. Pais, S. B. Treiman, Phys. Rev. 105, 1616 (1957). Расчет углового распределения электронов при фиксированной энергии π -мезонов.

S. W. Mc. Dowell, Nuovo Cim. 6, 1445 (1957).

И. Г. Ивантер, ЖЭТФ 34, 1202 (1958). Расчет спектров электронов, мюонов и π -мезонов в K_{e3}^- - и $K_{\mu 3}^-$ -распадах.

И. Ю. Кобзарев, ЖЭТФ 34, 1347 (1958). Диссертация. ИТЭФ АН СССР, 1959. Диаграмма для анализа спектров K_{e3}^- -распада.

S. Furuichi, S. Sawada, M. Yonezawa, Nuovo Cim. 10, 541 (1958). Анализ электронного спектра в K_{e3}^- -распаде.

R. Gatto, Phys. Rev. 111, 1426 (1957).

R. F. Streater, J. C. Taylor, Nucl. Phys. 7, 276 (1958).

A. Fujii, M. Kawaguchi, Phys. Rev. 113, 1159 (1959).

F. Zaccariasen, Phys. Rev. 110, 1481 (1958).

С. Г. Матинян, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 36, 1317 (1959). Расчет поляризации мюонов при универсальном векторном взаимодействии.

С. Г. Матинян, ЖЭТФ 33, 797 (1957).

R. Gatto, Progr. Theor. Phys. 19, 146 (1958).

И. Г. Ивантер, ЖЭТФ 35, 111 (1958).

J. Werle, Nucl. Phys. 4, 171 (поправка 4, 693 (1957)).

S. Furuichi, S. Sawada, M. Yonezawa, Nuovo Cim. 6, 1416 (1957).

L. Okun, Nucl. Phys. 5, 455 (1958).

J. J. Sakurai, Phys. Rev. 109, 980 (1958).

J. Werle, Nucl. Phys. 6, 1 (1958).

S. W. Mc. Dowell, Nuovo Cim. 9, 258 (1958). Расчет поляризации мюонов при общем виде взаимодействия в $K_{\mu 3}^-$ -распаде.

D. Luers, G. G. Mitra, W. J. Willis, S. S. Yamamoto, Phys. Rev. Letters 7, 255 (1961). Измерение электронных и пионных спектров в K_{e3}^- -распаде K_2^0 -мезонов.

M. Yonezawa, Nucl. Phys. 12, 589 (1959). Обсуждение экспериментального электронного спектра в K_{e3}^- -распаде.

N. Brene, L. Egardt, B. Qvist, Nucl. Phys. 22, 553 (1961). Спектры и поляризации частиц в K_{e3}^- - и $K_{\mu 3}^-$ -распадах.

Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 39, 1766 (1960). О форм-факторах K_{e3}^- - и $K_{\mu 3}^-$ -распадов.

S. Oneda, Nucl. Phys. 4, 21 (1957).

Л. Б. Окунь, Е. П. Шабалин, ЖЭТФ 37, 1775 (1959).

Е. П. Шабалин, ЖЭТФ 39, 345 (1960).

V. S. Mathur, Nuovo Cim. 14, 1322 (1959). Расчеты K_{e4}^- - и $K_{\mu 4}^-$ -распадов.

E. L. Koller et al. Phys. Rev. Lett. 9, 328 (1962). Наблюдение K_{e4} -распада.

β -распад гиперонов

R. J. Finkelstein, Phys. Rev. 88, 555 (1952).

М. А. Марков, В. Стаханов, ЖЭТФ 28, 740 (1955).

R. E. Behrends, C. Fronsdal, Phys. Rev. 106, 345 (1957).

В. М. Шехтер, ЖЭТФ 35, 458 (1958); 36, 581 (1959); 36, 1299 (1959); 38, 534 (1960).

В. П. Белов, Е. С. Мингалев, В. М. Шехтер, ЖЭТФ 38, 541 (1960).

