

Л. Б. ОКУНЬ

ЛЕПТОНЫ И КВАРКИ

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ



МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1 9 9 0

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие ко второму изданию	3
Предисловие к первому изданию	5
1. Введение	7
Кварковые токи (9). О цвете слабых токов (10). Токи и процессы (11). О плане книги (13).	
2. Структура слабых токов	15
Левые заряженные токи (16). Нарушение P - и C -инвариантности (18). Универсальность заряженного тока (18). Нейтральный ток (19).	
3. Распад мюона	21
Амплитуда распада (21). Вероятность распада (22). Распад поляризованного мюона (24). Качественное обсуждение (26). Замечания и упражнения (27).	
4. Лептонные распады адронов с сохранением странности. Свойства ud -тока	29
Изотопические свойства ud -тока (30). Связь векторного тока ud с изовекторным электромагнитным током (30). Слабый заряд (31). Киральная инвариантность (32).	
5. Лептонные распады пионов и нуклонов	33
Распады $\pi \rightarrow l\nu$ (33). Распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ (35). β -распад нейтрона (36). Векторные формфакторы (36). Аксиальные формфакторы (38). Вероятность β -распада. Угловые корреляции (41). Распады $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu$ (42).	
6. Лептонные распады K -мезонов и гиперонов	43
Правила $ \Delta S =1$ и $\Delta Q=\Delta S$ (43). $SU(3)$ - и $SU(2)$ -свойства u -тока (44). Распады K_{12} (45). Распады K_{e3} (46). Распады $K_{\mu 3}$ (47). Распады K_{14} (48). Лептонные распады гиперонов (48).	
7. Нелептонное взаимодействие, меняющее странность	53
Свойства затравочного нелептонного лагранжиана (53). Учет жестких глюонов (55). Глюонный монополь и «пингвины» (57). Эффективный нелептонный лагранжиан (61).	
8. Феноменология нелептонных распадов гиперонов	62
Релятивистски инвариантная амплитуда (62). Нерелятивистская форма амплитуды (63). Спиновые корреляции при распаде гиперонов (63). Изотопические амплитуды и правило $\Delta T=1/2$ (64). Фазы S - и P -амплитуд (66). $SU(3)$ -соотношение между амплитудами гиперонных распадов (68).	

9. Динамика нелептонных распадов гиперонов	70
Кварковые диаграммы (70). Факторизация внешних диаграмм для распада $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ (71). Усиление вклада правых кварков (73). Распад $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^0$ (74). Распады Ω^- -гиперона (76).	
10. Нелептонные распады K -мезонов	77
K_1^0 и K_2^0 -мезоны (77). Изотопические соотношения для распадов $K \rightarrow 2\pi$ (78). Кварковые диаграммы для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ (80). Распады $K \rightarrow 3\pi$ (82).	
11. Нейтральные K -мезоны в вакууме и в среде	85
Переходы $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ и разность масс $K_1^0 - K_2^0$ (85). Механизм Глешоу—Илиопулоса—Майани (87). Как вычислить вклад «квадратика» (89). Осцилляции странности (91). Регенерация (92).	
12. Нарушение CP -инвариантности	96
Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (96). Другие наблюдавшиеся CP -неинвариантные эффекты (97). Сверхслабое перемешивание (98). О параметре ϵ' (100). О распадах K_S^0 -мезона (104). Нарушение T -инвариантности и дипольный момент нейтрона (105). Мысленные опыты (106).	
13. Распады τ -лептона	108
Нейтрино ν_τ (108). Распады $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ (108). Полуадронные распады. Общие замечания (109). Распад $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$ (110). Распад $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$ (111). Распады $\tau \rightarrow \nu_\tau + 2\pi$ (114). Распады $\tau \rightarrow \nu_\tau + (2n+1)\pi$ (118). Распады $\tau \rightarrow \nu_\tau + K + \pi$ (120). Сводка результатов (120).	
14. Распады очарованных адронов	121
Распады c -кварка (121). Грубая оценка времени жизни очарованных адронов (122). Сравнение D^+ - и D^0 -мезонов (123). Роль виртуальных глюонов (125). Роль «спектральных» кварков (128). Правила отбора по изоспину (131). Следствия $SU(3)_f$ -симметрии (132). О секстетном усилении (133). Двухчастичные лептонные распады D -мезонов (135). Переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ (136). Зачем надо изучать слабые распады очарованных адронов? (138).	
15. Кварки третьего поколения	139
Унитарная матрица $n \times n$ (139). Матрица девяти кварковых токов (140). Распады b -кварка (143). Вклады t -кварков в переходы $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ (144). Вклад t -кварка в переходы $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$, $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ и b -кварка в переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ (146). О нарушении CP -инвариантности в переходах $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ (148).	
16. Взаимодействие нейтрино с электроном	150
Кинематика реакций $\nu + e \rightarrow \nu + l$ (150). Сечение реакции $\nu_e \mu^- \rightarrow \nu_e \mu^-$ (152). Сечение реакции $\bar{\nu}_e \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e \mu^-$ (153). Упругое νe - и $\bar{\nu} e$ -рассеяние под действием заряженного тока (154). Общий вид сечений νe - и $\bar{\nu} e$ -рассеяния (156). Другие проявления νe -взаимодействия (158). Рождение мюонной пары под действием нейтрино в кулоновом поле ядра (158).	

17. Взаимодействие нейтрино с нуклонами	161
Кинематика (161). Квазиупругое рассеяние (162). Партоны (163). Кинематика столкновения лептона с партоном (164). Сечения столкновения лептонов с партонами (165). Распределения партонов (166). Сечения глубоко неупругих процессов (168). Рождение странных и очарованных частиц (169). Феноменология глубоко неупругих процессов (170). Партоновая модель и квантовая хромодинамика (171).	
18. Перенормируемость	172
Зачем нужна перенормируемость? (172). Унитарный предел (174). Промежуточный бозон (174). Волновая функция векторного бозона (176). Отступление о массе фотона (177). Пропагатор векторного бозона (178).	
19. Калибровочная инвариантность	179
Глобальная абелева симметрия $U(1)$ (179). Глобальная неабелева симметрия $SU(2)$ (179). Локальная абелева симметрия $U(1)$ (180). Отступление о барионных и лептонных фотонах (181). Локальная $SU(2)$ -симметрия (182). Похвальное слово теории Янга — Миллса (185). Как учесть массы? (186).	
20. Спонтанное нарушение симметрии	187
Спонтанное нарушение дискретной симметрии (188). Спонтанное нарушение глобальной $U(1)$ -симметрии (190). Спонтанное нарушение глобальной $SU(2)$ -симметрии (192). Спонтанное нарушение калибровочной абелевой симметрии (192). О сохранении электрического заряда (193). Спонтанное нарушение локальной $SU(2)$ -симметрии (195).	
21. Стандартная модель электрослабого взаимодействия	197
Основные черты модели (197). Девять членов лагранжиана (199). Массы W - и Z -бозонов (201). Связь между электрическим зарядом и константами g и g' (203). Связь между вакуумным средним η и константой Ферми G (204). Еще раз о массах W - и Z -бозонов (205). Масса электрона (205). Включение других лептонов и кварков (206).	
22. Нейтральные токи	209
Рассеяние ν_e и $\bar{\nu}_e$ на электроны (209). Рассеяние ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ на электроны (211). Аннигиляция $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (212). Нейтральные токи и взаимодействие нейтрино с нуклонами (215). Изотопические свойства нейтрального тока (217). Несохранение четности в рассеянии электронов нуклонами (218). Нарушение четности в атомах (219). P -нечетные ядерные силы (220).	
23. Свойства промежуточных бозонов	221
Распады W -бозонов (222). Распады Z -бозонов (223). Рождение Z -бозонов в e^+e^- -столкновениях (224). Рождение W - и Z -бозонов в pp -столкновениях (225). W - и Z -бозоны и коллайдеры (228). W -бозоны и проект ДЮМАНД (229).	
24. Свойства хиггсовых бозонов	231
О массе H -бозонов (231). Роль H -бозонов при высоких энергиях (233). Взаимодействие H -бозонов с тяжелыми кварками (235). Взаимодействие H -бозонов с глюонами (235). «Хиггсов заряд» нуклона (237). Отступление о следе оператора энергии-импульса	

(238). Взаимодействие H -бозонов с W - и Z -бозонами (239). ¹ Взаимодействие H -бозонов с фотонами (240). Общие замечания о хиггсовых бозонах (241).	
25. Великий синтез	243
Три поколения фермионов (242). Квинтет и декуплет в группе $SU(5)$ (244). 24 векторных бозона (245). «Бегущие» константы связи (246). Нестабильный протон (250). Хиггсовы бозоны (252). Группа $SO(10)$ (254). Исключительные группы (255).	
26. Суперсимметрия	256
Субкварки? (258)	
27. Частицы и Вселенная	259
Горячая Вселенная (259). Верхний предел для массы нейтрино (262). О числе различных типов нейтрино (263). Концентрация реликтовых кварков (265). О барионной асимметрии Вселенной (266).	
28. Приложение (некоторые полезные формулы)	267
1. Псевдоевклидова метрика (267). 2. Группы (268). 3. Свойства матриц Дирака (274). 4. Правила расчета вероятностей (280).	
29. Обзор литературы	284
1. Монографии. Конференции (285). 2. Из истории физики элементарных частиц (288). 3. Слабые распады лептонов и адронов (290). 4. Слабые реакции и свойства нейтрино (301). 5. Слабое взаимодействие при высоких энергиях (308). 6. Модели великого синтеза и суперсимметрия (313). 7. Частицы и Вселенная (317). 8. Разное (323).	
30. Таблицы экспериментальных данных	325
1. Физические константы и единицы (326). 2. Таблицы стабильных частиц (327). 3. Нелептонные распады гиперонов и правило $\Delta T = 1/2$ (331). 4. Дискретные симметрии (332). 5. Лептонные и кварковые ароматы (333). 6. Параметры основных e^+e^- , pp - и ep -коллайдеров (336).	
Предметный указатель	337

ББК 22.382
О-52
УДК 539.12

ОКУНЬ Л. Б. Лептоны и кварки. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1990. — 346 с. — ISBN 5-02-014027-9

Книга представляет собой введение в теорию слабого взаимодействия элементарных частиц. Первая часть содержит подробные расчеты слабых распадов частиц и реакций, идущих под действием нейтрино. Во второй части изложены основные идеи и уравнения модели электрослабого взаимодействия и описаны свойства векторных бозонов W^\pm и Z^0 , открытых в 1983 г. В заключительных главах обсуждаются свойства гипотетических скалярных бозонов, перспективы построения единой теории всех фундаментальных взаимодействий и связь между физикой частиц и космологией. Написана на основе курса лекций, читаемого автором студентам Московского физико-технического института.

Первое издание вышло в 1981 г.

Для научных работников, аспирантов и студентов физических специальностей.

Табл. 19. Ил. 141. Библиогр. 823 назв.

Рецензент доктор физико-математических наук А. А. Ансельм

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Работа над рукописью первого издания этой книги в основном была закончена в конце 70-х годов. Основное, что произошло в физике элементарных частиц с тех пор, — это открытие в 1983 г. W - и Z -бозонов. Как само открытие, так и последующие исследования свойств этих бозонов убедительно подтвердили предсказания теории электрослабого взаимодействия, изложенной в книге. Так что в этом отношении переделка текста свелась к тому, что основные свойства W - и Z -бозонов, которые в первом издании описывались как ожидаемые, во втором издании описываются уже как установленные.

Основное, что не произошло в физике элементарных частиц за истекшие годы, — это то, что хиггсовы бозоны по-прежнему не открыты экспериментаторами. Открытие этих частиц является для физики высоких энергий задачей номер один. К сожалению, теоретические предсказания не стали более определенными. Не нашли пока экспериментального подтверждения и модели великого объединения. Так что соответствующие разделы книги остались неизменными.

В 80-х годах произошел большой прогресс в экспериментальных исследованиях так называемых новых частиц, открытых в предыдущем десятилетии: t -лептона, очарованных адронов, B -мезонов. Физики натолкнулись здесь на ряд неожиданностей (подтвердился большой разброс времен жизни очарованных адронов, оказались неожиданно большими время жизни B -мезонов и амплитуды их вакуумных осцилляций, (пока недоступно) тяжелым оказался t -кварк, и хотя это не затронуло существа изложенной в книге теории, однако большой объем нового экспериментального материала потребовал существенной переделки глав, посвященных этим частицам.

Новые экспериментальные факты были добыты и в физике странных частиц. Все они находятся в прекрасном согласии с теоретическими предсказаниями. Во втором издании книги некоторые вопросы физики K^0 -мезонов изложены более подробно, чтобы облегчить читателю получение ряда важных формул.

Недостаток времени и места не позволил включить в текст книги ряд актуальных вопросов: поиски нейтринных осцилляций, попытки построения единых суперструнных теорий, попытки построе-

0 1604070000—030
053 (02)-90 КБ21-83-90

ISBN 5-02-014027-9

© Издательство «Наука».
Главная редакция
физико-математической
литературы, 1981;
с изменениями, 1990

ния теории фазовых переходов в ранней Вселенной. Все эти и некоторые другие темы отражены в обзоре литературы, который основательно переработан.

Имеет смысл отметить, что рукопись «Адроны и кварки», упоминавшаяся в предисловии к первому изданию «Лептонов и кварков», осталась незавершенной и публиковаться не будет. Некоторые ее части вошли в монографию «Физика элементарных частиц» (первое издание—1984 г., второе—1988 г.), знакомство с которой, возможно, облегчит начинающему читателю работу с данной книгой.

Я благодарен И. С. Цукерману за переработку сводки экспериментальных данных в гл. 30, А. А. Ансельму за полезные замечания, сделанные при рецензировании книги, а также Э. Г. Гуляевой и Н. В. Рожновой за помощь при подготовке рукописи к печати.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Эта книга представляет собой введение в теорию слабого взаимодействия элементарных частиц. Она возникла из курса лекций, которые я читал в Институте теоретической и экспериментальной физики студентам 5-го курса Московского физико-технического института, специализирующимся в области экспериментальной физики высоких энергий.

Цель книги—в краткой форме дать современную картину слабого взаимодействия и обсудить перспективы ее развития в 80-е годы. Кроме того, я стремился научить читателя работать с простым теоретическим аппаратом и получать основные соотношения: рассчитывать вероятности распадов, сечения взаимодействия, угловые и спиновые корреляции и т. д.

В некотором смысле первая часть книги (гл. 1—17) может рассматриваться как теоретический комментарий к известным таблицам элементарных частиц, так называемым таблицам Розенфельда, извлечения из которых приведены в конце книги (см. гл. 30). Во время лекций эти таблицы лежали перед студентами и результаты расчетов сравнивались с соответствующими экспериментальными данными. Такое же сравнение рекомендуется делать и читателю.

Вторая часть книги в основном является введением в единую калибровочную теорию электромагнитного и слабого взаимодействия (гл. 18—24). Здесь описан хиггсов механизм спонтанного нарушения калибровочной симметрии и обсуждены ожидаемые свойства промежуточных и хиггсовых бозонов. При этом основной упор сделан не на формально-математические, а на физические вопросы калибровочной теории. В частности, подробно обсуждается роль сохраняющихся токов и скалярных бозонов в компенсациях, благодаря которым ликвидируется неприемлемо быстрый рост амплитуд, характерный для продольных компонент векторных бозонов.

Две главы посвящены попыткам создания единых калибровочных теорий всех взаимодействий: электромагнитного, слабого и сильного (гл. 25), и даже гравитационного (гл. 26). Краткий экскурс в астрофизику и космологию в связи со свойствами элементарных частиц содержится в гл. 27. Затем следует аннотированный

обзор литературы (гл. 28) и математическое приложение (гл. 29)*), с которым рекомендуется ознакомиться, прежде чем приступить к работе над книгой.

Книга рассчитана на физика-экспериментатора, знакомого с релятивистской квантовой механикой и некоторыми элементами квантовой теории поля и, возможно, несколько подзабывшего детали (последнее не необходимо). Вообще я пытался работать не прибегая к операторному аппарату квантовой теории поля, а используя язык фейнмановских графиков. Для понимания большинства выкладок, проводимых в книге, достаточно знаний, которые можно приобрести, прочитав книги Р. Фейнмана «Фундаментальные процессы» и «Квантовая электродинамика». Мне хотелось показать, как много можно объяснить, вычислить и даже предсказать, используя самые простые средства. Первоначально замысел заключался в том, чтобы написать книгу так просто, чтобы ее можно было читать в автобусе. Однако реализовать этот замысел не удалось, и чтение ряда глав, возможно, вызовет трудности у читателя-студента.

Что касается физики, то, как видно уже из названия «Лептоны и кварки», все изложенное базируется на кварковой модели адронов. Дело в том, что книга задумана как второй том двухтомника по теории элементарных частиц, первый том которого «Адроны и кварки» представляет собой элементарное введение в кварково-глюонную теорию сильных взаимодействий. К сожалению, первый том пока не закончен. С другой стороны, о кварках и глюонах сегодня пишут даже в газетах, не говоря уже о многочисленных популярных статьях, и поэтому вряд ли найдется студент-физик, не знающий, что такое цветовая симметрия.

Пользуюсь возможностью выразить глубокую благодарность Ю. Ю. Клоссу и С. В. Семенову, которые вели подробные записи лекций, Э. Г. Гуляевой и И. А. Тереховой, которые очень помогли мне при подготовке рукописи, И. С. Цукерману, который составил таблицы экспериментальных данных (гл. 30). Я благодарен тем моим друзьям и коллегам, которые прочли рукопись книги и сделали много очень ценных замечаний.

Особенно я благодарен моим соавторам по научным статьям: А. И. Вайнштейну, М. Б. Волошину, В. Н. Грибову, А. Д. Долгову, В. И. Захарову, Я. Б. Зельдовичу, Б. Л. Иоффе, И. Ю. Кобзареву, В. А. Новикову, Б. М. Понтекорво и М. А. Шифману. Общение с ними дало мне возможность лучше понять многие из вопросов, затронутых в книге.

*) Во втором издании математическое приложение предшествует обзору литературы.

I

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, слабое взаимодействие ответственно за большое число различных физических процессов: ядерный β -распад, многочисленные распады элементарных частиц, нейтринные реакции, несохранение четности в γ -распадах ядер и в оптических спектрах атомов. В слабом взаимодействии принимают прямое участие как адроны, так и лептоны. Оно играет важную роль в астрофизике: в ядерных реакциях на Солнце, в механизме взрыва сверхновых звезд.

Отдельные слабые процессы используются сегодня в технике (например, угловая асимметрия в распаде мюона дает уникальную возможность для анализа тонких химических эффектов). Однако интерес к слабому взаимодействию связан в основном не с этим, а с тем, что его исследование открывает путь к построению единой теории элементарных частиц и взаимодействий между ними. Практические же следствия такой единой теории не могут не быть исключительно важными, хотя сегодня их очень трудно предугадать.

Характерным отличием слабого взаимодействия от более сильных взаимодействий — сильного и электромагнитного — является то, что оно нарушает целый ряд законов сохранения: пространственной четности P , зарядовой четности C , комбинированной четности CP , странности, чарма и т. д.

Другой характерной чертой слабого взаимодействия, которая и обусловила его название «слабое», является то, что процессы, инициируемые им, протекают медленнее, чем сильные и электромагнитные процессы, имеют меньшие вероятности. Следует подчеркнуть, однако, что слабое взаимодействие действительно слабо лишь при сравнительно низких энергиях взаимодействующих частиц. При энергиях же сталкивающихся частиц, превышающих 100 ГэВ (в системе центра масс), и переданных импульсах того же порядка слабое взаимодействие становится даже несколько сильнее электромагнитного.

В 1960-х годах была построена единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий, которая получила замечательные экспериментальные подтверждения в 1970-х и 80-х годах. Теория электромагнитного взаимодействия — квантовая электродинамика — стала при этом одной из ветвей единой теории так

обзор литературы (гл. 28) и математическое приложение (гл. 29)*), с которым рекомендуется ознакомиться, прежде чем приступить к работе над книгой.

Книга рассчитана на физика-экспериментатора, знакомого с релятивистской квантовой механикой и некоторыми элементами квантовой теории поля и, возможно, несколько подзабывшего детали (последнее не необходимо). Вообще я пытался работать не прибегая к операторному аппарату квантовой теории поля, а используя язык фейнмановских графиков. Для понимания большинства выкладок, проводимых в книге, достаточно знаний, которые можно приобрести, прочитав книги Р. Фейнмана «Фундаментальные процессы» и «Квантовая электродинамика». Мне хотелось показать, как много можно объяснить, вычислить и даже предсказать, используя самые простые средства. Первоначально замысел заключался в том, чтобы написать книгу так просто, чтобы ее можно было читать в автобусе. Однако реализовать этот замысел не удалось, и чтение ряда глав, возможно, вызовет трудности у читателя-студента.

Что касается физики, то, как видно уже из названия «Лептоны и кварки», все изложенное базируется на кварковой модели адронов. Дело в том, что книга задумана как второй том двухтомника по теории элементарных частиц, первый том которого «Адроны и кварки» представляет собой элементарное введение в кварково-глюонную теорию сильных взаимодействий. К сожалению, первый том пока не закончен. С другой стороны, о кварках и глюонах сегодня пишут даже в газетах, не говоря уже о многочисленных популярных статьях, и поэтому вряд ли найдется студент-физик, не знающий, что такое цветовая симметрия.

Пользуюсь возможностью выразить глубокую благодарность Ю. Ю. Клоссу и С. В. Семенову, которые вели подробные записи лекций, Э. Г. Гуляевой и И. А. Тереховой, которые очень помогли мне при подготовке рукописи, И. С. Цукерману, который составил таблицы экспериментальных данных (гл. 30). Я благодарен тем моим друзьям и коллегам, которые прочли рукопись книги и сделали много очень ценных замечаний.

Особенно я благодарен моим соавторам по научным статьям: А. И. Вайнштейну, М. Б. Волошину, В. Н. Грибову, А. Д. Долгову, В. И. Захарову, Я. Б. Зельдовичу, Б. Л. Иоффе, И. Ю. Кобзареву, В. А. Новикову, Б. М. Понтекорво и М. А. Шифману. Общение с ними дало мне возможность лучше понять многие из вопросов, затронутых в книге.

*) Во втором издании математическое приложение предшествует обзору литературы.

I

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, слабое взаимодействие ответственно за большое число различных физических процессов: ядерный β -распад, многочисленные распады элементарных частиц, нейтринные реакции, несохранение четности в γ -распадах ядер и в оптических спектрах атомов. В слабом взаимодействии принимают прямое участие как адроны, так и лептоны. Оно играет важную роль в астрофизике: в ядерных реакциях на Солнце, в механизме взрыва сверхновых звезд.

Отдельные слабые процессы используются сегодня в технике (например, угловая асимметрия в распаде мюона дает уникальную возможность для анализа тонких химических эффектов). Однако интерес к слабому взаимодействию связан в основном не с этим, а с тем, что его исследование открывает путь к построению единой теории элементарных частиц и взаимодействий между ними. Практические же следствия такой единой теории не могут не быть исключительно важными, хотя сегодня их очень трудно предугадать.

Характерным отличием слабого взаимодействия от более сильных взаимодействий — сильного и электромагнитного — является то, что оно нарушает целый ряд законов сохранения: пространственной четности P , зарядовой четности C , комбинированной четности CP , странности, чарма и т. д.

Другой характерной чертой слабого взаимодействия, которая и обусловила его название «слабое», является то, что процессы, инициируемые им, протекают медленнее, чем сильные и электромагнитные процессы, имеют меньшие вероятности. Следует подчеркнуть, однако, что слабое взаимодействие действительно слабо лишь при сравнительно низких энергиях взаимодействующих частиц. При энергиях же сталкивающихся частиц, превышающих 100 ГэВ (в системе центра масс), и переданных импульсах того же порядка слабое взаимодействие становится даже несколько сильнее электромагнитного.

В 1960-х годах была построена единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий, которая получила замечательные экспериментальные подтверждения в 1970-х и 80-х годах. Теория электромагнитного взаимодействия — квантовая электродинамика — стала при этом одной из ветвей единой теории так

называемого электрослабого взаимодействия. Другой ветвью этой единой теории стала теория слабого взаимодействия.

Хорошо известно, что электромагнитное взаимодействие обусловлено взаимодействием электромагнитного тока с фотонами (рис. 1.1). Аналогично этому слабое взаимодействие обусловлено взаимодействием слабых токов с так называемыми промежуточными векторными бозонами: W^+ , W^- , Z^0 . Коренное отличие слабого взаимодействия от электромагнитного заключается в том, что фотон безмассовый, а промежуточные векторные бозоны очень тяжелые: они примерно в 100 раз тяжелее протона.

Слабые токи, испускающие и поглощающие W -бозоны, называются заряженными токами, поскольку они меняют заряды входящих в них частиц. Примером таких токов являются токи $e\bar{\nu}_e$

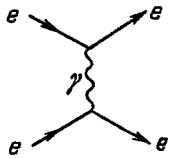


Рис. 1.1

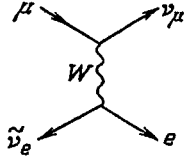


Рис. 1.2

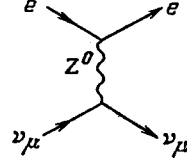


Рис. 1.3

или $\mu\nu_\mu$ и их эрмитово-сопряженные токи $\bar{\nu}_e e$ и $\bar{\nu}_\mu \mu$, взаимодействие которых путем обмена виртуальным W -бозоном приводит к распаду мюона $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu$ (рис. 1.2).

Источником Z^0 -бозонов являются нейтральные токи типа $e\bar{e}$, $\nu_\mu\nu_\mu$, $\mu\bar{\mu}$ и т. д., в которых входящие и выходящие частицы одинаковы. Нейтральные токи дают, например, рассеяние $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ (рис. 1.3).

Как заряженные, так и нейтральные токи содержат лептонную и адронную части. В настоящее время известно шесть лептонов, которые естественным образом разбиваются на три пары:

$$\begin{array}{ccc} \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ e^- & \mu^- & \tau^- \end{array} \quad |$$

— так что у каждого заряженного лептона есть свое нейтрино. В заряженный лептонный ток j_l каждый из лептонов входит со своим нейтрино:

$$j_l = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau.$$

Этот ток испускает W^+ -бозоны и поглощает W^- -бозоны. Эрмитово-сопряженный ток

$$j_l^+ = \bar{\nu}_e e + \bar{\nu}_\mu \mu + \bar{\nu}_\tau \tau$$

испускает W^- -бозоны и поглощает W^+ -бозоны. Нейтральный леп-

$\bar{\tau}\tau$. Указанные выше лептонные токи описывают одновременно процессы как с участием лептонов ($e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$), так и с участием антилептонов ($e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$), что обусловлено свойствами входящих в них операторов. Так, например, оператор \bar{e} рождает электрон и уничтожает позитрон, а оператор e рождает позитрон и уничтожает электрон. Аналогично действуют и операторы других частиц.

Кварковые токи

Что касается адронов, то их представителями в слабых токах являются кварки. Установлено, что все известные в настоящее время адроны состоят из кварков пяти типов, или, как принято говорить, ароматов: u, d, s, c, b . Однако имеются теоретические соображения, согласно которым существует шестой кварк, и шесть кварков, подобно шести лептонам, образуют три пары:

$$\begin{array}{ccc} u & c & t \\ d & s & b \end{array}$$

Напомним, что заряды u -, c -, t -кварков равны $+2/3$, заряды d -, s -, b -кварков равны $-1/3$. Кварковая структура протона uud ; нейтрона udd , π^+ -мезона $u\bar{d}$. Странные частицы содержат s -кварки, например $\Lambda = uds$, $K^+ = u\bar{s}$, очарованные частицы содержат c -кварки, например $D^+ = c\bar{d}$, $F^+ = c\bar{s}$. Частицы со скрытым очарованием, например J/ψ -мезон, имеют структуру $c\bar{c}$. Структура Υ -мезона — $b\bar{b}$.

Структура B -мезонов:

$$\begin{array}{lll} B^+ = u\bar{b}, & B^- = \bar{u}b, & B^0 = d\bar{b}, \\ \bar{B}^0 = \bar{d}b, & B_s = s\bar{b}, & \bar{B}_s = \bar{s}b. \end{array}$$

Различают так называемые токовые и конституентные (или, что то же самое, блоковые) массы кварков. Теоретический анализ данных, относящихся к различным мезонам, дает следующие значения токовых масс:

$$\begin{array}{lll} m_u \approx 5 \text{ МэВ}, & m_d \approx 7 \text{ МэВ}, & m_s \approx 150 \text{ МэВ}, \\ m_c \approx 1,3 \text{ ГэВ}, & m_b \approx 4,8 \text{ ГэВ}. \end{array}$$

Токовые массы относятся к так называемым «голым» кваркам, без учета их глюонных «шуб». Блоковые массы примерно на 300 МэВ превышают соответствующие токовые массы. Это утяжеление вызвано тем, что блоковые массы включают «глюонные шубы», в которые укутаны кварки в адронах.

Пока что мы располагаем лишь скудными сведениями о слабых взаимодействиях b -кварков (см гл. 15). Однако о двух па-

рах кварков ud и cs мы знаем много. Прежде всего, мы знаем, что в заряженный ток кварки входят не только со своими непосредственными партнерами, но и с чужими. Так, наряду с токами ud и cs существует также ток us . Ведь если бы этот ток отсутствовал, то странные частицы были бы абсолютно стабильны, а они распадаются; например, если ток ud ответствен за распад нейтрона (рис. 1.4), то ток us ответствен за распад Λ -гиперона

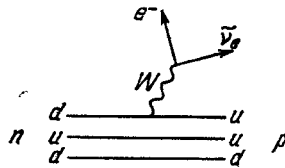


Рис. 1.4

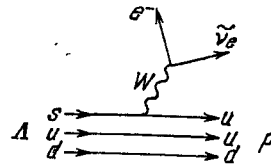


Рис. 1.5

(рис. 1.5). Если допустить, что каждый из верхних кварков может переходить в каждый из нижних кварков, то заряженный адронный ток j_h должен содержать, вообще говоря, девять членов: $\bar{u}d$, $\bar{u}s$, $\bar{u}b$, $\bar{c}d$, $\bar{c}s$, $\bar{c}b$, $\bar{t}d$, $\bar{t}s$, $\bar{t}b$, и аналогично эрмитово-сопряженный ток j_h^\dagger . Что касается нейтрального адронного тока j_n^0 , то он должен содержать шесть слагаемых: $\bar{u}u$, $\bar{d}d$, $\bar{s}s$, $\bar{c}c$, $\bar{b}b$, $\bar{t}t$. Нейтральные токи типов $\bar{d}s$, $\bar{u}c$ и т. д., переводящие кварки одного сорта в кварки другого сорта, отсутствуют (см. гл. 2).

О цвете слабых токов

Как известно, кварки характеризуются не только ароматом, но и цветом. С данным ароматом существует не один кварк, а три кварка, отличающиеся друг от друга лишь значениями квантового числа, которое называется цвет; существует желтый, синий и красный u -кварки, d -кварки и т. д. Так что полное число кварков равно 18. Физические адроны представляют собой синглеты в цветовом пространстве, их называют бесцветными или белыми. Цветовая симметрия является строгой, и слабые кварковые токи, так же как и адроны, являются белыми. Это значит, например, что выражение $\bar{u}d$ представляет собой в действительности сумму трех слагаемых:

$$\bar{u}d = \bar{u}^1 d_1 + \bar{u}^2 d_2 + \bar{u}^3 d_3,$$

где индексы 1, 2, 3 отвечают соответственно желтому, синему и красному цветам. То же относится и к другим кварковым токам. В дальнейшем, если это не будет специально оговорено, суммирование по цветовым индексам в кварковых токах мы будем опускать.

Токи и процессы

Итак, теория содержит 12 заряженных токов, взаимодействующих через W -бозоны (рис. 1.6) и 12 нейтральных, взаимодействующих через Z -бозоны (рис. 1.7). Подчеркнуты те токи, существование которых уже подтверждено опытом.

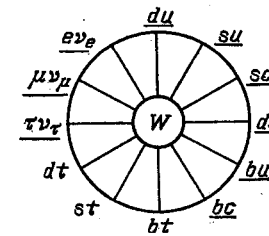


Рис. 1.6

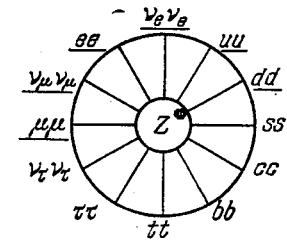


Рис. 1.7

На рис. 1.6 символ $\bar{d}u$ означает либо ток $\bar{d}u$, либо эрмитово-сопряженный ток $\bar{u}d$; то же относится и к другим токам на этом рисунке. Такой сокращенной записью иногда удобно пользоваться.

Заметим следующее: теория требует, чтобы все нейтральные токи, изображенные на рис. 1.7, входили в полный ток. Что касается заряженных токов, то в принципе некоторые из них могли бы не входить в полный заряженный ток. Например, при отсутствии токов bu и bc b -кварки были бы стабильными.

Поскольку каждый из 12 токов может взаимодействовать с 12 токами, полное число возможных взаимодействий должно равняться $\frac{1}{2} \times 12 \times 13 = 78$ как для рис. 1.6, так и для рис. 1.7. На опыте для заряженных токов обнаружено пока только 21 такое ток-токовое взаимодействие, а для нейтральных токов — 17. Перечислим их, приводя в квадратных скобках примеры процессов, в которых они проявляются на опыте. Процессы эти обычно подразделяют на три группы: чисто лептонные, полулептонные (с участием как лептонов, так и адронов) и нелептонные (с участием одних адронов).

В случае заряженных токов обнаружены пять лептонных взаимодействий:

$(e\nu_e)$	$(e\nu_e)$	$[\nu_e e \rightarrow \nu_e e],$
$(e\nu_e)$	$(\mu\nu_\mu)$	$[\mu \rightarrow e\nu\nu],$
$(e\nu_e)$	$(\tau\nu_\tau)$	$[\tau \rightarrow e\nu\nu],$
$(\mu\nu_\mu)$	$(\tau\nu_\tau)$	$[\tau \rightarrow \mu\nu\nu],$
(ν_μ)	(ν_μ)	$[\nu \rightarrow \nu\mu^+\mu^- \text{ в кулоновом поле ядра};]$

двенадцать полуплептонных взаимодействий:

$(\nu_e)(ud)$	$[\pi \rightarrow \rho \nu_e],$
$(\nu_e)(us)$	$[K \rightarrow \rho \nu_e],$
$(\nu_e)(cs)$	$[D \rightarrow K \rho \nu_e],$
$(\nu_e)(cb)$	$[B \rightarrow D \rho \nu_e],$
$(\nu_e)(ub)$	$[B \rightarrow \rho \nu_e + \pi\text{-мезоны}],$
$(\nu_\mu)(ud)$	$[\pi \rightarrow \mu \nu_\mu],$
$(\nu_\mu)(us)$	$[K \rightarrow \mu \nu_\mu],$
$(\nu_\mu)(cs)$	$[D \rightarrow \mu \nu_\mu K],$
$(\nu_\mu)(cb)$	$[B \rightarrow D \mu \nu_\mu],$
$(\nu_\mu)(ub)$	$[B \rightarrow \mu \nu_\mu + \pi\text{-мезоны}],$
$(\nu_\tau)(ud)$	$[\tau \rightarrow \rho \nu_\tau],$
$(\nu_\tau)(us)$	$[\tau \rightarrow K \nu_\tau]$

(заметим, что экспериментальные данные, свидетельствующие об открытии $(\nu_e)(ub)$ - и $(\nu_\mu)(ub)$ -взаимодействий, пока нельзя считать окончательно подтвержденными)

четыре нелептонных взаимодействия:

$(ud)(ud)$	$[P\text{-нечетные ядерные силы}],$
$(ud)(us)$	$[\Lambda \rightarrow \rho \pi],$
$(ud)(cs)$	$[D \rightarrow K \pi \pi],$
$(ud)(bc)$	$[B \rightarrow D \pi \pi].$

В случае нейтральных токов на опыте обнаружено шесть лептонных взаимодействий:

$(\nu_\mu \nu_\mu)(ee)$	$[\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e],$
$(\nu_e \nu_e)(ee)$	$[\nu_e e \rightarrow \nu_e e],$
$(ee)(ee)$	$[e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-],$
$(ee)(\mu\mu)$	$[e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-],$
$(ee)(\tau\tau)$	$[e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-],$
$(\nu_\mu \nu_\mu)(\mu\mu)$	$[\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \mu^- \text{ в кулоновом поле ядра}],$

восемь полуплептонных взаимодействий:

$(\nu_\mu \nu_\mu)(uu), (\nu_\mu \nu_\mu)(dd)$	$[\nu_\mu + \text{ядро} \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны}],$
$(\nu_e \nu_e)(uu), (\nu_e \nu_e)(dd)$	$[\nu_e + \text{ядро} \rightarrow \nu_e + \text{адроны}],$
$(ee)(uu), (ee)(dd)$	$[e + D \rightarrow e + \text{адроны}],$
	$[\gamma + B_i \rightarrow \gamma + B_i],$
$(\mu\mu)(uu), (\mu\mu)(dd)$	$[\mu + \text{ядро} \rightarrow \mu + \text{адроны}],$

три нелептонных взаимодействия:

$(dd)(dd), (uu)(uu), (dd)(uu)$	$[P\text{-нечетные ядерные силы}].$
--------------------------------	-------------------------------------

В реакциях без участия нейтрино индикатором слабого взаимодействия являются эффекты нарушения зарядовой или зеркальной симметрии.

Видно, что в трех случаях одно и то же физическое явление вызывается как заряженными токами, так и нейтральными. Мы имеем в виду рассеяние $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$, P -нечетные ядерные силы и рождение мюонной пары при взаимодействии нейтрино с кулоновским полем ядра. Чтобы установить по отдельности вклад заряженных и нейтральных токов в этих процессах, требуется специальный анализ.

Каждое из 156 взаимодействий, изображенных на рис. 1.6 и 1.7, приводит к целому ряду родственных процессов. Дело в том, что, как уже отмечалось, согласно квантовой теории поля полевые операторы описывают рождение и уничтожение не только частиц, но и античастиц. В результате, например, одно и то же взаимодействие $(\nu_\mu)(ud)$ приводит к захвату мюона $\mu^- p \rightarrow \nu_\mu$, распаду π -мезона $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, нейтринным реакциям типа $\nu_\mu + \text{нуклон} \rightarrow \mu^- + \text{адроны}$, и так далее.

Во всех перечисленных выше взаимодействиях промежуточные бозоны участвуют не в виде реальных частиц, а в виде виртуальных частиц. В 1983 г. на протон-антипротонном коллайдере ЦЕРН впервые удалось наблюдать рождение и распад реальных W - и Z -бозонов. Рождались эти бозоны в столкновениях кварка и антикварка, входящих соответственно в состав протона и антипротона:

$$u + \bar{d} \rightarrow W^+, \quad d + \bar{u} \rightarrow W^-, \\ u + \bar{u} \rightarrow Z^0, \quad d + \bar{d} \rightarrow Z^0.$$

В детекторах были зарегистрированы распады бозонов:

$$W^+ \rightarrow e^+ \nu_e, \quad W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, \\ W^- \rightarrow e^- \nu_e, \quad W^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu, \\ Z^0 \rightarrow e^+ e^-, \quad Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-.$$

О плане книги

В этой книге мы подробно рассмотрим структуру слабых токов, заряженных и нейтральных, и свойства промежуточных бозонов. Первая часть книги посвящена преимущественно феноменологическому анализу различных слабых процессов при низких энергиях, ниже порога рождения W - и Z -бозонов. Во второй части книги мы в основном рассматриваем физику слабого взаимодействия при высоких энергиях, выше порога рождения W - и Z -бозонов. В этой части книги стержневой является теория единого электрослабого взаимодействия, основанная на спонтанно нарушенной калибровочной симметрии $SU(2) \times U(1)$.

При низких энергиях то обстоятельство, что взаимодействие между токами осуществляется за счет обмена промежуточными бозонами, оказывается несущественным. В этих условиях можно говорить об эффективном локальном взаимодействии токов. Так, например, диаграмма, описывающая распад мюона, сводится к диаграмме, изображающей взаимодействие четырех фермионов

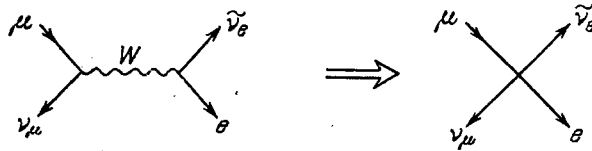


Рис. 1.8

(рис. 1.8). Такое локальное (происходящее в одной мировой точке) четырехфермионное взаимодействие характеризуется константой Ферми $G \approx 10^{-5} m_p^{-2}$ *). Эта же константа (с некоторыми, впрочем, весьма существенными оговорками) характеризует и остальные 155 четырехфермионных взаимодействий.

Таким образом, содержание первой части книги составляют различные приложения теории четырехфермионного слабого взаимодействия. Вторую часть мы начнем с выяснения того, чем плоха четырехфермионная теория и чем хороша калибровочная теория единого электрослабого взаимодействия. А затем рассмотрим следствия этой последней.

Конечно, с чисто теоретической точки зрения было бы более логично избрать другой, дедуктивный способ изложения, а именно начать книгу с $SU(2) \times U(1)$ -симметрии и ее спонтанного нарушения, выписать лагранжиан электрослабого взаимодействия, обсудить свойства промежуточных бозонов и только после этого перейти к описанию следствий теории для низкоэнергетических процессов. Однако серьезным возражением против такого дедуктивного плана является то, что та часть электрослабой теории, которая связана с конкретным механизмом спонтанного нарушения $SU(2) \times U(1)$ -симметрии, до сих пор не подтверждена экспериментально. Скалярные бозоны, играющие фундаментальную роль в этом механизме, до сих пор не открыты.

Мне представляется правильным положить в основу изложения те явления, которые досконально изучены как теоретически, так и экспериментально.

При существующем плане книги читатель постепенно привыкнет ко многим элементам теории, таким, например, как состояния частиц с определенной спиральностью. Он поймет, из каких опы-

*) Здесь и в дальнейшем мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar, c = 1$.

тов извлечены основные параметры теории. Он осознает внутреннюю противоречивость четырехфермионной теории и необходимость векторного и скалярного промежуточных бозонов.

Конечно, после того как скалярные бозоны будут найдены на опыте, эта книга будет выглядеть архаично, но она выполнит полностью свое назначение, если поможет хотя бы немного приблизить это время.

2. СТРУКТУРА СЛАБЫХ ТОКОВ

Во Введении была дана качественная картина слабого взаимодействия «с птичьего полета». Сейчас мы перейдем к количественному описанию свойств слабых токов. Как уже говорилось, слабые процессы при низких энергиях прекрасно описываются эффективным четырехфермионным лагранжианом, содержащим два слагаемых:

$$\mathcal{L}^w(x) = \mathcal{L}^{\text{ch}}(x) + \mathcal{L}^{\text{n}}(x).$$

Здесь \mathcal{L}^{ch} — лагранжиан взаимодействия заряженных токов, а \mathcal{L}^{n} — нейтральных:

$$\mathcal{L}^{\text{ch}}(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} j^{+\alpha}(x) j_{\alpha}(x),$$

$$\mathcal{L}^{\text{n}}(x) = \frac{G\rho}{\sqrt{2}} j^{0\alpha}(x) j_{\alpha}^0(x),$$

$j^{\alpha}(x)$ — заряженный ток (он уменьшает заряд частиц на единицу), $j^{+\alpha}(x)$ — эрмитово-сопряженный ток (он увеличивает заряд частиц на единицу), $j^{0\alpha}$ — нейтральный ток (он диагонален, т. е. переводит частицы в самое себя). Как уже говорилось, константа Ферми $G = 10^{-5} m_p^{-2}$; множитель $1/\sqrt{2}$ выделяют, следуя традиции. Согласно стандартной теории электрослабого взаимодействия $\rho = 1$ (см. гл. 22). Экспериментальные данные согласуются с этой величиной в пределах экспериментальных погрешностей порядка процента.

Токи в лагранжианах \mathcal{L}^{ch} и \mathcal{L}^{n} взаимодействуют локально: это значит, что взаимодействие происходит тогда, когда операторы обоих токов действуют в одной и той же мировой точке. Иногда четырехфермионное слабое взаимодействие называют универсальным, имея в виду при этом, что взаимодействия различных токов характеризуются одной и той же константой G . Однако утверждение об универсальности слабого взаимодействия нуждается в серьезных оговорках и разъяснениях, которые мы дадим ниже.