D. R. Harrington, Phys. Rev. 120, 1482 (1960).

Хэ-цзо-сю, ЖЭТФ 37, 1825 (1959).

A. Sirlin, Phys. Rev. 111, 337 (1958). Расчет электронного и мюонного распадов гиперонов.

И. С. Шукерман, ЖЭТФ 38, 1285 (1960). Расчет лептонных распадов гиперонов с испусканием π -мезонов.

В. М. Шехтер, ЖЭТФ 38, 1343 (1960). Расчет процесса $e^- + p \rightarrow \Lambda + \nu$.

W. Humphrey, et al., Phys. Rev. Letters 6, 478 (1961). Сводка экспериментальных данных по лептонным распадам гиперонов.

НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ

Правило $\Delta T = 1/2$

M. Gell-Mann, A. Pais, Proc. Glasgow Conf., 1954, p. 342, Pergamon, London (1955). Выдвинута гипотеза о существовании правила $\Delta T = 1/2$.

G. Takeda, Phys. Rev. 101, 1547 (1956).

L. Prentki, B. d'Espagnat, Nuovo Cim. 3, 1045 (1956); 242, 740 (1956).

M. Kawaguchi, K. Nishijima, Progr. Theor. Phys. 15, 182 (1956).

R. Gatto, Nuovo Cim. 3, 318 (1956).

R. Dalitz, Proc. Phys. Soc. A69, 527 (1956).

Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 31, 333 (1956).

G. Wentzel, Phys. Rev. 101, 1215 (1956). В этих работах рассмотрены следствия, вытекающие из правила $\Delta T = 1/2$ в рамках теории слабых взаимодействий, сохраняющих четность. Термин шпурион был введен Вентцелем на 6-й Рочестерской конференции.

M. Gell-Mann, A. H. Rosenfeld, Ann. Rev. Nucl. Sci. 7, 407 (1957).

И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 33, 296 (1957).

Чжоу Гуан-чжао, ЖЭТФ 38, 1342 (1960).

P. Meyer et al., Nuovo Cim. 20, 346 (1961). Теоретический анализ распадов Σ -гиперонов на основе правила $\Delta T = 1/2$ с учетом несохранения четности. Последняя работа содержит подробное рассмотрение возможных опытов.

- M. Gell-Mann, Proc. High Energy CERN Conference, 1958.
M. Gell-Mann, Revs. Mod. Phys. **31**, 834 (1959).
R. E. Marshak, Proc. Ninth Int. Ann. Conf. on High Energy Phys. (Kiev), USSR, Moscow (1960), p. 269.
R. H. Dalitz, Revs. Mod. Phys. **31**, 823 (1959).
S. B. Treiman, Proc. of 1958 Ann. Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, CERN, Genève, 1958. Обсуждение различных гипотез, выдвинутых для объяснения правила $\Delta T = 1/2$.

B. d'Espagnat, Nuovo Cim. **18**, 287 (1960). Востонная (от слова *vento*) модель слабых взаимодействий; правило $T = 1/2$ получается в теории, где имеются только заряженные токи, но в лагранжиан слабого взаимодействия наряду с p , n и Δ входят Ξ -гипероны.

A. Pais, Nuovo Cim. **18**, 1003 (1960).

S. Treiman, Nuovo Cim. **15**, 916 (1960). Попытки получения изотопических соотношений между распадами различных частиц (например, Σ и Λ) в предположении, что для сильных взаимодействий существуют симметрии более общие, чем изотопическая инвариантность, и что слабые взаимодействия разделяют с сильными эти свойства симметрии.

τ -распад

- R. Dalitz, Phil. Mag. **44**, 1068 (1953).
E. Fabri, Nuovo Cim. **11**, 479 (1954).
Y. Eisenberg, E. Lomon, S. Rosendorf, Nuovo Cim. **4**, 610 (1956). Теория кинематического анализа τ -распада.
В. Б. Берестецкий, ДАН **92**, 519 (1953).
R. H. Dalitz, Phil. Mag. **44**, 1068 (1953).
R. H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. A **69**, 527 (1956).
R. H. Dalitz, Rep. Progr. Phys. **20**, 163 (1957).
G. Snow, Phys. Rev. **103**, 1111 (1956).
Э. И. Долинский, А. Т. Мишак ова, И. С. Шапиро, Nucl. Phys. **3**, 60 (1957). Изотопический анализ τ -распадов.
В. Б. Мандельцвейг, В. В. Соловьев, ЖЭТФ **41**, 1606 (1961). Учет различия фазовых объемов в изотопических соотношениях между различными τ -распадами.

- В. Н. Грибов, Nucl. Phys. **5**, 633 (1958).
И. Т. Дятлов, ЖЭТФ **37**, 1330 (1959).
N. S. Thomas, W. G. Holladay, Phys. Rev. **115**, 1329 (1959).
B. Khuri, S. Treiman, Phys. Rev. **119**, 1115 (1960).
W. Alles, Nuovo Cim. **16**, 1148 (1960).
Влияние $\pi\pi$ -взаимодействия на спектры и угловые распределения π -мезонов в τ -распаде.

М. И. Широков, ЖЭТФ **37**, 328 (1959). О симметрии распределения π -мезонов в распаде $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

Корреляции при распаде гиперонов

W. Fowler, R. Birge et al., Phys. Rev. Letters **6**, 134 (1961). Показано, что спиральность Λ -частиц в распаде Ξ -гиперонов противоположна спиральности протонов в распаде Λ -частиц.

T. Bowen et al., Nuovo Cim. **20**, 225 (1961).
R. Birge, W. Fowler, Phys. Rev. Letters **5**, 254 (1960). Изменение спиральности протонов в распаде Δ -гиперонов.

T. D. Lee, J. Steinberger, G. Feinberg, P. K. Kabir, C. N. Yang, Phys. Rev. **106**, 1367 (1957).
W. B. Teutsch, S. Okubo, E. Sudarshan, Phys. Rev. **114**, 1148 (1959).
Расчет корреляций при распадах гиперонов.

T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **108**, 1645 (1957). Анализ распада гиперонов в терминах парциальных волн.

НЕЙТРАЛЬНЫЕ K -МЕЗОНЫ (K_1^0, K_2^0)

M. Gell-Mann, A. Pais, Phys. Rev. **97**, 1387 (1955). Введено представление о K_1^0 - и K_2^0 -мезонах как о зарядово-четной и зарядово-нечетной суперпозициях полей K^0 и \bar{K}^0 .

A. Pais, O. Piccioni, Phys. Rev. **100**, 1487 (1955). Теоретическое рассмотрение осцилляций в пучке нейтральных K -мезонов. Эффект регенерации K_1^0 .

Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **30**, 1168 (1956).
S. B. Treiman, R. S. Sachs, Phys. Rev. **103**, 1545 (1956).
Осцилляции лептонных распадов нейтральных K -мезонов.
Я. Б. Зельдович, Развитие теории античастиц, заряды элементарных частиц и свойства тяжелых нейтральных мезонов (обзор), УФН **59**, 377 (1956).

Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь, А. П. Рудик, ЖЭТФ **32**, 396 (1957).
T. D. Lee, C. N. Yang, R. Oehme, Phys. Rev. **106**, 340 (1957).
R. Gatto, Phys. Rev. **106**, 108 (1957).
A. Pais, S. B. Treiman, Phys. Rev. **106**, 1106 (1957). Анализ вопроса о K_1^0 и K_2^0 с учетом несохранения зарядовой четности. K_1^0 и K_2^0 рассматриваются как состояния с положительной и отрицательной временной (комбинированной) четностью.

Л. Б. Окунь, Б. Понтекорво, ЖЭТФ **32**, 1587 (1957).
S. L. Glashow, Phys. Rev. Letters **6**, 196 (1961). Разность масс $K_1^0 - K_2^0$ и правило $\Delta S \neq 2$.