Левые заряженные токи

Во всех случаях, когда удалось экспериментально установить пространственно-временную структуру заряженных токов, она оказывалась типа

$$\bar{f} O_{\alpha}^L i,$$

где i и f — операторы начальной и конечной частиц — представляют собой дираковские биспиноры, $\bar{f} = f^+ \gamma_0$, а матрица O_{α}^L имеет вид

$$O_{\alpha}^L = \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5), \quad \alpha = 0, 1, 2, 3.$$

Напомним, что $\gamma^{\alpha} = (\gamma^0, \boldsymbol{\gamma})$, $\gamma_{\alpha} = (\gamma_0, -\boldsymbol{\gamma})$, где $\gamma^0 = \gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, $\boldsymbol{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$, $\gamma_5 = \gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = -\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ (сведения о дираковских матрицах γ см. гл. 28, п. 3). Величина $\bar{f} O_{\alpha}^L i$ представляет собой разность вектора V (γ_{α}) и аксиального вектора A ($\gamma_5 \gamma_{\alpha}$). Поэтому о взаимодействиях заряженных токов говорят как об универсальном $V-A$ -взаимодействии.

В силу антикоммутиации матриц γ_5 и γ_{α}

$$O_{\alpha}^L = \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5).$$

Воспользовавшись этим, мы можем записать:

$$\bar{f} O_{\alpha}^L i = 2\bar{f}_L \gamma_{\alpha} i_L,$$

где

$$i_L = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) i, \quad \bar{f}_L = \bar{f} \frac{1}{2} (1 - \gamma_5).$$

Здесь индекс L указывает на то, что i_L и \bar{f}_L представляют собой так называемые левые компоненты дираковских биспиноров. Чтобы пояснить смысл этого термина, рассмотрим волновую функцию

$$\psi_L = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi,$$

где ψ удовлетворяет уравнению Дирака

$$(\hat{p} - m) \psi = (E \gamma_0 - \boldsymbol{p} \boldsymbol{\gamma} - m) \psi = 0$$

(как обычно, $\hat{a} \equiv a^{\alpha} \gamma_{\alpha} = a^0 \gamma_0 - a \boldsymbol{\gamma}$ для любого 4-вектора a^{α}). Выражая биспинор ψ через двухкомпонентные спиноры φ и χ :

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix},$$

получаем, что уравнение Дирака дает связь между χ и φ :

$$\chi = \frac{\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{p}}{E + m} \varphi.$$

Теперь, используя явный вид матрицы γ_5 , находим, что

$$\psi_L = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \varphi - \chi \\ \varphi + \chi \end{pmatrix},$$

т. е. ψ_L содержит только комбинацию $\varphi - \chi$ и не содержит комбинацию $\varphi + \chi$. Используя выражение для χ , мы видим, что

$$\varphi - \chi = \left(1 - \frac{\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{p}}{E + m} \right) \varphi.$$

В ультрарелятивистском пределе, когда $E \gg m$ и $v = |\boldsymbol{p}|/E \rightarrow 1$, получаем

$$\varphi - \chi \approx (1 - \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{n}) \varphi,$$

где $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{p}/|\boldsymbol{p}|$ — единичный вектор, направленный по импульсу частицы. Направим координатную ось z по \boldsymbol{n} , тогда

$$(\varphi - \chi) \approx (1 - \sigma_z) \varphi = 2 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \varphi.$$

Учтем теперь, что двухкомпонентный спинор $\varphi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ описывает частицу, спин которой направлен по оси z , а $\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ — частицу с противоположным направлением спина. Тогда получим, что $\psi_L = 0$, если $\varphi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$; $\psi_L \neq 0$, если $\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. Таким образом, ψ_L описывает частицу, спин которой направлен против ее импульса. Про такую частицу говорят, что она имеет левую спиральность или что она левополяризована. Если спин частицы направлен по ее импульсу, то говорят, что она имеет правую спиральность или что она правополяризована. Понятие спиральности не является лоренц-инвариантным, если частица обладает ненулевой массой. Для такой частицы спиральность зависит от того, в какой системе координат находится наблюдатель. Если мы устремимся вдогонку частице со скоростью, превышающей скорость частицы, то в нашей системе координат ее спиральность изменит знак. Чем больше скорость частицы, тем труднее ее обогнать и тем лучшим квантовым числом является спиральность. Спиральность безмассовых нейтрино — точное квантовое число.

Из вида заряженного тока следует, что в нем участвуют только левые компоненты биспинорных операторов. Это отвечает тому, что при $v \rightarrow 1$ частицы входят в него только с левыми спиральностями, а античастицы — только с правыми. Никаким слабым процессом нельзя породить или поглотить правое нейтрино или левое антинейтрино, если нейтрино участвует только в левых токах, а антинейтрино — только в правых, и если массы этих частиц равны нулю.

Нарушение P - и C -инвариантности

$V-A$ -характер заряженного тока означает, что слабое взаимодействие не инвариантно относительно зеркального отражения. Действительно, при зеркальном отражении преобразование V - и A -слагаемых отличается знаком, так что в лагранжиане типа $(V-A)(V-A)^+ = VV^+ + AA^+ - VA^+ - AV^+$ члены VV^+ и AA^+ знака не меняют, а члены $VA^+ + AV^+$ меняют. Нарушение P -инвариантности проявляется в слабом взаимодействии в целом ряде физических эффектов и, в частности, в P -нечетных корреляциях типа Jp между импульсом частицы p и ее спином или спином другой частицы J . Напомним, что при P -отражении $p \rightarrow -p$, $J \rightarrow +J$. Подобного типа P -нечетные корреляции были впервые обнаружены на опыте в β -распаде и распадах элементарных частиц в 1956 г.

Произведение $(V-A)(V-A)^+$ является, кроме того, неинвариантным относительно зарядового сопряжения, поскольку при зарядовом сопряжении члены $VV^+ + AA^+$ знака не меняют, а члены $VA^+ + AV^+$ меняют знак. Наиболее ярко зарядовая неинвариантность проявляется у нейтрино: при зарядовом сопряжении некий слабый процесс с испусканием левого нейтрино переходит в слабый процесс с испусканием левого антинейтрино, но последнего процесса, согласно $V-A$ -теории, в природе быть не может.

Что касается нарушения CP -инвариантности, то вопрос этот более тонок, и прежде, чем говорить о нем, мы должны выяснить, с какими коэффициентами входит каждый из 12 токов, изображенных на рис. 1.6, в суммарный заряженный ток j .

Универсальность заряженного тока

Как мы уже говорили, согласно теории три лептонных пары входят в слабый ток совершенно симметрично, и суммарный лептонный ток имеет вид

$$j_\alpha^l = e O_\alpha^L \nu_e + \mu O_\alpha^L \nu_\mu + \tau O_\alpha^L \nu_\tau.$$

Подобно этому кварковый ток может быть записан аналогичным образом:

$$j_\alpha^h = \bar{d}' O_\alpha^L u + \bar{s}' O_\alpha^L c + \bar{b}' O_\alpha^L t,$$

где d' , s' , b' — ортонормированные линейные комбинации d -, s - и b -кварков. В самом общем виде девять коэффициентов, характеризующих эти комбинации, могут быть выражены через три эйлеровых угла θ_1 , θ_2 и θ_3 и один фазовый множитель δ . Явный вид этих коэффициентов мы выпишем в гл. 15, а пока отметим только, что если $b' = b$, т. е. если можно пренебречь переходами

$\bar{b}u$ и $\bar{b}c$, то остается только один угол θ , характеризующий перемешивание d - и s -кварков:

$$d' = d \cos \theta + s \sin \theta, \quad s' = -d \sin \theta + s \cos \theta.$$

Угол θ носит название угла Кабиббо. Экспериментальные данные по распадам странных частиц дают $\theta \approx 13^\circ$.

Таким образом, в слабом взаимодействии имеется следующее соответствие между лептонами и кварками:

$$\begin{pmatrix} \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ e & \mu & \tau \end{pmatrix} \leftrightarrow \begin{pmatrix} u & c & t \\ d' & s' & b' \end{pmatrix}$$

(совершенно эквивалентно мы могли бы, разумеется, записать

$$\begin{pmatrix} \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ e & \mu & \tau \end{pmatrix} \leftrightarrow \begin{pmatrix} u' & c' & t' \\ d & s & b \end{pmatrix},$$

где u' , c' , t' — линейные комбинации u -, c -, t -кварков).

Разнообразие слабых распадов адронов связано с тем, что в кварковые дублеты входят не частицы, имеющие определенные (и неодинаковые) массы, а их линейные комбинации. То, что мы не говорим здесь об аналогичном перемешивании лептонов, связано с тем, что экспериментальная ситуация с массами нейтрино и нейтринными осцилляциями пока далека от ясности. Если будет доказано, что по крайней мере некоторые нейтрино имеют ненулевые массы и имеют место нейтринные осцилляции, то это будет означать, что в слабом заряженном токе лептоны тоже перемешаны.

Изложенная здесь теоретическая схема проверена далеко не полностью. В частности, до сих пор не открыт t -кварк. Мы все еще недостаточно точно знаем значение параметров, характеризующих примесь b -кварков к d - и s -кваркам и нарушение CP -инвариантности в лагранжиане \mathcal{L}^{ch} .

Нейтральный ток

Если сравнивать между собой заряженные и нейтральные токи, то бросаются в глаза две особенности последних: во-первых, они диагональны, т. е. переводят частицы самих в себя,

во-вторых, наряду с левыми компонентами спиноров они содержат также и правые.

Отсутствие недиагональных членов в нейтральном токе подтверждается тем, что процессы, которые должны были идти с большими вероятностями, если бы такие члены существовали, на опыте не обнаружены. Речь идет о процессах $\mu \rightarrow eee$ и родственном ему $\mu \rightarrow e\gamma$, в которых проявился бы ток μe , а также о процессах $K \rightarrow \bar{l}ee$, $K \rightarrow l\bar{\nu}\bar{\nu}$, $K \rightarrow \bar{l}\nu\nu$, в которых проявился бы ток ds . (Зарегистрированный на опыте с относительной веро-

ятностью порядка 10^{-8} распад $K_L^0 \rightarrow \mu\bar{\mu}$ объясняется совокупным действием слабого нелептонного взаимодействия заряженных токов (du) (us) и электромагнитного взаимодействия.)

Наличие в нейтральных токах как левых, так и правых компонент также является экспериментальным фактом (см. гл. 22). В общем виде нейтральный ток может быть записан в виде суммы 12 членов:

$$j_\alpha^0 = \sum_i (g_L^i \bar{\psi}_i O_\alpha^L \psi_i + g_R^i \bar{\psi}_i O_\alpha^R \psi_i),$$

где

$$i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, e, \mu, \tau, u, c, t, d, s, b,$$

$$O_\alpha^L = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5), \quad O_\alpha^R = \gamma_\alpha (1 - \gamma_5),$$

а g_L^i и g_R^i — некоторые числовые коэффициенты. Как будет показано в гл. 22, в единой теории слабого и электромагнитного взаимодействия значения коэффициентов g_L^i и g_R^i определяются зарядами частиц:

$$g_L^i = \frac{1}{2}, \quad g_R^i = 0 \quad \text{для } i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau,$$

$$g_L^i = -\frac{1}{2} + \xi, \quad g_R^i = +\xi \quad \text{для } i = e, \mu, \tau,$$

$$g_L^i = \frac{1}{2} - \frac{2}{3}\xi, \quad g_R^i = -\frac{2}{3}\xi \quad \text{для } i = u, c, t,$$

$$g_L^i = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\xi, \quad g_R^i = +\frac{1}{3}\xi \quad \text{для } i = d, s, b,$$

$\xi = \sin^2 \theta_w$, а θ_w — угол Вайнберга. На опыте $\xi \approx 0,23$. Как будет рассказано в гл. 22, это значение ξ получено из экспериментов по упругому и неупругому рассеянию ν^μ и $\bar{\nu}_\mu$ на нуклонах, по измерению зависимости сечения глубоко неупругого рассеяния электронов на нуклонах от продольной поляризации электронов. С тем же значением ξ согласуются данные по рассеянию нейтрино на электронах и по измерению эффектов несохранения четности в атомах.

Замечательным экспериментальным достижением 1980-х годов было открытие W - и Z -бозонов. Как выяснилось (см. гл. 23), свойства этих частиц также согласуются с тем, что $\xi \approx 0,23$.

На этом мы завершаем краткий обзор свойств слабых токов и приступаем к систематическим расчетам слабых процессов.

II

3. РАСПАД МЮОНА

Распад мюона $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ — это процесс, с которого обычно начинают расчеты слабых распадов. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, это чисто лептонный процесс, в нем не участвуют адроны, и он может быть легко рассчитан до конца. Во-вторых, это один из наиболее тщательно изученных на опыте распадов элементарных частиц. В этой главе мы вычислим спектр электронов, найдем полную вероятность распада и, наконец, рассчитаем угловые и спиновые корреляции при распаде поляризованного мюона.

Амплитуда распада

Рассмотрим распад $\mu^-(p) \rightarrow e^-(k) \bar{\nu}_e(q_1) \nu_\mu(q_2)$ (в скобках указаны 4-импульсы частиц). Фейнмановская диаграмма этого процесса, изображенная на рис. 3.1, а, эквивалентна диаграмме рис. 3.1, б. Матричный элемент этого последнего процесса имеет вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\mu O_\alpha \mu \cdot \bar{e} O_\alpha \nu_e,$$

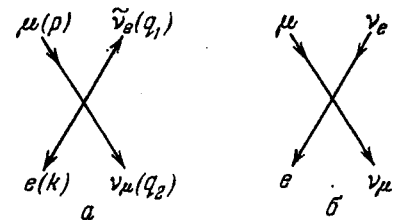


Рис. 3.1

где $O_\alpha \equiv O_\alpha^L = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$, а символы частиц означают их волновые функции. С помощью преобразования Фирца (см. гл. 28, п. 3.4) этот матричный элемент может быть приведен к виду

$$M = -\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{e} O_\beta \mu \cdot \bar{\nu}_\mu O_\beta \nu_e.$$

Комплексное сопряжение последнего выражения дает

$$M^* = M^\dagger = -\frac{G}{\sqrt{2}} \nu_e^\dagger O^{\beta\dagger} \gamma_0 \nu_\mu \cdot \mu^\dagger O_\beta^\dagger \gamma_0 e =$$

$$= -\frac{G}{\sqrt{2}} \nu_e^\dagger \gamma_0 \gamma_0 O^{\beta\dagger} \gamma_0 \nu_\mu \cdot \mu^\dagger \gamma_0 \gamma_0 O_\beta^\dagger \gamma_0 e = -\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e O^\beta \nu_\mu \cdot \bar{\mu} O_\beta e.$$

ятностью порядка 10^{-8} распад $K_L^0 \rightarrow \mu\bar{\mu}$ объясняется совокупным действием слабого лептонного взаимодействия заряженных токов (du) (us) и электромагнитного взаимодействия.)

Наличие в нейтральных токах как левых, так и правых компонент также является экспериментальным фактом (см. гл. 22). В общем виде нейтральный ток может быть записан в виде суммы 12 членов:

$$j_\alpha^0 = \sum_i (g_L^i \bar{\psi}_i O_\alpha^L \psi_i + g_R^i \bar{\psi}_i O_\alpha^R \psi_i),$$

где

$$i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, e, \mu, \tau, u, c, t, d, s, b, \\ O_\alpha^L = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5), \quad O_\alpha^R = \gamma_\alpha (1 - \gamma_5),$$

а g_L^i и g_R^i — некоторые числовые коэффициенты. Как будет показано в гл. 22, в единой теории слабого и электромагнитного взаимодействия значения коэффициентов g_L^i и g_R^i определяются зарядами частиц:

$$\begin{aligned} g_L^i &= \frac{1}{2}, & g_R^i &= 0 & \text{для } i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \\ g_L^i &= -\frac{1}{2} + \xi, & g_R^i &= +\xi & \text{для } i = e, \mu, \tau, \\ g_L^i &= \frac{1}{2} - \frac{2}{3}\xi, & g_R^i &= -\frac{2}{3}\xi & \text{для } i = u, c, t, \\ g_L^i &= -\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\xi, & g_R^i &= +\frac{1}{3}\xi & \text{для } i = d, s, b, \end{aligned}$$

$\xi = \sin^2 \theta_w$, а θ_w — угол Вайнберга. На опыте $\xi \approx 0,23$. Как будет рассказано в гл. 22, это значение ξ получено из экспериментов по упругому и неупругому рассеянию ν^μ и $\bar{\nu}_\mu$ на нуклонах, по измерению зависимости сечения глубоко неупругого рассеяния электронов на нуклонах от продольной поляризации электронов. С тем же значением ξ согласуются данные по рассеянию нейтрино на электронах и по измерению эффектов несохранения четности в атомах.

Замечательным экспериментальным достижением 1980-х годов было открытие W^- и Z -бозонов. Как выяснилось (см. гл. 23), свойства этих частиц также согласуются с тем, что $\xi \approx 0,23$.

На этом мы завершаем краткий обзор свойств слабых токов и приступаем к систематическим расчетам слабых процессов.

II

3. РАСПАД МЮОНА

Распад мюона $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ — это процесс, с которого обычно начинают расчеты слабых распадов. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, это чисто лептонный процесс, в нем не участвуют адроны, и он может быть легко рассчитан до конца. Во-вторых, это один из наиболее тщательно изученных на опыте распадов элементарных частиц. В этой главе мы вычислим спектр электронов, найдем полную вероятность распада и, наконец, рассчитаем угловые и спиновые корреляции при распаде поляризованного мюона.

Амплитуда распада

Рассмотрим распад $\mu^-(p) \rightarrow e^-(k) \bar{\nu}_e(q_1) \nu_\mu(q_2)$ (в скобках указаны 4-импульсы частиц). Фейнмановская диаграмма этого процесса, изображенная на рис. 3.1, а, эквивалентна диаграмме рис. 3.1, б. Матричный элемент этого последнего процесса имеет вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\mu O_\alpha^L \mu \cdot \bar{e} O_\alpha^L \nu_e,$$

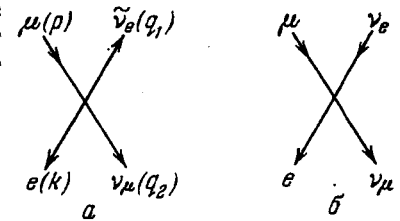


Рис. 3.1

где $O_\alpha \equiv O_\alpha^L = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$, а символы частиц означают их волновые функции. С помощью преобразования Фирца (см. гл. 28, п. 3.4) этот матричный элемент может быть приведен к виду

$$M = -\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{e} O^\beta \mu \cdot \bar{\nu}_\mu O_\beta \nu_e.$$

Комплексное сопряжение последнего выражения дает

$$\begin{aligned} M^* &= M^\dagger = -\frac{G}{\sqrt{2}} \nu_e^\dagger O^{\beta\dagger} \gamma_0 \nu_\mu \cdot \mu^\dagger O_\beta^\dagger \gamma_0 e = \\ &= -\frac{G}{\sqrt{2}} \nu_e^\dagger \gamma_0 \gamma_0 O^{\beta\dagger} \gamma_0 \nu_\mu \cdot \mu^\dagger \gamma_0 \gamma_0 O_\beta^\dagger \gamma_0 e = -\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e O^\beta \nu_\mu \cdot \bar{\mu} O_\beta e. \end{aligned}$$

(Мы воспользовались тем, что $\gamma_0 O^{\beta+} \gamma_0 = O^{\beta}$, поскольку $\gamma_0 [\gamma_0 (1 + \gamma_5)]^+ \gamma_0 = \gamma_0 (1 + \gamma_5) \gamma_0 \gamma_0 = \gamma_0 (1 + \gamma_5)$ и также $\gamma_0 [\gamma (1 + \gamma_5)]^+ \gamma_0 = \gamma_0 (1 + \gamma_5) (-\gamma) \gamma_0 = (1 - \gamma_5) \gamma = \gamma (1 + \gamma_5)$. Аналогично $\gamma_0 O_{\beta}^+ \gamma_0 = O_{\beta}$.) Таким образом,

$$\begin{aligned} |M|^2 &= MM^* = -\frac{G^2}{2} \bar{\nu}_{\mu} O^{\alpha\mu} \cdot e \bar{O}_{\alpha} \nu_e \bar{\nu}_e O^{\beta} \nu_{\mu} \bar{\mu} O_{\beta} e = \\ &= -\frac{G^2}{2} \bar{\nu}_{\mu} O^{\alpha\mu} \cdot \bar{\mu} O_{\beta} e \cdot e \bar{O}_{\alpha} \nu_e \bar{\nu}_e O^{\beta} \nu_{\mu}. \end{aligned}$$

Воспользуемся теперь тем, что, согласно гл. 28, п. 4.3, матрица плотности для неполяризованной дираковой частицы имеет вид

$$\sum_s u^k(s) \bar{u}_i(s) = (\hat{p} + m)_i^k,$$

где сумма взята по поляризационным состояниям частицы s , p — ее 4-импульс, а m — масса, i, k — биспинорные индексы ($i, k = 1, 2, 3, 4$). Тогда

$$|M|^2 = -\frac{G^2}{2} \text{Tr} \hat{q}_2 O^{\alpha} (\hat{p} + m_{\mu}) O_{\beta} (\hat{k} + m_e) O_{\alpha} \hat{q}_1 O^{\beta}.$$

Здесь черта над $|M|^2$ означает суммирование по спиновым состояниям, символ Tr — след стоящего справа от него произведения матриц. Поскольку $\gamma_5 \gamma_{\alpha} = -\gamma_{\alpha} \gamma_5$ и поскольку $(1 + \gamma_5)^2 = 2(1 + \gamma_5)$, то

$$\begin{aligned} |M|^2 &= -8 \frac{G^2}{2} \text{Tr} \hat{q}_2 \gamma^{\alpha} \hat{p} \gamma_{\beta} \hat{k} \gamma_{\alpha} \hat{q}_1 \gamma^{\beta} (1 + \gamma_5) = \\ &= 8G^2 \text{Tr} \hat{q}_2 \hat{k} \gamma_{\beta} \hat{p} \hat{q}_1 \gamma^{\beta} (1 + \gamma_5) = 32G^2 (pq_1) \text{Tr} \hat{q}_2 \hat{k} (1 + \gamma_5) = \\ &= 128G^2 (pq_1) (kq_2). \end{aligned}$$

(Получая это равенство, мы учли, что $\gamma^{\alpha} \hat{A} \hat{B} \hat{C} \gamma_{\alpha} = -2\hat{C} \hat{B} \hat{A}$, $\gamma^{\alpha} \hat{A} \hat{B} \gamma_{\alpha} = 4AB$, см. гл. 28, п. 3.1.)

Вероятность распада

Теперь мы можем вычислить вероятность распада по формуле (см. гл. 28, п. 4.2)

$$d\Gamma = \frac{|M|^2}{2 \cdot 2m} d\Phi.$$

Здесь $d\Gamma$ — дифференциальная вероятность распада в единицу фазового объема $d\Phi$, множитель $1/2$ отражает то обстоятельство, что по поляризациям мюона мы усредняем, а не суммируем; множитель $2m$ (где m — масса мюона) связан с выбранной нами нормировкой волновых функций частиц. В соответствии с Приложением (см. гл. 28, п. 4.2)

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta^4(p - k - q_1 - q_2) \frac{dk}{2E} \frac{dq_1}{(2\pi)^3} \frac{dq_2}{2\omega_1 (2\pi)^3 2\omega_2 (2\pi)^3},$$

где E, ω_1, ω_2 — энергии электрона, $\tilde{\nu}_e$ и ν_{μ} ; k, q_1 и q_2 — их импульсы. Поскольку нейтрино не регистрируются, мы проинтегрируем по их импульсам. При этом нам придется вычислить интеграл

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

Запишем ожидаемый ответ в виде суммы двух взаимно ортогональных слагаемых:

$$I_{\alpha\beta} = A (q^2 g_{\alpha\beta} + 2q_{\alpha} q_{\beta}) + B (q^2 g_{\alpha\beta} - 2q_{\alpha} q_{\beta});$$

здесь $g_{\alpha\beta}$ — метрический тензор (см. гл. 28, п. 1), q — суммарный 4-импульс двух нейтрино, A и B — безразмерные коэффициенты, которые мы сейчас найдем. Умножая обе части равенства на $q^2 g^{\alpha\beta} - 2q^{\alpha} q^{\beta}$, получим

$$B \cdot 4q^4 = \int q_{1\alpha} q_{2\beta} (q^2 g^{\alpha\beta} - 2q^{\alpha} q^{\beta}) \dots = \int [q^2 (q_1 q_2) - 2(qq_1)(qq_2)] \dots = 0,$$

поскольку $q^2 = (q_1 + q_2)^2 = 2q_1 q_2$, $qq_1 = (q_1 + q_2, q_1) = q_1 q_2$, $qq_2 = (q_1 + q_2, q_2) = q_1 q_2$, $q_1^2 = q_2^2 = 0$ (масса нейтрино равна нулю). Умножая теперь обе части тензорного равенства на $q^2 g^{\alpha\beta} + 2q^{\alpha} q^{\beta}$ и выполняя интегрирование в системе центра масс двух нейтрино, получим

$$\begin{aligned} A \cdot 12q^4 &= q^4 \int \frac{dq_1}{\omega_1} \frac{dq_2}{\omega_2} \delta^4(q_1 + q_2 - q) = q^4 \int \frac{dq_1}{\omega_1 \omega_1} \delta(2\omega_1 - \omega) = \\ &= q^4 4\pi \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Следовательно, $A = \pi/6$. Итак,

$$I_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{6} (q^2 g_{\alpha\beta} + 2q_{\alpha} q_{\beta}), \quad \text{где } q = p - k.$$

Подставляя это в выражение для ширины распада, имеем

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{G^2}{2 \cdot 2m} \frac{128}{(2\pi)^6 \cdot 2 \cdot 2} \frac{\pi}{6} p^{\alpha} k^{\beta} [q^2 g_{\alpha\beta} + 2q_{\alpha} q_{\beta}] \frac{dk}{2E} = \\ &= \frac{G^2}{48\pi^4 m} [q^2 (pk) + 2(qp)(qk)] \frac{dk}{E}. \end{aligned}$$

Пренебрежем массой электрона по сравнению с его энергией. Тогда $qk = (p - k, k) = pk = mE$, $q^2 = (p - k)^2 = p^2 - 2pk = m^2 - 2mE$. Осуществив интегрирование по углам вылета электрона (оно даст 4π), получим

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{G^2}{12\pi^3 m} (pk) (p^2 - 2pk + 2p^2 - 2pk) E dE = \\ &= \frac{G^2}{12\pi^3} (3m^2 - 4mE) E^2 dE = \frac{G^2 m^5}{96\pi^3} (3 - 2\varepsilon) \varepsilon^2 d\varepsilon, \end{aligned}$$

где $\varepsilon = E/E_{\max} = 2E/m$. В случае четырехфермионного взаимодействия наиболее общего вида спектр электронов в распаде мюонов

может быть записан в виде

$$\Gamma(\varepsilon) d\varepsilon = 12\Gamma \left[(1-\varepsilon) - \frac{2}{9} \rho (3-4\varepsilon) \right] \varepsilon^2 d\varepsilon,$$

где коэффициент ρ носит название параметра Мишеля. (Слагаемое, пропорциональное ρ , дает нулевой вклад при интегрировании по всему спектру значений $0 \leq \varepsilon \leq 1$.) Легко видеть, что полученный нами спектр отвечает $\rho = 0,75$. Интегрирование по спектру электронов дает полную ширину распада

$$\Gamma = \frac{G^2 m^5}{96\pi^3} \int_0^1 (3-2\varepsilon) \varepsilon^2 d\varepsilon = \frac{G^2 m^5}{192\pi^3}.$$

Распад поляризованного мюона

Пусть в системе покоя мюона его спин направлен по единичному вектору η . Тогда, согласно гл. 28, п. 4.3, матрица плотности мюона имеет вид

$$u^k(s) \bar{u}_i(s) = \frac{1}{2} [(\hat{p} + m)(1 - \gamma_5 \hat{s})]_i^k,$$

где 4-вектор s^α обладает следующими свойствами: $s^2 = -1$, $sp = 0$. В системе покоя мюона $s^0 = 0$, $s = \eta$. В системе, где мюон движется с импульсом p ,

$$s^0 = \frac{\eta p}{m}, \quad s = \eta + \frac{p(\eta p)}{m(E+m)}.$$

Если теперь в проделанном выше расчете заменить

$$(\hat{p} + m) \rightarrow \frac{1}{2} (\hat{p} + m)(1 - \gamma_5 \hat{s}),$$

то в полученном нами выражении

$$d\Gamma = \frac{G^2}{48\pi^4 m} [q^2(pk) + 2(qp)(qk)] \frac{dk}{E}$$

придется сделать замену

$$p \rightarrow p - ms.$$

(Чтобы убедиться в этом, рассмотрим ту часть следа, куда входит матрица плотности мюона и ее ближайшее окружение

$$\begin{aligned} \text{Tr} \dots (1 + \gamma_5) (\hat{p} + m) (1 - \gamma_5 \hat{s}) \gamma_\beta (1 + \gamma_5) \dots &= \\ = \text{Tr} \dots (1 + \gamma_5) (\hat{p} - m\gamma_5 \hat{s} + m + \gamma_5 \hat{p} \hat{s}) (1 - \gamma_5) \gamma_\beta \dots &= \\ = \text{Tr} \dots (1 + \gamma_5) (\hat{p} - m\gamma_5 \hat{s}) \gamma_\beta (1 + \gamma_5) \dots &= \\ = \text{Tr} \dots (1 + \gamma_5) (\hat{p} - m\hat{s}) \gamma_\beta (1 + \gamma_5) \dots \end{aligned}$$

Члены $m + \gamma_5 \hat{p} \hat{s}$ дали нуль, так как они умножились на $(1 + \gamma_5)(1 - \gamma_5)$. Что касается множителя $1/2$, то поскольку в

распаде неполяризованного мюона он учитывался в выражении для вероятности, отражая усреднение по поляризациям мюона, то второй раз его учитывать не следует.) Итак, с учетом поляризации мюона

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{G^2}{48\pi^4 m} \{ [q^2(pk) + 2(qp)(qk)] - m [q^2(sk) + 2(qs)qk] \} \frac{dk}{E} = \\ &= \frac{G^2}{48\pi^4 m} \{ (pk) [(p-k)^2 + 2(p^2 - pk)] - m(sk) [(p-k)^2 - 2pk] \} \frac{dk}{E} = \\ &= \frac{G^2 m^5}{384\pi^4} [(3-2\varepsilon) + \eta n (1-2\varepsilon)] \varepsilon^2 d\varepsilon d\Omega, \end{aligned}$$

где $n = k/E$ — единичный вектор в направлении вылета электрона, $d\Omega = d \cos \theta d\phi$ — элемент телесного угла, $\cos \theta = \eta n$. Получая это выражение, мы учли, что $qs = (p-k, s) = -ks$, поскольку $ps = 0$; кроме того, мы учли, что в системе покоя мюона $ks = k^0 s_0 - ks = -En\eta$.

Проинтегрированная по спектру электронов угловая асимметрия имеет вид

$$\frac{d\Gamma(\cos \theta)}{\Gamma} = \frac{-1}{2} \left(1 - \frac{1}{3} \cos \theta \right) d \cos \theta.$$

Полученные нами формулы относятся к случаю, когда поляризация электрона не измеряется. Если бы нас интересовала зависимость вероятности распада от поляризации электрона, мы должны были бы в выражении для $|M|^2$ заменить k на $\frac{1}{2}(k - m_e s_e)$, где s_e — 4-вектор, характеризующий поляризацию электрона: $s_e^2 = -1$, $s_e k = 0$. Из явного выражения для компонент s_e :

$$s_e^0 = \frac{k \zeta}{m_e}, \quad s_e = \zeta + \frac{(k \zeta) k}{m_e (E + m_e)},$$

видно, что в ультрарелятивистском пределе составляющими s_e , нормальными к n , можно пренебречь по сравнению с s_e^0 и $n s_e = (E/m) (\zeta n)$. В результате получаем, что при $v \rightarrow 1$

$$\frac{1}{2} (k_\alpha - m_e s_{e\alpha}) \Rightarrow \frac{1}{2} k_\alpha (1 - \zeta n).$$

Мы воспроизвели, таким образом, хорошо известное нам свойство слабого взаимодействия — испускать релятивистские лептоны левополяризованными. С учетом поляризации электрона вероятность распада $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_e$ имеет вид

$$d\Gamma = \Gamma \frac{1}{2} (1 - \zeta n) [(3-2\varepsilon) + \eta n (1-2\varepsilon)] \varepsilon^2 d\varepsilon d \cos \theta.$$

Для распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$ аналогичный расчет дал бы

$$d\Gamma = \Gamma \frac{1}{2} (1 + \zeta n) [(3-2\varepsilon) - \eta n (1-2\varepsilon)] \varepsilon^2 d\varepsilon d \cos \theta,$$

где ε — энергия позитрона, деленная на его максимальную энергию, \mathbf{n} , $\boldsymbol{\zeta}$, $\boldsymbol{\eta}$ — единичные векторы в направлении импульса позитрона, спина позитрона и спина мюона соответственно.

Качественное обсуждение

Целый ряд из полученных в этой главе результатов легко понять на чисто качественном уровне, не делая никаких расчетов. Прежде всего, то обстоятельство, что $\Gamma \sim G^2 m^5$, следует из размерных соображений, поскольку $[\Gamma] = \mu$, а $[G] = \mu^{-2}$, где μ — размерность массы. При этом мы опираемся только на то, что вероятность пропорциональна G^2 и что единственным размерным параметром, определяющим динамику распада мюона, является масса последнего, поскольку массой электрона можно безболезненно пренебречь.

Обратимся теперь к угловой асимметрии, которая, как легко видеть, является как P -, так и C -неинвариантной: она имеет разные знаки в левой и правой системах координат; она имеет разные знаки для e^- и e^+ в распадах μ^- и μ^+ соответственно. Легко понять и характерные черты этой асимметрии. Рассмотрим электрон с энергией, близкой к максимальной ($\varepsilon \sim 1$). В этих условиях нейтрино (ν и $\bar{\nu}$) должны лететь в противоположную электрону сторону (рис. 3.2) (фазовый объем конфигурации, когда

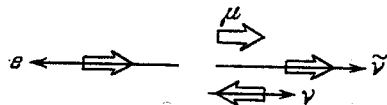


Рис. 3.2

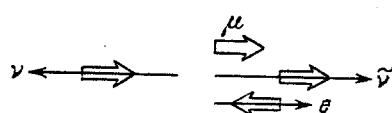


Рис. 3.3

одно из них обладает малым импульсом, мал). Учитывая, что спиральности ν и $\bar{\nu}$ противоположны, мы должны заключить, что они уносят нулевой угловой момент. Следовательно, электрон должен вылететь таким образом, чтобы его спин был параллелен спине мюона. Но поскольку электрон имеет отрицательную спиральность, то его импульс должен быть преимущественно направлен против спина мюона. Этому отвечает полученная нами выше формула для углового распределения электронов, которая при $\varepsilon \sim 1$ пропорциональна $(1 - \boldsymbol{\eta}\mathbf{n})$.

При $\varepsilon \ll 1$ нейтрино и антинейтрино летят в противоположные стороны, их суммарный спин равен единице. На этот раз в силу сохранения углового момента электрон должен лететь по спину мюона (рис. 3.3). Аналогичные рассуждения нетрудно провести и для распада положительного мюона.

Замечания и упражнения

1. Все вычисления в этой главе проделаны в приближении, когда отношение m_e/m_μ считается пренебрежимо малым. Поэтому приведенные выше формулы справедливы лишь при $\varepsilon \gg 2m_e/m_\mu$. Учет поправок, связанных с конечной величиной m_e/m_μ , m_μ/m_W , и радиационной поправки порядка α , обусловленной виртуальными фотонами, дает (см. Обзор литературы, гл. 29):

$$\Gamma = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3} f\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \left[1 - \frac{\alpha}{2\pi} \left(\pi^2 - \frac{25}{4} \right) + 0,6 \frac{m_\mu^2}{m_W^2} \right],$$

где $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 + 12x^2 \ln(1/x)$. Сравнение этого выражения с измеренным на опыте временем жизни мюона дает наиболее точное значение константы G :

$$G = 1,16637 \pm 0,00002 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}.$$

2. Естественно задать вопрос: какой смысл имеет дальнейшее, более точное, изучение распада мюона? Ответ: для того чтобы искать возможные отклонения от стандартной $SU(2) \times U(1)$ -теории. Так, например, если наряду с обычными W -бозонами, которые взаимодействуют с левыми заряженными токами, существуют более тяжелые W_R -бозоны, взаимодействующие с правыми заряженными токами, то при распаде поляризованного мюона распределение электронов по энергии и углу вылета будет описываться полученными выше формулами лишь до известного предела точности. В качестве упражнения повторите проведенные выше расчеты для случая, когда матричный элемент распада мюона имеет малые добавки типа

$$\bar{\nu}_\mu \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \mu \cdot e \bar{\nu}_e (1 - \gamma_5) \nu_e$$

или

$$\bar{\nu}_\mu \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \mu \cdot e \bar{\nu}_e (1 - \gamma_5) \nu_e.$$

3. О тождестве Фирца. Не заглядывая в Приложение (гл. 28), легко сообразить, что

$$\bar{\nu}_\mu O^\alpha \mu \cdot e \bar{O}_\alpha \nu_e = x \cdot \bar{\nu}_\mu O^\alpha \nu_e \cdot e \bar{O}_\alpha \mu,$$

где x — некоторый неизвестный коэффициент. Действительно, это равенство сразу же следует из требования, что правая часть, подобно левой части, не должна меняться при умножении волновой функции любого из четырех фермионов на γ_5 . Если же сделать преобразование Фирца дважды, то мы должны вернуться к исходному выражению. Следовательно, $x = \pm 1$. Таким образом, вид «фирцованного» матричного элемента с точностью до знака определяется элементарно.

4. А зачем вообще при расчете нужно использовать преобразование Фирца? Можно вычислять квадрат матричного элемента,

и не пользуясь тождеством Фирца. Однако в этом случае расчет более громоздкий, так как приходится иметь дело с произведением двух следов, каждый из которых представляет собой тензор второго ранга, не обладающий определенной симметрией относительно перестановки индексов. Воспроизведите равенство

$$|M|^2 = 128G^2 (pq_1)(kq_2),$$

не используя тождества Фирца.

5. Вычислите интеграл по фазовому объему нейтрино $I_{\alpha\beta}$, записав его в виде

$$I_{\alpha\beta} = Cq^2 g_{\alpha\beta} + Dq_\alpha q_\beta.$$

6. Убедитесь, что матрица плотности поляризованной частицы

$$\frac{1}{2}(\hat{p} + m)(1 - \gamma_5 \hat{s})$$

в случае, когда частица покоится, а ее спин направлен по оси z , с точностью до нормированного множителя $2m$, равна

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

как и должно быть, если $u = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$, а $\bar{u} = (1000)$. Как выг лядит

эта матрица, когда частица покоится, а ее спин смотрит в направлении $-z$? Убедитесь, что, взяв сумму этих двух матриц, вы получите выражение $(\hat{p} + m)$.

III

4. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ АДРОНОВ С СОХРАНЕНИЕМ СТРАННОСТИ. СВОЙСТВА ud -ТОКА

Взаимодействие между кварковыми и лептонными токами приводит к лептонным распадам адронов, называемым иногда полулептонными распадами. В частности, взаимодействие токов легких лептонов $e\nu$ и $\mu\nu$ с током*) легких кварков ud ответственно за распады заряженных π -мезонов, за β -распад нейтрона и атомных ядер, за захват μ^- -ядрами, за распад $\Sigma \rightarrow \Lambda e\nu$. Кроме того, это же взаимодействие проявляется в нейтринных реакциях, которым посвящена глава 17. В данной главе мы рассмотрим общие свойства ud -тока.

В полный заряженный ток ud -ток входит с коэффициентом $\cos\theta$, где θ —угол Кабиббо: $\cos\theta \approx 0,97$. Мы будем явным образом выделять множитель $\cos\theta$ в амплитудах конкретных процессов, записывая их в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos\theta L_\alpha H_\alpha,$$

где L_α —лептонный матричный элемент, а H_α —адронный матричный элемент. Например, для процесса $\nu_l + i \rightarrow f + l^{**}$

$$L_\alpha = \langle l | \bar{l} O_\alpha \nu_l | \nu_l \rangle e^{-ikx} = \bar{u}_l O_\alpha u_{\nu_l},$$

$$H_\alpha = \langle f | \bar{u} O_\alpha d | i \rangle e^{-iqx},$$

где i —начальное, а f —конечное адронные состояния,

$$q = p_f - p_i, \quad k = p_l - p_\nu.$$

Вообще говоря, H_α представляет собой сумму полярного и аксиального векторов:

$$H_\alpha = V_\alpha + A_\alpha,$$

*) Напомним, что символ $e\nu$ означает один из токов: $\bar{e} O_\alpha \nu_e$ или $\bar{\nu}_e O_\alpha e$, аналогично $\mu\nu = \bar{\mu} O_\alpha \nu_\mu$ или $\bar{\nu}_\mu O_\alpha \mu$, $ud = \bar{u} O_\alpha d$ или $\bar{d} O_\alpha u$, где $O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$. Мы пользуемся такой сокращенной записью в тех случаях, когда обсуждение носит общий характер.

**) В этой главе и ниже мы будем обозначать заряженный лептон символом l (e или μ), а соответствующее нейтрино—символом ν_l (ν_e или ν_μ).

и не пользуясь тождеством Фирца. Однако в этом случае расчет более громоздкий, так как приходится иметь дело с произведением двух следов, каждый из которых представляет собой тензор второго ранга, не обладающий определенной симметрией относительно перестановки индексов. Воспроизведите равенство

$$|M|^2 = 128G^2 (pq_1)(kq_2),$$

не используя тождества Фирца.

5. Вычислите интеграл по фазовому объему нейтрино $I_{\alpha\beta}$, записав его в виде

$$I_{\alpha\beta} = Cq^2 g_{\alpha\beta} + Dq_\alpha q_\beta.$$

6. Убедитесь, что матрица плотности поляризованной частицы

$$\frac{1}{2} (\hat{p} + m)(1 - \gamma_5 \hat{s})$$

в случае, когда частица покоится, а ее спин направлен по оси z , с точностью до нормированного множителя $2m$, равна

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

как и должно быть, если $u = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$, а $\bar{u} = (1000)$. Как выглядит

эта матрица, когда частица покоится, а ее спин смотрит в направлении $-z$? Убедитесь, что, взяв сумму этих двух матриц, вы получите выражение $(\hat{p} + m)$.

III

4. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ АДРОНОВ С СОХРАНЕНИЕМ СТРАННОСТИ. СВОЙСТВА ud -ТОКА

Взаимодействие между кварковыми и лептонными токами приводит к лептонным распадам адронов, называемым иногда полулептонными распадами. В частности, взаимодействие токов легких лептонов $e\nu$ и $\mu\nu$ с током*) легких кварков ud ответственно за распады заряженных π -мезонов, за β -распад нейтрона и атомных ядер, за захват μ^- -ядрами, за распад $\Sigma \rightarrow \Lambda e\nu$. Кроме того, это же взаимодействие проявляется в нейтринных реакциях, которым посвящена глава 17. В данной главе мы рассмотрим общие свойства ud -тока.

В полный заряженный ток ud -ток входит с коэффициентом $\cos\theta$, где θ —угол Кабиббо: $\cos\theta \approx 0,97$. Мы будем явным образом выделять множитель $\cos\theta$ в амплитудах конкретных процессов, записывая их в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos\theta L_\alpha H_\alpha,$$

где L_α —лептонный матричный элемент, а H_α —адронный матричный элемент. Например, для процесса $\nu_l + i \rightarrow f + l^{**}$

$$L_\alpha = \langle l | \bar{l} O_\alpha \nu_l | \nu_l \rangle e^{-ikx} = \bar{u}_l O_\alpha u_{\nu_l},$$

$$H_\alpha = \langle f | \bar{u} O_\alpha d | i \rangle e^{-iqx},$$

где i —начальное, а f —конечное адронные состояния,

$$q = p_f - p_i, \quad k = p_l - p_\nu.$$

Вообще говоря, H_α представляет собой сумму полярного и аксиального векторов:

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

*) Напомним, что символ $e\nu$ означает один из токов: $\bar{e} O_\alpha \nu_e$ или $\bar{\nu}_e O_\alpha e$, аналогично $\mu\nu = \bar{\mu} O_\alpha \nu_\mu$ или $\bar{\nu}_\mu O_\alpha \mu$, $ud = \bar{u} O_\alpha d$ или $\bar{d} O_\alpha u$, где $O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$. Мы пользуемся такой сокращенной записью в тех случаях, когда обсуждение носит общий характер.