G. Feinberg, Phys. Rev. **109**, 1381 (1958).
Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **36**, 1381 (1959). Превращение $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ на электронах.

Б. Понтекорво, ЖЭТФ **33**, 549 (1957). О переходе мюония в антимюоний.

И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **39**, 605 (1960).
С. Матинян, ЖЭТФ **39**, 1747 (1960).

С. Матинян, ЖЭТФ **41**, 1681 (1961). Обсуждение возможных экспериментов для выяснения вопроса о том, что тяжелее: K_1^0 или K_2^0 .

S. Treiman, S. Weinberg, Phys. Rev. **116**, 239 (1959). Анализ осцилляций нейтральных τ -распадов.

F. Muller a. o., Phys. Rev. Letters **4**, 418 (1960).

O. Piccioni, Proc. 10 Rochester Conf. 1960, p. 597.

U. Camerini, Proc. 10 Rochester Conf. 1960, p. 601. Измерение разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов.

E. Boldt, D. O. Caldwell, Y. Pal, Phys. Rev. Letters **1**, 150 (1958). Первая попытка измерения Δm .

M. L. Good, Phys. Rev. **106**, 591 (1957); **110**, 550 (1958). Анализ осцилляций нейтрального K -пучка в среде.

Bardou, Lande, Lederman, Ann. Phys. **5**, 156 (1958).

W. Panofsky a. o., Phys. Rev. **109**, 1353 (1957).

Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков, Phys. Rev. Letters **6**, 552 (1961). Экспериментальное исследование распадов K_2^0 -мезонов.

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В ЯДЕРНЫХ СИЛАХ

R. J. Blin-Stoyle, Phys. Rev. **118**, 1605; **120**, 181 (1960). Теоретический анализ эффектов несохранения четности в ядерных силах, обусловленных универсальным слабым взаимодействием.

В. Г. Соловьев, Nucl. Phys. **6**, 618 (1958); ЖЭТФ **36**, 628 (1959); УФН **68**, 159 (1959). Выдвигается и обсуждается гипотеза о несохранении четности в сильных взаимодействиях с участием странных частиц. Последняя статья содержит список литературы по этому вопросу.

S. Fubini, D. Walecka, Phys. Rev. **116**, 194 (1959). Утверждается, что эффект несохранения четности при малых энергиях может быть мал ($\sim 10^{-8}$), даже если предположить, что в рождении странных частиц несохранение четности велико.

D. H. Wilkinson, Phys. Rev. **109**, 1603, 1610, 1614 (1958). Эксперименты указывают, что при малых энергиях ядерные амплитуды имеют определенную четность с точностью $\sim 0,1\%$.

R. A. Salmeron, A. Zichichi, Nuovo Cim. **11**, 461 (1959). (Сводка данных о несохранении четности в рождении странных частиц, полученных в разных лабораториях.)

В рождении Λ -гиперонов на водороде при энергии до $1,3$ Бэв несохранение четности не наблюдалось, J. Steinberger, Proc. CERN Conf., 1958, p. 147. Не наблюдалось несохранение четности и при захвате K^- в He.

M. M. Block, Phys. Rev. **120**, 570 (1960).

СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

W. Heisenberg, Zs. Phys. **101**, 533 (1936). Указано, что слабое четырехфермионное взаимодействие с ростом энергии частиц растет и при энергии порядка 1000 *Бэв* становится сильным. Обсуждается возможность того, что именно это явление лежит в основе механизма образования ливней космическими лучами. Обращается внимание на возможность существования универсальной длины $\sim 10^{-17}$ см, связанной со слабым взаимодействием.

И. С. Шапиро, УФН **61**, 313 (1957).

В. Г. Кадышевский, ДАН **136**, 70 (1961). Обсуждаются возможные модификации пространственно-временной метрики в областях $\sim 10^{-17}$ см, которые могли бы привести к несохранению четности (неориентируемое пространство).

Д. И. Блохинцев, УФН **62**, 49 (1957); ЖЭТФ **35**, 53 (1958); Nuovo Cim. **9**, 925 (1958). Обсуждается роль слабых взаимодействий в электромагнитных процессах при энергиях порядка 1000 *Бэв*.

Б. Н. Валуев, ЖЭТФ **36**, 1578 (1959).

Р. А. Асанов, Б. Н. Валуев, К физике нейтрино высоких энергий, Препринт, Дубна (1960).

Б. Л. Иоффе, ЖЭТФ **38**, 1608 (1960).

М. А. Марков, Proc. of the 1960, Ann. Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester Interscience Publishers, Inc. 1960, p. 578.

М. А. Марков, Hyperonen und K-Mesonen, Berlin, 1960. Рассмотрены эффекты, которые могут быть обусловлены виртуальными слабыми взаимодействиями: распад $\mu \rightarrow e + \gamma$, распад $\mu \rightarrow 3e$, нарушение равенства констант β -распада и μ -распада и т. д.

А. М. Бродский, ЖЭТФ **39**, 322 (1960).

Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, ЖЭТФ **39**, 1115 (1960). Рассмотрено влияние слабого взаимодействия на электромагнитные свойства частиц.

Промежуточные мезоны

J. Schwinger, Ann. Phys. **2**, 407 (1957). Гипотеза о существовании промежуточного мезона.

M. Geil-Mann, R. P. Feuphan, Сообщение на заседании Американского физического общества; декабрь 1957 г. (неопубл.). Обсуждение различных схем с промежуточными мезонами. Расчет $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распада в модели с промежуточным мезоном.

N. Byers, R. E. Peierls, Nuovo Cim. **10**, 520 (1958). Обсуждение β -распада и, в частности, $0 \rightarrow 0$ -переходов в модели с промежуточными мезонами.

G. Feinberg, Phys. Rev. **110**, 1482 (1958).

M. Ebel, F. Ernst, Nuovo Cim. **15**, 173 (1960).

Ph. Meyer, G. Salzman, Nuovo Cim. **14**, 1310 (1959).

S. Rosen, Nuovo Cim. **15**, 7 (1960). Расчет распада $\mu \rightarrow e + \gamma$ и других процессов в теории с промежуточным мезоном.

F. J. Ernst, Phys. Rev. Letters **5**, 478 (1960). Реакция $\mu + Z \rightarrow e + Z$ и промежуточные мезоны.

N. Byers, F. Zachariasen, Nuovo Cim. **18**, 1289 (1960). Аномальный магнитный момент мюона, обусловленный X -мезоном.

B. D'Espagnat, Nuovo Cim. **18**, 287 (1960). Правила $|\Delta S| = 1$ и $\Delta T = 1/2$ в модели с заряженными промежуточными мезонами.

P. Buidini, G. Furlan, Nuovo Cim. **18**, 1280 (1960). Расчет электророжения промежуточных заряженных мезонов вблизи порога.

Б. Понтекорово, Р. Рундин, Ninth Intern. Ann. Conf. on High Energy Phys. (Kiev) USSR, Moscow (1960) (Труды Киевской конференции 1959 г.).

T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. Letters **4**, 307 (1960). Обсуждение экспериментов с пучками нейтрино.

T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **119**, 1410 (1960). Теория шионов.

T. D. Lee, P. Markstein, C. N. Yang, Phys. Rev. Letters **7**, 429 (1961).

В. В. Соловьев, И. С. Шукерман, ЖЭТФ **42**, 1252 (1962).
M. E. Ebel, W. D. Walker, Phys. Rev. **122**, 1639 (1961). Расчет рождения X -мезонов нейтрино и мюонами в кулоновом поле ядер.

T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **108**, 1611 (1957). Возможные нелокальные эффекты в μ -распаде.