**) В этой главе и ниже мы будем обозначать заряженный лептон символом l (e или μ), а соответствующее нейтрино—символом ν_l (ν_e или ν_μ).

где

$$V_\alpha = \langle f | \bar{u} \gamma_\alpha d | i \rangle e^{-iqx},$$

$$A_\alpha = \langle f | \bar{u} \gamma_\alpha \gamma_5 d | i \rangle e^{-iqx}.$$

Матричные элементы V_α и A_α выражаются через волновые функции адронов в состояниях i и f и через их 4-импульсы.

Изотопические свойства ud -тока

Поскольку u - и d -кварки — изоспиноры, ud -ток является изовекторным. Его векторная часть имеет положительную G -четность подобно ρ -мезону, а аксиальная — отрицательную подобно A_1 -мезону, или π -мезону. Соответствующими свойствами должны обладать и матричные элементы этих токов: V_α и A_α . (Напомним, что G -преобразование представляет собой произведение зарядового сопряжения и поворота на 180° вокруг оси y в изотопическом пространстве. G -четность изомультиплета проще всего определить по формуле $G = C_0(-1)^T$, где C_0 — зарядовая четность истинно нейтральной компоненты мультиплета, а T — изоспин мультиплета.)

Связь векторного тока ud с изовекторным электромагнитным током

Имеется глубокая связь между векторными токами $\bar{u} \gamma_\alpha d$, $\bar{d} \gamma_\alpha u$ и изовекторным электромагнитным током адронов $\bar{u} \gamma_\alpha u - \bar{d} \gamma_\alpha d$, обусловленная тем, что эти три тока входят в один изотопический триплет. Чтобы лучше увидеть это, обозначим через q изодублет $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$. Тогда

$$\bar{u} \gamma_\alpha d = \bar{q} \gamma_\alpha \tau^+ q, \quad \bar{d} \gamma_\alpha u = \bar{q} \gamma_\alpha \tau^- q, \quad \bar{u} \gamma_\alpha u - \bar{d} \gamma_\alpha d = \bar{q} \gamma_\alpha \tau_3 q,$$

где

$$\tau^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

(Чтобы эти токи имели одинаковую нормировку, надо последние из них разделить на $\sqrt{2}$.)

Напомним, что взаимодействие u - и d -кварков с электромагнитным полем A_α имеет вид

$$e A_\alpha \left(\frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\alpha u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\alpha d \right) = e A_\alpha \left(\frac{1}{2} \bar{q} \gamma_\alpha \tau_3 q + \frac{1}{6} \bar{q} \gamma_\alpha q \right).$$

Изоскалярный ток $\bar{q} \gamma_\alpha q$ не является единственным изоскалярным адронным током, поскольку существуют изоскалярные электромагнитные токи других кварков $-\frac{1}{3} \bar{s} \gamma_\alpha s$, $+\frac{2}{3} \bar{c} \gamma_\alpha c$, $-\frac{1}{3} \bar{b} \gamma_\alpha b$ и т. д.

В отличие от этого, ток $\bar{q} \gamma_\alpha \tau_3 q$ является единственным изовекторным током, определяющим изовекторные электромагнитные форм-факторы как адронов, содержащих лишь u - и d -кварки, так и всех остальных адронов: странных, очарованных и т. д. Ведь существование изотопических мультиплетов с ненулевым изоспином ($T \neq 0$) обусловлено тем, что в соответствующих адронах содержатся легкие кварки: u и (или) d . Поскольку токи $\bar{q} \tau^+ \gamma_\alpha q$ и $\bar{q} \tau_3 \gamma_\alpha q$ входят в один изотопический мультиплет, то в той степени, в какой сильное взаимодействие изотопически инвариантно, матричные элементы этих токов должны быть одинаковы. В частности, ток $\bar{u} \gamma_\alpha d$ должен сохраняться подобно электромагнитному току:

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \bar{u}(x) \gamma_\alpha d(x) = 0;$$

и, следовательно, матричные элементы тока ud должны быть поперечны:

$$q^\alpha V_\alpha = 0.$$

Многочисленные конкретные проявления сохраняющегося векторного тока (по-английски — *Conserved Vector Current* или сокращенно CVC) мы обсудим ниже, а пока остановимся на самом его важном проявлении: неперенормируемости слабого заряда.

Слабый заряд

В тех случаях, когда начальный и конечный адроны в полуре-лептонном распаде принадлежат одному изотопическому мультиплету, как, например, нейтрон и протон в β -распаде $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$, можно ввести понятие слабого заряда, представляющего собой 0-компоненту амплитуды V_α при $q=0$. Слабый заряд определяет силу слабого векторного взаимодействия в статическом пределе. Легко видеть, что слабый заряд представляет собой матричный элемент от интеграла

$$\int u^+(x) d(x) dx,$$

который является генератором \hat{T}^+ изотопической группы $SU(2)$, и поэтому его величина полностью определяется изоспином адрона T и равна (аналогично известному соотношению для оператора углового момента):

$$\sqrt{T(T+1) - T_3(T_3+1)},$$

где T_3 — проекция изоспина начального адрона. Это значит, в частности, что слабый заряд в β -распаде нейтрона равен единице, в β -распаде π -мезона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ равен $\sqrt{2}$. Такое же значение он имеет и в так называемых сверхразрешенных β -переходах

в ядрах ^{14}O , $^{26}\text{Al}^m$, ^{34}Cl , $^{38}\text{K}^m$, ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn , ^{54}Co , где уровни, между которыми происходит переход, имеют $J^P=0^+$ и являются компонентами изотриплетов.

Очень важно, что в пределе строгой изотопической инвариантности величина слабого заряда не зависит от структуры распадающегося адрона. В результате слабые заряды нуклона и кварка одинаковы, одинаковы и слабые заряды π -мезона и ядра кобальта, если пренебречь малыми поправками, нарушающими изотопическую инвариантность. Это свойство слабого заряда имеет ту же природу, что и известное (и очень нетривиальное!) свойство аддитивности электрического заряда, согласно которому полный заряд системы равен сумме зарядов составляющих ее частиц независимо от того, каким образом эти частицы взаимодействуют между собой.

Именно благодаря тому, что слабые заряды нуклона и кварка одинаковы, мы можем на опыте с высокой точностью измерить константу слабого взаимодействия кваркового векторного тока ud и определить значение $\cos\theta$.

Киральная инвариантность

Если в полном кварково-глюонном лагранжиане выбросить члены, описывающие массы кварков, то левые и правые кварковые поля расщепляются и лагранжиан приобретает более высокую степень симметрии. В частности, если пренебречь массами m_u и m_d (а такое приближение является особенно хорошим, поскольку эти массы малы, $m_u \sim 4$ МэВ, $m_d \sim 7$ МэВ), то лагранжиан инвариантен относительно изотопических преобразований отдельного левого дублета $q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ и отдельно правого дублета $q_R = \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix}$:

$$q_L \rightarrow e^{i\frac{\tau}{2}\omega_L} q_L, \quad q_R \rightarrow e^{i\frac{\tau}{2}\omega_R} q_R,$$

и мы имеем дело с группой $SU(2)_L \times SU(2)_R$. Такая симметрия называется киральной, и поэтому говорят, что лагранжиан сильного взаимодействия кирально инвариантен. Строгая киральная инвариантность означает, что сохраняются не только векторные токи, образующие триплет $\bar{q}\gamma_\alpha\tau q$, но и аксиальные токи, образующие триплет $\bar{q}\gamma_\alpha\gamma_5\tau q$, поскольку последние представляют собой разность левых и правых токов, сохраняющихся в силу киральной инвариантности.

Сохранение аксиального тока, как будет объяснено ниже, может быть реализовано за счет триплета безмассовых мезонов с квантовыми числами π -мезонов. Киральные генераторы $T_5 = \int \bar{q}\gamma_0\gamma_5\tau q dx$ переводят при этом друг в друга состояния с различным числом таких безмассовых π -мезонов с нулевой энергией:

нуклон \rightarrow нуклон + $\pi \rightarrow$ нуклон + $2\pi \rightarrow \dots$. О такой нелинейной реализации симметрии говорят обычно как о спонтанном нарушении симметрии.

В природе киральная симметрия не является точной, поскольку массы пионов отличны от нуля. Однако пионы значительно легче остальных адронов: $m_\pi^2/m_p^2 \sim 2 \cdot 10^{-3}$, так что наблюдаемые отклонения от киральной симметрии пропорциональны малому параметру (m_π^2 пропорционально $m_u + m_d$). Вместо строго сохраняющегося аксиального тока (по-английски — *Conserved Axial Current*, САС) мы имеем дело на опыте с частично сохраняющимся током (*Partially Conserved Axial Current*, РСАС). Некоторые следствия РСАС будут обсуждены в следующей главе.

5. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ ПИОНОВ И НУКЛОНОВ

В этой главе мы рассмотрим следующие лептонные распады адронов: распады π -мезонов ($\pi^+ \rightarrow l^+\nu$, где $l = e$ или μ , $\pi^+ \rightarrow e^+\nu\pi^0$), β -распад нейтрона $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}$, μ -захват $\mu^- p \rightarrow n \nu$. Кроме того, мы кратко обсудим распады $\Sigma \rightarrow \Lambda e \nu$, которые также обусловлены ud -током.

Распады $\pi \rightarrow l\nu$

Начнем с распада $\pi^+ \rightarrow l^+\nu$. Кварковая диаграмма этого распада изображена на рис. 5.1. Вершина, отмеченная точкой на диаграмме, представляет собой условное изображение того, что π^+ состоит из u и \bar{d} . В матричном элементе H_α векторная часть равна нулю, $V_\alpha=0$, а A_α мы запишем в виде $A_\alpha = f_\pi \varphi_\pi p_\alpha$, где φ_π — волновая функция пиона, p_α — его 4-импульс и f_π представляет собой параметр размерности массы (иногда вместо f_π используют константу $F_\pi = f_\pi/\sqrt{2}$). Амплитуда процесса имеет вид

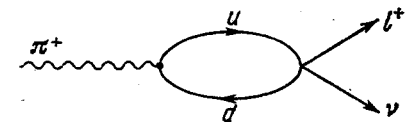


Рис. 5.1

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos\theta A_\alpha L^\alpha = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos\theta f_\pi \varphi_\pi p_\alpha \bar{u}_\nu \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_l.$$

Во многих статьях и книгах волновая функция пиона φ_π не включается в выражение для амплитуды, поскольку она не несет никаких лоренцевых или спинорных индексов (в отличие от волновых функций частиц с ненулевым спином, скажем, фотона или электрона), и при используемой нами нормировке ее значение равно единице. Мы, тем не менее, явно выписываем ее, чтобы

каждая частица, участвующая в процессе, была представлена в амплитуде своей волновой функцией, и, кроме того, чтобы было явно видно, что $A_\alpha = f_\pi \varphi_\pi p_\alpha$ является аксиальным 4-вектором, поскольку φ_π — псевдоскаляр. Воспользуемся сохранением 4-импульса

$$p_\pi = p_\nu + p_l$$

и уравнением Дирака $(\hat{p} - m)u = 0$ и перепишем M в следующем виде:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta f_\pi m_l \varphi_\pi \bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) u_l.$$

Мы видим, что амплитуда пропорциональна m_l и зануляется при $m_l \rightarrow 0$. Это зануление связано с тем, что как мы уже отмечали раньше, слабое взаимодействие сохраняет спиральность, а распад мезона с нулевым спином на левое нейтрино и правый антилептон, летящие в противоположные стороны, запрещен сохранением углового момента. Стандартным образом находим

$$|M|^2 = \frac{G^2 \cos^2 \theta f_\pi^2 m_l^2}{2} 8 (p_\nu p_l) = 4G^2 \cos^2 \theta f_\pi^2 m_l^2 m_\pi E_\nu,$$

где m_π — масса пиона, а E_ν — энергия нейтрино в системе покоя пиона ($p_\nu p_l = (p_\nu, p_\pi - p_\nu) = p_\nu p_\pi = m_\pi E_\nu$).

Запишем вероятность распада в виде

$$\Gamma = \frac{|M|^2}{2m_\pi} \Phi,$$

где Φ — фазовый объем:

$$\begin{aligned} \Phi &= \int \frac{dk_\nu}{2E_\nu (2\pi)^3} \frac{dk_l}{2E_l (2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(k_\nu + k_l - p_\pi) = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int \delta(E_\nu + V \sqrt{E_\nu^2 + m_l^2} - m_\pi) \frac{E_\nu dE_\nu}{E_l} = \frac{E_\nu}{4\pi m_\pi}. \end{aligned}$$

Чтобы не усложнять обозначений, в последнем равенстве одной и той же буквой E_ν обозначены как подинтегральная переменная, так и фиксированная кинематикой распада (δ -функцией) величина, вошедшая в результат интегрирования. Думаю, что это не смутит читателя. В результате получаем

$$\Gamma = \frac{G^2 f_\pi^2 \cos^2 \theta m_l^2 E_\nu^2}{2\pi m_\pi} = \frac{G^2 \cos^2 \theta f_\pi^2 m_l^2 m_\pi}{8\pi} \left(1 - \frac{m_l^2}{m_\pi^2}\right)^2.$$

Сравнивая это выражение с известной из опыта вероятностью распада $\pi \rightarrow \mu\nu$, находим, что $f_\pi \approx 130$ МэВ. Как мы увидим в дальнейшем, эта величина входит во все соотношения, получаемые на основе РСАС. Отношение вероятностей распадов $\pi \rightarrow e\nu$ и $\pi \rightarrow \mu\nu$ не зависит от величины f_π и равно

$$\frac{\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{1 - m_e^2/m_\pi^2}{1 - m_\mu^2/m_\pi^2}\right)^2 \approx 1,3 \cdot 10^{-4}.$$

Следует подчеркнуть, что величина f_π для обоих распадов строго одна и та же. Это обусловлено тем, что матричный элемент ud -тока зависит от суммарного 4-импульса лептонов, но не от 4-импульса каждого из лептонов в отдельности.

Распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$

Распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ изображается суммой кварковых диаграмм (рис. 5.2). Амплитуда этого распада имеет вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta V_\alpha L^\alpha,$$

где

$$L_\alpha = \bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e, \quad V_\alpha = (f_+ p_\alpha + f_- q_\alpha) \varphi_2 \varphi_1.$$

Здесь φ_1 и φ_2 — волновые функции π^+ - и π^0 -мезонов, p_1 и p_2 — их 4-импульсы, $p = p_1 + p_2$, $q = p_1 - p_2$. Скалярные безразмерные

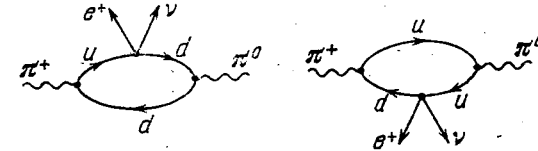


Рис. 5.2

параметры f_+ и f_- являются, вообще говоря, функциями q^2 , однако, поскольку энергывыделение в $\pi_{e\nu}$ -распаде мало, можно считать, что во всей физической области q^2 формфакторы f_+ и f_- постоянны: $f_+(q^2) \approx f_+(0)$, $f_-(q^2) \approx f_-(0)$.

В силу сохранения векторного тока

$$q^\alpha V_\alpha = 0.$$

Это равенство должно выполняться в пределе строгой изотопической инвариантности при выключенном электромагнитном взаимодействии. В этом пределе $q\rho = m_{\pi^+}^2 - m_{\pi^0}^2 = 0$ и условие поперечности имеет вид

$$q^2 f_-(q^2) = 0;$$

отсюда следует, что $f_- = 0$. Что касается $f_+(0)$, то ее величина фиксируется тем, что векторный ud -ток входит в один триплет с изовекторным электромагнитным током. Как было показано в предыдущей главе, $f_+(0)$ представляет собой слабый векторный заряд, величина которого в переходе $\pi^0 \rightarrow \pi^+$ равна $\sqrt{T(T+1) - T_3(T_3+1)} = \sqrt{2}$. Это значение $f_+(0)$ легко получить и «на пальцах», глядя на диаграммы рис. 5.2, если учесть, что слабые заряды в переходах кварка $u \rightarrow d e^+ \nu$ и антикварка

$\bar{d} \rightarrow \bar{u}e^+\nu$ равны соответственно $+1$ и -1 . Интересующий нас матричный элемент имеет вид

$$\langle \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) | \bar{d}\gamma_\alpha u | \pi^+ = u\bar{d} \rangle = \sqrt{2}.$$

Итак, амплитуда π_{e^3} -распада

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta f_1 \varphi_2 \sqrt{2} \rho^\alpha \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e.$$

Упражнение. Вычислить с этой амплитудой ширину π_{e^3} -распада.

Ответ:

$$\Gamma = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{30\pi^3} \Delta^5 \left(1 - \frac{5m_e^2}{\Delta^2} - \frac{3}{2} \frac{\Delta}{m_\pi} \right).$$

Здесь $\Delta = m_{\pi^+} - m_{\pi^0} \approx 4,5$ МэВ; при расчете пренебрегалось более высокими степенями отношений m_e/Δ и Δ/m_π . Вычисленная нами вероятность π_{e^3} -распада составляет примерно 10^{-8} от полной ширины π -мезона. Эксперименты подтверждают теоретическое предсказание для $\Gamma(\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)$.

β -распад нейтрона

В распаде $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ отличны от нуля как V_α , так и A_α . В наиболее общем виде можно записать:

$$V_\alpha = \bar{u}_p (f_1 \gamma_\alpha + f_2 \sigma_{\alpha\beta} q^\beta + f_3 q_\alpha) u_n,$$

$$A_\alpha = \bar{u}_p (g_1 \gamma_\alpha + g_2 \sigma_{\alpha\beta} q^\beta + g_3 q_\alpha) \gamma_5 u_n.$$

Все шесть формфакторов f_i и g_i являются функциями q^2 , где $q = p_n - p_p = p_e + p_{\bar{\nu}}$. Характерный масштаб значений q^2 , на которых меняются эти функции, составляет величину порядка $0,5$ ГэВ². Исключением является $g_3(q^2)$, для которой эта величина гораздо меньше, — порядка $m_\pi^2 \approx 0,02$ ГэВ². В любом случае энергия, выделяемая в β -распаде, настолько мала, что можно рассматривать все шесть формфакторов, как константы. На опыте зависимость функций f_i и g_i от q^2 измеряется в нейтринных экспериментах:

$$\nu_\mu(\nu_e) + n \rightarrow p + \mu^-(e^-), \quad \bar{\nu}_\mu(\bar{\nu}_e) + p \rightarrow n + \mu^+(e^+).$$

Мы будем говорить о них в гл. 17.

Векторные формфакторы

Рассмотрим сначала векторные формфакторы f_1, f_2, f_3 . Из сохранения векторного тока следует, что слабый заряд $f_1(0) = 1$. Это можно, конечно, послучить, складывая кварковые амплитуды

диаграмм рис. 5.3. Однако в данном случае проще сразу прибегнуть к общей формуле, согласно которой слабый заряд равен $\sqrt{T(T+1) - T_3(T_3+1)}$. Для перехода $n \rightarrow p$ имеем $T = 1/2$, $T_3 = -1/2$ и, следовательно, $f_1(0) = 1$ и слабый заряд в переходах $n \leftrightarrow p$ равен слабому заряду в переходах $d \leftrightarrow u$. Данные по

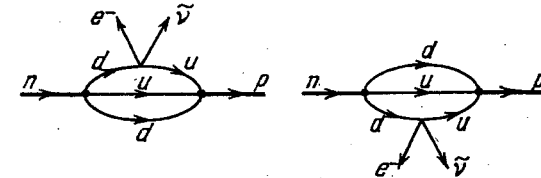


Рис. 5.3

β -распаду нейтрона и сверхразрешенным переходам в ядрах (обусловленных именно слабым векторным зарядом, см. гл. 4) дают при этом значение $\cos \theta$.

В главе о распаде мюона мы уже отмечали, что измерение времени жизни мюона дает наиболее точное значение константы G :

$$G = (1,43588 \pm 0,00002) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3.$$

С другой стороны, данные по сверхразрешенным β -переходам в ядрах $O^+ \rightarrow O^+$, обусловленных векторным током, дают

$$G \cos^2 \theta = (1,398 \pm 0,003) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3.$$

(Неопределенность в этой величине примерно в равной степени связана с экспериментальными ошибками и с теоретическими неоднозначностями в учете радиационной, кулоновой и слабой поправок.)

Сравнивая $G \cos^2 \theta$ с G , находим

$$\cos \theta = 0,9736 \pm 0,0021, \quad \sin \theta = 0,228 \pm 0,009.$$

Независимое определение величины $\sin \theta$ дают лептонные распады странных частиц:

$$\sin \theta = 0,221 \pm 0,002.$$

Величину $f_2 \sigma_{\alpha\beta} q^\beta$ обычно называют слабым магнетизмом. Сходство слабого и электромагнитного токов позволяет предсказать значение f_2 . Действительно, электромагнитные нуклонные вершины имеют вид

$$\begin{aligned} \gamma_\alpha + \frac{1,79}{2m_p} \sigma_{\alpha\beta} q^\beta & \text{ для протона,} \\ -\frac{1,91}{2m_p} \sigma_{\alpha\beta} q^\beta & \text{ для нейтрона.} \end{aligned}$$

Это значит, что изоскалярная вершина равна

$$\gamma_\alpha - \frac{0,12}{2m_p} \sigma_{\alpha\beta} q^\beta (\bar{p}p + \bar{n}n),$$

а изовекторная

$$\gamma_\alpha + \frac{3,7}{2m_p} \sigma_{\alpha\beta} q^\beta (\bar{p}p - \bar{n}n).$$

Поскольку изовекторный электромагнитный ток входит в один триплет со слабым векторным током, то последнее выражение справедливо и для V_α . Учитывая, что $f_1(0) = 1$, получаем $f_2 = 3,7/2m_p$. Заодно мы получаем также, что $f_3 = 0$. Член $f_3 q_\alpha$ называют обычно эффективным скаляром. Это название связано с тем, что его можно записать в виде скаляра:

$$f_3 q^\alpha \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu = m_i f_3 \bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) u_\nu.$$

Есть две причины, по которым $f_3 = 0$. Во-первых, поперечность V_α (из $q^\alpha V_\alpha = 0$ следует, что $q^2 f_3 = 0$), во-вторых, — то обстоятельство что V_α должно быть G -четно, а изовекторный скаляр — G -нечетно. Наилучшие экспериментальные ограничения на величину f_3 дает процесс μ -захвата $\mu^- p \rightarrow \nu$.

Возвращаясь к слабому магнетизму, отметим, что непосредственно в β -распаде нейтрона наблюдать вклад этого члена очень трудно из-за малости последнего. Он существенно больше в β -переходах ядер с большим энерговыделением, например в изотопически зеркальных β -переходах бора и азота (рис. 5.4). Величина слабого магнетизма в этих переходах выражается через величину магнитного матричного элемента в радиационном распаде возбужденного уровня $^{12}C^*$, входя-

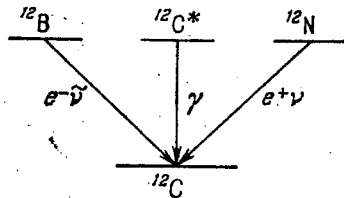


Рис. 5.4

щего в один изотопический триплет с основными состояниями ^{12}B и ^{12}N (у всех трех уровней $J^P = 1^+$).

Аксиальные формфакторы

Три аксиальных формфактора носят следующие названия: g_1 — аксиальный заряд, g_2 — слабый электризм, g_3 — эффективный псевдоскаляр. Начнем с члена $g_2 \sigma_{\alpha\beta} q^\beta \gamma_5$ — этот член аналогичен электрическому дипольному моменту нейтрона. Подобно последнему, который запрещен в силу CP -инвариантности электромагнитного взаимодействия, слабый электризм также запрещен. Причиной запрета является то, что этот член имеет положительную G -четность, в то время как аксиальный ток G -нечетен. Члены $g_1 \gamma_\alpha \gamma_5$ и $g_3 q_\alpha \gamma_5$ являются G -нечетными и, следовательно, не запрещены.

Между ними существует связь, налагаемая частичным сохранением аксиального тока (PCAC). В пределе безмассовых пионов аксиальный ток сохраняется и матричный элемент поперечен:

$$q^\alpha A_\alpha = 0.$$

Сам по себе член $g_1 \gamma_\alpha \gamma_5$ не поперечен, поскольку отличны от нуля массы нуклонов:

$$q^\alpha \bar{u}_p \gamma_\alpha \gamma_5 u_n = -(m_p + m_n) \bar{u}_p \gamma_5 u_n.$$

Чтобы сделать матричный элемент поперечным, умножим его на поперечное выражение $(\delta_\beta^\alpha - q^\alpha q_\beta / q^2)$. Получившееся выражение $g_1 \bar{u}_p \gamma_\beta \gamma_5 (\delta_\beta^\alpha - q^\beta q_\alpha / q^2) u_n$ при умножении на q^α дает нуль, однако это выражение, наряду с членом $g_1 \bar{u}_p \gamma_\alpha \gamma_5 u_n$, содержит еще одно слагаемое, в котором трудно не узнать эффективный псевдоскаляр:

$$-g_1 \bar{u}_p \gamma_\beta \gamma_5 \frac{q^\beta q_\alpha}{q^2} u_n = \frac{2mg_1}{q^2} \bar{u}_p \gamma_5 u_n q_\alpha.$$

(Мы воспользовались тем, что $\hat{p}_n u_n = m_n u_n$, $\bar{u}_p \hat{p}_p = m_p \bar{u}_p$, и приближенно положили $m_p = m_n = m$.) Видно, что формфактор эффективного псевдоскаляра содержит π -мезонный полюс при $q^2 = 0$ (напомним, что массой π -мезона мы пока пренебрегаем). Феноменологически этот полюс отвечает диаграмме рис. 5.5. Константы f_π и g , определяющие величину диаграммы, нам известны. Величина $f_\pi q_\alpha$ характеризует распад $\pi \rightarrow e\nu$, и, как мы выяснили в начале этой главы, $f_\pi \approx 130$ МэВ. Константа g характеризует сильное взаимодействие π -мезонов с нуклонами. Если записать вершину πNN в виде

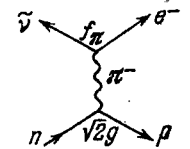


Рис. 5.5

$$g \Phi_\pi \bar{u}_N \gamma_5 \tau u_N = g [V\sqrt{2} \Phi_{\pi^-} \bar{u}_p \gamma_5 u_n + V\sqrt{2} \Phi_{\pi^+} \bar{u}_n \gamma_5 u_p + \Phi_{\pi^0} \bar{u}_p \gamma_5 u_p - \Phi_{\pi^0} \bar{u}_n \gamma_5 u_n],$$

то известное из опыта значение g таково, что $g^2/4\pi \approx 14$. Чтобы окончательно договориться о нормировке, заметим, что в электродинамике аналогичная величина $e^2/4\pi = \alpha = 1/137$.

Когда-то константа $g^2/4\pi$ для сильного взаимодействия считалась столь же фундаментальной константой, как $e^2/4\pi$ — для электромагнитного. Сегодня мы знаем, что $g^2/4\pi$ — величина чисто феноменологическая и в фундаментальный лагранжиан сильного взаимодействия не входит.

Константа g характеризует вершину $\bar{N}N\pi$ в условиях, когда все три частицы находятся на массовой поверхности. Например, она равна вычету пионного полюса в амплитуде нуклон-нуклонного рассеяния или вычету нуклонного полюса в амплитудах пион-ну-

клонного рассеяния и фоторождения пионов. В рассматриваемый аксиальный формфактор нуклона величина g входит как вычет пионного полюса.

Перепишем π -нуклонную вершину в градиентном виде:

$$V\sqrt{2}g\bar{u}_p\bar{u}_n\gamma_5u_n = -\frac{V\sqrt{2}g}{2m}q^\beta\bar{u}_p\bar{u}_n\gamma_\beta\gamma_5u_n = -V\sqrt{2}\frac{q^\beta}{f}\bar{u}_p\bar{u}_n\gamma_\beta\gamma_5u_n;$$

тогда $f=2m/g \approx 140$ МэВ. (Введенную здесь величину f не следует путать с введенными ранее величинами f_1, f_2, f_3, f_π и с величиной $f=g/2m$, часто используемой в литературе.) Мы видим, что полюсной член в амплитуде, описываемой диаграммой рис. 5.5, должен равняться

$$-V\sqrt{2}\frac{f_\pi}{f}\frac{q_\alpha q^\beta}{q^2}\bar{u}_p\bar{u}_n\gamma_\beta\gamma_5u_n.$$

С другой стороны, умножение матричного элемента $g_1\bar{u}_p\bar{u}_n\gamma_\beta\gamma_5u_n$ на $\delta_\alpha^\beta - q_\alpha q^\beta/q^2$ дало нам выше

$$|g_1\bar{u}_p\bar{u}_n\gamma_\beta\gamma_5u_n(\delta_\alpha^\beta - q_\alpha q^\beta/q^2)|$$

Следовательно,

$$g_1 = V\sqrt{2}\frac{f_\pi}{f}.$$

Это так называемое соотношение Голдбергера—Треймана. Если подставить в него числовые значения f_π и f , то получим $g_1 \approx 1,3$, что хорошо согласуется с известным из опыта значением $g_A/g_V \approx 1,25$. (В литературе часто используются обозначения: g_V вместо нашего f_1 и g_A вместо нашего g_1 ; иногда через g_A обозначают $-g_1$.) Следует учесть, что экспериментальные f_π и f определяются при $q^2 = m_\pi^2$, а g_1 —при $q^2 = 0$. Мы предполагаем, что при сдвиге на $m_\pi^2 \approx 0,02$ ГэВ² эти величины меняются мало.

Появление пионного полюса в матричном элементе аксиального тока является следствием спонтанного нарушения киральной симметрии, выражающегося в том, что из безмассовых кварков возникают массивные нуклоны. Как уже отмечалось в предыдущей главе, из-за наличия у нуклонов массы киральная симметрия реализуется нелинейным образом, за счет возникновения изотопического триплета безмассовых псевдоскалярных частиц. Такие частицы со спином, равным нулю, и нулевой массой, сопровождающие спонтанное нарушение симметрии, носят название голдстоновских мезонов. На примере β -распада мы видим, каким образом полюсной член, отвечающий безмассовому голдстоновскому мезону

$$-g_1\bar{u}_p\bar{u}_n\gamma_\beta\gamma_5u_n\frac{q^\beta q_\alpha}{q^2},$$

обеспечивает сохранение аксиального тока (поперечность A_α). После умножения на лептонную скобку этот член дает эффективный

псевдоскаляр:

$$-g_1\bar{u}_p\bar{u}_n\gamma_\beta\gamma_5u_n\frac{q^\beta q_\alpha}{q^2}L^\alpha = -g_1\frac{2m \cdot m_l}{q^2}\bar{u}_p\bar{u}_n\gamma_5(1 + \gamma_5)u_\nu.$$

Для β -распада эффективный псевдоскаляр очень мал из-за малой массы электрона. Он значительно больше в реакции μ -захвата.

При обсуждении численной величины эффективного псевдоскаляра мы уже не можем игнорировать то обстоятельство, что π -мезон не безмассов. Обычно массу пиона учитывают по-простецки, вставляя m_π^2 в пропагатор «руками», так что «константа» эффективного псевдоскаляра $g_P \equiv m_l g_s$ приобретает вид

$$g_P = \frac{2m_l g_1}{q^2 - m_\pi^2}.$$

Мы видим, что g_P меняется с изменением q^2 . В процессе $\mu^-p \rightarrow n\nu$ практически всю энергию (порядка m_μ) уносит нейтрино, а нуклон получает импульс порядка m_μ , так что $q^2 \approx -m_\mu^2$. Учитывая это, получаем, что $g_P/g_1 \approx -6$. Опыты по μ -захвату согласуются с такой большой величиной эффективного псевдоскаляра.

Вероятность β -распада. Угловые корреляции

Мы уже упоминали, что лагранжиан взаимодействия лептонных токов с токами легких кварков CP -инвариантен (более подробно об этом говорится в гл. 12). В силу CPT -теоремы, из этого следует, что этот лагранжиан инвариантен также и относительно обращения времени T . Можно показать, что T -инвариантность лагранжиана приводит к действительности формфакторов f_1, f_2, f_3 и g_1, g_2, g_3 в матричном элементе β -распада нейтрона. То же относится и к формфакторам в распадах пионов.

Итак, мы закончили рассмотрение всех шести формфакторов в β -распаде нейтрона. Основной вклад в этот процесс дают векторный и аксиальный заряды, так что амплитуда распада может быть записана в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta \bar{u}_p \gamma_\alpha (1 + \alpha \gamma_5) u_n \bar{u}_e \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu,$$

где

$$\alpha = g_1/f_1 = 1,254 \pm 0,006.$$

Упражнения.

1. Рассчитать $e\nu$ -корреляцию в распаде неполяризованного нейтрона.

Ответ. Вероятность распада пропорциональна $1 + \lambda \mathbf{v}_e \cdot \mathbf{n}_\nu$, где \mathbf{v}_e —вектор скорости электрона (как всегда в единицах, где $c=1$), \mathbf{n}_ν —вектор скорости нейтрино ($|\mathbf{n}_\nu|^2=1$), $\lambda = (1 - \alpha^2)/(1 + 3\alpha^2)$. При $\alpha \approx 1,25$ имеем $\lambda \approx -0,1$.

2. Рассчитать спектр электронов при распаде нейтрона.

Ответ. $d\Gamma = \frac{G^2(1+3\alpha^2)}{2\pi^3} \cos^2\theta (E_e^2 - m_e^2)^{1/2} (\Delta - E_e)^2 E_e dE_e$, где $\Delta = m_n - m_p \approx 1,29$ МэВ.

3. Вычислить полную вероятность распада нейтрона.

Ответ. Интегрирование предыдущего выражения дает

$$\Gamma = \frac{G^2 \Delta^5}{60\pi^3} \cos^2\theta (1 + 3\alpha^2) 0,47.$$

4. Вычислить продольную поляризацию электронов в распаде нейтрона.

Ответ. $P_e = -v_e$, где v_e — скорость электрона.

5. Вычислить угловое распределение электронов при распаде поляризованного нейтрона.

Ответ. $1 + \rho_e v_e \eta$, где η — единичный вектор в направлении поляризации нейтрона,

$$\rho_e = -\frac{2(\alpha^2 - \alpha)}{1 + 3\alpha^2} \approx -0,1 \text{ при } \alpha \approx 1,25.$$

6. Вычислить угловое распределение нейтрино при распаде поляризованного нейтрона.

Ответ. $1 + \rho_\nu n_\nu \eta$, где $\rho_\nu = \frac{2(\alpha^2 + \alpha)}{1 + 3\alpha^2} \approx 1$.

Заметим, что в борновском приближении в силу T -инвариантности корреляция типа $\eta[\mathbf{v}_e \times \mathbf{n}_\nu]$ в распаде нейтрона должна отсутствовать, поскольку при замене $t \rightarrow -t$ каждый из множителей в этом произведении меняет знак и, следовательно, все оно T -нечетно. Коэффициент при этой корреляции пропорционален $\sin \delta$, где $\delta = \arg \alpha$. На опыте $\delta = (0,11 \pm 0,17)^\circ$.

Распады $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu$

В распадах $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu$ странность не меняется и, следовательно, они обусловлены ud -током. Общий вид V и A_α для этих распадов такой же, как и для β -распада нейтрона, но в связи с тем, что Σ^- и Λ -гипероны не входят в один изотопический мультиплет, $f_1(0) = 0$. В этом проще всего убедиться, если воспользоваться условием $q^2 V_\alpha = 0$. При этом получится, что

$$(m_\Sigma - m_\Lambda) f_1(q^2) + q^2 f_3(q^2) = 0,$$

и, следовательно, $f_1(q^2) \rightarrow 0$ при $q^2 \rightarrow 0$. В результате доминирующим членом в V_α является $f_2 \sigma_{\alpha\beta} q^\beta$, где $f_2 = \mu_{\Sigma\Lambda}/e$, а величина $\mu_{\Sigma\Lambda}$ определяет ширину Σ^0 -гиперона относительно распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$. (Полным электромагнитным аналогом распада $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu$ является распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$.) Поскольку $f_2 \sim 1/m_\Lambda$, $q_{\max} \sim m_\Sigma - m_\Lambda$, то величина $f_2 q$ мала и вклад V_α в полную вероятность распадов

$\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu$ пренебрежимо мал. Что касается аксиального матричного элемента A_α , то в нем $g_1(0) \neq 0$, и вероятность распадов $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu$ определяется величиной $g_1(0)$, которая для обоих распадов одна и та же. Поскольку $m_\Sigma - m_\Lambda \approx 82$ МэВ, а $m_\Sigma - m_\Lambda \approx 74$ МэВ, то

$$\frac{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+ \nu)}{\Gamma(\Sigma^- \rightarrow \Lambda e^- \nu)} = \left(\frac{74}{82}\right)^5 \approx 0,6.$$

Экспериментальные данные согласуются с этим числом.

6. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ K -МЕЗОНОВ И ГИПЕРОНОВ

Основные лептонные распады странных частиц идут с изменением странности и обусловлены взаимодействием тока us с лептонными токами $e\nu$ и $\mu\nu$. В литературе приняты следующие обозначения для мюонных распадов K^+ - и K^0 -мезонов:

$$\begin{array}{l|l} K^+ \rightarrow \mu^+ \nu & (K_{\mu 2}^+) \\ K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \pi^0 & (K_{\mu 3}^+) \\ K^0 \rightarrow \mu^+ \nu \pi^- & (K_{\mu 3}^0) \end{array} \quad \left| \quad \begin{array}{l} K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \pi^+ \pi^- & (K_{\mu 4}^+) \\ K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \pi^0 \pi^0 & (K_{\mu 4}^+) \\ K^0 \rightarrow \mu^+ \nu \pi^0 \pi^- & (K_{\mu 4}^0) \end{array} \right.$$

Соответствующие распады K^- - и \bar{K}^0 -мезонов обозначаются аналогично. Если вместо пары $\mu\nu$ в распаде возникает пара $e\nu$, то он обозначается соответственно $K_{e 2}^+$, $K_{e 3}^+$ и т. д. В тех случаях, когда не существенно, вылетает электрон или мюон, мы будем обозначать те же распады символами $K_{l 2}$, $K_{l 3}$, $K_{l 4}$, где l — лептон ($l = e$ или μ).

Лептонные распады гиперонов не имеют специальных сокращенных обозначений. Мы будем рассматривать следующие распады гиперонов:

$$\begin{array}{l|l} \Lambda \rightarrow p l^- \bar{\nu} & \Xi^- \rightarrow \Sigma^0 l^- \bar{\nu} \\ \Sigma^- \rightarrow n l^- \bar{\nu} & \Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ l^- \bar{\nu} \\ \Xi^- \rightarrow \Lambda l^- \bar{\nu} & \Omega^- \rightarrow \Xi^0 l^- \bar{\nu} \end{array}$$

Правила $|\Delta S| = 1$ и $\Delta Q = \Delta S$

Поскольку все лептонные распады с изменением странности идут за счет тока us , меняющего странность на единицу, эти распады должны удовлетворять правилу отбора $|\Delta S| = 1$. Все выписанные выше распады этому правилу удовлетворяют. Нарушающие это правило распады

$$\begin{array}{l} \Xi^- \rightarrow n l^- \bar{\nu}, \quad \Xi^0 \rightarrow p l^- \bar{\nu}, \\ \Omega^- \rightarrow \Lambda^0 l^- \bar{\nu}, \quad \Omega^- \rightarrow \Sigma^0 l^- \bar{\nu}, \quad \Omega^- \rightarrow n l^- \bar{\nu} \end{array}$$

на опыте не наблюдались.

Другим характерным предсказанием обсуждаемой теории слабого взаимодействия является запрет распадов, в которых изменение заряда и странности адронов не удовлетворяет правилу отбора $\Delta Q = \Delta S$. Это правило обусловлено тем, что при переходе $s \rightarrow u$ странность S и электрический заряд Q кварка увеличиваются на единицу и, следовательно, $\Delta Q = \Delta S$. Распады, нарушающие правило $\Delta Q = \Delta S$,

$$\begin{aligned} K^0 &\rightarrow l^-\bar{\nu}l^+, & \bar{K}^0 &\rightarrow l^+\nu l^-, \\ K^+ &\rightarrow l^-\bar{\nu}l^+\pi^+, & \Sigma^+ &\rightarrow nl^+\nu, \end{aligned}$$

на опыте не наблюдались. Следует подчеркнуть, однако, что как для этих распадов, так и для указанных выше распадов с $\Delta S > 1$, степень теоретического запрета намного превосходит достигнутую экспериментальную точность. Ведь запреты эти нарушаются лишь во втором и более высоких порядках теории возмущений по слабому взаимодействию, так что их ожидаемая точность должна быть на уровне 10^{-14} .

SU(3)- и SU(2)-свойства us-тока

Взаимодействие тока us с токами $e\nu$ или $\mu\nu$ пропорционально $\sin\theta$, где θ —угол Кабиббо ($\theta \approx 13^\circ$). Поэтому амплитуды распадов мы будем записывать в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin\theta H_\alpha L^\alpha,$$

где L^α —лептонный матричный элемент, $L^\alpha = \bar{l}\gamma^\alpha(1 + \gamma_5)l$, а H_α —адронный матричный элемент:

$$H_\alpha = \langle f | \bar{u}O_\alpha s | i \rangle, \quad \text{где } O_\alpha = \gamma_\alpha(1 + \gamma_5).$$

Посмотрим на ток us с точки зрения так называемой «ароматической» группы $SU(3)$ и ее подгруппы $SU(2)$. Эти группы симметрии обусловлены тем, что константы взаимодействия с глюонами кварков различных ароматов одинаковы. Ароматическая симметрия $SU(2)$ (изотопическая симметрия сильного взаимодействия) нарушена слабо, так как разность масс u - и d -кварков очень мала. Ароматическая $SU(3)$ -симметрия нарушена сильнее, чем $SU(2)$, поскольку s -кварк существенно тяжелее u - и d -кварков. Кварки u, d, s принадлежат $SU(3)$ -триплету.

Легко видеть, что токи $\bar{u}O_\alpha d, \bar{d}O_\alpha u, \bar{u}O_\alpha s, \bar{s}O_\alpha u$ принадлежат одному октету токов:

$$\bar{q}^i O_\alpha q_k - \frac{1}{3} \delta_k^i \bar{q}^m O_\alpha q_m, \quad \text{где } q_1 = u, \quad q_2 = d, \quad q_3 = s.$$

В этот же октет входят еще два диагональных левых тока: изовекторный $\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}O_\alpha u - \bar{d}O_\alpha d)$ и изоскалярный $\frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{u}O_\alpha u + \bar{d}O_\alpha d -$

$-2\bar{s}O_\alpha s$), участвующие в слабом взаимодействии нейтральных токов, а также нейтральные токи с изменением странности $\bar{d}O_\alpha s$ и $\bar{s}O_\alpha d$, которые в слабом взаимодействии не участвуют. Такое неравноправное положение различных компонент октета токов не должно вызывать удивления, поскольку слабое взаимодействие не обладает $SU(3)$ -инвариантностью. То, на что мы будем опираться,— это приближенная $SU(3)$ -инвариантность сильного взаимодействия, позволяющая установить связь между различными матричными элементами токов us и ud .

Что касается изотопических свойств тока us , то очевидно, что он является изотопическим спинором. Действительно, изоспины u - и s -кварков равны соответственно $1/2$ и 0 , и поэтому ток us должен менять изоспин адронов на $1/2$. К этому правилу отбора мы еще вернемся при рассмотрении K_{12} -распадов.

Распады K_{12}

В приближении строгой $SU(3)$ -симметрии сильного взаимодействия распады $K^+ \rightarrow l^+\nu$ (рис. 6.1, а) являются точными аналогами распадов $\pi^+ \rightarrow l^+\nu$ (рис. 6.1, б). В этом приближении

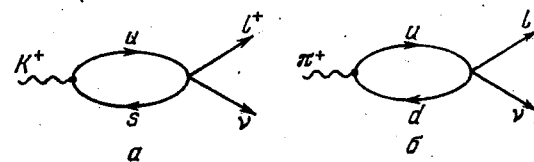


Рис. 6.1

$m_u = m_d = m_s, m_K = m_\pi$, и амплитуды K_{12} - и π_{12} -распадов отличаются лишь множителями $\sin\theta$ и $\cos\theta$ соответственно. Запишем амплитуду K_{12} -распада в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin\theta f_K p^\alpha \bar{l}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)l,$$

где p —4-импульс K -мезона. Тогда в пределе точной $SU(3)$ -симметрии $f_K = f_\pi$. Экспериментально $SU(3)$ -симметрия нарушена, однако f_K близко к f_π . Вычислив вероятность K_{12} -распада, найдем

$$\Gamma(K \rightarrow l\nu) = \frac{G^2}{8\pi} f_K^2 \sin^2\theta m_K m_l^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_K^2}\right)^2.$$

Если принять $\sin\theta = 0,21$ (см. ниже, распады K_{12}), то из данных по ширине $\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+\nu)$ получим $f_K/f_\pi = 1,27$, что неплохо согласуется с $SU(3)$ -значением, особенно если учесть, что в массах K - и π -мезонов $SU(3)$ -симметрия нарушается гораздо сильнее.

Заметим, что из-за большего, чем в π_{12} -распадах, фазового объема отношение ширин K_{e^2} - и $K_{\mu 2}$ -распадов существенно приблизилось к своему асимптотическому пределу m_s^2/m_u^2 .

Распады K_{e^2}

Рассмотрим вначале распад $K_{e^2}^0$. Запишем амплитуду этого распада в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta (f_+(q^2) p_\alpha + f_-(q^2) q_\alpha) \varphi_\pi \varphi_K \bar{u} \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_l,$$

где $p = p_K + p_\pi$, $q = p_K - p_\pi - 4$ -импульс, переданный лептонам. В силу уравнения Дирака слагаемое, содержащее f_- , дает вклад, пропорциональный массе электрона, и им можно пренебречь. Слагаемое, пропорциональное f_+ , в пределе строгой $SU(3)$ -симметрии и при $q^2 = 0$ можно легко связать с аналогичным членом в π_{e^2} -распаде и найти, что $f_+^0(0) = 1$ для $K_{e^2}^0$ -распада. Можно показать, что поправка к этому соотношению должна быть квадратична по параметру нарушения $SU(3)$ -симметрии и, следовательно, мала. (Это так называемая теорема Адемолло—Гатто.) Равенство $f_+^0(0) = 1$ можно получить различными способами.

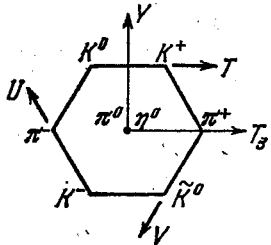


Рис. 6.2

Например, при взгляде на $T_3 Y$ -диаграмму октета псевдоскалярных мезонов (рис. 6.2) видно, что \bar{K}^0 и π^+ являются соответственно верхней и нижней компонентами V -дублета. Поскольку оператор $\int u^+(x) s(x) d^3x$ представляет собой повышающий генератор в пространстве V -спина, то «слабый заряд» для перехода $\pi^+ \rightarrow \bar{K}^0$ дается выражением

$$f_+^0(0) = \sqrt{V(V+1) - V_3(V_3+1)} = 1.$$

Для распада $K_{e^2}^+$ величина $f_+(0)$ в силу правила $\Delta T = 1/2$ должна быть в $\sqrt{2}$ раз меньше:

$$f_+^+(0)/f_+^0(0) = 1/\sqrt{2}.$$

Это соотношение должно выполняться с точностью до эффектов нарушения изотопической инвариантности сильного взаимодействия, т. е. с точностью порядка процента. Получить это соотношение можно, например, используя известные коэффициенты Клебша—Гордана и чисто формально предполагая, что пары лептонов в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ и $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ ведут себя как «частица» с $T = 1/2$ и $T_3 = +1/2$. Таким образом, в пределе строгой $SU(3)$ -симметрии $f_+^0(0) = 1/\sqrt{2}$. К этому ответу легко прийти также, срав-

нивая между собой кварковые диаграммы $K_{e^2}^+$ -распада (рис. 6.3, а) и π_{e^2} -распада (рис. 6.3, б и в).

В то время как в π_{e^2} -распад дают вклад две диаграммы, в K_{e^2} -распад дает вклад только одна диаграмма. Это различие обусловлено тем, что изоскалярная пара ss не входит в состав изовекторного π^0 -мезона. Если вспомнить теперь, что для π_{e^2} -распада

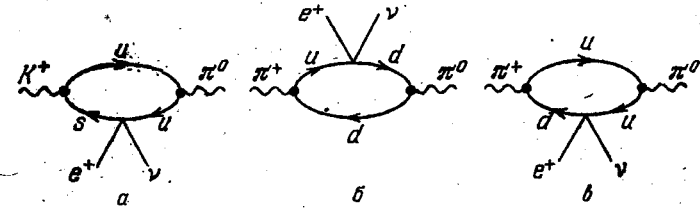


Рис. 6.3

$f_+(0) = \sqrt{2}$, то сразу же получится, что для $K_{e^2}^+$ -распада $f_+^+(0) = 1/\sqrt{2}$. На опыте величины $f_+^+(q^2)$ и $f_+^0(q^2)$ представляют собой плавные функции q^2 , которые записывают обычно в линейном приближении:

$$f_+^+(q^2) = f_+^+(0) \left[1 + \lambda_+^+ \frac{q^2}{m_\pi^2} \right] \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \left[1 + \lambda_+^+ \frac{q^2}{m_\pi^2} \right],$$

$$f_+^0(q^2) = f_+^0(0) \left[1 + \lambda_+^0 \frac{q^2}{m_\pi^2} \right] \approx 1 + \lambda_+^0 \frac{q^2}{m_\pi^2},$$

где $\lambda_+^0 \approx \lambda_+^+ \approx 0,030$. Стандартный расчет, который предлагается проделать читателю, дает

$$\Gamma(K_{e^2}^+) = \frac{G^2 \sin^2 \theta}{768\pi^3} |f_+^+(0)|^2 m_K^2 (0,58 + 2,14\lambda_+^+).$$

Сравнивая это выражение с экспериментальной шириной $K_{e^2}^+$ -распада и полагая $\sqrt{2}f_+^+(0) = 1$, можно найти, что $\sin \theta \approx 0,21$.

Распады $K_{\mu 2}$

Если не сомневаться в $V-A$ -характере слабого взаимодействия и $\mu-e$ -универсальности, лежащих в основе современной теории слабого взаимодействия, то $K_{\mu 2}$ -распад интересен тем, что может дать сведения о величине $f_-(q^2)$. В пределе точной $SU(3)$ -симметрии $f_-(0) = 0$. Однако в отношении $f_-(0)$ теорема Адемолло—Гатто не применима, и здесь можно ожидать сильного нарушения $SU(3)$ -симметрии; так что не исключено, что

$$|\xi(0)| \sim 1, \quad \text{где } \xi(q^2) = f_-(q^2)/f_+(q^2).$$

На основе РСАС можно получить соотношение между формфакторами $K_{\mu 2}$ -распада f_K и $K_{\mu 3}$ -распада $f_+(m_K^2)$ и $f_-(m_K^2)$ (последние берутся в нефизической точке, в которой 4-импульс пиона в $K_{\mu 3}$ -распаде равен нулю; при этом $q^2 = (p_K - p_\pi)^2 = p_K^2 = m_K^2$). Упомянутое соотношение называется соотношением Каллана—Треймана и имеет вид

$$f_+(m_K^2) + f_-(m_K^2) = f_K f_\pi.$$

Используя экспериментальные значения $f_K/f_\pi = 1,27$ и полагая $f_+(m_K^2) = 1 + 0,03m_K^2/m_\pi^2$, можно найти $f_-(m_K^2) \approx -0,1$. В принципе сведения о f_- можно извлечь из данных по поляризации мюонов в $K_{\mu 3}$ -распаде, из анализа углового и энергетического распределений мюонов и пионов и точно измеряя отношение $\Gamma(K_{\mu 3})/\Gamma(K_{e 3})$. Из-за малости эффекта прийти к согласованной величине $\xi(0)$ и найти величину λ_- в формуле $f_-(q^2) = f_-(0) [1 + \lambda_- q^2/m_\pi^2]$ до сих пор не удалось.

Распады K_{14}

Наиболее изученным из K_{14} -распадов является распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu_e$. Его амплитуда может быть представлена в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta (V_\alpha + A_\alpha) L^\alpha,$$

где

$$A_\alpha = f_1(p_1 + p_2)_\alpha + f_2(p_1 - p_2)_\alpha + f_3(p - p_1 - p_2)_\alpha, \\ V_\alpha = f_4 m_K^2 \varepsilon_{\alpha\mu\nu\rho} p_\mu p_{1\nu} p_{2\rho},$$

p_1, p_2, p — импульсы π^-, π^+ и K -мезона, соответственно. Формфакторы f_1, f_2, f_3, f_4 являются функциями трех скалярных переменных: pp_1, pp_2 и $p_1 p_2$. Из-за малости массы электрона вклад члена f_3 пренебрежимо мал. Малым является и вклад члена f_4 из-за высоких степеней импульса. Для формфакторов f_1 и f_2 , предполагая их постоянными и используя РСАС, можно получить оценку

$$|f_1 \approx f_2 \approx 1/f_\pi.$$

Особый интерес K_{14} -распад представляет из-за того, что в нем можно в чистом виде изучать рассеяние пионов друг на друге.

Лептонные распады гиперонов

Получим соотношения между амплитудами лептонных распадов барионов, обусловленные $SU(3)$ -симметрией сильного взаимодействия и тем обстоятельством, что токи ud и us принадлежат одному октету токов. Рассмотрим октет барионов с $J^P = 1/2^+$ (см. гл. 28,

п. 2.7):

$$B_k^i = \begin{pmatrix} \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} - \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2\Lambda}{\sqrt{6}} \end{pmatrix}.$$

Здесь индекс i — номер строки, k — номер столбца, $i, k = 1, 2, 3$. След матрицы B_k^i равен нулю: $B_i^i = 0$. Мы будем изучать амплитуды

$$\langle B_i^m | j_k^i | B_m^k \rangle \text{ и } \langle B_m^k | j_k^i | B_i^m \rangle,$$

где нас будут интересовать токи

$$j_1^i = \bar{q}^1 q_2 \equiv \bar{u}d \text{ и } j_2^i = \bar{q}^1 q_3 \equiv \bar{u}s.$$

Ток j_1^i превращает d -кварк в u -кварк, ток j_2^i — s -кварк в u -кварк. В каждой из амплитуд нам надо перемножить три октета и получить скаляр. Учтем, что $8 \times 8 = 1 + 8 + 8 + 10 + \bar{10} + 27$ (см. гл. 28, п. 2.7) и что поэтому в произведении $8 \times 8 \times 8$ есть два различных скаляра: симметричный D и антисимметричный F . Запишем амплитуду в общем виде:

$$(D + F) \langle B_i^m | j_k^i | B_m^k \rangle + (D - F) \langle B_m^k | j_k^i | B_i^m \rangle,$$

где D и F — скалярные параметры, различные, вообще говоря, для различных матричных элементов токов, т. е. для формфакторов $f_1, f_2, f_3, g_1, g_2, g_3$ (см. гл. 5, где f_i, g_i определены для β -распада нейтрона). Если начальные барионы описываются матрицей B_k^i , то конечные — описываются матрицей \bar{B}_i^k , которая получается из B_k^i сопряжением каждого элемента и транспонированием. Умножение \bar{B} на B удобно производить, не выписывая матрицу \bar{B} , а глядя только на матрицу B . Выпишем матричные элементы тока $j_2^i \cos \theta$:

$$\cos \theta \left\{ (D + F) \left[\left(\frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} + \frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}}, \Sigma^- \right) + \left(\bar{\Sigma}^+, \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} - \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} \right) + (\bar{p}n) \right] + \right. \\ \left. + (D - F) \left[\left(\bar{\Sigma}^+, \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} \right) + \left(\frac{\bar{\Lambda}}{\sqrt{6}} - \frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}}, \Sigma^- \right) + (\bar{\Xi}^0 \Xi^-) \right] \right\}.$$

Здесь выражение, пропорциональное $D + F$, получено умножением первой строки матрицы B (с черточками над символами частиц) на вторую строку той же матрицы. (Это соответствует произведению $\bar{B}_1^m B_m^2$, поскольку первый столбец \bar{B}_1^m в матрице \bar{B} получается транспонированием (и сопряжением) первой строки B_m^1 в матрице B .) Выражение, пропорциональное $D - F$, получено умно-

жением второго столбца матрицы B (с черточками над символами частиц) на первый столбец той же матрицы. (Это соответствует произведению $B_m^a B_l^m$.)

Аналогичным образом, выписав произведения первой строки на третье строку и третьего столбца на первый столбец, получим матричные элементы тока $j_3^a \sin \theta$:

$$\sin \theta \left\{ (D+F) \left[\left(\frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} + \frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}}, \Xi^- \right) + (\bar{\Sigma}^+, \Xi^0) + \left(\bar{p}, -\frac{2\bar{\Lambda}}{\sqrt{6}} \right) \right] + \right. \\ \left. + (D-F) \left[\left(\bar{p}, \frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} + \frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} \right) + (\bar{n}, \Sigma^-) + \left(-\frac{2\bar{\Lambda}}{\sqrt{6}}, \Xi^- \right) \right] \right\}$$

Глядя на полученные выражения, считываем с них шесть амплитуд для переходов с сохранением странности и шесть амплитуд для переходов с изменением странности на единицу:

$n \rightarrow p:$	$(D+F) \cos \theta,$	$\Lambda \rightarrow p:$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}(D+3F) \sin \theta,$
$\Xi^- \rightarrow \Xi^0:$	$(D-F) \cos \theta,$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda:$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}(D-3F) \sin \theta,$
$\Lambda \rightarrow \Sigma^+:$	$\sqrt{\frac{2}{3}} D \cos \theta,$	$\Sigma^0 \rightarrow p:$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(D-F) \sin \theta,$
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda:$	$\sqrt{\frac{2}{3}} D \cos \theta,$	$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0:$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(D+F) \sin \theta,$
$\Sigma^0 \rightarrow \Sigma^+:$	$-\sqrt{2} F \cos \theta,$	$\Sigma^- \rightarrow n:$	$(D-F) \sin \theta,$
$\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0:$	$+\sqrt{2} F \cos \theta,$	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+:$	$(D+F) \sin \theta.$

На опыте наблюдались три перехода с сохранением странности ($n \rightarrow p, \Sigma^\pm \rightarrow \Lambda$) и все переходы с изменением странности. (Распад $\Sigma^0 \rightarrow p e^- \bar{\nu}$ наблюдать невозможно, так как он не может конкурировать с электромагнитным распадом $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$, но можно наблюдать реакцию $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \Sigma^0 + \mu^+$, имеющую тот же матричный элемент.)

Итак, двенадцать амплитуд выражаются через три параметра: D, F и θ . Это относится к каждому из шести формфакторов, описывающих распад бариона: f_1, f_2, f_3 и g_1, g_2, g_3 . Основную роль в распадах барионов играют векторный формфактор $f_1(q^2)$ и аксиальный формфактор $g_1(q^2)$, где q — 4-импульс, уносимый лептонами. Поскольку $|q| \ll M$, где M — масса распадающегося бариона, то неплохим приближением является статический предел, и мы ограничимся рассмотрением векторного и аксиального зарядов: $f_1(0) \gamma_\alpha$ и $g_1(0) \gamma_\alpha \gamma_5$, пренебрегая вкладом остальных формфакторов.

Обсудим теперь, чему должны равняться параметры D_V и F_V , дающие $f_1(0)$, и параметры D_A и F_A , дающие $g_1(0)$. Поскольку векторные заряды $\int \bar{q} \gamma_0 \frac{\lambda^a}{2} q d^3x$ являются генераторами группы

$SU(3)$, то их матричные элементы между октетными состояниями j и k равны структурным константам f_{ijk} группы $SU(3)$ (см. гл. 28, п. 2.5). В используемых нами обозначениях это означает, что $F_V = 1, D_V = 0$. Это заключение согласуется с тем, что мы получили в гл. 5, рассматривая изотопическую $SU(2)$ -подгруппу группы $SU(3)$. Действительно, там мы пришли к выводу, что $f_1(0) = 0$ для распадов $\Sigma \rightarrow \Lambda e \nu$ (а это означает, что $D_V = 0$), поскольку в этих распадах имеет место переход между частицами из разных изотопических мультиплетов. Там же мы установили, что $f_1(0) = 1$ для β -распада нейтрона (переход $T=1/2 \rightarrow T=1/2$). В обозначениях данной главы это означает, что $F_V = 1$.

Что касается D_A и F_A , то оба эти параметра отличны от нуля, и их величина определяется из опыта. (В дальнейшем индекс A у них мы опускаем.) Выпишем матричные элементы основных распадов:

$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}:$	$[\gamma_\alpha + (D+F) \gamma_\alpha \gamma_5] \cos \theta,$
$\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \bar{\nu}:$	$\gamma_\alpha \gamma_5 \sqrt{\frac{2}{3}} D \cos \theta,$
$\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}:$	$-\sqrt{\frac{3}{2}} \left[\gamma_\alpha + \left(F + \frac{D}{3} \right) \gamma_\alpha \gamma_5 \right] \sin \theta,$
$\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}:$	$-[\gamma_\alpha + (F-D) \gamma_\alpha \gamma_5] \sin \theta,$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}:$	$\sqrt{\frac{3}{2}} \left[\gamma_\alpha + \left(F - \frac{D}{3} \right) \gamma_\alpha \gamma_5 \right] \sin \theta,$
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e^- \bar{\nu}:$	$\sqrt{\frac{1}{2}} [\gamma_\alpha + (F+D) \gamma_\alpha \gamma_5] \sin \theta,$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}:$	$[\gamma_\alpha + (F+D) \gamma_\alpha \gamma_5] \sin \theta.$

Совместная подгонка всех данных по спектрам, угловым распределениям и полным вероятностям лептонных распадов барионов дает

$$\sin \theta \approx 0,23, \quad D = 0,76 \pm 0,01, \quad F = 0,48 \pm 0,01.$$

Заметим, что измерение $g_A/g_V = g_1(0)/f_1(0)$ в распаде нейтрона фиксирует $F+D = 1,25 \pm 0,01$. Заметим также, что из данных по распадам K -мезонов получается несколько меньшее значение $\sin \theta$:

$$\sin \theta = 0,21 - 0,22.$$

Если вычислить отношение D/F в рамках нерелятивистской $SU(6)$ -симметрии (симметрии между шестью состояниями трех нерелятивистских кварков: $u \uparrow, d \uparrow, s \uparrow, u \downarrow, d \downarrow, s \downarrow$, где стрелка обозначает направление проекции спина кварка), то получится $D/F = 3/2$, что при $D+F = 1,25$ дает: $D = 0,75, F = 0,5$. Согласие экспериментальных данных с этим предсказанием представляется до странности хорошим, если учесть приближенный характер $SU(6)$ -симметрии.

К сожалению, значения g_A/g_V измерены пока лишь для четырех реакций распада:

$$n \rightarrow pev, \quad \Lambda \rightarrow pev, \quad \Sigma^- \rightarrow nev, \quad \Xi^- \rightarrow \Lambda ev.$$

Хотя качественно $SU(3)$ -симметричная картина полуплептонных распадов подтверждена и кажется крайне маловероятным, чтобы с улучшением точности опытов здесь возникли серьезные расхождения с теорией, тем не менее точное измерение параметров g_A/g_V для различных распадов представляет большой интерес.

Упражнение. Найти выражения для спектра нейтронов в распаде $\Sigma^- \rightarrow ne^- \bar{\nu}$. Расчет провести в нерелятивистском по скорости нейтрона приближении, когда можно пренебречь кинетической энергией нейтрона по сравнению с энергией, уносимой электроном и нейтрино. Если пренебречь массой электрона и взять интеграл по фазовому объему лептонов, то

$$d\Gamma = c [g_V^2 \delta_0^2 \delta_0^2 + g_A^2 (-g^{\alpha\beta} + \delta_0^\alpha \delta_0^\beta)] (-g_{\alpha\beta} q^\alpha + q_\alpha q_\beta) dq = \\ = c [g_V^2 (-q^2 + q_0^2) + g_A^2 (2q^2 + q_0^2)] dq = c [g_V^2 q^2 + g_A^2 (3\Delta^2 - 2q^2)] dq.$$

Здесь $\Delta = m_\Sigma - m_n = q_0$; $q = (q_0, \mathbf{q})$ — суммарный 4-импульс лептонов, $-\mathbf{q}$ — импульс нейтрона. Взяв интеграл по dq ($0 \leq |\mathbf{q}| \leq \Delta$) и сравнивая полученное выражение $\frac{1}{6} \pi c (g_V^2 + 3g_A^2)$ с выражением для полной вероятности распада $\Gamma = G^2 (g_V^2 + 3g_A^2) \Delta^5 / 60 \pi^3$ (см. гл. 5), находим, что $c = G^2 / 48 \pi^4$.

IV

7. НЕЛЕПТОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, МЕНЯЮЩЕЕ СТРАННОСТЬ

Мы приступаем сейчас к анализу нелептонных распадов странных частиц: $K \rightarrow 2\pi$, $K \rightarrow 3\pi$, $\Lambda \rightarrow N\pi$, $\Sigma \rightarrow N\pi$, $\Xi \rightarrow \Lambda\pi$,

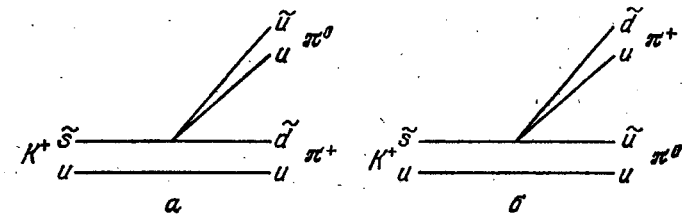


Рис. 7.1

$\Omega \rightarrow \Lambda \bar{K}$ и $\Omega \rightarrow \Xi \pi$. Все эти распады обусловлены взаимодействием токов us и du . Например, распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ обусловлен в основном кварковыми диаграммами рис. 7.1.

Другой пример: распад $\Sigma^+ \rightarrow \pi \pi^+$, Σ^+ обусловленный в основном кварковыми диаграммами типа той, которая изображена на рис. 7.2. В нелептонных распадах виртуальные сильные взаимодействия более существенны, чем в полуплептонных распадах, рассмотренных в предыдущих главах. В частности, важную роль играют обмены глюонами.

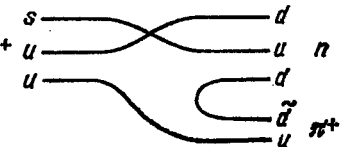


Рис. 7.2

Свойства затравочного нелептонного лагранжиана

Исходное произведение токов, которое иногда называют затравочным нелептонным лагранжианом (имея в виду последующее «одевание» глюонами), имеет вид

$$2V\sqrt{2}G \cos \theta \sin \theta [(d_L \gamma_\mu u_L) (\bar{u}_L \gamma^\mu s_L) + (\bar{u}_L \gamma_\mu d_L) (\bar{s}_L \gamma^\mu u_L)].$$

К сожалению, значения g_A/g_V измерены пока лишь для четырех реакций распада:

$$n \rightarrow pev, \quad \Lambda \rightarrow pev, \quad \Sigma^- \rightarrow nev, \quad \Xi^- \rightarrow \Lambda ev.$$

Хотя качественно $SU(3)$ -симметричная картина полуплептонных распадов подтверждена и кажется крайне маловероятным, чтобы с улучшением точности опытов здесь возникли серьезные расхождения с теорией, тем не менее точное измерение параметров g_A/g_V для различных распадов представляет большой интерес.

Упражнение. Найти выражения для спектра нейтронов в распаде $\Sigma^- \rightarrow ne^-v$. Расчет провести в нерелятивистском по скорости нейтрона приближении, когда можно пренебречь кинетической энергией нейтрона по сравнению с энергией, уносимой электроном и нейтрино. Если пренебречь массой электрона и взять интеграл по фазовому объему лептонов, то

$$d\Gamma = c [g_V^2 \delta_0^\alpha \delta_0^\beta + g_A^2 (-g^{\alpha\beta} + \delta_0^\alpha \delta_0^\beta)] (-g_{\alpha\beta} q^2 + q_\alpha q_\beta) dq = c [g_V^2 (-q^2 + q_0^2) + g_A^2 (2q^2 + q_0^2)] dq = c [g_V^2 q^2 + g_A^2 (3\Delta^2 - 2q^2)] dq.$$

Здесь $\Delta = m_\Sigma - m_n = q_0$; $q = (q_0, \mathbf{q})$ — суммарный 4-импульс лептонов, $-\mathbf{q}$ — импульс нейтрона. Взяв интеграл по dq ($0 \leq |\mathbf{q}| \leq \Delta$) и сравнивая полученное выражение $4/\pi c (g_V^2 + 3g_A^2)$ с выражением для полной вероятности распада $\Gamma = G^2 (g_V^2 + 3g_A^2) \Delta^5 / 60\pi^3$ (см. гл. 5), находим, что $c = G^2 / 48\pi^4$.

IV

7. НЕЛЕПТОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, МЕНЯЮЩЕЕ СТРАННОСТЬ

Мы приступаем сейчас к анализу нелептонных распадов странных частиц: $K \rightarrow 2\pi$, $K \rightarrow 3\pi$, $\Lambda \rightarrow N\pi$, $\Sigma \rightarrow N\pi$, $\Xi \rightarrow \Lambda\pi$,

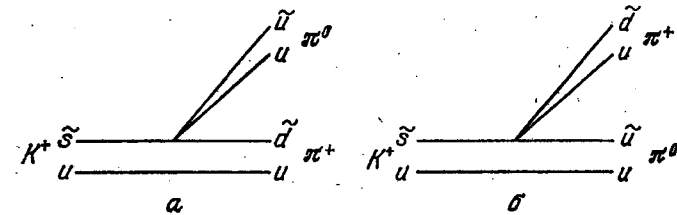


Рис. 7.1

$\Omega \rightarrow \Lambda\bar{K}$ и $\Omega \rightarrow \Xi\pi$. Все эти распады обусловлены взаимодействием токов us и du . Например, распад $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ обусловлен в основном кварковыми диаграммами рис. 7.1.

Другой пример: распад $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^+$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ обусловленный в основном кварковыми диаграммами типа той, которая изображена на рис. 7.2. В нелептонных распадах виртуальные сильные взаимодействия более существенны, чем в полуплептонных распадах, рассмотренных в предыдущих главах. В частности, важную роль играют обмены глюонами.

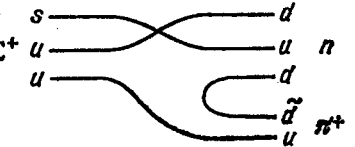


Рис. 7.2

Свойства затравочного нелептонного лагранжиана

Исходное произведение токов, которое иногда называют затравочным нелептонным лагранжианом (имея в виду последующее «одевание» глюонами), имеет вид

$$2\sqrt{2}G \cos \theta \sin \theta [(\bar{d}_L \gamma_\alpha u_L)(\bar{u}_L \gamma^\alpha s_L) + (\bar{u}_L \gamma_\alpha d_L)(\bar{s}_L \gamma^\alpha u_L)].$$

(В дальнейшем для краткости мы будем говорить в основном о первом слагаемом в этом выражении, переводящем s -кварк в d -кварк.) Рассмотрим свойства этого лагранжиана. Он P - и C -инвариантен, но CP -инвариантен. Он удовлетворяет условию

$$|\Delta S|=1,$$

где ΔS — разность странностей начального и конечного состояний. (Напомним, что по определению странность s -кварка равна -1 .) Распады, в которых $|\Delta S| > 1$, запрещены. Эти распады (например, $\Xi \rightarrow N\pi$, $\Omega \rightarrow \Lambda\pi$ или $\Omega \rightarrow NK$) могут идти лишь в высших порядках теории возмущений по слабому взаимодействию, и их ожидаемые вероятности примерно на 14 порядков меньше вероятностей распадов, разрешенных правилом отбора $|\Delta S|=1$. На опыте ни один из запрещенных распадов не наблюдался, однако экспериментальные верхние границы несравненно грубее, чем точность теоретического запрета.

Что касается правил отбора по изоспину, то легко видеть, что взаимодействие $(\bar{d}u)(\bar{u}s)$, содержащее три изоспинора и один изоскаляр, удовлетворяет условию

$$\Delta T = 1/2, 3/2.$$

Как мы увидим в дальнейшем, на опыте амплитуды переходов с $\Delta T = 1/2$ примерно на порядок, а иногда и больше, превышают амплитуды с $\Delta T = 3/2$. До конца количественно механизмы усиления амплитуд с $\Delta T = 1/2$ и подавления амплитуд с $\Delta T = 3/2$ пока не рассчитаны. Однако качественно ясно, что приближенное правило $\Delta T = 1/2$ для нелептонных распадов имеет динамическую природу. Существенную роль здесь играют виртуальные глюоны. Точно вычислить их вклад мы не умеем. Поэтому попытаемся сделать это приближенно.

Будем считать, что вклад мягких глюонов (с малыми q^2) уже учтен в кварковой волновой функции того или иного адрона, и займемся учетом жестких глюонов, который в силу асимптотической свободы квантовой хромодинамики может быть произведен в рамках теории возмущений. «Одевая» затравочный нелептонный лагранжиан жесткими глюонами, можно получить так называемый эффективный нелептонный лагранжиан \mathcal{L}_{eff} , который отличается от затравочного как значением эффективной константы при исходном операторном выражении, так и появлением дополнительных операторных выражений (так называемое операторное разложение Вильсона). Сначала для простоты мы рассмотрим упрощенный эффективный лагранжиан \mathcal{L}_{eff} , содержащий всего два слагаемых. Затем добавим к нему третье слагаемое. Полное выражение \mathcal{L}_{eff} , содержащее шесть слагаемых, приведено в конце этой главы.

Учет жестких глюонов

Прежде чем обсуждать вклад виртуальных глюонов, разобьем затравочный лагранжиан на два слагаемых:

$$2(\bar{d}_L\gamma_\alpha u_L)(\bar{u}_L\gamma^\alpha s_L) = I_3 + I_6,$$

где

$$I_3 = (\bar{d}_L\gamma_\alpha u_L)(\bar{u}_L\gamma^\alpha s_L) - (\bar{u}_L\gamma_\alpha u_L)(\bar{d}_L\gamma^\alpha s_L),$$

$$I_6 = (\bar{d}_L\gamma_\alpha u_L)(\bar{u}_L\gamma^\alpha s_L) + (\bar{u}_L\gamma_\alpha u_L)(\bar{d}_L\gamma^\alpha s_L).$$

Первое из них антисимметрично, а второе симметрично относительно перестановки $\bar{d} \leftrightarrow \bar{u}$ или $u \leftrightarrow s$. Индексы 3 и 6 указывают размерность состояний $\bar{d}u$ и us в цветовом пространстве.

До сих пор, обсуждая слабые распады, мы опускали цветовые переменные, используя то обстоятельство, что слабые токи являются цветовыми синглетами. Поскольку мы сейчас собираемся обсуждать вклад цветных глюонов, нам надо явным образом выписать цветовые индексы у операторов рождения и уничтожения кварков.

Тогда

$$I_{3,6} = (\bar{d}_L^i\gamma_\alpha u_{Li}) (\bar{u}_L^k\gamma^\alpha s_{Lk}) \mp (\bar{u}_L^i\gamma_\alpha u_{Li}) (\bar{d}_L^k\gamma^\alpha s_{Lk}).$$

Рассмотрим переход $us \rightarrow ud$ (рис. 7.3) под действием I_3 и I_6 . В первом случае начальное и конечное состояния антисимметричны относительно перестановки цветовых индексов, и, следовательно, принадлежат цветному триплету (более точно — антитриплету $\bar{3}$). Во втором случае они симметричны и принадлежат секстету (напомним, что $3 \times 3 = 6 + \bar{3}$). Легко видеть, что взаимодействие I_3 удовлетворяет правилу отбора $\Delta T = 1/2$. Действительно, в этом случае конечное состояние ud на рис. 7.3 (из-за антисимметризации) находится в изоскалярном состоянии ($ud - du$ имеет $T = 0$), но поскольку начальное состояние является изоспинором, то $\Delta T = 1/2$. В случае взаимодействия I_6 конечное состояние $ud + du$ имеет $T = 1$, и поэтому I_6 содержит как переходы с $\Delta T = 1/2$, так и переходы с $\Delta T = 3/2$.

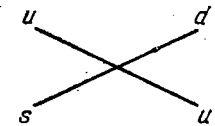


Рис. 7.3

Учет жестких глюонов меняет коэффициенты, с которыми операторы I_3 и I_6 входят в полный нелептонный лагранжиан и, вообще говоря, приводит к появлению в лагранжиане новых операторных членов. Однако если ограничиться такими диаграммами, в которых W -бозон связывает две различные кварковые линии (рис. 7.4), то, как легко видеть, новые операторные члены не возникают, даже если учесть бесконечное число виртуальных глюонов. Суммируя вклад всех диаграмм такого типа, можно

показать, что

$$\tilde{\mathcal{L}}_{\text{eff}}(\Delta S = 1) = V\sqrt{2}G \sin\theta \cos\theta (a_3 I_3 + a_6 I_6),$$

где в так называемом главном логарифмическом приближении

$$a_i = \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(m_W)} \right)^{\gamma_i}, \quad i = 3, 6.$$

Здесь α_s — так называемая бегущая константа связи сильного взаимодействия, m_W — масса W -бозона, μ — характерный импульс

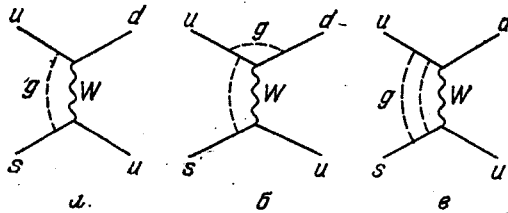


Рис. 7.4

кварков в адроне ($1/\mu$ — радиус невылетания), причем

$$\gamma_3 = 4/b, \quad \gamma_6 = -2/b.$$

Напомним, что, согласно квантовой хромодинамике, «константа» сильного взаимодействия $\alpha_s = g^2/4\pi$, где g — цветовой заряд, является логарифмической функцией переданного импульса $Q = \sqrt{-q^2}$ и содержит параметр b :

$$\alpha_s(Q) = \frac{2\pi}{b \ln(Q/\Lambda)}.$$

Здесь $\Lambda \sim 100$ МэВ — универсальная константа, определяющая масштаб адронных размеров, а безразмерная константа b выражается через $N_f(Q)$ — число сортов (ароматов) кварков, * [массы которых меньше Q :

$$b = 11 - \frac{2}{3} N_f(Q).$$

При $Q \ll m_c$ работают u -, d -, s -кварки, $N_f(Q) = 3$ и $b = 9$.
 При $Q \gg m_c$ работают u -, d -, s -, c -кварки, $N_f(Q) = 4$ и $b = 25/3$.
 При $Q \gg m_b$ работают u -, d -, s -, c -, b -кварки, $N_f(Q) = 5$ и $b = 23/3$.
 Главное логарифмическое приближение, о котором шла речь выше, предполагает, что $\alpha_s(Q) \ll 1$, но $\alpha_s(Q) \ln(Q/\Lambda)$ не мало. Таким образом, членами порядка $[\alpha_s(Q)]^{n+1} [\ln(Q/\Lambda)]^n$ пренебрегают, а члены типа $[\alpha_s(Q) \ln(Q/\Lambda)]^n$ суммируют по всем порядкам теории возмущений.

В приведенное выше выражение для a_i входит отношение $\alpha_s(\mu)/\alpha_s(m_W)$, где m_W — масса W -бозона, μ — характерный импульс

кварков в адроне. Мы примем в дальнейших оценках, что $\alpha_s(\mu) = 1$. Тогда при $\Lambda \approx 100$ МэВ получаем $\mu \approx 200$ МэВ*). Если $m_W \approx 80$ ГэВ, то при $\Lambda \approx 100$ МэВ мы получаем, что $\alpha_s(\mu)/\alpha_s(m_W) \approx 9$ и, следовательно,

$$a_3 \approx 3, \quad a_6 \approx 0,6.$$

Таким образом, жесткие глюоны усиливают переходы с $\Delta T = 1/2$ и ослабляют переходы с $\Delta T = 3/2$. Однако, как мы увидим в дальнейшем, эти теоретические усиления и ослабления недостаточны, чтобы объяснить наблюдаемую на опыте величину амплитуд с $\Delta T = 1/2$ и малость амплитуд с $\Delta T = 3/2$.

Глюонный монополи и «пингвины»

При учете виртуальных глюонов возможен еще один класс диаграмм, которые мы до сих пор не учитывали. Речь идет о диаграммах, в которых виртуальный W -бозон испускается и поглощается одной и той же кварковой линией, а связь с другими

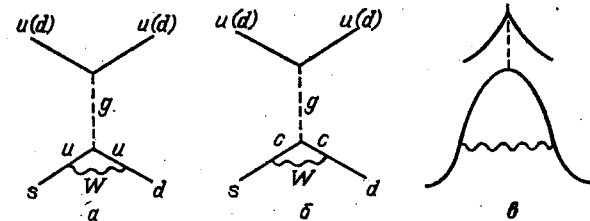


Рис. 7.5

кварками осуществляется глюонами. На рис. 7.5, а, б изображены простейшие диаграммы такого типа**). Мы сейчас вычислим их вклад. В главном логарифмическом приближении можно учесть одевание этих диаграмм бесконечным числом глюонов, но это не сильно изменит результат.

*) В этом случае $\alpha_s(2m_c \approx 2,5 \text{ ГэВ}) \approx 0,2$. Величина $\Lambda = 100$ МэВ, используемая в наших формулах, учитывает лишь главное логарифмическое приближение. Она согласуется с данными по чармонию и по спектроскопии легких мезонов, обработанных с помощью квантовохромодинамических правил сумм. Некоторые авторы используют большие значения Λ и, следовательно, большие значения $\alpha_s(Q)$.

**) В литературе за этими диаграммами закрепилось жаргонное название «пингвины» (см. стилизованный рис. 7.5, в). Существует рассказ о том, как во время одного из семинаров Р. Фейнман стал активно протестовать против названия «пингвин», говоря, что соответствующие диаграммы не похожи на пингвинов. Присутствовавший на семинаре В. Телегди возразил, что и фейнмановские диаграммы не похожи на Фейнмана.

Если пренебречь перемешиванием d - и s -кварков с b -кварками, то зарядные токи имеют вид

$$\begin{aligned} \bar{u}_L \gamma_\alpha d_L &= \bar{u}_L \gamma_\alpha (d_L \cos \theta + s_L \sin \theta), \\ \bar{c}_L \gamma_\alpha s_L &= \bar{c}_L \gamma_\alpha (-d_L \sin \theta + s_L \cos \theta). \end{aligned}$$

В результате, если бы массы u - и s -кварков были одинаковыми, диаграммы рис. 7.5, a и 7.5, b взаимно скомпенсировались бы.

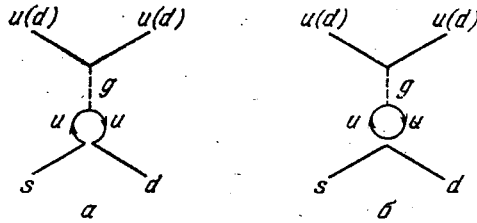


Рис. 7.6

В действительности $m_c \gg m_u$, и компенсация происходит лишь при импульсах виртуальных частиц, больших чем m_c . При меньших импульсах доминирует диаграмма 5, a . Учитывая это, можно прийти к выводу, что сумма диаграмм 5, a и 5, b примерно равна вкладу первой из них с импульсами виртуальных частиц, образующих петлю 5, a , обреченными при m_c . Учитывая, что $m_c \ll m_W$, мы можем вернуться в диаграмме 5, a к точечному четырехфермионному взаимодействию (рис. 7.6, a). Просвет в четырехфермионной вершине на рис. 7.6, a отделяет друг от друга два белых $V-A$ -тока, стоящих в скобках в выражении

$$\frac{1}{V^2} G \sin \theta \cos \theta (\bar{d}^{\alpha i} (O_\mu)_\alpha^\beta \delta_i^\mu u_{\beta k}) (\bar{u}^{\gamma l} (O^\mu)_\gamma^\delta \delta_l^\mu s_{\delta m}),$$

где греческие индексы — дираковы, а латинские — цветовые. Для упрощения дальнейшего расчета удобно произвести преобразование Фирца так, чтобы операторы \bar{u} , u вошли в одну скобку, а \bar{d} , s — в другую (рис. 7.6, b). Воспользуемся тем (см. гл. 28, пп. 2.6 и 3.4), что

$$\begin{aligned} (O_\mu)_\alpha^\beta (O^\mu)_\gamma^\delta &= -(O_\mu)_\alpha^\delta (O^\mu)_\gamma^\beta, \\ \delta_i^\mu \delta_l^\nu &= \frac{1}{3} \delta_i^\mu \delta_l^\nu + \frac{1}{2} \lambda_i^\mu \lambda_l^\nu, \end{aligned}$$

и учтем, что фермионные операторы антикоммутируют. Тогда

$$(\bar{d} O_\mu u) (\bar{u} O^\mu s) = \frac{1}{3} (\bar{u} O_\mu u) (\bar{d} O^\mu s) + \frac{1}{2} (\bar{u} O_\mu \lambda u) (\bar{d} O^\mu \lambda s).$$

Теперь наша задача свелась к вычислению u -кварковой петли на рис. 7.6, b . Верхняя вершина (испускание глюона) в этой петле имеет вид

$$g \bar{u} \frac{\lambda^b}{2} \gamma_\nu u.$$

Поскольку при вычислении петли надо взять след по дираковским и цветовым индексам, то в нижней вершине член

$\frac{1}{3} (\bar{u} O_\mu u) (\bar{d} O^\mu s)$ даст нулевой вклад, а в члене $\frac{1}{2} (\bar{u} O_\mu \lambda u) (\bar{d} O^\mu \lambda s)$ даст ненулевой вклад лишь слагаемое $\frac{1}{2} (\bar{u} \gamma_\mu \lambda^a u) (\bar{d} O^\mu \lambda^a s)$.

За исключением дополнительных цветовых матриц наша петля в точности такая, какая встречается в квантовой электродинамике при расчете поляризации вакуума:

$$-\text{Tr} \frac{\lambda^a \lambda^b}{2} \int \text{Tr} \gamma_\mu \frac{1}{p+q} \gamma_\nu \frac{1}{p} \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} = \frac{\delta^{ab}}{2} (q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu) \mathcal{P},$$

где $a, b = 1, \dots, 8$, q — 4-импульс, уносимый глюоном (см. рис. 7.6, b), массой u -кварка мы пренебрегли, поскольку $m_u \ll \mu$. Знак минус перед всем выражением возникает от следующих стандартных множителей, обсуждение которых можно найти в любом учебнике по квантовой теории поля: (-1) для замкнутой фермионной петли, $(+i)$ для каждого фермионного пропагатора, $(-i)$ для каждого пропагатора векторной частицы, $(+i)$ для каждой вершины, $(+i)$ из-за перехода в $d^4 p$ от dp_0 к idp_4 . Кроме того, следует учесть связь S -матрицы с T -матрицей: $S = 1 + iT$, и с лагранжианом: $S = \exp(i\mathcal{L} d^4 x)$.