S. Weinberg, G. Feinberg, Phys. Rev. Letters **3**, 111, 244 (1959).

N. Cabibbo, R. Gatto, Phys. Rev. **116**, 1334 (1959). Расчет процесса $\mu^- + Z \rightarrow e^- + Z$.

M. Conversi et al., Nuovo Cim. **18**, 1283 (1960); **19**, 999 (1961).

R. D. Sard, K. M. Crowe, H. W. Kruger, Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High Energy Phys. at Rochester, University of Rochester, Intern. Sci. Publish Inc. p. 557, 1960. Поиски электронов при захвате мюонов ядрами.

D. Berley, J. Lee, M. Bardon, Phys. Rev. Letters **2**, 357 (1959).

S. Frankel, V. Hagopian, J. Halpern, A. L. Whetstone, Phys. Rev. **118**, 589 (1960).

А. И. Алиханов, А. И. Бабаев, М. Я. Балац, В. С. Кафтанов, Л. Г. Ландсберг, В. А. Любимов, Н. В. Обухов, ЖЭТФ **42**, 630 (1961). Экспериментальные работы по поискам распада $\mu \rightarrow e + \gamma$.

Мюонное нейтрино

J. Schwinger, Ann. of Phys. **2**, 407, (1957).

K. Nishijima, Phys. Rev. **108**, 907 (1957).

I. Kawakami, Progr. Theor. Phys. **10**, 459 (1958).

Э. М. Липманов, ЖЭТФ, **37**, 1054 (1959). Теоретические схемы, описывающие ν_e и ν_μ как компоненты одного четырехкомпонентного спинора.

Б. Понтекорво, Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High Energy Physic at Rochester. Interscience Publishers Inc. 1960, p. 617. ЖЭТФ **37**, 1751 (1959). Предложен опыт для решения вопроса о различии ν_e и ν_μ .

М. А. Марков, Нуреронен und K-Mesonen, Berlin, 1960, s. 292. Обсуждение возможных нейтринных экспериментов на ускорителях и в космических лучах.

G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. **9**, 36 (1962). Наблюдались реакции типа $\nu_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$; реакции типа $\nu_\mu + p \rightarrow n + e^+$ отсутствовали.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Амплитуда процесса 42—46
 — — комбинированно-сопряженного 86
- Барийон 7
 Барийонное число 13, 19
 Билинейные коварианты 38
 — —, операции P , C и \dagger 83—86
 Биспинор 31
 Бозон 59—60
 β -распад гиперонов 22, 125—136
 — —, амплитуда 82—86, 134
 — —, вероятность 135—136
 — нейтрона 22, 78
 — —, амплитуда 96, 117
 — —, вариант взаимодействия 40
 — —, вероятность 119, 135
 — —, корреляции и спектры 119—120
 — —, неизменяемость векторной кон-
 станты 96, 101—102, 133, 222
 — —, G -четность 309
- Вектор аксиальный 51
 — изотопический 93
 — полярный 51
 Вероятность перехода 45
 — распада 47
 Волновая функция 30, 31
 — —, нормировка 46
- Гелл-Манна—Нишиджимы схема изомуль-
 типлетов 12
 Гравитационное взаимодействие 7, 42
 \dagger -инвариантность 41
 \dagger -матрицы 31—34; *см. также* Шпур
- Диаграмма Далица 151, 165—168
 — «скользящего луча» 153
- Единицы \hbar и c 9
 G -преобразование 103
 G -четность в сильных взаимодействиях
 105—108
 — слабого нуклонного тока 109—111
- Зарядовое сопряжение C 48, 84
 Захват мюона 95, 121
- Изотопический мультиплет 12, 99—100,
 107
 — спли 13, 92
 — спинор 104
 Инвариантность градиентная 44
 — изотопическая 13
 — — в модели Сакаты 15, 18, 92
 Инверсия координат P 50
- Комбинированная инверсия 44, 52
 Комплексное сопряжение 37
 Коэффициенты Клебша—Гордана 188
 K^* -мезон 16
 K -мезоны 8, 15
 — —, нейтральные 199—200
 — —, распад с сохранением странности 123
 K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны 168; *см. также* Опыт
 Пайса—Пиччиони; Опыт Пиччиони
 — —, время жизни 170, 197
 — —, изотопические соотношения между
 вероятностями распадов 194, 196
 — —, разность масс 203—207, 211
 — —, три типа регенерации 208
 K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны 60, 139—140
 — —, запрет $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ 185
 K^+ -мезон, вероятности распадов 161, 197
 $K_{\mu 3}^-$ и $K_{e 3}^-$ -распады 22, 81, 127, 138—141
 $K_{e 3}^-$ -распад 22, 127, 141—153
 — —, изотопические соотношения 132, 146
 $K_{\mu 3}^-$ -распад 22, 127, 154
 — —, изотопические соотношения 129—132
 $K_{e 4}^+$ и $K_{\mu 4}^+$ -распады 127, 130, 156
 $K_{\pi 2}^-$ -распад 160—162
 — —, изотопические соотношения 192—195
 $K_{\pi 2}^-$ -распад 161—163
 — —, изотопические соотношения 195
 Ξ -гиперон 8, 14
 — —, лептонные распады 127, 129, 136
 — — — —, изотопические соотношения 132
 — —, нелептонные распады 160, 172—183
 — — — —, изотопические соотношения 189
 φ -числа 86
- Лагранжиан 42
 — — взаимодействия сильного 17, 27, 39
 — — слабого 21, 41; *см. также* Модель