Вид интеграла с точностью до безразмерного коэффициента \mathcal{P} определяется условием поперечности (оно, в частности, требует зануления квадратичной расходимости). Чтобы найти \mathcal{P} , умножим левую и правую части на $g^{\mu\nu}$. Тогда

$$\begin{aligned} 3q^2 \mathcal{P} &= - \int \text{Tr} \gamma_\mu \frac{1}{p+q} \gamma^\mu \frac{1}{p} \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} = +2 \int \text{Tr} \frac{1}{p} \hat{q} \frac{1}{p} \hat{q} \frac{1}{p} \frac{1}{p} \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} = \\ &= + \frac{2 \cdot 4}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 p}{p^6} [2(pq)(pq) - q^2 p^2] = - \frac{q^2}{4\pi^2} \int \frac{dp^2}{p^2}, \end{aligned}$$

поскольку

$$\int \frac{d^4 p}{p^6} 2p_\mu p_\nu = \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \int \frac{d^4 p}{p^4}, \quad \text{а} \quad \int d^4 p = \pi^2 \int p^2 dp^2.$$

Таким образом,

$$\mathcal{P} = - \frac{1}{12\pi^2} \int \frac{dp^2}{p^2} = - \frac{1}{12\pi^2} \ln \frac{m_c^2}{\mu^2},$$

где верхний предел интеграла мы выбрали равным m_c^2 , так как при $p^2 > m_c^2$ происходит компенсация диаграмм рис. 7.5, a и 7.5, b , а нижний — равным μ^2 , поскольку при $p^2 < \mu^2$ свободный кварковый пропагатор должен модифицироваться из-за невылетания кварка. В результате вклад диаграммы рис. 7.6, a оказывается равным

$$\begin{aligned} -\sqrt{2} G \sin \theta \cos \theta \frac{g^2}{12\pi^2} \ln \frac{m_c^2}{\mu^2} (\bar{d}_L \gamma_\mu \lambda^a s_L) \frac{\delta^{ab}}{2} \left(\bar{u} \gamma^\mu \frac{\lambda^b}{2} u + \bar{d} \gamma^\mu \frac{\lambda^b}{2} d \right) = \\ = -\sqrt{2} G \sin \theta \cos \theta \frac{\alpha_s(\mu)}{6\pi} \ln \frac{m_c}{\mu} (\bar{d}_L \gamma_\mu \lambda^a s_L) (\bar{u} \gamma^\mu \lambda^a u + \bar{d} \gamma^\mu \lambda^a d). \end{aligned}$$

Заметим, что множитель $1/q^2$ в пропагаторе глюона скомпенсировался множителем q^2 , который дала кварковая петля. Так что эффективное четырехкварковое взаимодействие, отвечающее диаграмме рис. 7.6, а, локальное. Поскольку эффективная вершина испускания глюона при переходе s -кварка в d -кварк обращается в нуль при $q^2=0$, где q —4-импульс глюона, то ее можно назвать монополюной по аналогии с монополюнными электромагнитными переходами в ядрах, в которых запрещено испускание реальных квантов с $q^2=0$, и происходит испускание пары e^+e^- . (Более точно, gds -вершина является суммой монополя $q^2\gamma_\alpha$ и анаполя $q^2\gamma_\alpha\gamma_5$.)

Поясним теперь, почему мы подставили в полученное выше выражение $\alpha_s(\mu)$. Буквально диаграммам рис. 7.6 отвечает $\alpha_s(m_c)$, поскольку именно в точке m_c происходит обрезание петли. Можно показать, однако, что если учесть одевание диаграмм рис. 7.6 дополнительными глюонами, то войдет перенормировочный множитель $(\alpha_s(\mu)/\alpha_s(m_c))^{2\gamma_s}$, где $2\gamma_s=8/b=0,96\approx 1$, и в интересующем нас выражении $\alpha_s(m_c)$ заменится на $\alpha_s(\mu)$. (Напомним, что выше мы условились, что $\alpha_s(\mu)=1$.) Если ввести обозначение

$$a_R = \frac{1}{6\pi} \ln \frac{m_c}{\mu},$$

то при $m_c/\mu \approx 10$ получим, что $a_R \approx 0,12$. Таким образом, a_R очень мало:

$$a_R \sim \frac{1}{5} a_6 \sim \frac{1}{25} a_3.$$

Тем не менее вклад диаграмм типа рис. 7.6 оказывается весьма существенным из-за особой спиновой структуры оператора

$$-(\bar{d}_L \gamma_\mu \lambda^a s_L) (\bar{u} \gamma^\mu \lambda^a u + \bar{d} \gamma^\mu \lambda^a d).$$

Дело в том, что этот оператор представляет собой сумму двух слагаемых:

$$\begin{aligned} & -(\bar{d}_L \gamma_\mu \lambda^a s_L) (\bar{u}_L \gamma^\mu \lambda^a u_L + \bar{d}_L \gamma^\mu \lambda^a d_L) - \\ & -(\bar{d}_L \gamma_\mu \lambda^a s_L) (\bar{u}_R \gamma^\mu \lambda^a u_R + \bar{d}_R \gamma^\mu \lambda^a d_R). \end{aligned}$$

Первое из этих слагаемых содержит лишь левые спиноры и из-за малости коэффициента перед ним играет меньшую роль, чем операторы I_3 и I_6 , имеющие ту же спиральную структуру. Поэтому при грубом расчете этим оператором можно пренебречь. Второй оператор—мы назовем его I_R —содержит, наряду с левыми спинорами,—правые. Это обстоятельство, как мы увидим в гл. 9, в ряде случаев может сильно увеличить его вклад в амплитуды нелептонных распадов.

Эффективный нелептонный лагранжиан

Соберем теперь вместе все члены упрощенного эффективного кваркового нелептонного взаимодействия с $\Delta S=1$:

$$\tilde{\mathcal{L}}_{\text{eff}}(\Delta S=1) = \sqrt{2} G \sin \theta \cos \theta [a_3 I_3 + a_6 I_6 + a_R I_R],$$

где

$$\begin{aligned} I_{3,6} &= (\bar{d}_L \gamma_\alpha u_L) (\bar{u}_L \gamma^\alpha s_L) \mp (\bar{u}_L \gamma_\alpha u_L) (\bar{d}_L \gamma^\alpha s_L), \\ I_R &= -(\bar{d}_L \gamma_\alpha \lambda^a s_L) (\bar{u}_R \gamma^\alpha \lambda^a u_R + \bar{d}_R \gamma^\alpha \lambda^a d_R), \\ a_3 &\approx 3, \quad a_6 \approx 0,6, \quad a_R \approx 0,12. \end{aligned}$$

Оператор I_R , так же как I_3 , является изотопическим спинором, и, следовательно, дает лишь переходы с $\Delta T=1/2$.

Если бы верхние линии на диаграммах рис. 7.5 и 7.6 изображали не только u - и d -кварки, но и s -кварки, и если бы мы учли одевание этих диаграмм бесконечным числом глюонов, то полный эффективный лагранжиан нелептонного взаимодействия имел бы вид (Вайнштейн, Захаров, Шифман):

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}(\Delta S=1) = \sqrt{2} G \sin \theta \cos \theta \sum_{i=1}^6 c_i O_i,$$

где O_i —четырёхфермионные операторы, преобразующиеся по неприводимым представлениям изоспиновой группы $SU(2)$ и группы $SU(3)$ (ароматов):

$$O_1 = \bar{d}_L \gamma_\mu s_L \bar{u}_L \gamma^\mu u_L - \bar{u}_L \gamma_\mu s_L \bar{d}_L \gamma^\mu u_L, \quad (\{8f\}, \Delta T=1/2),$$

$$O_2 = \bar{d}_L \gamma_\mu s_L \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \bar{u}_L \gamma_\mu s_L \bar{d}_L \gamma^\mu u_L + 2\bar{d}_L \gamma_\mu s_L \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + 2\bar{d}_L \gamma_\mu s_L \bar{s}_L \gamma^\mu s_L, \quad (\{8d\}, \Delta T=1/2),$$

$$O_3 = \bar{d}_L \gamma_\mu s_L \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \bar{u}_L \gamma_\mu s_L \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + 2\bar{d}_L \gamma_\mu s_L \bar{d}_L \gamma^\mu d_L - 3\bar{d}_L \gamma_\mu s_L \bar{s}_L \gamma^\mu s_L, \quad (\{27\}, \Delta T=1/2),$$

$$O_4 = \bar{d}_L \gamma_\mu s_L \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \bar{u}_L \gamma_\mu s_L \bar{d}_L \gamma^\mu u_L - \bar{d}_L \gamma_\mu s_L \bar{d}_L \gamma^\mu d_L, \quad (\{27\}, \Delta T=3/2),$$

$$O_5 = \bar{d}_L \gamma_\mu \lambda^a s_L (\bar{u}_R \gamma^\mu \lambda^a u_R + \bar{d}_R \gamma^\mu \lambda^a d_R + \bar{s}_R \gamma^\mu \lambda^a s_R), \quad (\{8\}, \Delta T=1/2),$$

$$O_6 = \bar{d}_L \gamma_\mu s_L (\bar{u}_R \gamma^\mu u_R + \bar{d}_R \gamma^\mu d_R + \bar{s}_R \gamma^\mu s_R), \quad (\{8\}, \Delta T=1/2).$$

Характерные значения числовых коэффициентов c_i (для значений параметров $\mu=0,14$ ГэВ, $m_W=100$ ГэВ, $m_c=2$ ГэВ, $\alpha_s(\mu)=1$) таковы:

$$\begin{aligned} c_1 &= -2,75, \quad c_2 = 0,06, \quad c_3 = 0,08, \quad c_4 = 0,39, \\ c_5 &= -0,14, \quad c_6 = -0,05. \end{aligned}$$

Легко видеть, что $I_3 = -O_1$, $15I_6 = 3O_2 + 2O_3 + 10O_4$. Оператор I_R совпал бы с оператором $-O_5$, если бы верхние линии на

диаграммах рис. 7.5 и 7.6 изображали не только u - и d -кварки, но и s -кварки. (В упрощенном лагранжиане мы не учитывали членов типа (ds) (ss) , поскольку, как будет видно из дальнейшего, они не могут дать вклада в простые кварковые диаграммы, описывающие нелептонные распады странных частиц.)

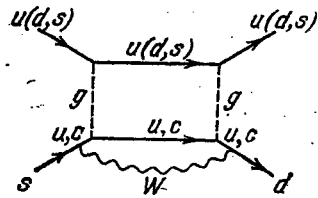


Рис. 7.7

Оператор O_8 отвечает не рассматривавшейся нами диаграмме рис. 7.7, в которой происходит обмен двумя глюонами, а также более сложным диаграммам, где глюоны, связывающие кварковые линии, образуют белую систему. Учет оператора O_8 мало меняет результат:

в амплитуды вместо c_8 входит комбинация $c_8 + 3/16 c_6$. (Множитель $3/16$ легко получается с помощью преобразования Фирца.)

В гл. 9 и 10 мы используем приведенный выше эффективный лагранжиан для динамического анализа нелептонных распадов гиперонов и K -мезонов. Однако прежде, чем переходить к такому анализу, мы в гл. 8 остановимся на кинематических (не зависящих от динамики) свойствах амплитуд гиперонных распадов.

8. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ ГИПЕРОНОВ

Релятивистски инвариантная амплитуда

Нелептонный распад бариона с $J^P = 1/2^+$

$$B_1 \rightarrow B_2 + \pi$$

характеризуется амплитудой M , которая в наиболее общем случае записывается в виде

$$M = G m_\pi^2 \bar{u}_2 (A + B \gamma_5) u_1 \varphi_\pi.$$

Здесь u_1 и u_2 — спинорные волновые функции начального и конечного барионов, φ_π — волновая функция π -мезона. Множитель m_π^2 , где m_π — масса заряженного пиона, вписан «руками», чтобы получить правильную размерность и правильный порядок величины амплитуды: если ядерное время порядка 10^{-24} с поделить на $G^2 m_\pi^4 \sim 10^{-14}$, получится время порядка 10^{-10} с — характерное время жизни гиперонов. Безразмерные коэффициенты A и B — числа (вообще говоря, комплексные, см. ниже). Используя уравнение Дирака, легко показать, что выражение $\bar{u}_2 (A + B \gamma_5) u_1$ является наиболее общим лоренц-инвариантом, характеризующим вершину $\bar{B}_2 B_1 \pi$. Учитывая, что φ_π — псевдоскаляр, приходим к выводу, что амплитуда A нарушает, а амплитуда B не нарушает

сохранения P -четности. Очевидно, что A отвечает S -волне, т. е. нулевому орбитальному моменту ($l=0$) системы $B_2 \pi$, а B отвечает P -волне ($l=1$).

Стандартный расчет дает для ширины распада

$$\Gamma = \frac{G^2 m_\pi^4}{8\pi} q \left\{ \left[\frac{(M+m)^2 - \mu^2}{M^2} \right] |A|^2 + \left[\frac{(M-m)^2 - \mu^2}{M^2} \right] |B|^2 \right\},$$

где q — импульс продуктов распада в системе покоя распадающегося гиперона, $M(m)$ — масса распадающегося (рождающегося) бариона, μ — масса того пиона (π^0 или π^\pm), который рождается в данном распаде, m_π — масса заряженного пиона.

Нерелятивистская форма амплитуды

Выразим четырехмерные дираковские спиноры u_1 и u_2 через двухкомпонентные паулиевские спиноры ψ_1 и ψ_2 :

$$u_1 = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \chi_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_2 = \begin{pmatrix} \psi_2 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} \psi_2 \\ \sigma \mathbf{q} \psi_2 / (E+m) \end{pmatrix}.$$

Тогда

$$M \sim \psi_2^\dagger (S + P \sigma \mathbf{n}) \psi_1,$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{q}/q$, а S и P — соответственно амплитуды для S - и P -волн. Легко видеть, что

$$\frac{P}{S} = \sqrt{\frac{E-m}{E+m}} \frac{B}{A}.$$

(Нормировкой амплитуд S и P мы не интересуемся.)

Спиновые корреляции при распаде гиперонов

Рассмотрим в качестве примера распад

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

Пусть η и ζ — единичные векторы, характеризующие поляризацию Λ -гиперона и протона в системах покоя каждой из этих частиц, соответственно:

$$\psi_1 \psi_1^\dagger = 1/2 (1 + \eta \sigma), \quad \psi_2 \psi_2^\dagger = 1/2 (1 + \zeta \sigma).$$

Пусть \mathbf{n} — единичный вектор, направленный по импульсу протона в системе покоя Λ -гиперона. Найдем зависимость вероятности распада от η , ζ и \mathbf{n} :

$$\begin{aligned} W(\eta, \zeta, \mathbf{n}) &\sim |M|^2 \sim \text{Tr} (1 + \zeta \sigma) (S + P \sigma \mathbf{n}) (1 + \eta \sigma) (S^* + P^* \sigma \mathbf{n}) \sim \\ &\sim \{ |S|^2 (1 + \eta \zeta) + |P|^2 (1 + 2(\eta \mathbf{n})(\zeta \mathbf{n}) - \eta \zeta) + \\ &+ (SP^* + S^*P)(\eta \mathbf{n} + \zeta \mathbf{n}) + i(SP^* - S^*P) \zeta [\eta \mathbf{n}] \} \sim \\ &\sim \{ 1 + \alpha(\eta \mathbf{n} + \zeta \mathbf{n}) + \beta \zeta [\eta \mathbf{n}] + \gamma \eta \zeta + (1 - \gamma)(\eta \mathbf{n})(\zeta \mathbf{n}) \}. \end{aligned}$$

Здесь

$$\alpha = \frac{SP^* + S^*P}{|S|^2 + |P|^2}, \quad \beta = i \frac{SP^* - S^*P}{|S|^2 + |P|^2}, \quad \gamma = \frac{|S|^2 - |P|^2}{|S|^2 + |P|^2}.$$

(Легко проверить, что $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$.)

При вычислении следа были использованы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \sigma_i \sigma_k &= \delta_{ik} 1 + i \epsilon_{ikl} \sigma_l, \\ \text{Tr } \sigma_i \sigma_k &= 2\delta_{ik}, \quad \text{Tr } \sigma_i \sigma_k \sigma_l = 2i \epsilon_{ikl}, \\ \text{Tr } \sigma_i \sigma_k \sigma_l \sigma_m &= 2(\delta_{ik} \delta_{lm} + \delta_{im} \delta_{kl} - \delta_{il} \delta_{km}). \end{aligned}$$

Обсудим выражение для $W(\eta, \zeta, n)$. Вероятность распада в S -волне равна нулю, если η и ζ антипараллельны. Этот результат вполне естествен: в отсутствие орбитального момента спин протона должен смотреть по спине Λ -гиперона. Для P -волны это уже не так: вероятность максимальна, когда спин протона направлен по вектору $2n(\eta n) - \eta$.

Если поляризация протона не измеряется, то надо положить $\zeta = 0$. Угловое распределение протонов имеет в этом случае вид $1 + \alpha \eta n$. P -нечетная угловая асимметрия возникает из-за интерференции S - и P -волн. Если распадающийся Λ -гиперон неполяризован, то $\eta = 0$ и вероятность распада пропорциональна $1 + \alpha \zeta n$. Это означает, что протон продольно поляризован (его спин направлен по его импульсу), причем степень продольной поляризации равна α . В общем случае, как нетрудно видеть из выражения для $W(\eta, \zeta, n)$, поляризация протона определяется выражением

$$P = \frac{n(\alpha + \eta n) + \beta [\eta n] + \gamma [n [\eta n]]}{1 + \alpha \eta n}.$$

(Вероятность распада $W(P, \zeta)$ пропорциональна $1 + \zeta P$ и максимальна при $\zeta \| P$.)

Поляризация нуклона по нормали к плоскости, в которой лежат векторы η и n , пропорциональна $\text{Im } SP^*$ и отлична от нуля только в случае ненулевой относительной фазы S - и P -амплитуд Δ :

$$\alpha = \frac{2|S| \cdot |P| \cos \Delta}{|S|^2 + |P|^2}, \quad \beta = -\frac{2|S| \cdot |P| \sin \Delta}{|S|^2 + |P|^2}.$$

Как будет показано ниже, при условии T -инвариантности Δ выражается через фазы рассеяния π -мезона на протоне.

Изотопические амплитуды и правило $\Delta T = 1/2$

Начальное состояние в распаде $\Lambda \rightarrow p^+ \pi^-$ имеет $T = 0$, конечное — суперпозиция $T = 1/2$ и $T = 3/2$:

$$p\pi^- = \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2}.$$

Аналогично в распаде $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$

$$n\pi^0 = \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{3/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{1/2}.$$

Если бы правило $\Delta T = 1/2$ было строгим, то переходы происходили бы только в состояние $\psi_{1/2}$ и для амплитуд распадов имело бы место соотношение

$$\Lambda^0 / \Lambda_0^0 = -\sqrt{2},$$

которое было бы справедливо как для амплитуд A , так и для амплитуд B . В результате корреляционные коэффициенты α, β, γ для двух распадов были бы одинаковы, а для вероятностей мы имели бы

$$\Gamma(\Lambda \rightarrow p\pi^-) / \Gamma(\Lambda \rightarrow n\pi^0) = 2.$$

На опыте все эти предсказания хорошо выполняются (см. гл. 30, п. 3.2).

Чтобы получить следствия правила $\Delta T = 1/2$ для распадов Σ -гиперонов, удобно ввести представление о шпурионе, рассматривая реакции:

$$\begin{aligned} \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0: \Sigma_0^+ &= \\ &= \langle \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{3/2} - \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{1/2} | H | \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2} \rangle = \\ &= \frac{\sqrt{2}}{3} (\Sigma_{3/2} - \Sigma_{1/2}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Sigma^+ \rightarrow n\pi^+: \Sigma_+^+ &= \\ &= \langle \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2} | H | \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2} \rangle = \\ &= \frac{1}{3} (\Sigma_{3/2} + 2\Sigma_{1/2}), \end{aligned}$$

$$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-: \Sigma_-^- = \langle \psi_{3/2} | H | \psi_{3/2} \rangle = \Sigma_{3/2}.$$

Здесь ψ и ϕ — изотопические волновые функции систем (пион + нуклон) и (шпурион + Σ) соответственно. По своим изотопическим свойствам шпурион S тождествен K^0 -мезону, но является фиктивной частицей, не неся ни энергии, ни импульса. Введение шпуриона позволяет оперировать с изотопически инвариантным взаимодействием H . В результате три наблюдаемые амплитуды выразились через изотопические: $\Sigma_{3/2}$ и $\Sigma_{1/2}$, что приводит к соотношению треугольника,

$$\Sigma_+^+ + \sqrt{2}\Sigma_0^+ = \Sigma_-^-,$$

как для S -, так и для P -амплитуд Σ -распадов. На опыте этот треугольник выглядит примерно, как на рис. 8.1. То обстоя-

тельство, что треугольник не замкнулся, обусловлено присутствием переходов с $\Delta T = 3/2$. Очень интересно, что треугольник почти прямоугольный и что его катеты почти легли на оси координат. Мы еще коснемся этого в следующей главе, когда будем рассматривать динамику гиперонных распадов.

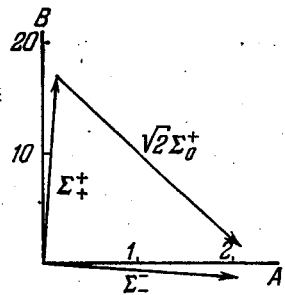


Рис. 8.1

Используя шпурион, легко также установить, что правило $\Delta T = 1/2$ приводит к соотношениям:

$$\begin{aligned} M(\Xi^- \rightarrow \pi^- \Lambda^0): & \quad M(\Xi^0 \rightarrow \pi^0 \Lambda^0) = \sqrt{2}, \\ M(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-): & \quad M(\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0) = \sqrt{2}. \end{aligned}$$

В последнем случае, как мы увидим в дальнейшем, теория предсказывает, а эксперимент подтверждает существенное отклонение от $\sqrt{2}$, связанное с примесью $\Delta T = 3/2$.

Фазы S - и P -амплитуд

Покажем, что фазы амплитуд S и P для распада гиперона в данное изотопическое состояние равны фазам рассеяния продуктов распада в этом изотопическом состоянии. Это утверждение основано на свойствах унитарности S -матрицы и ее симметрии. Последнее свойство является следствием инвариантности лагранжиана относительно обращения времени T . (Очень слабое нарушение CP -инвариантности (и в силу CPT -теоремы — T -инвариантности), которым мы здесь пренебрегаем, создает малые фазы у амплитуд S и P даже в отсутствие взаимодействия в конечном состоянии.)

Доказательство проведем наиболее общим образом, чтобы его легко можно было использовать и в других случаях: в распадах K -мезонов, в нейтринных реакциях и т. д. Прежде всего установим связь между матричными элементами прямых и обратных реакций, вытекающую из условия унитарности S -матрицы,

$$SS^+ = 1,$$

в том случае, когда амплитуды этих реакций, связывающих начальные состояния i и конечные состояния f , малы.

Разобьем S -матрицу на два слагаемых:

$$S = S^0 + S', \quad \text{где } |S^0| \gg |S'|.$$

Слагаемые S^0 и S' выбраны таким образом, что

$$\begin{aligned} S_{ii}^0 &= 0, & S_{ii}' &\neq 0, & S_{ff}^0 &\neq 0, \\ S_{fi}' &\neq 0, & S_{ii}^0 &= 0, & S_{ff}' &= 0, \end{aligned}$$

где $i, i' (f, f')$ — некоторые состояния из группы начальных (конечных) состояний. Таким образом:

$$S_{fi} = S_{fi}', \quad S_{ii} = S_{ii}^0, \quad S_{ff} = S_{ff}^0.$$

Запишем теперь условие унитарности:

$$(S^0 + S')^+ (S^0 + S') = 1,$$

и, пренебрегая членами $S'S'^+$, получим

$$S^0 + S^0 = 1, \quad S^0 + S' + S' + S^0 = 0.$$

Отсюда следует:

$$S' = -S^0 S'^+ S^0, \quad \text{или } S_{fi}' = -S_{ff}^0 S_{fi}'^+ S_{ii}^0.$$

Воспользуемся теперь тем, что $S_{fi}' = S_{fi}$, и определением эрмитового сопряжения. Получим

$$S_{fi} = -S_{ff}^0 S_{ii}'^+ S_{ii}^0.$$

Если состояния i и f диагональны, то

$$S_{ii}^0 = \delta_{ii} e^{2i\sigma_i}, \quad S_{ff}^0 = \delta_{ff} e^{2i\sigma_f},$$

где δ_i и δ_f — фазы рассеяния соответственно в начальном и конечном состояниях. В этом случае

$$S_{fi} = -e^{+2i(\delta_i + \delta_f)} S_{fi}'^+.$$

Подчеркнем, что пока мы опирались только на унитарность S -матрицы и слабость взаимодействия, дающего переходы между i и f . (Последнюю мы использовали, когда пренебрегли $S'S'^+$.)

Учтем теперь, что если имеет место T -обратимость, S -матрица должна быть симметрична:

$$S_{fi} = S_{if}.$$

Подставляя это равенство в предыдущее соотношение, получаем

$$S_{fi} = -e^{+2i(\delta_i + \delta_f)} S_{fi}'^+.$$

или

$$\arg S_{fi} = \delta_f + \delta_i + \frac{\pi}{2}.$$

Учтем теперь, что наши амплитуды M на множитель i отличаются от соответствующих элементов S -матрицы. Учтем также, что при распаде частицы $\delta_i = 0$. Тогда сразу же получаем

$$\arg M_{fi} = \delta_f.$$

Для амплитуд распада гиперонов в каналы с данными значениями l и T отсюда следует, что

$$S_T = \pm |S_T| e^{i\delta_S^T}, \quad P_T = \pm |P_T| e^{i\delta_P^T}.$$

Относительная фаза S - и P -амплитуд $\Delta = \delta_S - \delta_P + n\pi$. (Напомним, что корреляция $\zeta[\eta\pi]$ пропорциональна $\sin \Delta$.)

$SU(3)$ -соотношение между амплитудами гиперонных распадов

Получим соотношение между S -амплитудами гиперонных распадов, основанное на гипотезе, что доминирующая часть нелептонного взаимодействия, удовлетворяющая правилу $\Delta T = 1/2$, является компонентой октета. В соответствии с этой гипотезой мы будем считать шпурин шестой компонентой октета ($\sim \lambda_6$), подобно K^0 -мезону. Наиболее общая форма $SU(3)$ -инвариантной амплитуды, описывающей процессы

$$S + B \rightarrow B + P,$$

где как фиктивная частица S , так и реальные частицы — барионы B и псевдоскалярные мезоны P — являются компонентами октетов, имеет вид

$$A = \sum_{i=1}^9 A_i J_i,$$

здесь A_i — числа, а J_i — $SU(3)$ -скаляры, построенные из октетных волновых функций. В общем случае можно построить девять таких скаляров:

$$\begin{aligned} J_1 &= (S\bar{B}\bar{P}B), & J_4 &= (S\bar{B}\bar{B}\bar{P}), & J_7 &= (S\bar{B})(B\bar{P}), \\ J_2 &= (S\bar{B}\bar{P}\bar{B}), & J_5 &= (S\bar{P}\bar{B}B), & J_8 &= (SB)(\bar{B}\bar{P}), \\ J_3 &= (S\bar{B}\bar{B}\bar{P}), & J_6 &= (S\bar{P}B\bar{B}), & J_9 &= (S\bar{P})(\bar{B}B), \end{aligned}$$

где скобки означают след, например $(SB) = S_k^i B_i^k$, $(S\bar{B}\bar{P}B) = S_k^i \bar{B}_i^m \bar{P}_m^l B_l^k$. Между девятью скалярами имеется одно линейное соотношение

$$\sum_{i=1}^6 J_i = \sum_{i=7}^9 J_i,$$

однако мы им пользоваться не будем. Используя явный вид мезонного и барионного октетов, легко получить:

$$A(\Lambda^0) = \frac{1}{\sqrt{6}} (A_1 + A_2 - 2A_4),$$

$$A(\Xi^-) = \frac{1}{\sqrt{6}} (A_2 - 2A_3 + A_4),$$

$$A(\Xi_0^+) = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 - A_2),$$

$$A(\Sigma_0^+) = A_1 + A_7,$$

$$A(\Sigma^-) = A_2 + A_7.$$

Для дальнейшего нам понадобятся свойства преобразования октетных матриц и инвариантов J_i при зарядовом сопряжении:

$$B = B_k^i \xrightarrow{C} B_C = \bar{B}_i^k = \bar{\bar{B}},$$

$$P \xrightarrow{C} \bar{P},$$

$$S \xrightarrow{C} S,$$

и, следовательно:

$$\begin{aligned} J_1 &\rightarrow J_1, & J_3 &\leftrightarrow J_5, \\ J_2 &\rightarrow J_2, & J_4 &\leftrightarrow J_6, \\ J_8 &\rightarrow J_8, & J_7 &\leftrightarrow J_9. \end{aligned}$$

Амплитуда $A = \sum_i A_i J_i$ отвечает переходам с $P = -1$ и $CP = +1$ и, следовательно, с $C = -1$. Таким образом,

$$A \xrightarrow{C} -A.$$

Отсюда следует, что

$$A_1 = A_2 = A_9 = 0, \quad A_3 = -A_5, \quad A_4 = -A_6, \quad A_7 = -A_8.$$

Используя равенство $A_1 = A_2 = 0$, находим соотношение

$$A(\Lambda^0) + 2A(\Xi^-) = \sqrt{3}A(\Sigma_0^+).$$

Это равенство носит название соотношения Ли—Сугавары. Оно хорошо выполняется на опыте. Заметим, что на опыте неплохо выполняется такое же соотношение между P -волновыми амплитудами, однако из $SU(3)$ -симметрии оно не следует. Дело в том, что при C -сопряжении $B = \sum_i B_i J_i \rightarrow +B$ и ни одна из девяти амплитуд B_i не зануляется.

9. ДИНАМИКА НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ ГИПЕРОНОВ

В этой главе мы приведем примеры расчетов амплитуд нелептонных распадов гиперонов. Эти расчеты опираются на кварковую модель адронов и на эффективный нелептонный лагранжиан

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sqrt{2} G \sin \theta \cos \theta \sum_{i=1}^6 c_i O_i.$$

Явный вид операторов O_i и значения коэффициентов c_i , входящих в это выражение, приведены в конце гл. 7. В основном мы будем рассматривать распады Λ -гиперона. В конце главы обсудим распады Ω -гиперона.

Кварковые диаграммы

Слабое взаимодействие кварков, приводящее к нелептонным распадам гиперонов, может быть двух типов: рассеяние (рис. 9.1)

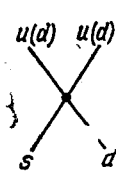


Рис. 9.1

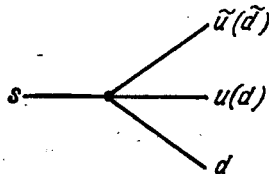


Рис. 9.2

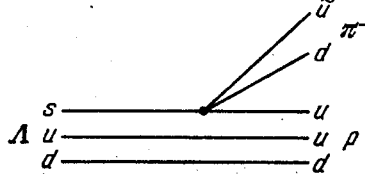


Рис. 9.3

или распад (рис. 9.2). В качестве примера рассмотрим распады Λ -гиперона. Кварковые диаграммы, описывающие эти распады, можно разделить на два класса: внешние (рис. 9.3) и внутренние

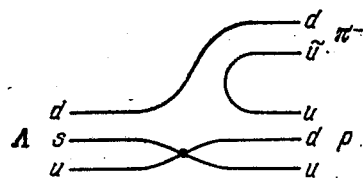


Рис. 9.4

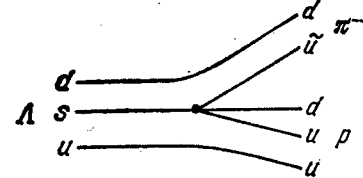


Рис. 9.5

(рис. 9.4 и рис. 9.5). Во внешних диаграммах распад s -кварка происходит изолированно, он как бы сразу излучает свободный π -мезон, который сделан из кварка и антикварка, возникших в слабой вершине. Во внутренних диаграммах π -мезон образуется более сложным образом, с обязательным участием других квар-

ков. Внутренние диаграммы более сложны, и мы пока что не умеем их рассчитывать. Однако легко видеть, что они обладают замечательным свойством: они дают переходы только с $\Delta T = 1/2$. Возникновение такого запрета на переходы с $\Delta T = 3/2$ легко понять, глядя как на упрощенный эффективный лагранжиан \mathcal{L}_{eff} , так и на полный эффективный лагранжиан \mathcal{L}_{eff} (Вайнштейна, Захарова и Шифмана), с которым мы будем работать ниже. Напомним (см. гл. 7), что \mathcal{L}_{eff} состоит из трех слагаемых:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sqrt{2} G \sin \theta \cos \theta (a_s I_s + a_u I_u + a_R I_R).$$

Из трех слагаемых только I_u может давать переходы с $\Delta T = 3/2$, в то время как I_s и I_R являются чистыми изотопическими спинами и, следовательно, дают переходы только с $\Delta T = 1/2$. Но именно I_u не может дать вклад во внешние диаграммы.

Дело в том, что оператор I_u симметризован по парам кварков. При рассеянии (рис. 9.1 и 9.4) симметризованы как начальные, так и конечные кварки; при распаде (рис. 9.2 и 9.5) симметризованы конечные кварки. В то же время в белом барионе любая пара кварков находится в антисимметричном по цвету состоянии, образуя антитриплет $\bar{3}$.

Аналогичным образом, отсутствие переходов с $\Delta T = 3/2$ во внутренних диаграммах легко увидеть и в случае полного эффективного лагранжиана. Дело в том, что во внутренние диаграммы не дает вклада «симметричный» оператор O_4 — единственный из шести операторов O_i , имеющий $\Delta T = 3/2$. (Заметим, что во внутренние диаграммы не дают также вклада «симметричные» операторы O_2 и O_3 . Доминирует в этих диаграммах O_1 из-за большого коэффициента c_1 .)

Факторизация внешних диаграмм для распада $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$

Обратимся к расчету внешних диаграмм. Рассмотрим распад $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и найдем вклады в амплитуды отдельных слагаемых, из которых состоят операторы O_i . Если предположить, что кварки, образовавшие π^- -мезон на рис. 9.3, не взаимодействуют дополнительно с кварками, входящими в начальный и конечный барионы, то амплитуда распада факторизуется, превращается в произведение двух матричных элементов. Проще всего это видно на примере члена $\bar{d}_L \gamma_\alpha u_L \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L$:

$$\langle \pi^- p | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle = \langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L | 0 \rangle \langle p | \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle.$$

С обоими множителями мы уже встречались:

$$\langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L | 0 \rangle = \frac{1}{2} \langle \pi^- | \bar{d} \gamma_\alpha u | 0 \rangle = \frac{1}{2} f_\pi \Phi_{\pi^0} k_\alpha,$$

где φ_π — волновая функция π -мезона, k_α — его 4-импульс, а $f_\pi \approx 0,95 m_\pi$ — известная константа, характеризующая распады $\pi \rightarrow e\nu$ и $\pi \rightarrow \mu\nu$. Что касается матричного элемента $\langle p | \bar{u}_L \gamma_\alpha s_L | \Lambda \rangle$, то он определяет амплитуду β -распада Λ -гиперона и имеет вид

$$\langle p | \bar{u}_L \gamma_\alpha s_L | \Lambda \rangle = \frac{1}{2} \langle p | \bar{u} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) s | \Lambda \rangle = + \frac{1}{2} \bar{u}_p (g_V \gamma_\alpha + g_A \gamma_\alpha \gamma_5) u_\Lambda.$$

В силу $SU(3)$ -симметрии, $g_V = -3/\sqrt{6}$, $g_A/g_V = F + D/3$ (см. гл. 6). Экспериментальное значение g_V в распадах $\Lambda \rightarrow p l \nu$ не противоречит теоретическому, что же касается g_A/g_V , то опыт дает для этого отношения $0,62 \pm 0,05$.

Таким образом,

$$\begin{aligned} \langle \pi^- p | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle &= - \frac{3}{4\sqrt{6}} f_\pi k_\alpha \bar{u}_p \left(\gamma_\alpha + \frac{g_A}{g_V} \gamma_\alpha \gamma_5 \right) u_\Lambda \varphi_\pi = \\ &= - \frac{3}{4\sqrt{6}} f_\pi \bar{u}_p \left[(m_\Lambda - m_p) - (m_\Lambda + m_p) \frac{g_A}{g_V} \gamma_5 \right] u_\Lambda \varphi_\pi. \end{aligned}$$

Вспомним теперь общий вид амплитуды нелептонного распада гиперона (см. начало гл. 8):

$$M = G m_\pi^2 \bar{u}_2 (A + B \gamma_5) u_1 \varphi_\pi.$$

Мы видим, что вклад члена $\sqrt{2} G \sin \theta \cos \theta \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L$ в амплитуды A и B распада $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ равен соответственно

$$\begin{aligned} A(\Lambda^0): & - \frac{\sqrt{3}}{4} \sin \theta \cos \theta \frac{f_\pi (m_\Lambda - m_p)}{m_\pi^2}, \\ B(\Lambda^0): & + \frac{\sqrt{3}}{4} \sin \theta \cos \theta \frac{f_\pi (m_\Lambda + m_p)}{m_\pi^2} \cdot \frac{g_A}{g_V}. \end{aligned}$$

Чтобы найти амплитуду, отвечающую члену $\bar{u}_L \gamma_\alpha u_L \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L$, нужно поменять местами операторы \bar{u}_L и \bar{d}_L . Воспользуемся для этого преобразованием Фирца (см. гл. 28, пп. 2.6 и 3.4):

$$\begin{aligned} \delta_k^\alpha [\gamma_\mu (1 + \gamma_5)]_\beta^\alpha \delta_m^\mu [\gamma^\mu (1 + \gamma_5)]_\beta^\alpha &= \\ &= + \frac{1}{3} \delta_m^\alpha [\gamma_\mu (1 + \gamma_5)]_\beta^\alpha \delta_k^\mu [\gamma^\mu (1 + \gamma_5)]_\beta^\alpha + \\ &+ \frac{1}{2} (\lambda^\alpha)_m^\alpha [\gamma_\mu (1 + \gamma_5)]_\beta^\alpha (\lambda^\alpha)_k^\alpha [\gamma^\mu (1 + \gamma_5)]_\beta^\alpha. \end{aligned}$$

Здесь греческие индексы — дираковы, латинские — цветовые, знаки «+» отвечают тому, что спинорные операторы антикоммутируют. В силу сохранения цвета второе слагаемое дает нулевой вклад ($\langle \pi | \bar{d}_L \gamma_\alpha \lambda^\alpha u_L | 0 \rangle = 0$), и мы получаем

$$\langle \pi^- p | \bar{u}_L \gamma_\alpha u_L \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle = \frac{1}{3} \langle \pi^- p | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle.$$

Легко видеть, что члены

$$\bar{d}_L \gamma_\alpha d_L \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L, \quad \bar{d}_R \gamma_\alpha d_R \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L \quad \text{и} \quad \bar{d}_R \gamma_\alpha \lambda^\alpha d_R \bar{d}_R \gamma^\alpha s_L$$

дадут нулевой вклад во внешнюю диаграмму распада $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$, поскольку вообще не содержат \bar{u} -кварка, необходимого для образования π^- -мезона. Чтобы вычислить вклады членов $\bar{u}_R \gamma_\alpha u_R \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L$ и $\bar{u}_R \gamma_\alpha \lambda^\alpha u_R \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L$, воспользуемся соответственно преобразованиями Фирца:

$$\begin{aligned} \delta_k^\alpha [\gamma_\mu (1 + \gamma_5)]_\beta^\alpha \delta_m^\mu [\gamma^\mu (1 - \gamma_5)]_\beta^\alpha &= \\ &= -2 \left[\frac{1}{3} \delta_m^\alpha (1 + \gamma_5)_\beta^\alpha \delta_k^\alpha (1 - \gamma_5)_\beta^\alpha + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} (\lambda^\alpha)_m^\alpha (1 + \gamma_5)_\beta^\alpha (\lambda^\alpha)_k^\alpha (1 - \gamma_5)_\beta^\alpha \right] \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} (\lambda^\alpha)_k^\alpha [\gamma_\mu (1 + \gamma_5)]_\beta^\alpha (\lambda^\alpha)_m^\alpha [\gamma^\mu (1 - \gamma_5)]_\beta^\alpha &= \\ &= -2 \left[\frac{16}{9} \delta_m^\alpha (1 + \gamma_5)_\beta^\alpha \delta_k^\alpha (1 - \gamma_5)_\beta^\alpha - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{3} (\lambda^\alpha)_m^\alpha (1 + \gamma_5)_\beta^\alpha (\lambda^\alpha)_k^\alpha (1 - \gamma_5)_\beta^\alpha \right]. \end{aligned}$$

(В этих выражениях общие знаки минус учитывают антикоммутируемость спинорных операторов.) Факторизуя и учитывая сохранение цвета, получим

$$\begin{aligned} \langle \pi^- p | \bar{u}_R \gamma_\alpha u_R \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle &= - \frac{2}{3} \langle \pi^- | \bar{d}_L u_R | 0 \rangle \langle p | \bar{u}_R s_L | \Lambda \rangle, \\ \langle \pi^- p | \bar{u}_R \gamma_\alpha \lambda^\alpha u_R \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle &= - \frac{32}{9} \langle \pi^- | \bar{d}_L u_R | 0 \rangle \langle p | \bar{u}_R s_L | \Lambda \rangle. \end{aligned}$$

Усиление вклада правых кварков

Сравним теперь «правую» амплитуду

$$\langle \pi^- | \bar{d}_L u_R | 0 \rangle \langle p | \bar{u}_R s_L | \Lambda \rangle,$$

содержащую операторы рождения и уничтожения правых кварков (амплитуда такого вида возникает от операторов O_5 и O_6), с «левой» амплитудой

$$\langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L | 0 \rangle \langle p | \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle,$$

не содержащей операторов правых кварков (амплитуда такого вида возникает от операторов O_1, O_2, O_3, O_4). Первая представляет собой произведение скаляров, вторая — векторов. Чтобы привести их к одинаковому виду, воспользуемся соотношением

$$\langle \pi^- | \bar{d} \gamma_\alpha \gamma_5 u | 0 \rangle = \frac{m_u + m_d}{m_\pi} \langle \pi^- | \bar{d} \gamma_5 u | 0 \rangle k_\alpha.$$

Чтобы проверить это равенство, достаточно умножить его на k_α и использовать уравнение Дирака для кварков. Напомним, что

$k = k_\Lambda - k_p$, $k^2 = m_\pi^2$; одновременно $k = k_d + k_{\bar{u}} = k_s - k_u$. Последнее равенство позволяет записать:

$$k_\alpha \langle p | \bar{u} (\gamma^\alpha + \gamma^\alpha \gamma_5) s | \Lambda \rangle = \langle p | \bar{u} [(m_s - m_u) - (m_s + m_u) \gamma_5] s | \Lambda \rangle = m_s \langle p | \bar{u} (1 - \gamma_5) s | \Lambda \rangle.$$

(Мы здесь пренебрегли массой u -кварка по сравнению с массой s -кварка; напомним, что $m_s \approx 150$ МэВ, $m_u \approx 4$ МэВ, $m_d \approx 7$ МэВ.) Таким образом, оказывается, что «правые» амплитуды содержат большой множитель:

$$\chi = \frac{m_\pi^2}{(m_u + m_d) m_s} \approx 12.$$

При этом, как легко видеть,

$$A \text{ («правая»} = -\chi A \text{ («левая»), } B \text{ («правая»} = \chi B \text{ («левая»)}.$$

Теперь мы можем выписать окончательный результат для вклада внешней диаграммы в амплитуду распада $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ с учетом всех членов эффективного нелептонного лагранжиана \mathcal{L} :

$$A(\Lambda^0) = \frac{\sqrt{3}}{4} \sin \theta \cos \theta \frac{f_\pi (m_\Lambda - m_p)}{m_\pi^2} \left[\frac{2}{3} c_1 - \frac{4}{3} c_2 - \frac{4}{3} c_3 - \frac{4}{3} c_4 - \frac{32}{9} \chi c_5 - \frac{2}{3} \chi c_6 \right],$$

$$B(\Lambda^0) = -\frac{\sqrt{3}}{4} \sin \theta \cos \theta \frac{f_\pi (m_\Lambda + m_p)}{m_\pi^2} \frac{g_A}{g_V} \left[\frac{2}{3} c_1 - \frac{4}{3} c_2 - \frac{4}{3} c_3 - \frac{4}{3} c_4 + \frac{32}{9} \chi c_5 + \frac{2}{3} \chi c_6 \right].$$

Подставляя сюда значения $c_1 = -2,75$, $c_2 = 0,06$, $c_3 = 0,08$, $c_4 = 0,39$, $c_5 = -0,14$, $c_6 = -0,05$, получим

$$A(\Lambda^0) \approx 0,44, \quad B(\Lambda^0) \approx 7,4.$$

На опыте

$$A(\Lambda^0) = 1,47 \pm 0,01, \quad B(\Lambda^0) = 9,98 \pm 0,24.$$

Согласие для амплитуды B лучше, чем для A . По-видимому, в случае амплитуд A важную роль играют внутренние диаграммы, вклад которых мы не учитывали.

Распад $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^0$

Проводя аналогичные расчеты для распада $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^0$, легко получить

$$\langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma_\alpha u_L \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle = \langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma_\alpha u_L | 0 \rangle \langle n | \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle,$$

$$\langle \pi^0 n | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle = \frac{1}{3} \langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma_\alpha u_L | 0 \rangle \langle n | \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle,$$

$$\langle \pi^0 n | \bar{d}_L \gamma_\alpha d_L \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle = \frac{4}{3} \langle \pi^0 | \bar{d}_L \gamma_\alpha d_L | 0 \rangle \langle n | \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle,$$

$$\langle \pi^0 n | \bar{d}_R \gamma_\alpha \lambda^a d_R \bar{d}_L \gamma^\alpha \lambda^a s_L | \Lambda \rangle = -\frac{32}{9} \langle \pi^0 | \bar{d}_L d_R | 0 \rangle \langle n | \bar{d}_R s_L | \Lambda \rangle,$$

$$\langle \pi^0 n | (\bar{d}_R \gamma_\alpha d_R + \bar{u}_R \gamma_\alpha u_R) \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | \Lambda \rangle = -\frac{2}{3} \langle \pi^0 | \bar{d}_L d_R | 0 \rangle \langle n | \bar{d}_R s_L | \Lambda \rangle.$$

Эти соотношения позволяют выписать окончательный результат для вклада внешних диаграмм рис. 9.6 в амплитуды распада $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^0$:

$$A(\Lambda^0) = \frac{\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \sin \theta \cos \theta \frac{f_\pi (m_\Lambda - m_p)}{m_\pi^2} \left[-\frac{2}{3} c_1 + \frac{4}{3} c_2 + \frac{4}{3} c_3 - \frac{8}{3} c_4 + \frac{32}{9} \chi c_5 + \frac{2}{3} \chi c_6 \right],$$

$$B(\Lambda^0) = -\frac{\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \sin \theta \cos \theta \frac{f_\pi (m_\Lambda + m_p)}{m_\pi^2} \frac{g_A}{g_V} \left[-\frac{2}{3} c_1 + \frac{4}{3} c_2 + \frac{4}{3} c_3 - \frac{8}{3} c_4 - \frac{32}{9} \chi c_5 - \frac{2}{3} \chi c_6 \right].$$

Выделим теперь вклад оператора O_4 , дающего переходы с $\Delta T = 3/2$:

$$A(\Lambda^0) + \sqrt{2} A(\Lambda^0) = -\sqrt{3} \sin \theta \cos \theta \frac{f_\pi (m_\Lambda - m_p)}{m_\pi^2} c_4 = -0,17,$$

$$B(\Lambda^0) + \sqrt{2} B(\Lambda^0) = +\sqrt{3} \sin \theta \cos \theta \frac{f_\pi (m_\Lambda + m_p)}{m_\pi^2} \frac{g_A}{g_V} c_4 = +1,32.$$

(Если бы правило $\Delta T = 1/2$ выполнялось строго, то правые части в этих выражениях были бы равны нулю.) На опыте

$$A(\Lambda^0) + \sqrt{2} A(\Lambda^0) = -0,09 \pm 0,03,$$

$$B(\Lambda^0) + \sqrt{2} B(\Lambda^0) = -0,66 \pm 0,81.$$

Мы видим, что для S -волны теория дает несколько меньшее подавление амплитуды с $\Delta T = 3/2$, чем это наблюдается на опыте.

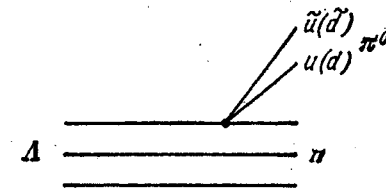


Рис. 9.6

Для P -волны имеется противоречие в знаке, однако его нельзя считать реальным, поскольку экспериментальные ошибки очень велики. Было бы очень интересно уточнить экспериментальные

данные, поскольку из-за отсутствия вклада внутренних диаграмм, теоретическое предсказание для амплитуд с $\Delta T = 3/2$ весьма надежно: в пределах фактора 2 может измениться величина амплитуды, но не ее знак.

Распады Ω^- -гиперона

Рассмотрим теперь распады



Если бы правило $\Delta T = 1/2$ было строгим, то отношение вероятностей этих распадов равнялось бы 2. Найдем это отношение с учетом вклада оператора O_4 , дающего переходы с $\Delta T = 3/2$ во внешних диаграммах (рис. 9.7 и 9.8). В распаде Ω^- -гиперона, у которого $J^P = 3/2^+$, имеется две волны: $P(l=1)$ и $D(l=2)$. Масштаб

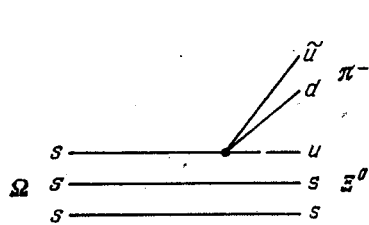


Рис. 9.7

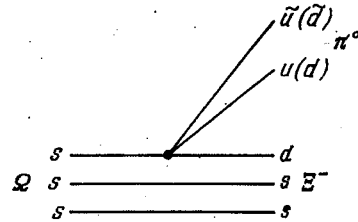


Рис. 9.8

P -амплитуды примерно такой же, как в распадах гиперонов с $J^P = 1/2^+$. Что же касается D -амплитуды, то из-за центростремительного барьера в ней имеется фактор $(kR)^2 \ll 1$ и она должна быть мала. Поэтому мы будем учитывать лишь P -амплитуду. Повторяя рассуждения, проведенные выше для Λ -гиперона, нетрудно получить, что

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-)}{\Gamma(\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0)} &\approx \frac{|P(\Omega^-)|^2}{|P(\Omega^-)|^2} = \\ &= 2 \frac{|-c_1 + 2c_2 + 2c_3 + 2c_4 - \frac{16}{3}\chi c_5 - \chi c_6|^2}{|-c_1 + 2c_2 + 2c_3 - 4c_4 - \frac{16}{3}\chi c_5 - \chi c_6|^2} \approx 2,94. \end{aligned}$$

Разумно ожидать, что на опыте это отношение будет несколько меньше, поскольку из анализа Λ -гиперонов мы видели, что теоретическая величина $\chi(c_5 + c_6)$, возможно, несколько занижена, а c_4 завышена. В соответствии с этим ожиданием опыт дает: $2,74 \pm 0,15$.

10. НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ K -МЕЗОНОВ

В этой главе мы рассмотрим распады заряженных и нейтральных K -мезонов на два и три пиона: $K \rightarrow 2\pi$ и $K \rightarrow 3\pi$. Прежде чем обсуждать вопросы, связанные с изотопическими правилами отбора и кварковой динамикой, нам необходимо рассмотреть ограничения, налагаемые на эти распады сохранением CP -четности. (Малые CP -неинвариантные эффекты будут обсуждены в гл. 12.)

K_1^0 - и K_2^0 -мезоны

Рассмотрим распад нейтрального каона на два пиона: $\pi^0 \pi^0$ или $\pi^+ \pi^-$. Система $\pi^0 \pi^0$ имеет положительную CP -четность: $CP(\pi^0 \pi^0) = (CP(\pi^0))^2 = (-1)^2 = +1$. То же относится и к системе $\pi^+ \pi^-$:

$$CP(\pi^+ \pi^-) = C(\pi^+ \pi^-) \cdot P(\pi^+ \pi^-) = (-1)^l \cdot (-1)^l = +1.$$

(Здесь l — орбитальный момент системы $\pi^+ \pi^-$; в распаде K -мезона $l=0$.) Поэтому и в силу сохранения CP -четности в 2π может распасться лишь система, обладающая положительной CP -четностью. Но ни K^0 , ни \bar{K}^0 не обладают определенной CP -четностью:

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle,$$

$$CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle.$$

В результате на два пиона распадается линейная суперпозиция K^0 и \bar{K}^0 :

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}},$$

CP -четность которой равна $+1$;

$$CP|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle.$$

Ортогональная суперпозиция

$$K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$$

имеет отрицательную CP -четность ($CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle$) и на два пиона может распасться лишь за счет взаимодействия, нарушающего CP -инвариантность*).

* Учитывая, что K -мезоны псевдоскалярны, удобно определить:

$$CP|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle, \quad CP|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle.$$

При этом CP -четная суперпозиция имеет вид $K_1 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$, а CP -нечетная $K_2 = (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2}$. Такие определения можно часто встретить в литературе. Вообще, следует помнить, что состояние, C -сопряженное данному, определяется с точностью до произвольного фазового множителя:

$$C|K^0\rangle = e^{i\alpha} |\bar{K}^0\rangle, \quad C|\bar{K}^0\rangle = e^{-i\alpha} |K^0\rangle.$$

Обратимся теперь к распадам на три пиона: поскольку $CP|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle = -|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle$, то распад K_1^0 на $3\pi^0$ запрещен, а распад $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ разрешен. CP -четность системы $\pi^+\pi^-\pi^0$ зависит от того, в каком орбитальном состоянии находятся пионы. Суммарный угловой момент J трех пионов в распаде $K \rightarrow 3\pi$ равен нулю. Можно представить J в виде суммы

$$J = l + L,$$

где l — орбитальный момент пары $\pi^+\pi^-$, а L — орбитальный момент π^0 -мезона относительно центра масс пары $\pi^+\pi^-$. Поскольку $J=0$, то $L=l$. Учитывая, что CP -четность пары $\pi^+\pi^-$ положительна независимо от величины l , а π^0 -мезона — отрицательна, находим, что

$$CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = (-1)^{l+1}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle.$$

Таким образом, система $\pi^+\pi^-\pi^0$ с четными значениями l может рождаться при распаде K_2^0 -мезона, а с нечетными l — при распаде K_1^0 -мезона. Поскольку ненулевые орбитальные моменты ведут к уменьшению амплитуды распада,

$$|M(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)| \ll |M(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)|.$$

Итак, в основном должны иметь место распады $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ и $K_2^0 \rightarrow 3\pi$. Первые идут с нарушением, вторые — с сохранением P -четности. Поскольку соответствующие взаимодействия в эффективном нелептонном лагранжиане имеют одинаковый порядок величины (см. гл. 7 и 9), то отношение вероятностей распадов $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ и $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ определяется отношением фазовых объемов в этих распадах. Из-за малого энерговыделения в распадах на три пиона их вероятности примерно на три порядка меньше, чем вероятности распадов $K_1^0 \rightarrow 2\pi$.

Обратимся теперь к изотопическим соотношениям между различными зарядовыми каналами нелептонных распадов.

Изотопические соотношения для распадов $K \rightarrow 2\pi$

Два пиона могут находиться в состояниях с $T=0, 1$ и 2 . Пусть один из пионов описывается изотопическим вектором a , а другой — изотопическим вектором b . Состояние с $T=0$ описывается изоскаляром $ab = a_i b_i$. Состояние с $T=1$ — изовектором $a_i b_j \varepsilon_{ijk}$, или иначе $[a \times b]$. Состояние с $T=2$ описывается симметричным тензором второго ранга с нулевым следом.

$$a_i b_j + a_j b_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} (ab).$$

(Этот тензор имеет пять независимых компонент). Тензор и скаляр симметричны относительно перестановки векторов a и b , вектор — антисимметричен. Поскольку в распаде K -мезона два пиона рож-

даются с $l=0$ и находятся в состоянии координатно-симметричном, они в силу обобщенного принципа Бозе не могут находиться в изоспиново-антисимметричном состоянии и, следовательно, не могут иметь $T=1$. Это значит, что в распаде $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ они могут иметь $T=0, 2$, а в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ — только $T=2$. (В последнем случае $T=0$ невозможно, так как $T_3=1$.)

Вспомним теперь о правиле $\Delta T = 1/2$. Если бы оно было строгим, то при распаде K -мезона, изоспин которого равен $1/2$, два пиона не могли бы попасть в состояние с $T=2$. В результате распад $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ был бы запрещен, а два пиона в распадах $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ находились бы в состоянии с $T=0$. Глядя на волновую функцию этого состояния,

$$a_i b_i = a_+ b_- + a_- b_+ + a_0 b_0,$$

где индексы указывают зарядовые состояния пионов, легко получить, что

$$\frac{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} = 2.$$

На опыте это отношение близко к $2,2$, а распад $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, хотя и подавлен в несколько сот раз по сравнению с распадами $K_1^0 \rightarrow 2\pi$, но все же идет. В обоих случаях отклонение от правила $\Delta T = 1/2$ обусловлено переходами с $\Delta T = 3/2$, за которые ответствен член O_4 в эффективном нелептонном лагранжиане.

Используя «шпурионы» с $T=1/2$ и $T=3/2$ и таблицу коэффициентов Клебша — Гордана, нетрудно получить следующие соотношения (существенно, что волновая функция двух π -мезонов симметризована по их изотопическим переменным):

$$\bar{M}(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = \sqrt{\frac{2}{3}} A_0 e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}} A_2 e^{i\delta_2},$$

$$M(K_1^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = \sqrt{\frac{1}{3}} A_0 e^{i\delta_0} - \sqrt{\frac{2}{3}} A_2 e^{i\delta_2},$$

$$M(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) = \frac{\sqrt{3}}{2} A_2 e^{i\delta_2},$$

где A_0 и A_2 — действительные амплитуды перехода в состояния с $T=0$ и $T=2$ соответственно, а δ_0 и δ_2 — фазы $\pi\pi$ -рассеяния в этих состояниях. (Учет этих фаз проводится в соответствии с соотношениями, полученными в гл. 8.) Для отношения ширины имеем

$$\frac{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \frac{p_{\pm}}{p_0} \left(2 + 6\sqrt{2} \frac{A_2}{A_0} \cos(\delta_2 - \delta_0) \right),$$

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)}{\Gamma(K_1^0 \rightarrow 2\pi)} = \frac{3}{4} \left(\frac{A_2}{A_0} \right)^2,$$

где учтено, что отношение фазовых объемов равно отношению

импульсов $p_{\pm}/p_0 = 0,986$. Используя данные по S -волновому рассеянию $\delta_0 - \delta_2 = 53^\circ \pm 6^\circ$, находим, что согласующиеся с опытом результаты для обоих отношений получаются при $A_2/A_0 = (4,5 \div 4,6) \%$.

Кварковые диаграммы для распадов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0$

В качестве примера вычислим амплитуду распадов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0$, исходя из эффективного нелептонного взаимодействия O_4 (напомним, что остальные члены эффективного нелептонного лагранжиана, рассмотренного в гл. 7, удовлетворяют правилу отбора $\Delta T = 1/2$ и поэтому вклада в распад $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ не дают). Для удобства, чтобы иметь дело с s -кварком а не \bar{s} -кварком, будем

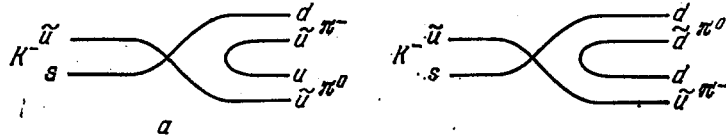


Рис. 10.1

рассматривать распад $K^- \rightarrow \pi^-\pi^0$, амплитуда которого равна амплитуде распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$.

Легко убедиться, что диаграммы аннигиляционного типа, изображенные на рис. 10.1, дают нулевой вклад в амплитуду. Дело в том, что в диаграммах a и b π^0 -мезон возникает с противоположными знаками (один раз из $u\bar{u}$, а другой — из $d\bar{d}$). Если учесть теперь, что в распаде два пиона возникают в симметричном

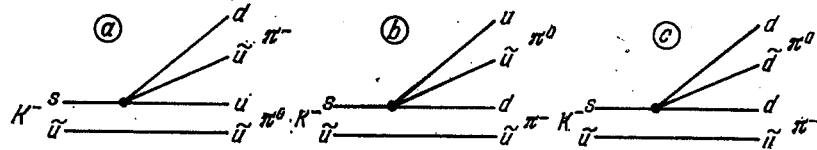


Рис. 10.2

состоянии (на диаграммах этому отвечает симметрия верх—низ), то сразу же видно, что диаграммы a и b взаимно гасят друг друга.

Рассмотрим теперь внешние диаграммы, в которых s -кварк испускает пион (рис. 10.2).

Напомним (см. конец гл. 7), что

$$O_4 = \bar{c}_L \gamma_\alpha u_L \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L + \bar{u}_L \gamma_\alpha u_L \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L - \bar{d}_L \gamma_\alpha d_L \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L.$$

Факторизуем сначала амплитуду, отвечающую диаграмме 2, a .

Вклад в эту амплитуду первого слагаемого из O_4 равен

$$\langle \pi^-\pi^0 | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | K^- \rangle_a = \langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L | 0 \rangle \langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | K^- \rangle.$$

Вклад второго слагаемого из O_4 в амплитуду 2, a найдем с помощью преобразования Фирца (см. гл. 28, п. 3.4 и гл. 7 и 9)

$$\langle \pi^-\pi^0 | \bar{u}_L \gamma_\alpha u_L \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | K^- \rangle_a = \frac{1}{3} \langle \pi^-\pi^0 | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | K^- \rangle.$$

Легко видеть, что вклад в амплитуду 2, a третьего слагаемого из O_4 равен нулю: в этом слагаемом нет u -кварковых операторов. Суммарный вклад оператора O_4 в амплитуду, отвечающую диаграмме 2, a , равен

$$\begin{aligned} \langle \pi^-\pi^0 | O_4 | K^- \rangle_a &= \frac{4}{3} \langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L | 0 \rangle \langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | K^- \rangle = \\ &= \frac{1}{3} \langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma_\alpha \gamma_5 u | 0 \rangle \langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma^\alpha s | K^- \rangle. \end{aligned}$$

Аналогичное рассмотрение диаграммы 2, b дает

$$\begin{aligned} \langle \pi^-\pi^0 | \bar{d}_L \gamma_\alpha u_L \bar{u}_L \gamma^\alpha s_L | K^- \rangle_b &= \frac{1}{3} \langle \pi^-\pi^0 | \bar{u}_L \gamma_\alpha u_L \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | K^- \rangle_b = \\ &= \frac{4}{3} \langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma_\alpha u_L | 0 \rangle \langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | K^- \rangle. \end{aligned}$$

Так что

$$\langle \pi^-\pi^0 | O_4 | K^- \rangle_b = \frac{1}{3} \langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma_\alpha \gamma_5 u | 0 \rangle \langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma^\alpha s | K^- \rangle.$$

Наконец, рассмотрим амплитуду, отвечающую диаграмме 2, c . В нее дает вклад только последнее слагаемое из O_4 :

$$\begin{aligned} \langle \pi^-\pi^0 | O_4 | K^- \rangle_c &= -\langle \pi^-\pi^0 | \bar{d}_L \gamma_\alpha d_L \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | K^- \rangle_c = \\ &= -\frac{4}{3} \langle \pi^0 | \bar{d}_L \gamma_\alpha d_L | 0 \rangle \langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma^\alpha s_L | K^- \rangle = \\ &= -\frac{1}{3} \langle \pi^0 | \bar{d}_L \gamma_\alpha \gamma_5 d | 0 \rangle \langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma^\alpha s | K^- \rangle. \end{aligned}$$

Если мы учтем теперь, что

$$\langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma_\alpha \gamma_5 u | 0 \rangle = -\langle \pi^0 | \bar{d}_L \gamma_\alpha \gamma_5 d | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma_\alpha \gamma_5 u | 0 \rangle,$$

$$\langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma_\alpha s | K^- \rangle = \sqrt{2} \langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma_\alpha s | K^- \rangle,$$

то увидим, что диаграммы 2, a , 2, b и 2, c дают одинаковые вклады. Окончательно имеем

$$\begin{aligned} \langle \pi^-\pi^0 | O_4 | K^- \rangle &= \langle \pi^-\pi^0 | O_4 | K^- \rangle_a + \langle \pi^-\pi^0 | O_4 | K^- \rangle_b + \\ &+ \langle \pi^-\pi^0 | O_4 | K^- \rangle_c = \langle \pi^- | \bar{d}_L \gamma_\alpha \gamma_5 u | 0 \rangle \langle \pi^0 | \bar{u}_L \gamma^\alpha s | K^- \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} f_\pi k_{1\alpha} [f_+ (k+k_2)_\alpha + f_- (k-k_2)_\alpha] = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} f_\pi [f_+ (m_K^2 - m_\pi^2) + f_- m_\pi^2]. \end{aligned}$$

Мы учли здесь (см. гл. 5 и 6), что

$$\langle \pi^- | \bar{u} \gamma_\alpha \gamma_5 u | 0 \rangle = f_\pi k_{1\alpha},$$

$$\langle \pi^0 | \bar{u} \gamma_\alpha s | K^- \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (f_+ (k + k_2)_\alpha + f_- (k - k_2)_\alpha),$$

где k — импульс K^- -мезона, k_1 и k_2 — импульсы π^- - и π^0 -мезонов соответственно. В распаде $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ $k = k_1 + k_2$. Если пренебречь m_π^2 по сравнению с m_K^2 (дополнительно принимая во внимание, что $f_- < f_+ = 1$), то

$$\langle \pi^- \pi^0 | O_4 | K^- \rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}} f_\pi m_K^2.$$

Вспомним теперь, что

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sqrt{2} G \sin \theta \cos \theta \sum_{i=1}^6 c_i O_i,$$

где $c_4 = 0,39$ (см. конец гл. 7). Тогда для амплитуды распада получаем

$$M(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) = \langle \pi^- \pi^0 | \mathcal{L}_{\text{eff}} | K^- \rangle =$$

$$= \sqrt{2} G \sin \theta \cos \theta c_4 \langle \pi^- \pi^0 | O_4 | K^- \rangle = G m_K^2 f_\pi \sin \theta \cos \theta c_4.$$

Сравним это с тем, что дает опыт:

$$|M(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)| \approx 0,05 G m_K^2 m_\pi.$$

Мы видим, что экспериментальное значение для c_4 примерно в полтора раза меньше того, что дает теоретический расчет, учитывающий вклад жестких виртуальных глюонов (т. е. поправки за счет сильного взаимодействия на малых расстояниях).

Напомним, что данные по распадам $\Lambda \rightarrow N \pi$ также указывают на то, что c_4 примерно в полтора раза меньше, чем дает теоретический расчет. Можно думать, что неудовлетворительность последнего связана с тем, что учитываются лишь главные логарифмические члены. Кроме того, не учтен вклад промежуточных состояний (большие расстояния учтены в волновых функциях мезонов).

Распады $K \rightarrow 3\pi$

Три пиона могут, вообще говоря, образовывать состояние с $T=0, 1, 2$ и 3 :

$$3 \times 3 \times 3 = 1 + 3 + 3 + 3 + 5 + 5 + 7.$$

Обозначим изотопические функции пионов через a, b, c . Состояние с $T=0$ имеет вид $a[bc]$; оно антисимметрично, поэтому в нем могут находиться лишь три различных пиона с нечетными орбитальными моментами l и L (см. начало этой главы), возник-

кающие в редком и до сих пор не наблюдавшемся распаде $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Состояние с $T=3$ полностью симметрично. Два состояния с $T=2$ обладают смешанной симметрией. Из трех состояний с $T=1$ одно полностью симметрично, два других обладают смешанной симметрией. Из-за правила $\Delta T=1/2$ и малого энергоделения в распаде $K \rightarrow 3\pi$ доминирующим является симметричное состояние с $T=1$:

$$A = a(bc) + b(ca) + c(ab).$$

Распадам K^+ -мезона отвечает компонента A_+ :

$$A_+ = a_+(bc) + b_+(ca) + c_+(ab),$$

распадам K_2^0 -мезона — компонента A_0 :

$$A_0 = a_0(bc) + b_0(ca) + c_0(ab).$$

Распишем A_+ в виде

$$A_+ = a_+ b_+ c_- + a_+ b_- c_+ + a_+ b_0 c_0 + b_+ c_+ a_- + b_+ c_- a_+ + b_+ c_0 a_0 +$$

$$+ c_+ a_+ b_- + c_+ a_- b_+ + c_+ a_0 b_0.$$

Отсюда получаем соотношение между ширинами распадов K^+ -мезона:

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^+)} = \frac{|2a_+ b_+ c_-|^2 + |2b_+ c_+ a_-|^2 + |2c_+ a_+ b_-|^2}{|a_+ b_0 c_0|^2 + |b_+ c_0 a_0|^2 + |c_+ a_0 b_0|^2} = \frac{12}{3} = \frac{4}{1}.$$

Теперь распишем в явном виде A_0 :

$$A_0 = a_0 b_+ c_- + a_0 b_- c_+ + a_0 b_0 c_0 + b_0 c_+ a_- + b_0 c_- a_+ + b_0 c_0 a_0 +$$

$$+ c_0 a_+ b_- + c_0 a_- b_+ + c_0 a_0 b_0.$$

Отсюда следуют соотношения между ширинами распадов K_2^0 -мезонов:

$$\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) : \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0) = \{ |a_0 b_+ c_-|^2 + |a_0 b_- c_+|^2 +$$

$$+ |b_0 c_+ a_-|^2 + |b_0 c_- a_+|^2 + |c_0 a_+ b_-|^2 + |c_0 a_- b_+|^2 \} : |3a_0 b_0 c_0|^2 =$$

$$= 6:9 = 2:3.$$

Используя шпурин, легко установить, что

$$M(K^0 \rightarrow A_0) : M(K^+ \rightarrow A_+) = 1 : \sqrt{2}.$$

Если учесть теперь, что

$$M(K^0 \rightarrow A_0) = -M(\bar{K}^0 \rightarrow A_0)$$

и что

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0),$$

то получим

$$M(K_2^0 \rightarrow A_0) = M(K^+ \rightarrow A_+),$$

т. е. полные ширины 3π -распадов K^+ - и K^0 -мезонов должны быть одинаковы. Окончательно имеем

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-) : \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0) : \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) : \\ : \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^+) = 4:3:2:1.$$

Прежде чем сравнивать эти соотношения с опытом, необходимо учесть различия в фазовых объемах, связанных с разностями масс K^+ - и K^0 -мезонов и π^+ - и π^0 -мезонов. Отношения фазовых объемов равны

$$1:1,44:1,28:1,15.$$

С учетом фазовых объемов соотношения 4:1 и 3:2 выполняются примерно с 5 %-ной точностью. Более чувствительно к переходам с $\Delta T = 3/2$ соотношение

$$\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) : \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-) \approx \frac{2}{4} \cdot 1,28 = 0,64.$$

На опыте левая часть составляет примерно 0,53.

V

11. НЕЙТРАЛЬНЫЕ K -МЕЗОНЫ В ВАКУУМЕ И В СРЕДЕ

Нейтральные K -мезоны представляют собой уникальную физическую систему, как бы специально созданную природой для того, чтобы наиболее ярко продемонстрировать ряд замечательных явлений.

Два вырожденных уровня K^0 и \bar{K}^0 перемешиваются слабым взаимодействием, не сохраняющим странность. В результате этого перемешивания возникают два уровня K_1^0 и K_2^0 с близкими массами ($\Delta m \approx 0,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$) и сильно различающимися временами жизни ($\tau_1 \approx 10^{-10} \text{ с}$, $\tau_2 \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$). В распадах этих уровней имеет место максимальное нарушение P - и C -четности. Взаимодействия и распады нейтральных K -мезонов характеризуются яркими квантовомеханическими интерференционными эффектами. Если бы K -мезонов не было, их надо было бы специально выдумать, чтобы объяснить студентам основные принципы квантовой механики. В частности, K -мезоны позволяют реализовать в лаборатории на больших расстояниях многие мысленные опыты, типа опыта Эйнштейна, Подольского и Розена с редукцией пакетов. И, наконец, последнее по порядку, но не по значимости, — это нарушение CP -инвариантности в распадах K^0 -мезонов. Мы отложим рассмотрение этого последнего явления до следующей главы. Здесь же обсудим вопросы о разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов и об интерференционных явлениях в распадах этих частиц.

Переходы $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ и разность масс $K_1^0 - K_2^0$

У большинства элементарных частиц имеются античастицы, которые обладают теми же значениями массы, времени жизни, спина, но заряды которых (электрический, барионный, лептонный) противоположны зарядам соответствующих частиц. Примерами таких пар являются электрон—позитрон, протон—антипротон, нейтрон—антинейтрон. Существенно меньший класс образуют истинно нейтральные частицы, которые тождественны своим античастицам (фотон, π^0 , η^0 , ω^0 и т. д.). Нейтральные K -мезоны находятся на стыке этих двух классов. С одной стороны, K^0 и \bar{K}^0

т. е. полные ширины 3π -распадов K^+ - и K^0 -мезонов должны быть одинаковы. Окончательно имеем

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-) : \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0) : \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) : \\ : \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^+) = 4:3:2:1.$$

Прежде чем сравнивать эти соотношения с опытом, необходимо учесть различия в фазовых объемах, связанных с разностями масс K^+ - и K^0 -мезонов и π^+ - и π^0 -мезонов. Отношения фазовых объемов равны

$$1:1,44:1,28:1,15.$$

С учетом фазовых объемов соотношения 4:1 и 3:2 выполняются примерно с 5 %-ной точностью. Более чувствительно к переходам с $\Delta T = 3/2$ соотношение

$$\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) : \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-) \approx \frac{2}{4} \cdot 1,28 = 0,64.$$

На опыте левая часть составляет примерно 0,53.

V

11. НЕЙТРАЛЬНЫЕ K -МЕЗОНЫ В ВАКУУМЕ И В СРЕДЕ

Нейтральные K -мезоны представляют собой уникальную физическую систему, как бы специально созданную природой для того, чтобы наиболее ярко продемонстрировать ряд замечательных явлений.

Два вырожденных уровня K^0 и \bar{K}^0 перемешиваются слабым взаимодействием, не сохраняющим странность. В результате этого перемешивания возникают два уровня K_1^0 и K_2^0 с близкими массами ($\Delta m \approx 0,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$) и сильно различающимися временами жизни ($\tau_1 \approx 10^{-10} \text{ с}$, $\tau_2 \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$). В распадах этих уровней имеет место максимальное нарушение P - и C -четности. Взаимодействия и распады нейтральных K -мезонов характеризуются яркими квантовомеханическими интерференционными эффектами. Если бы K -мезонов не было, их надо было бы специально выдумать, чтобы объяснить студентам основные принципы квантовой механики. В частности, K -мезоны позволяют реализовать в лаборатории на больших расстояниях многие мысленные опыты, типа опыта Эйнштейна, Подольского и Розена с редукцией пакетов. И, наконец, последнее по порядку, но не по значимости, — это нарушение CP -инвариантности в распадах K^0 -мезонов. Мы отложим рассмотрение этого последнего явления до следующей главы. Здесь же обсудим вопросы о разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов и об интерференционных явлениях в распадах этих частиц.

Переходы $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ и разность масс $K_1^0 - K_2^0$

У большинства элементарных частиц имеются античастицы, которые обладают теми же значениями массы, времени жизни, спина, но заряды которых (электрический, барьонный, лептонный) противоположны зарядам соответствующих частиц. Примерами таких пар являются электрон—позитрон, протон—антипротон, нейтрон—антинейтрон. Существенно меньший класс образуют истинно нейтральные частицы, которые тождественны своим античастицам (фотон, π^0 , η^0 , ω^0 и т. д.). Нейтральные K -мезоны находятся на стыке этих двух классов. С одной стороны, K^0 и \bar{K}^0

отличны друг от друга: странность первого положительна, а второго отрицательна, так что, например, в сильных взаимодействиях с ядрами они отличаются друг от друга не меньше, чем нейтрон n от антинейтрона \bar{n} . С другой стороны, поскольку в слабых взаимодействиях странность не сохраняется, K^0 и \bar{K}^0 могут переходить друг в друга за счет слабых взаимодействий в то время, как, скажем, переход $n \leftrightarrow \bar{n}$ запрещен сохранением барионного заряда*).

Перемешивание в вакууме двух вырожденных уровней должно приводить к их расщеплению. Если бы имела место строгая CP -инвариантность, то уровни, обладающие определенными значениями CP -четности,

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad \text{и} \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}},$$

имели бы определенные массы и времена жизни. Поскольку нарушение CP -инвариантности вносит в эти параметры очень маленькие поправки, мы пренебрежем ими. Различие во временах жизни K_1^0 и K_2^0 обусловлено тем, что первый распадается на два пиона, в то время как второй может распасться лишь на три пиона (см. гл. 10).

Рассмотрим диаграммы рис. 11.1 и 11.2. Мнимые части этих диаграмм пропорциональны $\Gamma(K_1 \rightarrow 2\pi)$ и $\Gamma(K_2 \rightarrow 3\pi)$. Их реальные части дают вклад соответственно в массы K_1 - и K_2 -мезонов.

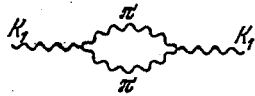


Рис. 11.1

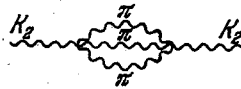


Рис. 11.2

Если предположить, что реальные части по порядку величины сравнимы с мнимыми, то мы получим, что $|\Delta m_{12}| \equiv |m_2 - m_1| \sim \Gamma_1 \sim G^2 m_\pi^5$. Важно подчеркнуть, что разность масс Δm_{12} была бы отлична от нуля и в том случае, если бы, скажем пионы были в два раза тяжелей и распады $K_1 \rightarrow 2\pi$ и $K_2 \rightarrow 3\pi$ были кинематически запрещены.

* Сохранение барионного заряда выполняется на опыте с высокой степенью точности. Согласно моделям великого объединения (см. гл. 25) при увеличении точности экспериментов должны быть обнаружены процессы, нарушающие сохранение барионного заряда, и, в частности, некоторые модели предсказывают переходы $n \leftrightarrow \bar{n}$ в вакууме. Ожидаемый период таких вакуумных осцилляций, согласно оценкам, измеряется годами. Напомним, что для переходов $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ период составляет порядка 10^{-10} с.

Поучительно посмотреть на массы K_1^0 - и K_2^0 -мезонов как на средние значения гамильтониана по состояниям K_1^0 и K_2^0 :

$$m_1 = \langle K_1 | H | K_1 \rangle = \left\langle \frac{K + \bar{K}}{\sqrt{2}} \left| H \right| \frac{K + \bar{K}}{\sqrt{2}} \right\rangle = \\ = \frac{1}{2} [\langle K | H | K \rangle + \langle \bar{K} | H | \bar{K} \rangle + \langle K | H | \bar{K} \rangle + \langle \bar{K} | H | K \rangle],$$

$$m_2 = \langle K_2 | H | K_2 \rangle = \left\langle \frac{K - \bar{K}}{\sqrt{2}} \left| H \right| \frac{K - \bar{K}}{\sqrt{2}} \right\rangle = \\ = \frac{1}{2} [\langle K | H | K \rangle + \langle \bar{K} | H | \bar{K} \rangle - \langle K | H | \bar{K} \rangle - \langle \bar{K} | H | K \rangle].$$

Мы видим, что

$$m_1 - m_2 = \langle K | H | \bar{K} \rangle + \langle \bar{K} | H | K \rangle,$$

т. е. разность масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов обусловлена переходами $K \rightarrow \bar{K}$, меняющими странность на две единицы. В обсуждаемой кварковой теории слабого взаимодействия такие переходы с $|\Delta S| = 2$ (рис. 11.3) в слабом лагранжиане отсутствуют. Разность масс Δm_{12} очень чувствительна к таким переходам. Она «почувствовала» бы

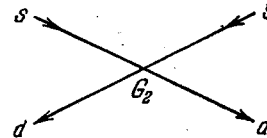


Рис. 11.3

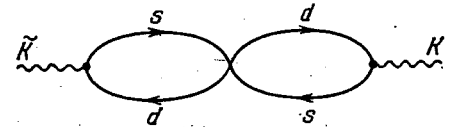


Рис. 11.4

их, если бы их константа G_2 (см. рис. 11.3) была даже на семь порядков меньше, чем фермиевская константа G . Действительно, рассмотрим вклад диаграммы рис. 11.3 в амплитуду перехода $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ (рис. 11.4). Факторизуя вклады петель, легко получить, что

$$\Delta m_{12} \sim G_2 f_K^2 m_K,$$

где $f_K \approx 165$ МэВ — константа, характеризующая амплитуду распада $K \rightarrow \mu\nu$, а m_K — масса K -мезона. Отсюда следует, что G_2 как минимум на семь порядков меньше, чем фермиевская константа G .

Механизм Глешоу — Илиопулоса — Майани

В нашей теории переходы $ss \leftrightarrow dd$ могут и должны возникнуть во втором порядке теории возмущений по G (рис. 11.5). На рис. 11.5, а показано, как этот переход идет за счет обмена W -бозонами, на рис. 11.5, б тот же процесс изображен в локальном четырехфермионном пределе. Легко видеть, что диаграмма б, расходясь квадратично и дает эффективную константу перехода $ss \rightarrow dd$ порядка $G^2 \Lambda^2$, где Λ — предел обрезания. Из диаграммы б, а

видно, что этот предел обрезания порядка m_W — массы промежуточного бозона. Но из сказанного выше видно, что величина $G_2 \sim \sim G^2 m_W^2$ на много порядков больше, чем допускает наблюдаемая величина Δm_{12} .

Очень интересно, что теория слабого взаимодействия, которую мы изучаем, справляется с этой трудностью путем взаимной компенсации диаграмм, содержащих виртуальные u - и s -кварки. Механизм этой компенсации часто называют ГИМ — по первым буквам фамилий его авторов. Следует подчеркнуть, что статья Глешоу,

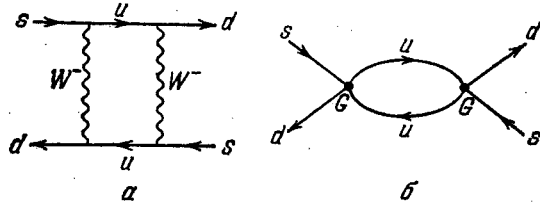


Рис. 11.5

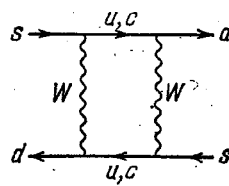


Рис. 11.6

Илиопулоса и Майани была опубликована за несколько лет до открытия очарованных частиц и очень сильно стимулировала экспериментальные поиски этих частиц.

С учетом s -кварков мы должны рассмотреть не один квадратик (рис. 11.5, а), а четыре таких квадратика (рис. 11.6). Вспомним, что заряженный ток, испускающий W -бозоны, имеет вид $\bar{u}d' + c\bar{s}'$, где

$$d' = d \cos \theta + s \sin \theta, \quad s' = -d \sin \theta + s \cos \theta.$$

(Вкладом b - и t -кварков мы здесь пренебрегаем, их учет — см. в гл. 15.) Теперь нетрудно проверить, что вклады всех четырех квадратов на рис. 11.6 пропорциональны $\sin^2 \theta \cos^2 \theta$, причем $\bar{u}i$ и $c\bar{s}$ — со знаком плюс, а $\bar{u}s$ и $c\bar{d}$ — со знаком минус. В результате при импульсах виртуальных кварков, много больших m_c , четыре диаграммы рис. 11.6 полностью взаимно компенсируются. Ненулевой вклад возникает от области малых импульсов из-за того, что $m_c \neq m_u$:

$$\mathcal{L}_{\Delta S=2} = -\bar{G}_2 \bar{s} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \bar{d} s \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) d,$$

где

$$G_2 \approx \frac{1}{16\pi^2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta G^2 m_c^2.$$

Отсюда для разности масс K_1^0 и K_2^0 -мезонов нетрудно получить

$$\Delta m_{21} \equiv m_2 - m_1 \approx \frac{4m_c^2 \cos^2 \theta}{3\pi m_\mu} \Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu).$$

Из сравнения с наблюдаемой величиной Δm_{12} следует, что масса s -кварка порядка 1 ГэВ.

Как вычислить вклад «квадратика»

Читателю, который встретит трудности при попытке самостоятельно вывести три последних соотношения, возможно, будут полезны нижеследующие пояснения.

Приступая к вычислению «квадратика», пренебрежем импульсами внешних частиц на диаграмме рис. 11.6. Импульсы внутренних, виртуальных, частиц обозначим k . Верхней фермионной линии отвечает выражение

$$\sin \theta \cos \theta \bar{d} O_\beta \left(\frac{1}{\hat{k}} - \frac{1}{\hat{k} - m_c} \right) O_\alpha s = - \frac{\sin \theta \cos \theta m_c^2}{k^2 (k^2 - m_c^2)} \bar{d} O_\beta \hat{k} O_\alpha s,$$

где $O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$, а массой u -кварка мы пренебрегаем. Нижней линии, как нетрудно видеть, отвечает аналогичное выражение с заменой $\alpha \leftrightarrow \beta$.

Поскольку интеграл по виртуальным импульсам сходится при $k^2 \sim m_c^2 \ll m_W^2$, мы заменим взаимодействия через W -бозоны точечными четырехфермионными взаимодействиями с константой $G/\sqrt{2}$. Возьмем интеграл по k :

$$\frac{1}{i} \int \frac{k_\mu k_\nu d^4 k}{k^4 (k^2 - m_c^2)^2 (2\pi)^4} = \frac{g_{\mu\nu}}{4i} \int \frac{k^2 d^4 k}{k^4 (k^2 - m_c^2)^2 (2\pi)^4} = -g_{\mu\nu} \frac{\pi^2}{4(2\pi)^4} \int \frac{x^2 \cdot x^2 dx^2}{x^4 (x^2 + m_c^2)^2} = - \frac{g_{\mu\nu}}{64\pi^2 m_c^2}.$$

Здесь общий множитель $1/i$ сокращается при переходе от псевдоевклидовых к евклидовым переменным в интеграле: $k_0 = ix_0$, $k^2 = k_0^2 - \vec{k}^2 = -x_0^2 - \vec{k}^2 = -x^2$. Отсюда же возникает и общий знак минус.

В результате амплитуда «квадратика» приобретает вид

$$- \frac{G^2 m_c^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{2 \cdot 64\pi^2} \bar{d} O_\beta \gamma_\mu O_\alpha s \cdot \bar{d} O^\alpha \gamma^\mu O^\beta s = - \frac{G^2 m_c^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{8\pi^2} \bar{d} O_\alpha s \cdot \bar{d} O^\alpha s.$$

Мы дважды воспользовались здесь преобразованием Фирца и тем, что $\gamma_\mu \gamma_\alpha \gamma^\mu = -2\gamma_\alpha$:

$$\bar{d}_i O_\beta \gamma_\mu O_\alpha s^i \cdot \bar{d}_j O^\alpha \gamma^\mu O^\beta s^j = \bar{d}_i O_\beta \gamma_\mu O_\alpha \gamma^\mu O^\beta s^j \cdot \bar{d}_j O^\alpha s^i = 4 \bar{d}_i \gamma_\beta \gamma_\mu O_\alpha \gamma^\mu \gamma^\beta s^j \cdot \bar{d}_j O^\alpha s^i = 16 \bar{d}_i O_\alpha s^i \cdot \bar{d}_j O^\alpha s^j.$$

(В этих выражениях явно выписаны цветовые индексы кварков.)

Мы видим, что коэффициент в полученном нами выражении для кварковой амплитуды в два раза больше, чем коэффициент G_2 в выражении для эффективного кваркового лагранжиана, полученный в предыдущем разделе. Это обусловлено тем, что лагранжиан квадратичен по входящим в него операторам уничтожения d -кварков и рождения s -кварков. Поэтому каждую амплитуду, описывающую

взаимодействие кварков, каждый из которых находится в данном состоянии (например, с данным импульсом), лагранжиан генерирует дважды: $1/16 + 1/16 = 1/8$.

Итак, мы вычислили G_2 и нашли эффективный лагранжиан с $\Delta S = 2$; лагранжиан с $\Delta S = -2$ дается эрмитово сопряженным выражением.

Зная кварковый лагранжиан, мы можем теперь вычислить сумму амплитуд перехода $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ и $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, которая, как отмечалось выше, пропорциональна Δm_{21} . Рассмотрим для этого диаграмму рис. 11.4. Эта диаграмма не учитывает глюонных сменов между двумя кварковыми петлями (они кратко обсуждаются в гл. 15). Но так же, как диаграмма, описывающая лептонный распад K^+ -мезона (см. рис. 6.1, а), она учитывает все сильные взаимодействия в одной петле в виде феноменологического матричного элемента

$$\langle 0 | \bar{d}_i O_{\alpha s'} | \bar{K}^0 \rangle = \varphi_K f_K p_{\alpha},$$

где p — 4-импульс K -мезона, φ_K — его волновая функция, а $f_K \approx 1,27 f_{\pi} \approx 165$ МэВ.