- минимальная; Ток слабого взаимодействия
- Лептонные распады сильновзаимодействующих частиц 77—86
- — — — — страшных частиц без изменения странности 122
- — — — — с изменением странности 125—156
- Лептоны 7
- Лоренца преобразование 29
- условие 90
- Δ -гиперон 8, 13
- , лептонные распады 125, 134—137
- , нелептонные распады 24, 158, 189
- , четность 60
- Магнетон ядерный 90
- Матрица Дирака 31—34
- зарядового сопряжения 58
- Паули 32, 93
- эрмитово-сопряженная 37
- Мезоны 7, 14, 28; *см. также* Резонансы
- векторные 16, 39; *см. также* Промежуточный X -мезон; ω -, ρ -, η -мезоны
- псевдоскалярные 16
- Модель минимальная 27, 101
- Сакаги 12, 14, 28
- Момент магнитный 39
- , взаимодействие с магнитным полем 90
- электрический дипольный 55
- Мюон 8
- , аномальное взаимодействие 141
- , распад 22, 62, 64, 136, 222; *см. также*
- Промежуточный X -мезон
- , — запрещенный 26, 223—226; *см. также* Токи нейтральные; Нейтрино
- , рождение в пучке нейтрино 22, 76
- Мюоний 201
- Нейтрино 8, 25, 41, 50, 226, 227
- Нейтрон 8, 55, 60, 200; *см. также*
- β -распад нейтрона
- , форм-фактор 89, 93
- Нелептонные распады 157; *см. также*
- Правила $|\Delta S| = 1$, $\Delta T = \frac{1}{2}$
- — гиперонов, амплитуда 171—179
- — —, корреляции 179—183
- — —, эксперимент 182
- — K -мезонов 160
- Несохранение четности зарядовой 50, 54
- — пространственной 40, 50, 56, 213
- Обращение времени 48, 53
- Операторы проекционные Δ^S и Δ 68, 118, 179
- рождения и уничтожения 17, 43
- Операции *, \sim , + 37
- Опыт Хофштадтера 91
- Пайса — Пиччиони 202, 206
- Пиччиони 209
- ω^0 -мезон 15, 108
- Позитрон 49
- Поле нелинейное спинорное 11
- фундаментальное 11, 28
- Правило $|\Delta S| = 1$ для распадов лептонных 128, 130
- — — — — нелептонных 184
- — —, экспериментальная проверка 228
- $\Delta Q \approx \Delta S$ 128, 228
- $\Delta T = \frac{1}{2}$ для распадов лептонных 130, 132, 146
- — — — — нелептонных 186
- — —, экспериментальная проверка 228—229
- Принцип минимального электромагнитного взаимодействия 39
- Промежуточный X -мезон 43, 214, 218, 225, 228; *см. также* Шизоны
- Протон 8
- , форм-фактор 89
- Псевдоскаляр 38
- «эффективный» 110, 117, 122
- π -мезон 8, 12—15, 60, 104—106
- , распад 22, 50—51, 77, 80, 99, 114
- Радиус взаимодействия сильного 10, 17, 39
- — слабого 10, 39, 218, 221, 224
- Рассеяние нейтрино на электроны 22, 74, 215, 219
- протонно нейтрона 23
- Δ -гиперона с несохранением четности 24
- Резонансы 7, 13, 17, 27
- в модели Сакаги 16
- ρ -мезон 16
- Сечение 47
- Сильное взаимодействие 10, 17, 39; *см. также* Инвариантность изотопическая; Лагранжиан взаимодействия сильного
- Симметрия киевская 26
- унитарная 18, 214
- — и слабое взаимодействие 136
- — в $K_{e\pi}^0$ - и $K_{\mu\pi}^0$ -распадах 144, 155
- Скаляр 29, 38, 93
- эффективный 97, 110
- Слабое взаимодействие 22; *см. также* Несохранение четности; Радиус взаимодействия слабого
- — в модели Сакаги 21, 125
- —, перенормируемость 221
- Слабый диполь 110
- магнетизм 97, 117, 110, 122
- След матрицы 35
- Состояния зарядовые πN -системы 188
- Спин и статистика 54
- Спинор 30, 37, 92
- при S - и P -преобразованиях 55, 58
- Странность 11, 13, 19, 24, 25; *см. также* Гелл-Манна — Нишиджимы схема
- S -матрица 45, 174—178
- Σ -гиперон 8, 14
- нелептонные распады 24, 159, 190
- , лептонные распады с сохранением странности 123—124; *см. также* β -распад гиперонов
- τ -матрицы 32