В результате для амплитуды перехода $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ получаем

$$-m_K^2 f_K^2 G_2 (1 + 1/3).$$

Здесь слагаемое, пропорциональное $1/3$, возникает от конфигураций

$$\langle K | \bar{d}_i O_{\alpha s'} | 0 \rangle \langle 0 | d_j O_{\alpha s'} | \bar{K} \rangle,$$

когда матричные элементы берутся не от бесцветных, а от цветных токов. Чтобы убедиться в этом, перепишем последнее выражение в виде

$$\langle K | d_i O_{\alpha s'} | 0 \rangle \langle 0 | d_j O_{\alpha s'} | \bar{K} \rangle \delta_i^j \delta_{s'}^{s''}.$$

Используя теперь одно из соотношений Фирца для цветовых матриц λ (см. гл. 28, п. 2.6)

$$\delta_i^i \delta_j^j = \frac{1}{3} \delta_i^i \delta_j^j + \frac{1}{2} \lambda_i^i \lambda_j^j.$$

и учитывая, что $\langle K | \lambda_i^i | 0 \rangle = 0$ и $\langle 0 | \lambda_j^j | \bar{K} \rangle = 0$, поскольку K -мезон и вакуум бесцветны, получаем искомое слагаемое, пропорциональное $1/3$, в амплитуде перехода $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$.

Таким образом, мы объяснили, как вычисляется матричный элемент перехода $\langle K | \mathcal{L} | \bar{K} \rangle$. Он оказался равным $-^{1/3} G_2^2 m_K^2 f_K^2$. (Заметим, что он имеет размерность $[m^2]$, такую же, как и матричный элемент от обычного массового члена бозонного лагранжиана.) Для суммы переходов $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ и $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ получаем $-^{16/3} G_2^2 f_K^2 m_K^2$ и, следовательно,

$$m_2^2 - m_1^2 = \frac{16}{3} G_2^2 f_K^2 m_K^2.$$

откуда получаем

$$\Delta m_{21} = m_2 - m_1 = \frac{8}{3} G_2^2 f_K^2 m_K = \frac{1}{8\pi^2} G^2 m_c^2 f_K m_K \cos^2 \theta \sin^2 \theta.$$

Заключительная формула предыдущего раздела получится, если воспользоваться тем, что

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu) \approx \frac{1}{8\pi} G^2 f_K^2 m_K m_{\mu}^2 \sin^2 \theta.$$

На этом мы закончим это отступление, разъясняющее детали расчетов величины Δm_{21} , и продолжим обсуждение свойств нейтральных K -мезонов.

Осцилляции странности

Посмотрим, как ведет себя пучок K^0 -мезонов в вакууме. Пусть в начальный момент времени при $t=0$ мы имеем чистые K^0 -мезоны, рожденные, например, в реакции $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$: \bar{K}^0 -мезонов при $t=0$ нет. Учтем теперь, что

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

тогда через время t будем иметь

$$\frac{1}{2} \left[(K^0 + \bar{K}^0) e^{-im_1 t - \frac{\Gamma_1 t}{2}} + (K^0 - \bar{K}^0) e^{-im_2 t - \frac{\Gamma_2 t}{2}} \right].$$

Если бы K_1^0 - и K_2^0 -мезоны были стабильны ($\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$), то через время $t = \pi/(m_2 - m_1)$ в пучке не было бы K^0 -мезонов, он состоял бы из \bar{K}^0 -мезонов. Еще через такое же время пучок вновь приобрел бы положительную странность. Такие осцилляции странности, на которые накладывается экспоненциальное затухание из-за того, что $\Gamma_1, \Gamma_2 \neq 0$, наблюдаются экспериментально. Можно наблюдать их, например, в лептонных распадах нейтральных каонов.

Напомним, что в силу правила $\Delta Q = \Delta S$ распады $K^0 \rightarrow e^+ \nu_l^-$ и $\bar{K}^0 \rightarrow e^+ \nu_l^-$ запрещены, а разрешены лишь распады

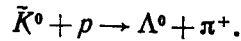
$$K^0 \rightarrow e^+ \nu_l^- \text{ и } \bar{K}^0 \rightarrow e^- \bar{\nu}_l^+.$$

Поэтому осцилляции странности можно измерять, регистрируя число электронов и позитронов, возникающих от K_{eS} -распадов. Легко видеть, что

$$N_{e^+}(t) \sim N_K(t) = \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2e^{-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} t} \cos(m_2 - m_1)t \right],$$

$$N_{e^-}(t) \sim N_{\bar{K}}(t) = \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2e^{-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} t} \cos(m_2 - m_1)t \right].$$

Такого типа эксперименты позволяют определить Δm_{12} . Другая возможность наблюдать осцилляции странности заключается в регистрации взаимодействий K -мезонов в пластинках вещества, которые можно поставить на пути пучка. Дело в том, что сильные взаимодействия K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов существенно различны. Например, медленные \bar{K}^0 хорошо поглощаются при столкновении с протонами, образуя гипероны:



В то же время K^0 -мезоны не могут поглощаться, рождая гипероны, из-за сохранения странности в сильных взаимодействиях.

«Двуликость» нейтральных каонов является чисто квантово-механическим свойством. K^0 (или \bar{K}^0) является суперпозицией K_1^0 и K_2^0 . В свою очередь K_1^0 (или K_2^0) является суперпозицией K^0 и \bar{K}^0 . Результат измерения зависит от того, каков характер измерительного процесса. Если это распады на 2π или 3π , т. е. распады в каналы, имеющие определенные значения CP -четности, то регистрируются K_1^0 и K_2^0 . Если это распады типа $K^0 \rightarrow e^+ \nu l^-$ и $\bar{K}^0 \rightarrow e^- \bar{\nu} l^+$, различные для частицы и античастицы, то регистрируются K^0 и \bar{K}^0 . В этом смысле нейтральные каоны похожи на спин электрона во взаимно перпендикулярных магнитных полях. Странность и CP -четность аналогичны проекциям спина по оси x и z . Если проекция спина на ось z задана, то проекция на ось x неопределенная, и наоборот. Состояние с проекцией спина на ось z , равной $+1/2$, является линейной суперпозицией состояний с проекциями на ось x , равными $+1/2$ и $-1/2$. Распады каонов в зарядово-симметричные (2π , 3π) и зарядово-несимметричные ($e^+ \nu l^-$, $e^- \bar{\nu} l^+$) состояния играют роль взаимно перпендикулярных магнитных полей H_z и H_x .

Регенерация

Различия ядерных свойств K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов приводят к очень интересному явлению, которое называется регенерацией. Пусть в момент времени $t=0$ мы имеем дело с чистым пучком K^0 -мезонов. В течение времени $t \sim \tau_1 \equiv 1/\Gamma_1$ в этом пучке будут происходить распады $K_1^0 \rightarrow 2\pi$. Затем при $\tau_1 \ll t \ll \tau_2$, где $\tau_2 = 1/\Gamma_2$, эти распады прекратятся, так как K_2^0 -мезоны все распадутся и останется чистый пучок K_2^0 -мезонов. Если теперь на пути этого пучка поставить пластинку, например медную, то за пластинкой мы вновь увидим распады $K_1^0 \rightarrow 2\pi$. В пластинке произошла регенерация K_1^0 -мезонов.

Найдем амплитуду регенерации f_{21} . Обозначим через $f(\bar{f})$ амплитуду рассеяния на ядре K^0 (\bar{K}^0)-мезона. После рассеяния

на ядре K_2^0 -мезон перейдет в линейную суперпозицию K_2^0 и K_1^0 :

$$\begin{aligned} K_2^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0) \Rightarrow \frac{fK^0 - \bar{f}\bar{K}^0}{\sqrt{2}} = \\ &= \frac{1}{2} [f(K_1^0 + K_2^0)] - \bar{f}(K_1^0 - K_2^0) = \frac{f+\bar{f}}{2} K_2^0 + \frac{f-\bar{f}}{2} K_1^0. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$f_{21} = \frac{1}{2} (f - \bar{f}).$$

Если бы было $f = \bar{f}$, то f_{21} равнялось бы нулю.

Заметим, что используемые нами амплитуды f и \bar{f} имеют размерность длины; так что выражения слева и справа от стрелки в описании регенерации K_1^0 -мезонов имеют разные размерности.

Регенерация на различных ядрах пластинки, когда K_1^0 -мезон летит под ненулевым углом по отношению к падающему пучку K_2^0 -мезонов, происходит некогерентно (такую некогерентную регенерацию обычно называют дифракционной). Если, однако, K_1^0 -мезон летит вперед, то амплитуды регенерации на ядрах, образующих цепочку вдоль оси пучка, когерентно складываются. Найдем выражение для амплитуды когерентной регенерации. Рассмотрим пластинку толщиной dx , на которую слева падает пучок K_2^0 (рис. 11.7). Волна K_1^0 , пришедшая в точку A из кольца с радиусом ρ и объемом $2\pi\rho d\rho dx$, равна

$$f_{21} N 2\pi\rho d\rho dx \frac{e^{ik_1 r}}{r},$$

где N — число ядер в 1 см^3 , а k_1 — импульс K_1^0 -мезона. Воспользовавшись тем, что $r dr = \rho d\rho$, и интегрируя по r , получим

$$\frac{2\pi i}{k_1} f_{21}(0) N dx e^{ik_1 x} = i\lambda f_{21}(0) N dx e^{ik_1 x},$$

где $\lambda = 2\pi/k_1$. (Ненулевой вклад дает только нижний предел интеграла при $r=x$, отвечающий регенерации на нулевой угол, отсюда $f_{21}(0)$; на верхнем пределе из-за осцилляции подынтегрального выражения интеграл дает нуль.) Если учесть, что величина f_{21} мала, и пренебречь обратной перекачкой $K_1^0 \rightarrow K_2^0$, то легко получить аналогичную формулу и для пластинки конечной толщины L (рис. 11.8). Волна K_1^0 , рожденная в слое dx на расстоянии x от левого края пластинки, дойдет до правого края пластинки с амплитудой da_1 :

$$da_1 = iN\lambda f_{21} dx \exp \left[ik_2 x + ik_1 (L-x) - \frac{L-x}{2\Lambda} - \frac{L}{2u} \right].$$

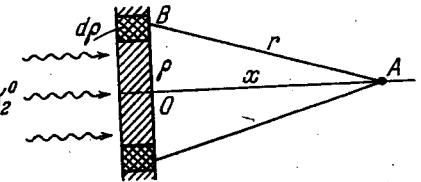


Рис. 11.7

Первое слагаемое в показателе экспоненты описывает распространение волны K_2^0 до глубины x . Второе — распространение волны K_1^0 от x до правого края пластинки. Третье — затухание K_1^0 -волны за счет распадов K_1^0 -мезонов (Λ -распадная длина, $\Lambda = \tau_1 \gamma v$, где

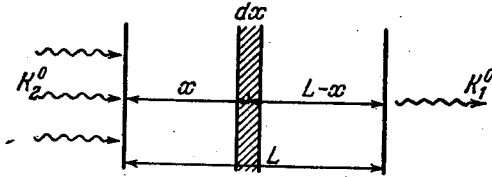


Рис. 11.8

τ_1 — время жизни K_1^0 , v — его скорость, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$. Четвертое — поглощение мезонов в пластинке (u — длина столкновения, одинаковая для K_1^0 и K_2^0).

При рассеянии K -мезона вперед его энергия практически не меняется, так что

$$k_1^2 + m_1^2 = k_2^2 + m_2^2.$$

Поэтому

$$k_1 - k_2 = (m_1 - m_2) \frac{m}{k}.$$

Интегрируя da_1 по x от 0 до L и взяв квадрат модуля полученного выражения, мы найдем интенсивность когерентной K_1^0 -волны,

$$|a_1|^2 = \frac{4 |f_{21}(0)|^2 N^2 \Lambda^2 \lambda^2}{1 + 4\delta^2} |e^{-i\delta l} - e^{-l/2}|^2 e^{-L/u},$$

где использованы безразмерные величины

$$l = \frac{L}{\Lambda} \quad \text{и} \quad \delta = (m_2 - m_1) \tau_1.$$

Рассмотрим теперь дифракционную генерацию K_1^0 -мезонов. Дифференциальное сечение регенерации равно

$$\frac{d\sigma_{21}}{d\Omega} = |f_{21}|^2.$$

Интенсивность K_1^0 -мезонов, возникших в слое dx и прошедших расстояние $L-x$, равна

$$d\left(\frac{dn_1}{d\Omega}\right) = |f_{21}|^2 N dx \exp\left[-\frac{L-x}{\Lambda} - \frac{L}{u}\right].$$

Интегрируя по x , получим

$$\frac{dn_1}{d\Omega} = |f_{21}|^2 N \Lambda (1 - e^{-l}) e^{-l/u}.$$

Отношение когерентной и дифракционной интенсивностей равно

$$R = \frac{|a_1|^2}{dn_1/d\Omega} = \frac{4N\Lambda\lambda^2 |e^{-i\delta l} - e^{-l/2}|^2}{(1 - e^{-l})(1 + 4\delta^2)}$$

и не зависит от величины f_{21} . Интенсивность дифракционной регенерации на нулевой угол определяется путем экстраполяции. Измерение величины R позволяет определить Δm_{12} с высокой точностью.

С нейтральными каонами проводились также эксперименты, в которых наблюдалась интерференция K_1^0 -волн, возникших в результате регенерации в двух (или нескольких) пластинках. Такие опыты, в частности, позволили определить знак Δm_{12} и установить, что K_2^0 тяжелее, чем K_1^0 .

12. НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ

Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

В 1964 г. Кронин, Кристенсен, Фитч и Тёрлей обнаружили, что долгоживущие нейтральные K -мезоны с малой относительной шириной ($B \sim 2 \cdot 10^{-3}$) распадаются на $\pi^+\pi^-$. Это открытие означало, что в распадах K_S^0 -мезонов нарушается CP -инвариантность. Нарушение CP -инвариантности означает, что если символами $K_1^0 (K_2^0)$ по-прежнему обозначать состояния с $CP = +1 (-1)$, то долгоживущий нейтральный K -мезон уже не есть K_S^0 , он не имеет определенной CP -четности, а представляет собой суперпозицию K_2^0 и K_1^0 :

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} (K_2^0 + \varepsilon K_1^0).$$

Здесь индекс L — от английского *long*. Короткоживущий мезон обозначают K_S^0 (S — от *short*). Как показали эксперименты, комплексный параметр ε мал ($|\varepsilon| \approx 2,3 \cdot 10^{-3}$, см. ниже), поэтому в дальнейшем величиной $|\varepsilon|^2$ мы будем пренебрегать. Если обозначать амплитуды распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ через $\langle \pi^+\pi^- | K_L \rangle$ и $\langle \pi^+\pi^- | K_S \rangle$, то удобно ввести комплексный параметр

$$\eta_{+-} \equiv |\eta_{+-}| e^{i\varphi_{+-}} = \frac{\langle \pi^+\pi^- | K_L \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | K_S \rangle}.$$

На опыте $|\eta_{+-}| \approx 2,3 \cdot 10^{-3}$, $\varphi_{+-} \approx 45^\circ$ (см. гл. 30, п. 4.1).

Феноменологически естественно различать два возможных механизма нарушения CP -инвариантности в распаде $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Первый механизм — прямой CP -нечетный распад $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ за счет CP -неинвариантного взаимодействия с $|\Delta S| = 1$, где S — странность. Эффективность этого взаимодействия должна быть, как минимум, на три порядка слабее слабого лептонного взаимодействия. Поэтому оно получило название миллислабого. Вторым механизмом сводит распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ к CP -инвариантному распаду компоненты εK_1^0 , содержащейся в K_L^0 . При этом все нарушение CP -инвариантности заключено в перемешивании $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$, в результате которого формируются состояния с определенными массами и определенными временами жизни K_L^0 и K_S^0 . Этот ме-

ханизм получил название сверхслабого перемешивания (см. ниже). Очевидно, что в этом случае (с точностью до членов порядка $|\varepsilon|^2$)

$$\langle \pi^+\pi^- | K_L^0 \rangle = \varepsilon \langle \pi^+\pi^- | K_1^0 \rangle = \varepsilon \langle \pi^+\pi^- | K_S \rangle$$

и, следовательно,

$$\eta_{+-} = \varepsilon.$$

В теории возмущений перемешивание $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$ и последующий распад $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ можно изобразить диаграммой рис. 12.1. Здесь $i\mu_{21}$ — недиагональная CP -нечетная «масса». Если у K_2^0 и K_1^0 нет общих распадных каналов (как предполагает обсуждаемый механизм), то величина $i\mu_{21}$ чисто мнимая в силу CP -инвариантности (эрмитовости гамильтониана взаимодействия, переводящего K_2 в K_1). Глядя на диаграмму рис. 12.1, легко заключить, что

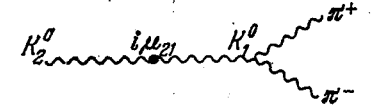


Рис. 12.1

$$\eta_{+-} = \frac{i\mu_{21}}{(m_2 - m_1) - \frac{i}{2}(\Gamma_2 - \Gamma_1)} = \frac{i\mu_{21}}{(m_L - m_S) - \frac{i}{2}(\Gamma_L - \Gamma_S)},$$

откуда следует, что

$$\operatorname{tg} \varphi_{+-} = \frac{2(m_L - m_S)}{\Gamma_S - \Gamma_L} \approx 0,96, \quad \varphi_{+-} \approx 44^\circ.$$

Таким образом, механизм перемешивания $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$ дает согласующуюся с опытом фазу φ_{+-} .

Другие наблюдавшиеся CP -неинвариантные эффекты

Как мы сейчас увидим, механизм сверхслабого перемешивания хорошо описывает и два других наблюдавшихся на опыте CP -нечетных эффекта.

Обозначим амплитуду CP -нечетного распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ через $\langle \pi^0\pi^0 | K_L \rangle$ и введем параметр

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0\pi^0 | K_L \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | K_S \rangle}.$$

Из сказанного выше следует, что если за нарушение CP ответствен механизм перемешивания $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$, то

$$\eta_{00} \equiv |\eta_{00}| e^{i\varphi_{00}} = \eta_{+-} = \varepsilon.$$

На опыте η_{00} и η_{+-} очень близки друг к другу:

$$1 - |\eta_{00}/\eta_{+-}|^2 = (1,98 \pm 0,66) \cdot 10^{-2}, \quad \varphi_{00} - \varphi_{+-} = 10^\circ \pm 6^\circ.$$

Как мы видим, различие между фазами не выходит за два стандартных отклонения, и потому оно не может рассматриваться всерьез. Ясно лишь, что необходимы новые измерения разности фаз с точностью порядка градуса. Что же касается различия между модулями, то оно кажется более существенным, и мы вернемся к нему через несколько страниц. Здесь же отметим только, что указанное нарушение равенства $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$ на уровне трех стандартных отклонений впервые было измерено в 1988 г. в ЦЕРНе. Если этот результат будет подтвержден последующими еще более точными опытами, то можно будет сказать, что наконец-то, почти через четверть века после открытия нарушения CP-инвариантности, обнаружен эффект, который не сводится к перемешиванию $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$.

Перемешивание $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$ приводит к зарядовой асимметрии лептонных распадов K_L^0 -мезона. Обозначим параметр этой асимметрии через δ :

$$\delta = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow l^+ \nu_l \pi^-) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \pi^+)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow l^+ \nu_l \pi^-) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \pi^+)}$$

Учтем, что $K_L = K_2 + \varepsilon K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K(1 + \varepsilon) - \bar{K}(1 - \varepsilon))$, и используем правило $\Delta Q = \Delta S$, согласно которому распады $K \rightarrow l^+$ и $\bar{K} \rightarrow l^-$ разрешены, $K \rightarrow l^-$ и $\bar{K} \rightarrow l^+$ запрещены. Учитывая также, что $\Gamma(K \rightarrow l^+) = \Gamma(\bar{K} \rightarrow l^-)$, получим

$$\delta = \frac{|1 + \varepsilon|^2 - |1 - \varepsilon|^2}{|1 + \varepsilon|^2 + |1 - \varepsilon|^2} \approx 2 \operatorname{Re} \varepsilon.$$

На опыте зарядовая асимметрия измерена как для K_{e3} , так и для $K_{\mu 3}$ -распадов. Величины δ в пределах ошибок совпадают; среднее значение $\delta = (3,3 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$, что надо сравнить с $2|\eta_{+-}| \cos \varphi_{+-} \approx 3,2 \cdot 10^{-3}$. Снова хорошее согласие.

Все перечисленные выше CP-нечетные распады принадлежат K_L^0 -мезонам. Нарушение CP-инвариантности в распадах или взаимодействиях других частиц, несмотря на тщательные поиски, не обнаружено. Исключительное положение K_L^0 -мезонов основано на том, что, как мы сейчас увидим, в распадах K_L^0 CP-нечетные эффекты усилены.

Сверхслабое перемешивание

Выше мы определили параметр $i\mu_{21}$ как недиагональную массу:

$$i\mu_{21} = \langle K_1 | H | K_2 \rangle,$$

где H — гамильтониан CP-неинвариантного взаимодействия, дающего переходы $K_1 \leftrightarrow K_2$. Не предвещая вопроса о том, является ли этот гамильтониан первичным или возникает как эффективный

гамильтониан в высших порядках теории возмущений, по некоему первичному CP-неинвариантному взаимодействию, рассмотрим, каким правилам отбора удовлетворяет гамильтониан и какова его эффективная константа. Легко видеть, что H меняет странность на две единицы:

$$|\Delta S| = 2.$$

Действительно,

$$\begin{aligned} i\mu_{21} &= \langle K_1 | H | K_2 \rangle = \frac{1}{2} \langle K + \bar{K} | H | K - \bar{K} \rangle = \\ &= \frac{1}{2} [\langle K | H | K \rangle - \langle \bar{K} | H | \bar{K} \rangle + \langle \bar{K} | H | K \rangle - \langle K | H | \bar{K} \rangle] = \\ &= \frac{1}{2} [\langle \bar{K} | H | K \rangle - \langle K | H | \bar{K} \rangle]. \end{aligned}$$

Последнее равенство обусловлено тем, что массы (вообще говоря, с учетом распадов, комплексные) частицы и античастицы одинаковы:

$$\langle K | H | K \rangle = \langle \bar{K} | H | \bar{K} \rangle.$$

Напомним, что разность масс $\Delta m_{LS} = m_L - m_S$ также обусловлена переходами с $|\Delta S| = 2$ (см. гл. 11):

$$\Delta m_{LS} = m_L - m_S = -[\langle K | H | \bar{K} \rangle + \langle \bar{K} | H | K \rangle].$$

Однако в этом случае входит не разность, а сумма амплитуд переходов $K \rightarrow \bar{K}$ и $\bar{K} \rightarrow K$.

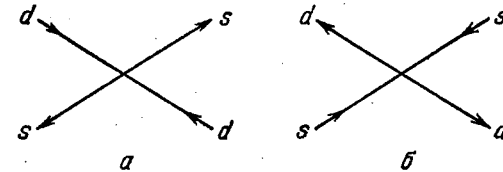


Рис. 12.2

Если считать, что переходы $K \leftrightarrow \bar{K}$ обусловлены эффективным четырехфермионным взаимодействием, переводящим пару s-кварков в пару d-кварков и наоборот (рис. 12.2 и 12.3), то CP-инвариантная часть этого взаимодействия дает вклад в Δm_{LS} , а CP-неинвариантная часть — в $i\mu_{21}$. Первая — пропорциональна реальной части константы G_2 — $\operatorname{Re} G_2$, а вторая — ее мнимой части ($\operatorname{Im} G_2$). Принимая во внимание, что

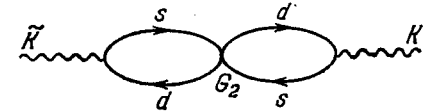


Рис. 12.3

$$|\mu_{21}| \sim 3 \cdot 10^{-3} |\Delta m_{LS}|,$$

мы приходим к выводу, что

$$|\operatorname{Im} G_2| \sim 3 \cdot 10^{-3} |\operatorname{Re} G_2|.$$

В гл. 11 мы убедились в том, что $|\operatorname{Re} G_2| \sim 10^{-7} G$ (где G — универсальная фермиевская константа). Теперь мы должны заключить, что $|\operatorname{Im} G_2| \sim 10^{-9} G$. Взаимодействие с такой слабой константой принято называть сверхслабым. Попытки наблюдать сверхслабое взаимодействие в распадах с $|\Delta S|=2$, например в распаде $\Xi^- \rightarrow \pi\pi^-$, бесплодны, поскольку ожидаемая относительная ширина в этом случае находится на уровне 10^{-18} . То, что, несмотря на свою сверхслабость, это взаимодействие приводит тем не менее к эффектам порядка 10^{-3} в распадах K_L^0 -мезона, обусловлено его резонансным усилением, возникшим из-за близости масс K_L^0 - и K_S^0 -мезонов (см. рис. 12.1 и выражение для η_{+-}).

Возможные проявления миллислабого C -четного, но P - и CP -нечетного взаимодействия с $|\Delta S|=1$ следует искать прежде всего, экспериментально проверяя равенство $\eta_{+-} = \eta_{00}$.

О параметре ε'

Проверка равенства $\eta_{+-} = \eta_{00}$ представляет особый интерес, поскольку небольшое нарушение этого равенства предсказывается стандартной моделью электрослабого взаимодействия с тремя поколениями кварков. В рамках этой модели, как будет разъяснено в дальнейшем, амплитуда $i\mu_{21}$ сверхслабых переходов $K_2 \leftrightarrow K_1$ возникает за счет диаграммы типа «квадратика», той самой, которая определяет вклад малых расстояний в разность масс $\Delta m_{LS} = m_L - m_S$. Если Δm_{LS} отвечает реальной части «квадратика», то $i\mu_{21}$ отвечает его мнимой части, пропорциональной $\sin \delta$, где δ — фаза, входящая в коэффициенты матрицы девяти кварковых токов (см. гл. 15).

Эта же фаза δ должна, вообще говоря, входить и в амплитуды прямых распадов с $|\Delta S|=1$, приводя, в частности, к CP -запрещенным распадам $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_2^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Как нетрудно видеть, эти прямые CP -запрещенные распады должны нарушать равенство $\eta_{+-} = \eta_{00}$. Действительно, если ввести амплитуды прямых CP -запрещенных распадов

$$\langle \pi^+\pi^- | K_2 \rangle, \quad \langle \pi^0\pi^0 | K_2 \rangle$$

и CP -разрешенных распадов

$$\langle \pi^+\pi^- | K_1 \rangle, \quad \langle \pi^0\pi^0 | K_1 \rangle,$$

то по определению

$$\eta_{+-} \approx \varepsilon + \frac{\langle \pi^+\pi^- | K_2 \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | K_1 \rangle},$$

$$\eta_{00} \approx \varepsilon + \frac{\langle \pi^0\pi^0 | K_2 \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | K_1 \rangle}.$$

Введем обозначение

$$\varepsilon' = \frac{\langle \pi^+\pi^- | K_2 \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | K_1 \rangle}$$

и покажем, что

$$\frac{\langle \pi^0\pi^0 | K_2 \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | K_1 \rangle} = -2\varepsilon'.$$

Для того чтобы провести доказательство, нам понадобится рассмотреть амплитуды распадов в состоянии с данным изоспином двух пионов. Введем эти амплитуды самым общим образом, более общим, чем это необходимо для нашей непосредственной цели, так сказать, «на вырост». Определим амплитуды распадов K^0 и \bar{K}^0 в 2π -состояния с данным изоспином T ($T=0, 2$):

$$\langle 2\pi, T | K^0 \rangle = (A_T + B_T) e^{i\delta_T},$$

$$\langle 2\pi, T | \bar{K}^0 \rangle = (A_T^* - B_T^*) e^{i\delta_T}.$$

Здесь A_T — CPT -инвариантные, а B_T — CPT -неинвариантные амплитуды, δ_T — фазы $\pi\pi$ -рассеяния при $\sqrt{s} = m_K$ (как показано в гл. 8, эти фазы обусловлены унитарностью S -матрицы). Отсюда и из определения

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0), \quad K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0)$$

следует, что

$$\langle 2\pi, T | K_1^0 \rangle = \sqrt{2} (\operatorname{Re} A_T + i \operatorname{Im} B_T) e^{i\delta_T},$$

$$\langle 2\pi, T | K_2^0 \rangle = \sqrt{2} (i \operatorname{Im} A_T + \operatorname{Re} B_T) e^{i\delta_T}.$$

Легко видеть, что для

$$\operatorname{Re} A: \quad CPT = +1, \quad CP = +1, \quad T = +1,$$

$$\operatorname{Im} A: \quad CPT = +1, \quad CP = -1, \quad T = -1,$$

$$\operatorname{Re} B: \quad CPT = -1, \quad CP = -1, \quad T = +1,$$

$$\operatorname{Im} B: \quad CPT = -1, \quad CP = +1, \quad T = -1,$$

где «+1» означает инвариантность, а «-1» — антиинвариантность. В дальнейшем мы будем предполагать, что имеет место CPT -инвариантность и, следовательно, $\operatorname{Re} B = \operatorname{Im} B = 0$.

Используя стандартные коэффициенты Клебша — Гордана, имеем

$$\langle \pi^+\pi^- | K_1^0 \rangle = \sqrt{2/3} \operatorname{Re} A_0 e^{i\delta_0} + \sqrt{1/3} \operatorname{Re} A_2 e^{i\delta_2},$$

$$\langle \pi^0\pi^0 | K_1^0 \rangle = \sqrt{1/3} \operatorname{Re} A_0 e^{i\delta_0} - \sqrt{2/3} \operatorname{Re} A_2 e^{i\delta_2},$$

$$\langle \pi^+\pi^- | K_2^0 \rangle = i\sqrt{2/3} \operatorname{Im} A_0 e^{i\delta_0} + i\sqrt{1/3} \operatorname{Im} A_2 e^{i\delta_2},$$

$$\langle \pi^0\pi^0 | K_2^0 \rangle = i\sqrt{1/3} \operatorname{Im} A_0 e^{i\delta_0} - i\sqrt{2/3} \operatorname{Im} A_2 e^{i\delta_2}.$$

Здесь уместно сделать небольшое отступление о фазах состояний K^0 и \bar{K}^0 . Так же, как и фазы s - и \bar{s} -кварков, d - и \bar{d} -кварков и т. д., эти фазы могут быть выбраны произвольно (но, разумеется, с противоположными знаками для частицы и соответствующей античастицы), так как они физически не наблюдаемы. Часто бывает удобно выбрать фазы K^0 и \bar{K}^0 таким образом, чтобы $\text{Im } A_0 = 0$. Этот выбор фаз носит название калибровки Ву и Янга. При этой калибровке параметр ϵ имеет свой стандартный смысл коэффициента *CP*-нечетного смешивания в волновых функциях K -мезонов: $K_{L,S} \approx K_{2,1} + \epsilon K_{1,2}$.

В соответствии со сказанным выше положим $\text{Im } A_0 = 0$. Кроме того, учтем, что $\text{Re } A_2 \ll \text{Re } A_0$ (как известно, это неравенство является следствием приближенного правила $\Delta T = 1/2$), и для упрощения формул положим $\text{Re } A_2 = 0$. Тогда

$$\frac{\langle \pi^+ \pi^- | K_2^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | K_1^0 \rangle} = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\text{Im } A_2}{\text{Re } A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)},$$

$$\frac{\langle \pi^0 \pi^0 | K_2^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | K_1^0 \rangle} = -i \sqrt{2} \frac{\text{Im } A_2}{\text{Re } A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}.$$

Итак, в калибровке Ву и Янга мы явно показали, что

$$\eta_{+-} = \epsilon + \epsilon', \quad \eta_{00} = \epsilon - 2\epsilon'.$$

В этой калибровке равенство $\text{Im } A_2 = 0$ возвращает нас к сверхслабому перемешиванию $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$. В других калибровках выражение для ϵ' изменится, но при этом так изменится ϵ , что полученные нами соотношения сохранятся.

В гл. 15 будет показано, что в случае трех поколений кварков величина ϵ определяется мнимой, *CP*-нечетной, частью квадратика (рис. 12.4). На диаграмме рис. 12.4 *CP*-нечетные члены возникают

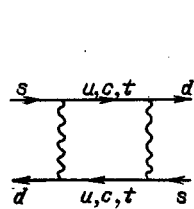


Рис. 12.4

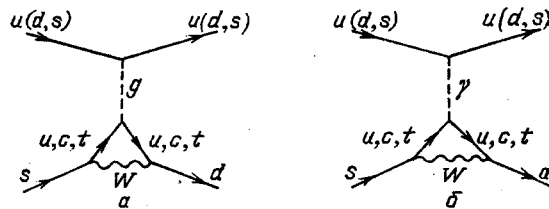


Рис. 12.5

из-за комплексных коэффициентов испускания и поглощения W -бозонов. Эту комплексность можно откалибровать в случае двух поколений кварков и нельзя — в случае трех и большего числа поколений (см. гл. 15). Аналогичным образом величина ϵ' определяется мнимой *CP*-нечетной частью «пингвинов» — глюонного (рис. 12.5, а) и фотонного (рис. 12.5, б). И здесь комплексные

коэффициенты в бозонных вершинах нельзя откалибровать в случае трех и большего числа поколений. Измеренное на опыте значение

$$\frac{1}{6} [|\eta_{+-}/\eta_{00}|^2 - 1] \approx \text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (3,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$$

по порядку величины находится в согласии с ожидаемым вкладом «пингвинов» (мы предполагаем здесь, что $[\text{Im}(\epsilon'/\epsilon)]^2 \ll \text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$, см. ниже).

В связи с пингвинными диаграммами естественно задать следующий вопрос. Как мы видели выше, ϵ' пропорционально $\text{Im } A_2$, а глюонный пингвин дает переходы только с $\Delta T = 1/2$ и не может перевести K_2^0 в два пиона с $T = 2$. ($\Delta T = 1/2$ возникает из-за перехода $s \rightarrow d$ и не разрушается глюонным взаимодействием, которое изотопически инвариантно. В отличие от этого, фотонный пингвин может давать переходы с $\Delta T = 3/2$ и $5/2$ и, следовательно, ненулевое значение $\text{Im } A_2$.) Итак, каким образом глюонный пингвин, который может дать лишь $\text{Im } A_0 \neq 0$, но не $\text{Im } A_2 \neq 0$, дает вклад в ϵ' ?

Краткий ответ на этот вопрос заключается в том, что глюонный пингвин нарушает калибровку Ву и Янга. А в произвольной калибровке

$$\epsilon' = i\omega \left[\frac{\text{Im } A_2}{\text{Re } A_2} - \frac{\text{Im } A_0}{\text{Re } A_0} \right],$$

где

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\text{Re } A_2}{\text{Re } A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}.$$

Из данных по распадам $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ и $K^+ \rightarrow 2\pi$ мы знаем, что ω — малая величина ($|\omega| \approx 3,2 \cdot 10^{-3}$, см. с. 80), и приведенная выше формула для ϵ' написана в низшем порядке по ω . Из этой формулы мы видим, что ненулевое ϵ' может возникнуть как за счет $\text{Im } A_2 \neq 0$, так и за счет $\text{Im } A_0 \neq 0$. Но в любом случае оно обращается в нуль, если $A_2 = 0$. Таким образом, малость ϵ' объясняется правилом $\Delta T = 1/2$. Если бы это правило было строгим, то мы имели бы $\epsilon' = 0$.

Как отмечено на с. 80, $\delta_0 - \delta_2 = 53^\circ \pm 6^\circ$. Поэтому фаза ϵ' должна составлять $37^\circ \pm 6^\circ$ и должна быть близка к фазе ϵ , т. е. к $\pi/4$. Из того обстоятельства, что на опыте $\varphi_{00} - \varphi_{+-} = 10^\circ \pm 6^\circ$, следует, что фаза ϵ' в пределах двух стандартных отклонений ортогональна ожидаемой. Из приведенных в начале этого раздела ортогональных следует, что такая ортогональность возможна лишь при нарушении *CPT*-инвариантности. В силу фундаментального характера *CPT*-симметрии можно не сомневаться, что новые, более точные опыты повернут ϵ' в направлении, которого требует теория.

О распадах K_S^0 -мезона

Из-за перемешивания $K_2 \leftrightarrow K_1$ волновая функция короткоживущего каона приобретает вид

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} (K_1^0 + \varepsilon K_2^0) \approx K_1^0 + \varepsilon K_2^0.$$

Заметим, что знак и величина ε здесь те же, что у K_L^0 -мезона ($K_L^0 = K_2^0 + \varepsilon K_1^0$). Так что состояния K_L^0 и K_S^0 не ортогональны. Чтобы убедиться в том, что ε в K_L^0 и K_S^0 — одни и те же, сравним распады $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. (В последнем случае

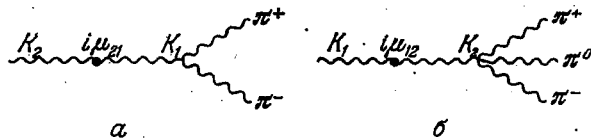


Рис. 12.6

подразумевается распад в CP -нечетное состояние $\pi^+\pi^-\pi^0$, в котором относительные орбитальные моменты пионов равны нулю, $l=L=0$, см. гл. 10.) Сравнивая рис. 12.6, а и б, находим

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+\pi^- | K_L \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | K_S \rangle} = \frac{i\mu_{21}}{m_2 - m_1 - \frac{i}{2}(\Gamma_2 - \Gamma_1)} = \varepsilon,$$

$$\eta_{+-0} = \frac{\langle \pi^+\pi^-\pi^0 | K_S \rangle}{\langle \pi^+\pi^-\pi^0 | K_L \rangle} = \frac{i\mu_{12}}{m_1 - m_2 - \frac{i}{2}(\Gamma_1 - \Gamma_2)}.$$

Если мы учтем, что $i\mu_{21} = -i\mu_{12}$, то получим, что $\eta_{+-0} = \varepsilon$. Аналогичным образом

$$\eta_{000} = \frac{\langle \pi^0\pi^0\pi^0 | K_S \rangle}{\langle \pi^0\pi^0\pi^0 | K \rangle} = \varepsilon.$$

К сожалению, эти ожидаемые числа находятся далеко за пределами экспериментальных возможностей. Существующие экспериментальные верхние границы очень высоки: $|\eta_{+-0}|^2 < 0,12$, $|\eta_{000}|^2 < 0,1$. Это объясняется тем, что если CP -запрещенный распад $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ более или менее успешно конкурирует с подавленным фазовым объемом распадом $K_L^0 \rightarrow 3\pi$, то CP -запрещенный и подавленный фазовым объемом распад $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ не выдерживает конкуренции с интенсивным распадом $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ и для его поисков нужна очень большая статистика K_S^0 -распадов.

Поиски распадов $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ представляют интерес для выяснения вопроса о том, не существует ли P -четное, но C - и CP -нечетное взаимодействие с $|\Delta S|=1$. Такое взаимодействие могло бы давать прямые распады $K_1 \rightarrow 3\pi$.

Нарушение T -инвариантности и дипольный момент нейтрона

Как известно, любая разумная физическая теория должна быть CPT -инвариантна. Из этого следует, что в распадах K_L^0 -мезона должна нарушаться не только CP -, но и T -инвариантность. И действительно, анализ CP -нечетных распадов K_L^0 -мезонов указывает на то, что в этих распадах T -обратимость нарушена (нарушение CPT и сохранение T дало бы чисто мнимый параметр перехода μ_{21} и повернуло бы на 90° фазу ε).

Кроме распадов K_L^0 -мезонов, поиски временной необратимости проводились и в ряде других процессов. Наибольший экспериментальный прогресс достигнут в поисках электрического дипольного момента нейтрона d_n : за время, прошедшее после открытия распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, верхняя граница для d_n опустилась более чем на четыре порядка. Обычно d_n записывают в виде произведения элементарного электрического заряда e на плечо l :

$$d_n = e \cdot l.$$

В настоящее время установлено, что $l < 6 \cdot 10^{-26}$ см. Это примерно на 10 порядков меньше, чем аналогичное «плечо» в магнитном моменте нейтрона.

Почему $d_n \neq 0$ означало бы нарушение не только P -, но и T -инвариантности? Чтобы ответить на этот вопрос, вспомним, как ведут себя различные физические величины при зеркальном отражении P , и обращении времени T :

	P	T
Координаты	$\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$	$\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}$
Время	$t \rightarrow t$	$t \rightarrow -t$
Импульс	$\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$	$\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$
Энергия	$E \rightarrow E$	$E \rightarrow E$
Угловой момент	$\mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J}$	$\mathbf{J} \rightarrow -\mathbf{J}$
Векторный потенциал	$\mathbf{A} \rightarrow -\mathbf{A}$	$\mathbf{A} \rightarrow -\mathbf{A}$
Скалярный потенциал	$\phi \rightarrow \phi$	$\phi \rightarrow \phi$
Электрическое поле	$\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$	$\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{E}$
Магнитное поле	$\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{H}$	$\mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{H}$

(Определяя эти знаки, удобно пользоваться соотношениями $\mathbf{p} = m d\mathbf{r}/dt$, $\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$, $\mathbf{E} = -\nabla\phi$, $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$.)

Как магнитный $\boldsymbol{\mu}$, так и электрический \mathbf{d} дипольные моменты частиц должны быть направлены по спину частиц, поскольку спин является единственной ориентируемой величиной, характеризующей частицу. Следовательно, $\boldsymbol{\mu} \sim \mathbf{J}$ и $\mathbf{d} \sim \mathbf{J}$. Мы видим теперь, что взаимодействие магнитного диполя с магнитным полем \mathbf{JH} P - и T -инвариантно, а взаимодействие электрического диполя с электрическим полем \mathbf{JE} P - и T -неинвариантно.

Какова ожидаемая величина d_n ? Если единственным источником нарушения CP -инвариантности является сверхслабое взаимодействие $i \operatorname{Im} G_2(\bar{s}d)(sd)$, где $\operatorname{Im} G_2 \sim 10^{-9} G$, то d_n неизмеримо мало: $l < 10^{-28}$ см. Такая оценка основана на том, что наряду со сверхслабым взаимодействием в d_n должен в этом случае дать вклад и второй порядок слабого взаимодействия, чтобы обеспечить $\Delta S = 0$ (и несохранение P -четности), так что $l \sim \operatorname{Im} G_2 G^2 m^5$, где m — масса порядка 1 ГэВ.

Кажется, однако, крайне маловероятным, чтобы сверхслабое взаимодействие, если оно существует, имело бы только одну компоненту с $|\Delta S| = 2$. До сих пор наблюдалась закономерность: чем слабее взаимодействие, тем больше различных запретов оно нарушает. Так что вполне естественно ожидать, что сверхслабое взаимодействие, наряду с компонентой $|\Delta S| = 2$, содержит также P -нечетную и CP -нечетную компоненту с $\Delta S = 0$. В этом случае $l \sim \operatorname{Im} G_2 m \sim 10^{-26}$ см. Если CP -инвариантность нарушается за счет комплексных коэффициентов в матрице девяти заряженных токов (см. гл. 15), то $l \lesssim 10^{-22}$ см. Наибольшее ожидаемое значение d_n , близкое к существующему экспериментальному пределу, дают модели, в которых CP -инвариантность нарушается во взаимодействии нескольких хиггсовых бозонов.

Мысленные опыты

До открытия распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ среди физиков была очень сильна вера в абсолютный характер CP -инвариантности. Поэтому первое время многие удивлялись тому, что CP -инвариантность нарушается. Теперь в основном удивляются тому, почему CP -инвариантность нарушается столь слабо. Тем не менее не следует недооценивать принципиальной стороны открытия CP -неинвариантности: мы узнали, что имеются абсолютные отличия частицы от античастицы, что имеются абсолютные отличия левого от правого, что в микромире есть своя стрела времени.

Еще до открытия CP -неинвариантности по научно-популярной литературе ходила история о том, что к Земле движется корабль пришельцев, с которым установлена связь. На Земле пытаются выяснить, построены пришельцы из вещества или из антивещества. Оказывается, что в CP -инвариантном мире этого сделать нельзя. Невозможно, передавая только информацию, а не какие-либо земные образцы, объяснить пришельцам, что мы называем позитроном, а что электроном, что левым, а что правым.