Тензор 3-мерный антисимметричный 32—33
— 4-мерный антисимметричный 36
Теорема Ли и Янга 105
— Людерса—Паули 53
— Фарри 61
Ток лептонный 22
— нуклонный 22; *см. также* G -четность
— — аксиальный 103, 109
— — векторный 87, 94, 101, 109, 228; *см. также* Модель минимальная
— сильного взаимодействия 18, 39
— слабого взаимодействия 21, 40—41, 44, 57
— странный 21, 133, 139, 141, 144, 157
— электромагнитный 38, 41, 93, 99
Токи нейтральные 25, 187, 221, 228
Транспонирование матрицы 37
 T_2 -поворот 104
 θ -распад 160—162, 192—195
 t -распады 161, 163, 195

Универсальное слабое взаимодействие 40, 227
— —, операции C и P 56, 59
Универсальность ограниченная 136, 228
Уравнение Дирака 31, 37, 42, 58
— Клейна—Гордона 30

Фазы πN -рассеяния 178
Фирца соотношение 63
Форм-факторы 89

Форм-факторы изовекторный и изоскалярный 94
— нейтрона и протона 88—92
Фотон 8, 49, 60

Хадрон 10
 C -число
 CP -преобразование 44, 52
— π -мезонов 168
 CPT -теорема 53

Частицы и античастицы 7, 21, 48; *см. также* Зарядовое сопряжение
— истинно-нейтральные 49
— продольно-поляризованные 41, 116
— составные 15
 χ -вектор 29, 38

Шизоны 221
Шмушкевича метод 131
Шпур 35
Шпурион 190

Эксперимент Ву 54
Электромагнитное взаимодействие 8—9, 38, 43
— — π -мезона 98
— — протона 88, 93, 99
Эрмитово сопряжение 37
 τ -мезон 16