Этот прием с кораблем не нов. Еще Галилей пояснял принцип относительности, описывая плавно идущий вдоль берега корабль. Никакими механическими экспериментами внутри корабля невозможно установить, покоится он или движется. Корабль XVII века демонстрировал инвариантность законов природы относительно галилеевых преобразований, корабль XX века — относительно CP -

преобразования. Конечно, чтобы узнать, движется ли первый корабль, достаточно посмотреть на берег, а чтобы сообщить на второй, что мы называем левым, достаточно послать на него левополяризованный свет. После этого, используя, например, то, что электроны в β -распаде левополяризованы, а позитроны правополяризованы, нетрудно договориться, сделан ли корабль из вещества или из антивещества. Но ведь левополяризованный свет и есть тот самый земной образец, о котором шла речь выше. Правилами игры смотреть на берег и посылать образцы запрещено.

Поскольку в действительности природа CP -неинвариантна, то посылать образцы не надо. Можно воспользоваться, например, тем, что K_L^0 -мезоны одни и те же независимо от того, получены ли они в лаборатории на ускорителе или, так сказать, в антилаборатории на антиускорителе. K_L^0 -мезоны чаще распадаются на позитроны, чем на электроны. Вот и абсолютное отличие частицы от античастицы. Теперь уже ничего не стоит, воспользовавшись продольной поляризацией, абсолютно установить, что такое левое, а что правое.

Другой интересный пример абсолютного отличия частиц от античастиц дает Σ^+ -гиперон и его античастица $\tilde{\Sigma}^+$. В силу CPT -инвариантности их полные ширины одинаковы:

$$\Gamma(\Sigma^+) = \Gamma(\tilde{\Sigma}^+).$$

Однако в силу CP -неинвариантности

$$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) \neq \Gamma(\tilde{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{p}\pi^0),$$

$$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^+) \neq \Gamma(\tilde{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{p}\pi^-).$$

Предлагаем читателю доказать это самостоятельно. Подскажем только, что «перекачка» из канала в канал возникает из-за интерференции фаз, обусловленных CP -неинвариантностью и фаз, обусловленных рассеянием продуктов распада друг на друге (см. гл. 8). Первые меняют знак, а вторые не меняют знака при переходе от частицы к античастице.

13. РАСПАДЫ τ -ЛЕПТОНА

В 1975 г. на встречных e^+e^- -пучках в Стенфорде был открыт третий (после e и μ) заряженный лептон, названный тритоном или τ -лептоном (по-гречески «тритон» — третий). В настоящее время установлено, что масса τ примерно 1780 МэВ, спин 1/2, что в его распадах, как и в распадах мюона, работает $V-A$ -взаимодействие.

Нейтрино ν_τ

Все известные распады τ -лептона сопровождаются вылетом нейтрино. Согласно теории, излагаемой в этой книге, это нейтрино отлично от ν_e и ν_μ и является специфическим τ -нейтрино: ν_τ . Экспериментально доказано, что $\nu_\tau \neq \nu_\mu$ (в противном случае τ -лептоны должны были бы обильно порождаться пучками мюонных нейтрино.) Возможность $\nu_\tau = \nu_e$ пока экспериментально не исключена (из-за того, что пучки ν_e гораздо менее интенсивны, чем пучки ν_μ), но кажется крайне маловероятной. Экспериментальная граница на массу ν_τ : $m_{\nu_\tau} < 35$ МэВ. Используя теорию горячей Вселенной, можно показать, что $m_{\nu_\tau} \leq 30$ эВ (см. гл. 27).

Рождение τ -лептонов наблюдалось пока что только на встречных e^+e^- -пучках в реакции

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-.$$

В частности, наблюдалось образование τ -лептонов как продуктов распада ψ' -мезона:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi' \rightarrow \tau^+\tau^-.$$

Рассмотрим основные распады τ^\pm -лептонов (для краткости будем говорить о τ^-).

Распады $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$

Эти распады полностью аналогичны распаду $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$. Их вероятность получается из вероятности распада мюона (см. гл. 3) заменой $m_\mu \rightarrow m_\tau$:

$$\Gamma(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \Gamma(\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = \frac{G^2 m_\tau^5}{192\pi^3} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^5 \Gamma(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu) \approx \approx 6,2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$$

На опыте параметр Мишеля для этих распадов равен $\rho = 0,73 \pm \pm 0,15$, что находится в хорошем согласии с $V-A$ -взаимодействием.

Полуадронные распады. Общие замечания

Оценку суммарной ширины всех распадов типа $\tau \rightarrow \nu_\tau +$ адроны можно произвести аналогично тому, как на основании асимптотической свободы квантовой хромодинамики вычисляется величина для аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow$ адроны:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_f Q_f^2,$$

где множитель 3 — число цветов, Q_f — заряд f -го кварка и сумма берется по всем ароматам, которые могут быть рождены при данной энергии. Ниже порога образования чарма

$$R = 3(Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2) = 2.$$

В случае распада τ -лептона мы должны учесть взаимодействия $(\bar{\nu}_\tau \tau)(\bar{d}u) \cos \theta$ и $(\bar{\nu}_\tau \tau)(\bar{s}u) \sin \theta$. Пренебрегая массами всех кварков, мы получим кварковую оценку:

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau + \text{адроны})}{\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau \mu \bar{\nu}_\mu)} \approx \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau \bar{d}u) + \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau \bar{s}u)}{\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau \mu \bar{\nu}_\mu)} = 3(\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) = 3.$$

Здесь, как и выше в величине R , множитель 3 возникает из-за суммирования по трем цветам кварков. Складывая теперь ширины лептонных и полуадронных распадов, нетрудно получить для полной ширины распада τ -лептона:

$$\Gamma_\tau \approx 5\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau \mu \bar{\nu}_\mu) \approx 3,1 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1},$$

откуда следует, что ожидаемое время жизни τ -лептона должно равняться

$$\tau_\tau = \frac{1}{\Gamma_\tau} \approx 3,10 \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

Это хорошо согласуется с экспериментальным значением $\tau_\tau = (3,04 \pm 0,08) \cdot 10^{-13} \text{ с}$.

Рассмотрим теперь отдельные каналы полуадронных распадов. Эти каналы естественно расположить в последовательности, которая определяется тем, насколько надежно мы умеем сегодня вычислять их вероятность.

Амплитуда распада $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$ однозначно связана с амплитудой распада $\pi \rightarrow \mu \nu$, если в лагранжиан слабого взаимодействия входит единый заряженный ток. Амплитуда распада $\tau \rightarrow \rho \nu$ однозначно связана с амплитудой распада $\rho \rightarrow e^+e^-$ в силу изотопи-

ческих свойств ud -тока. По этой же причине связаны между собой амплитуды распадов $\tau \rightarrow \nu + 2\pi$ и электромагнитной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow 2\pi$ при данной инвариантной массе системы 2π . К сожалению, сечения процессов $e^+e^- \rightarrow 6\pi$, $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ и даже $e^+e^- \rightarrow 2\pi$ измерены во всей интересующей нас в связи с τ -распадом области энергий недостаточно детально. Что касается распадов τ -лептона с испусканием нечетного числа пионов, $\tau \rightarrow \nu + (2n+1)\pi$, то, будучи обусловлены аксиальным ud -током, они являются уникальным источником псевдоскалярных и аксиально-векторных мезонных состояний.

Распад $\tau \rightarrow \nu\tau$

Сравним диаграммы распадов $\pi \rightarrow \mu\nu$ и $\tau \rightarrow \nu\tau$ (рис. 13.1 и 13.2). Оба распада обусловлены одним и тем же взаимодействием W -бозона с π^- -мезоном, которое на кварковом языке сводится к

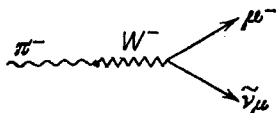


Рис. 13.1

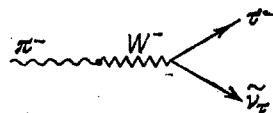


Рис. 13.2

взаимодействию W -бозона с аксиальным ud -током (рис. 13.3). Амплитуда распада $\tau \rightarrow \nu\tau$ имеет вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} f_\pi k^\alpha \cos \theta \varphi_\alpha \bar{u}_{\nu\tau} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\tau,$$

где k —4-импульс π -мезона. Важно отметить, что величина f_π здесь и в амплитуде распада $\pi \rightarrow \mu\nu$ в точности одна и та же: она никак не зависит от сорта лептонов, участвующих в распаде.

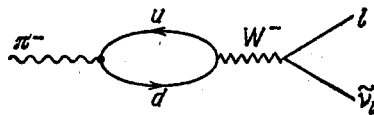


Рис. 13.3

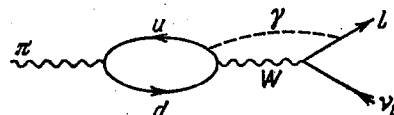


Рис. 13.4

Чтобы подчеркнуть это, мы изобраили на рис. 13.1—13.3 промежуточные W -бозоны. Эта универсальность нарушается поправками порядка α , если учесть виртуальные фотоны (рис. 13.4), поскольку массы τ и μ различны. Если пренебречь этими поправками, то f_π зависит лишь от k^2 , а $k^2 = m_\pi^2$ для обоих распадов, поскольку π -мезон оба раза находится на массовой поверхности.

Ширина распада равна

$$\Gamma(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = \frac{|M|^2}{2 \cdot 2m_\tau} \Phi,$$

где Φ —фазовый объем:

$$\Phi = \int \frac{dk_\nu}{2E_\nu (2\pi)^3} \frac{dk_\pi}{2E_\pi (2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(k_\nu + k_\pi - k_\tau) = \frac{E_\nu}{4\pi m_\tau}.$$

В этом равенстве, чтобы не усложнять обозначений, одной и той же буквой E_ν обозначены как подынтегральная переменная, так и величина, вошедшая в результат интегрирования. (Аналогичным образом мы поступили, когда вычисляли вероятность распада $\pi \rightarrow \mu\nu$.) Усредненный по поляризации τ -лептона квадрат модуля матричного элемента равен

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} |M|^2 &= \frac{1}{2} \frac{G^2}{2} \cos^2 \theta f_\pi^2 m_\tau^2 \text{Tr}(\hat{k}_\tau + m_\tau)(1 - \gamma_5) \hat{k}_\nu (1 + \gamma_5) = \\ &= 2G^2 \cos^2 \theta f_\pi^2 m_\tau^2 (k_\tau k_\nu) = 2G^2 \cos^2 \theta f_\pi^2 m_\tau^2 E_\nu. \end{aligned}$$

В результате получаем

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) &= \frac{G^2 \cos^2 \theta f_\pi^2 m_\tau E_\nu^3}{4\pi} = \frac{G^2 \cos^2 \theta f_\pi^2 m_\tau^3}{16\pi} \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2}\right)^2 \approx \\ &\approx \frac{12\pi^2 \cos^2 \theta f_\pi^2}{m_\tau^2} \Gamma(\tau \rightarrow e\nu) \approx 0,6 \Gamma(\tau \rightarrow e\nu). \end{aligned}$$

Вероятность распада $\tau \rightarrow \nu_\tau K$ получается из предыдущего выражения заменой $f_\pi \rightarrow f_K$, $m_\pi \rightarrow m_K$, $\cos \theta \rightarrow \sin \theta$.

Распад $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$

Запишем амплитуду распада $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} g_\rho \cos \theta \varphi_\alpha \bar{u}_{\nu_\tau} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\tau.$$

Здесь g_ρ —скалярный параметр размерности m^2 , величину которого мы обсудим ниже, а φ_α —волновая функция ρ -мезона. Величина φ_α представляет собой 4-вектор, удовлетворяющий условию поперечности: $p^\alpha \varphi_\alpha = 0$, где p —4-импульс ρ -мезона. Это условие означает, что в системе покоя ρ -мезона временная компонента φ_α равна нулю. Отсюда следует, что матрица плотности ρ -мезона на массовой поверхности также поперечна (см. гл. 28, п. 4.3):

$$\sum_s \varphi_\alpha(s) \varphi_\beta^*(s) = -g_{\alpha\beta} + \frac{p_\alpha p_\beta}{m_\rho^2}.$$

Найдем величину $|M|^2$:

$$\begin{aligned} |M|^2 &= \\ &= \frac{1}{2} G^2 g_\rho^2 \cos^2 \theta \left(\frac{p_\alpha p_\beta}{m_\rho^2} - g_{\alpha\beta} \right) \text{Tr} \hat{p}_\nu \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) (\hat{p}_\tau + m_\tau) \gamma^\beta (1 + \gamma_5) = \\ &= G^2 g_\rho^2 \cos^2 \theta \left[\frac{1}{m_\rho^2} \text{Tr} \hat{p}_\nu \hat{p} \hat{p}_\tau \hat{p} + 2 \text{Tr} \hat{p}_\nu \hat{p}_\tau \right] = \\ &= \frac{4G^2 g_\rho^2 \cos^2 \theta}{m_\rho^2} [2(p_\nu p_\tau) + m_\rho^2 (p_\nu p_\tau)] = \\ &= \frac{4G^2 g_\rho^2 \cos^2 \theta}{m_\rho^2} (p_\nu p_\tau) [2p_\tau p + m_\rho^2] = \\ &= \frac{4G^2 g_\rho^2 \cos^2 \theta}{m_\rho^2} (p_\nu p_\tau) m_\tau^2 \left(1 + 2 \frac{m_\rho^2}{m_\tau^2} \right). \end{aligned}$$

(Мы воспользовались тем, что $p_\nu^2 = (p_\tau - p)^2 = -2p_\tau p + m_\tau^2 + m_\rho^2 = 0$).
Учитывая, что фазовый объем равен

$$\Phi = \frac{p_\nu p_\tau}{4\pi m_\tau^2} = \frac{1}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\rho^2}{m_\tau^2} \right),$$

получим

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau \rightarrow \rho \nu_\tau) &= \frac{1}{2} |M|^2 \frac{\Phi}{2m_\tau} = \frac{G^2 g_\rho^2 \cos^2 \theta}{4\pi m_\rho^2 m_\tau} (p_\nu p_\tau)^2 \left(1 + 2 \frac{m_\rho^2}{m_\tau^2} \right) = \\ &= \frac{1}{16\pi} G^2 \left(\frac{g_\rho}{m_\rho} \right)^2 \cos^2 \theta m_\tau^2 \left(1 - \frac{m_\rho^2}{m_\tau^2} \right)^2 \left(1 + 2 \frac{m_\rho^2}{m_\tau^2} \right) \approx \\ &\approx \frac{1}{16\pi} G^2 \left(\frac{g_\rho}{m_\rho} \right)^2 \cos^2 \theta \cdot m_\tau^2. \end{aligned}$$

Обратимся теперь к определению параметра g_ρ . Для этого сравним между собой кварковые диаграммы слабого распада

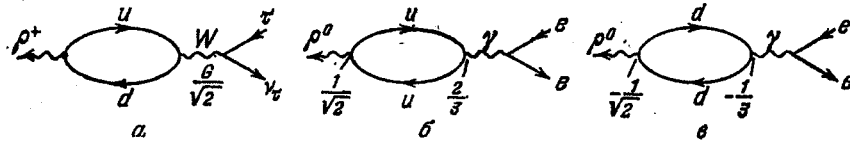


Рис. 13.5

$\tau \rightarrow \rho \nu$ и электромагнитного распада $\rho \rightarrow e^+ e^-$ (рис. 13.5). Сумма диаграмм *б* и *в* дает амплитуду распада $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$, которую обычно записывают в виде

$$M = \frac{m_\rho}{\gamma} \Phi_\alpha \frac{4\pi\alpha}{q^2} \bar{u}_e \gamma^\alpha u_e = \frac{4\pi\alpha}{\gamma} \Phi_\alpha \bar{u}_e \gamma^\alpha u_e.$$

Здесь γ — безразмерная константа, q — 4-импульс виртуального фотона, $q^2 = m_\rho^2$. Отсюда нетрудно получить

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} |M|^2 &= \left(\frac{4\pi\alpha}{\gamma} \right)^2 \frac{1}{3} \left(-g_{\alpha\beta} + \frac{p_\alpha p_\beta}{m_\rho^2} \right) \text{Tr} \hat{p}_1 \gamma^\alpha \hat{p}_2 \gamma^\beta = \\ &= \frac{8}{3} \left(\frac{4\pi\alpha}{\gamma} \right)^2 \cdot p_1 p_2 = \frac{4}{3} \left(\frac{4\pi\alpha}{\gamma} \right)^2 m_\rho^2 \end{aligned}$$

(множитель $1/3$ отвечает усреднению по поляризации ρ -мезона). Для ширины имеем

$$\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+ e^-) = \frac{1}{2m_\rho} \left(\frac{4\pi\alpha}{\gamma} \right)^2 \cdot \frac{4}{3} m_\rho^2 \frac{1}{8\pi} = \frac{4\pi\alpha^2}{3} \cdot \frac{m_\rho}{\gamma^2}.$$

Принимая табличные значения $\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+ e^-) \approx 6,5$ [кэВ, $m_\rho \approx 770$ МэВ, находим

$$\frac{\gamma^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2}{3} \frac{m_\rho}{\Gamma(\rho \rightarrow e^+ e^-)} \approx 2,1.$$

Детальная теоретическая обработка сечения аннигиляции $e^+ e^- \rightarrow \rho$ дает несколько большую величину

$$\frac{\gamma^2}{4\pi} = 2,36 \pm 0,18.$$

Чтобы выразить g_ρ через γ , еще раз посмотрим на диаграммы рис. 13.5 и вспомним, что

$$\rho^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}), \quad \rho^+ = u\bar{d}.$$

Учитывая, что заряды u - и d -кварков равны $2/3$ и $-1/3$ соответственно, получим для суммарного вклада диаграмм рис. 13.5, *б*, и 13.5, *в*

$$\frac{m_\rho^2}{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{2}{3} - \left(-\frac{1}{3} \right) \right] I = \frac{I}{\sqrt{2}},$$

а для диаграммы рис. 13.5, *а*

$$g_\rho = I,$$

где I — величина интеграла по петле. Отсюда

$$\frac{g_\rho}{m_\rho} = \frac{\sqrt{2} m_\rho}{\gamma}.$$

Подставив это в полученное выше выражение для $\Gamma(\tau \rightarrow \rho \nu)$, находим

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau \rightarrow \rho \nu) &= \frac{G^2 \cos^2 \theta}{8\pi\gamma^2} m_\tau^2 m_\rho^2 \left(1 - \frac{m_\rho^2}{m_\tau^2} \right)^2 \left(1 + \frac{2m_\rho^2}{m_\tau^2} \right) = \\ &= 6\pi \left(\frac{4\pi}{\gamma^2} \right) \cos^2 \theta \left(\frac{m_\rho}{m_\tau} \right)^2 0,91 \Gamma(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau). \end{aligned}$$

Это дает

$$\Gamma(\tau \rightarrow \rho\nu) = \begin{cases} 1,46\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\nu) & \text{при } \frac{\gamma^2}{4\pi} = 2,1, \\ 1,30\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\nu) & \text{при } \frac{\gamma^2}{4\pi} = 2,36, \\ 1,18\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\nu) & \text{при } \frac{\gamma^2}{4\pi} = 2,60. \end{cases}$$

Распады $\tau \rightarrow \nu_\tau + 2\pi$

Связь между распадами $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ и $\rho \rightarrow e^+e^-$, установленная выше, является частным случаем более общей связи между распадами $\tau^- \rightarrow \nu_\tau(2\pi)^-$ и электромагнитной аннигиляцией $e^+e^- \rightarrow (2\pi)^0$. Эта связь возникает из-за того, что в обоих случаях действуют компоненты одного и того же векторного изовекторного тока: в τ -распаде — компонента $\bar{d}\gamma_\alpha u$, в e^+e^- -аннигиляции — компонента $\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}\gamma_\alpha u - \bar{d}\gamma_\alpha d)$. В том, что другие токи не дают сюда вклада, легко убедиться, если учесть, что система 2π G -четна, а изоскалярный электромагнитный ток $\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}\gamma_\alpha u + \bar{d}\gamma_\alpha d)$ и слабый аксиальный ток $\bar{d}\gamma_\alpha \gamma_5 u$ G -нечетны.

Введем обозначения:

$$v_\alpha = \langle (2\pi)^0 \left| \frac{2}{3}\bar{u}\gamma_\alpha u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma_\alpha d \right| 0 \rangle, \\ v_\alpha^+ = \langle (2\pi)^+ \left| \bar{u}\gamma_\alpha d \right| 0 \rangle.$$

Проводя рассуждения, аналогичные тем, с помощью которых мы установили выше, что $g_\rho = \sqrt{2}m_\rho/\gamma$, мы получим, что $|v_\alpha^+| = |\sqrt{2}v_\alpha|$. Лоренцев вектор v_α зависит от инвариантной массы системы 2π , которую мы обозначим \sqrt{s} , и (в случае $n > 1$) от других кинематических переменных, характеризующих эту систему. Амплитуда аннигиляции имеет вид

$$M(e^+e^- \rightarrow 2\pi) = \frac{4\pi\alpha}{q^2} \bar{u}_e \gamma^\alpha u_e \cdot v_\alpha.$$

Стандартная формула дает для сечения

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow 2\pi) = \int \left(\frac{4\pi\alpha}{q^2} \right)^2 \frac{1}{4 \cdot 2s} \text{Tr} \hat{p}_1 \gamma^\alpha \hat{p}_2 \gamma^\beta v_\alpha v_\beta^* d\Phi,$$

где p_1 и p_2 — 4-импульсы электрона и позитрона, а $d\Phi$ — элемент фазового объема, $q = p_1 + p_2$, $q^2 = s$. В силу поперечности тока ($q^\alpha v_\alpha = 0$) можно записать, что

$$\int v_\alpha v_\beta^* d\Phi = \pi (q_\alpha q_\beta - g_{\alpha\beta} q^2) \rho(q^2).$$

Это выражение служит определением безразмерной спектральной плотности $\rho(q^2)$. Вычислив след, получим

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow 2\pi) = \frac{(4\pi\alpha)^2}{8s^3} 4\pi [2\rho_1^\alpha \rho_2^\beta - g^{\alpha\beta} (\rho_1 \rho_2)] (q_\alpha q_\beta - q^2 g_{\alpha\beta}) \rho(s) = \\ = \frac{(4\pi\alpha)^2}{2s^3} [2(\rho_1 q)(\rho_2 q) + (\rho_1 \rho_2) q^2] \pi \rho(s) = \frac{(4\pi\alpha)^2}{2s} \pi \rho(s).$$

(Мы воспользовались здесь тем, что $\rho_1 + \rho_2 = q$, откуда следует: $\rho_1 \rho_2 = \rho_1 q = \rho_2 q = q^2/2$.)

Если стандартным образом определить величину $R(s)$:

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} R(s),$$

то можно выразить ρ через R :

$$\rho(s) = \frac{R(s)}{6\pi^2}.$$

В случае одночастичного состояния, примером которого может служить ρ -мезон, если пренебречь шириной последнего, имеем

$$d\Phi = \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^3} \delta^4(q - p_1 - p_2) \delta(q^2 - m_\rho^2) d^4q$$

и

$$\pi \rho(s) = 2\pi \delta(q^2 - m_\rho^2) \frac{m_\rho^2}{\gamma^2},$$

так что

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \rho) = 16\pi^3 \frac{\alpha^2}{\gamma^2} \delta(s - m_\rho^2) = 12\pi^2 \frac{\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-)}{m_\rho} \delta(s - m_\rho^2).$$

Последнее равенство основано на том, что, как было показано выше,

$$\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3\gamma^2} m_\rho.$$

(Напомним, что формула Брейта—Вигнера для аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow 2\pi$ имеет вид

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow 2\pi) = \frac{3\pi}{m_\rho^2} \frac{\Gamma(\rho \rightarrow ee)\Gamma}{(E - m_\rho)^2 + \Gamma^2/4}.$$

При $\Gamma \rightarrow 0$

$$\frac{\Gamma/2}{(E - m_\rho)^2 + \Gamma^2/4} \Rightarrow \pi \delta(E - m_\rho) = 2\pi m_\rho \delta(s - m_\rho^2),$$

так что наш ответ согласуется и с формулой Брейта—Вигнера.) Обратимся теперь к распаду τ -лептона:

$$M(\tau \rightarrow \nu_\tau + 2\pi) = \frac{G \cos \theta}{\sqrt{2}} \bar{u}_{\nu_\tau} \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_\tau \cdot v_\alpha^*.$$

Вероятность распада с образованием системы $2\pi\pi$ с массой \sqrt{s} равна

$$d^3\Gamma = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2 \cdot 2m_\tau} \text{Tr} \hat{p}_\nu \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) (\hat{p}_\tau + m_\tau) \gamma^\beta (1 + \gamma_5) \times \\ \times \pi (q_\alpha q_\beta - g_{\alpha\beta} q^2) \rho(s) \frac{dp_\nu}{2E_\nu (2\pi)^3},$$

где $q = p_\tau - p_\nu$, по поляризациям τ -лептона проведено усреднение, а величина $\rho(s)$ — та же, что и в аннигиляции $e^+e^- \rightarrow 2\pi\pi$. Вычисляя след и интегрируя по углам вылета нейтрино, получаем

$$d\Gamma = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi m_\tau} [2\rho_\nu^2 p_\tau^2 - g^{\alpha\beta} (p_\nu p_\tau)] (q_\alpha q_\beta - g_{\alpha\beta} q^2) \rho(s) E_\nu dE_\nu = \\ = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi m_\tau} [2(p_\nu q)(p_\tau q) + (p_\nu p_\tau) q^2] \rho(s) E_\nu dE_\nu = \\ = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi m_\tau} (p_\nu p_\tau) (2p_\tau q + q^2) \rho(s) E_\nu dE_\nu = \\ = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi} (m_\tau^2 + 2s) \rho(s) E_\nu^2 dE_\nu = \\ = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi} (3m_\tau - 4E_\nu) m_\tau \rho(s) E_\nu^2 dE_\nu$$

(мы учли здесь, что $p_\nu q = p_\nu p_\tau$, $2p_\tau q = m_\tau^2 + q^2$, $s = m_\tau^2 - 2E_\nu m_\tau$). Переходя к переменной s , имеем

$$d\Gamma(\tau \rightarrow \nu + 2\pi\pi) = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi} \frac{(m_\tau^2 + 2s)(m_\tau^2 - s)^2}{8m_\tau^3} \rho(s) ds.$$

Формулу для $d\Gamma(\tau \rightarrow \nu + 2\pi\pi)$ следует сравнить с формулой для $\sigma(e^+e^- \rightarrow 2\pi\pi)$. Для данного числа пионов и данного значения s обе эти величины выражаются через одну и ту же величину $\rho(s)$. Чтобы найти полную вероятность $\Gamma(\tau \rightarrow \nu + 2\pi\pi)$, надо в $d\Gamma$ подставить $\rho(s)$ из $\sigma(e^+e^- \rightarrow 2\pi\pi)$ и взять (численно) интеграл по ds .

Проверим формулу для $d\Gamma$ на примере распада $\tau \rightarrow \nu\pi$. В этом случае

$$\rho(s) = 2\delta(q^2 - m_\rho^2) \frac{m_\rho^2}{\gamma^2}, \\ \Gamma = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{8\pi\gamma^2} \frac{(m_\tau^2 + 2m_\rho^2)(m_\tau^2 - m_\rho^2)^2 m_\rho^2}{m_\tau^3},$$

что совпадает с результатом предыдущего раздела. Проверим ее теперь на свободных кварках:

$$\int v_\alpha^+ v_\beta^+ d\Phi \Rightarrow 3 \int \text{Tr} \hat{p}_2 \gamma_\alpha \hat{p}_1 \gamma_\beta \frac{dp_1}{2E_1} \frac{dp_2}{2E_2} \frac{\delta^4(p_1 + p_2 - q)}{(2\pi)^4} = \\ = 3 \frac{\pi}{6} (q^\mu g^{\mu\nu} + 2q^\mu q^\nu) \frac{1}{4\pi^2} (g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} + g_{\mu\beta} g_{\nu\alpha} - g_{\mu\nu} g_{\alpha\beta}) = \\ = 3 \frac{1}{6\pi} (q_\alpha q_\beta - q^2 g_{\alpha\beta}) = 2\pi\rho(q^2) (q_\alpha q_\beta - g_{\alpha\beta} q^2).$$

Сравнивая это выражение с кварковыми формулами в начале этой главы, получаем $\rho = \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{6\pi^2}$ (множитель 3 возник из-за суммирования по цветам кварков). В результате для полной вероятности распада $\tau \rightarrow \nu + 2\pi\pi$ находим

$$\Gamma \approx \int_0^{m_\tau/2} 3 \frac{G^2 \cos^2 \theta}{24\pi^3} m_\tau (3m_\tau - 4E_\nu) E_\nu^2 dE_\nu = \\ = \int_0^1 \frac{G^2 \cos^2 \theta m_\tau^2}{192\pi^3} 3 \cdot (3 - 2\varepsilon) \varepsilon^2 d\varepsilon = \frac{3}{2} \frac{G^2 \cos^2 \theta m_\tau^5}{192\pi^3}.$$

Этот ответ согласуется с кварковой оценкой, полученной в начале этой главы. Действительно, в пренебрежении массами кварков векторный ток дает половину адронной ширины τ -лептона. Другую половину дает аксиальный ток. (В выражении для вероятности эти токи не интерферируют, так как векторный ток дает четное число пионов, а аксиальный — нечетное.)

Интересно сравнить кварковые оценки для распада $\tau \rightarrow \nu + 2\pi\pi$ и реакции $e^+e^- \rightarrow 2\pi\pi$. В последнем случае из полной величины

$$R = R_1 + R_0 = 3(Q_u^2 + Q_d^2) = \frac{5}{3}$$

необходимо выделить изовекторную часть R_1 , т. е. перейти от неинтерферирующих кварковых вкладов к неинтерферирующим изотопическим вкладам. Учитывая значения зарядов кварков, найдем, что амплитуды токов с $T=1$: $(uu - \bar{d}\bar{d})$ и с $T=0$: $(uu + \bar{d}\bar{d})$ относятся, как 3:1, а соответствующие вероятности — как 9:1. Следовательно,

$$R_1 = \frac{9}{10} R = \frac{3}{2}.$$

Вспоминая связь $R = 6\pi^2\rho$, мы видим, что наша новая оценка совпадает со старой.

Итак, мы проверили на самосогласованность полученные нами формулы для парциальной ширины распада τ -лептона в четное число пионов. Подставив в эти формулы экспериментальные данные о сечениях реакций $e^+e^- \rightarrow 2\pi$, $e^+e^- \rightarrow 4\pi$, $e^+e^- \rightarrow 6\pi$ и осуществив численное интегрирование, можно получить

$$\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 2\pi) \approx 1,23\Gamma(\tau \rightarrow \nu\pi\pi), \\ \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 4\pi) \approx 0,33\Gamma(\tau \rightarrow \nu\pi\pi), \\ \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 6\pi) \leq 0,01\Gamma(\tau \rightarrow \nu\pi\pi).$$

Экспериментальные данные в пределах ошибок согласуются с этими предсказаниями.

Заметим, что практически все 2π -события как в e^+e^- -аннигиляции, так и в τ -распаде принадлежат ρ -резонансу. Наш результат для $\tau \rightarrow \nu_\tau 2\pi$ согласуется с результатом для $\tau \rightarrow \nu_\tau \rho$, полученным в конце предыдущего раздела, если $\gamma^2/4\pi \approx 2,5$.

Суммарная ширина распада τ в четное число пионов составляет примерно $1,56 \Gamma(\tau \rightarrow e\nu\nu)$ и приблизительно на 10% превышает наивную партонно-киральную оценку, согласно которой цветовой множитель $3 \cos^2 \theta$ поровну делится между векторным и аксиальным током.

Это превышение находится в согласии с тем, что обмен виртуальным глюоном должен усиливать рождение пары кварк-антикварк. Так согласно квантовой хромодинамике, для e^+e^- -аннигиляции в адроны при $s \rightarrow \infty$ справедлива формула

$$R = \sum_q 3Q_q^2 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \dots\right),$$

где Q_q — заряды кварков, а α_s — константа сильного взаимодействия, логарифмически спадающая с ростом s .

Распады $\tau \rightarrow \nu_\tau + (2n+1)\pi$

Как уже отмечалось выше, эти распады обусловлены аксиальным током $\bar{d}\gamma_\alpha\gamma_5 u$. Рассмотрим амплитуду

$$a_\alpha = \langle (2n+1)\pi | \bar{d}\gamma_\alpha\gamma_5 u | 0 \rangle.$$

Проводя расчеты, аналогичные тем, которые были выполнены в предыдущем разделе, получим

$$\begin{aligned} d\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau + (2n+1)\pi) &= \\ &= \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi m_\tau} [2p_\nu^\alpha p_\tau^\beta - g^{\alpha\beta} (p_\nu p_\tau)] [(q_\alpha q_\beta - g_{\alpha\beta} q^2) \rho_t(s) + q_\alpha q_\beta \rho_t(s)] E_\nu dE_\nu = \\ &= \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi} [(m_\tau^2 + 2s) \rho_t(s) + m_\tau^2 \rho_t(s)] E_\nu^2 dE_\nu = \\ &= \frac{G^2 \cos^2 \theta}{2\pi} [(m_\tau^2 + 2s) \rho_t(s) + m_\tau^2 \rho_t(s)] \frac{(m_\tau^2 - s)^2}{8m_\tau^3} ds. \end{aligned}$$

Здесь использованы обозначения

$$\int a_\alpha a_\beta^* d\Phi = 2\pi [(q_\alpha q_\beta - g_{\alpha\beta} q^2) \rho_t(s) + q_\alpha q_\beta \rho_t(s)].$$

(Коэффициент 2 введен для того, чтобы нормировка спектральной плотности аксиального тока была такой же, как и векторного.) В пределе строго сохраняющегося аксиального тока (когда $m_u = m_d = 0$) $m_\pi = 0$, $\rho_t = 0$. Поскольку аксиальный ток сохраняется лишь частично, $\rho_t \neq 0$. В случае $n=0$ (распад $\tau \rightarrow \nu\pi$)

мы имеем

$$\begin{aligned} a_\alpha &= \langle \pi | \bar{d}\gamma_\alpha\gamma_5 u | 0 \rangle = f_\pi q_\alpha, \\ \int a_\alpha a_\beta^* d\Phi &= f_\pi^2 q_\alpha q_\beta 2\pi \delta(q^2 - m_\pi^2) \end{aligned}$$

и, следовательно,

$$\rho_t = 0, \quad 2\rho_t = 2f_\pi^2 \delta(s - m_\pi^2).$$

Подставляя это в выражение для $d\Gamma$, находим

$$\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau + \pi) = \frac{G^2 \cos^2 \theta}{16\pi} m_\pi^2 / f_\pi^2 \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2}\right)^2,$$

что совпадает с результатом, полученным в начале этой главы. Если пренебречь членами порядка m_π^2 , то этот же результат можно получить и в пределе строгой киральной симметрии, когда

$$q_\alpha a^\alpha = 0, \quad m_\pi = 0.$$

В этом случае

$$\rho_t = 0, \quad 2\rho_t = 2f_\pi^2 \delta(s) + \text{вклады } 3\pi, 5\pi \dots$$

Как нетрудно видеть, для $\Gamma(\tau \rightarrow \pi\nu_\tau)$ вновь получается прежний результат. Что касается состояний $3\pi, 5\pi, \dots$ и возможных резонансов в этих системах, то можно показать, что их вклад должен удовлетворять так называемым правилам сумм Вайнберга:

$$\int (\rho - \rho_t) ds = 0, \quad \int (\rho - \rho_t) s ds = 0,$$

которые основаны на том, что $\rho_t(s) \rightarrow \rho(s)$ при $s \rightarrow \infty$. (Напомним, что $2\pi\rho(q_\alpha q_\beta - g_{\alpha\beta} q^2) = \int v_\alpha^+ v_\beta^{+*} d\Phi$.)

Дальнейшее изучение распадов $\tau \rightarrow 3\pi + \nu_\tau$ даст возможность однозначно решить вопрос о существовании и свойствах аксиального A_1 -мезона ($m_{A_1} \approx 1100$ МэВ, $\Gamma_{A_1} \approx 300$ МэВ, основной канал распада $A_1 \rightarrow \rho\pi$). Во второе правило сумм Вайнберга π -мезон вклада не дает (в пределе $m_\pi = 0$), и если насытить его ρ -и A_1 -мезонами, оно приводит к соотношению

$$\frac{m_\rho^4}{\gamma_\rho^2} = \frac{m_{A_1}^4}{\gamma_{A_1}^2}$$

Таким образом,

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow A_1\nu_\tau)} = \frac{m_\tau^2 + 2m_\rho^2}{(m_\tau^2 + 2m_{A_1}^2)} \frac{(m_\tau^2 - m_\rho^2)^2 m_{A_1}^2}{(m_\tau^2 - m_{A_1}^2)^2 m_\rho^2} \approx 2,7,$$

или

$$\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau A_1) \approx 0,46\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\nu).$$

Однако этот результат нельзя считать сколько-нибудь надежным. Вообще, распад $\tau \rightarrow \nu_\tau 3\pi$ теоретически предсказывается существ-

венно хуже всех остальных распадов, которые мы до сих пор рассматривали. В рамках киральной партонной модели, о которой шла речь в конце предыдущего раздела, мы вправе были бы ожидать, что

$$\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau \pi) + \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 3\pi) + \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 5\pi) \approx \\ \approx \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 2\pi) + \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 4\pi) + \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 6\pi) \approx 1,56\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}).$$

Если учесть, что $\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau \pi) = 0,60\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu})$, $\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 5\pi) \ll \ll 0,03\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu})$, то

$$\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 3\pi) / \Gamma(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) \approx 0,93.$$

На опыте это отношение составляет $0,76 \pm 0,05$. Было бы интересно уточнить ширину распада $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0 \pi^0$.

Распады $\tau \rightarrow \nu_\tau + K + n\pi$

Вероятности распадов $\tau \rightarrow \nu_\tau + K + n\pi$ пропорциональны $\sin^2 \theta$, где θ — угол Кабиббо. Поэтому они сильно подавлены по сравнению с чисто пионными распадами. Расчеты вероятностей проводятся аналогично тому, как это было сделано выше; при этом в ряде случаев могут быть получены соотношения, основанные на $SU(3)$ -симметрии сильного взаимодействия. Суммарно распады $\tau \rightarrow \nu_\tau K + n\pi$ должны составлять $\sim 4\%$ всех полуадронных распадов и, следовательно, порядка $2-3\%$ от полной ширины τ -лептона.

Сводка результатов

В заключение этой главы приведем примерные теоретические значения относительных парциальных ширин B различных распадов τ -лептона:

Канал распада	B (%)
$e\nu\bar{\nu}$	18,5
$\mu\nu\bar{\nu}$	18,3
$\pi\nu$	11
$2\pi\nu$	23
$3\pi\nu$	18
$4\pi\nu$	7
$\geq 5\pi\nu$	1
$(K + n\pi)\nu$	3
Сумма всех каналов	100

14. РАСПАДЫ ОЧАРОВАННЫХ АДРОНОВ

Начало экспериментальным исследованиям очарованных частиц положило открытие в ноябре 1974 г. J/ψ -мезона — частицы со скрытым чармом. Но первые частицы с явным чармом (это были D -мезоны) были открыты лишь в 1976 г.

В настоящее время экспериментальное изучение очарованных частиц ведется с помощью e^+e^- -встречных пучков, а также пучков нейтрино, фотонов и адронов высоких энергий. В e^+e^- -аннигиляции рождение частиц с явным чармом превышает треть полного сечения аннигиляции в адроны, а иногда (в распаде резонанса $\psi(3770)$) является доминирующим процессом. В нейтринных реакциях рождение чарма составляет порядка 10^{-1} полного сечения. Одним из его проявлений являются в этом случае так называемые дилептонные события. В этих событиях один из лептонов сопровождает рождение c -кварка, а другой возникает при его распаде. В фотонных и адронных реакциях рождение чарма составляет соответственно 10^{-2} и 10^{-3} полного сечения.

Из всех очарованных мезонов слабым образом распадаются лишь шесть — $D^+ = c\bar{d}$ (1869 МэВ), $D^0 = c\bar{u}$ (1865 МэВ), $D_s^+ = c\bar{s}$ (1970 МэВ) — и их античастицы. Все они псевдоскалярны: $J^P = 0^-$. Остальные, более тяжелые очарованные мезоны распадаются сильно и электромагнитно в упомянутые шесть, испуская при этом пионы и фотоны.

Заметим, что мы используем новое название — D_s^+ вместо старого — F^+ .

Что касается очарованных барионов, то слабым образом должны распадаться четыре из них:

$$\Lambda_c^+ = [ud]c \quad (2286 \text{ МэВ}), \quad \Xi_c^+ = [us]c \quad (\sim 2460 \text{ МэВ}), \\ \Xi_c^0 = [ds]c \quad (\sim 2460 \text{ МэВ}), \quad \Omega_c^0 = [ss]c \quad (\sim 2740 \text{ МэВ}).$$

Здесь квадратные скобки означают, что заключенные в них кварки антисимметризованы как по аромату, так и по спину и, следовательно, имеют суммарный спин, равный нулю. Фигурные скобки означают симметризацию, так что спин двух s -кварков в Ω_c^0 -барионе равен единице. Поскольку Ω_c^0 -барион с $J^P = 3/2^+$ должен быть тяжелее, чем Ω_c^0 -барион с $J^P = 1/2^+$, то все четыре перечисленных нами стабильных (т. е. распадающихся слабым образом) очарованных бариона должны иметь $J^P = 1/2^+$.

Лучше всего изучены распады самого легкого очарованного бариона: Λ_c^+ . Наблюдались также распады Ξ_c^+ - и Ω_c^0 - барионов. Распады Ξ_c^0 -бариона пока не наблюдались.

Распады c -кварка

Основные слабые распады очарованных адронов обусловлены распадом сидящего в них c -кварка, так как из-за большой массы c -кварка его время жизни примерно на три порядка меньше, чем

время жизни самого тяжелого из легких кварков — s -кварка, сидящего в некоторых из очарованных адронов.

В этой главе, как и в предыдущих главах, мы отвлекаемся от существования b - и t -кварков и вместо матрицы девяти кварковых токов рассматриваем матрицу четырех кварковых токов, характеризующуюся одним углом смешивания — углом Кабиббо θ . В этом приближении распады c -кварка обусловлены произведением токов:

$$(\bar{s}c \cos \theta - \bar{d}c \sin \theta)(\bar{\nu}_e e + \bar{\nu}_\mu \mu + \bar{\nu}_\tau \tau + \bar{u}d \cos \theta + \bar{u}s \sin \theta)$$

(здесь цветные, лоренцевы и спинорные переменные опущены). Распады очарованного антикварка обусловлены произведением эрмитово сопряженных токов. Из этого выражения видно, что поскольку $\sin^2 \theta \approx 0,05$, при распаде очарованных частиц, не содержащих s -кварков, должны в подавляющем числе случаев испускаться странные частицы. Это относится как к полулептонным, так и к нелептонным распадам.

Полулептонные распады очарованных частиц обусловлены двумя типами взаимодействий:

$$\begin{aligned} (\bar{s}c)(\bar{\nu}l), \quad \cos^2 \theta, \quad \Delta S = \Delta C, \quad D \rightarrow l^+ \nu \bar{K}, \quad D_s \rightarrow l^+ \nu \eta; \\ (\bar{d}c)(\bar{\nu}l), \quad \sin^2 \theta, \quad \Delta S = 0, \quad D \rightarrow l^+ \nu \pi, \quad D_s \rightarrow l^+ \nu K. \end{aligned}$$

Нелептонные распады очарованных частиц обусловлены тремя типами затравочных взаимодействий:

$$\begin{aligned} (\bar{s}c)(\bar{u}d), \quad \cos^4 \theta, \quad \Delta S = \Delta C, \quad D \rightarrow \bar{K} \pi, \quad D_s \rightarrow \phi \pi; \\ (\bar{s}c)(\bar{u}s) - (\bar{d}c)(\bar{u}d), \quad \cos^2 \theta \sin^2 \theta, \quad \Delta S = 0, \quad D \rightarrow \pi \pi, \quad D_s \rightarrow K \pi; \\ (\bar{d}c)(\bar{u}s), \quad \sin^4 \theta, \quad \Delta S = -\Delta C, \quad D \rightarrow K \pi, \quad D_s \rightarrow K K. \end{aligned}$$

В каждой из пяти приведенных выше строк слева направо приведены: токовые взаимодействия, соответствующие кабиббовские факторы, подавляющие вероятности распадов, правила отбора по чарму C и странности S , а также примеры распадов.

Грубая оценка времени жизни очарованных адронов

В нулевом приближении можно оценить время жизни очарованных адронов, рассматривая распад свободного c -кварка и пренебрегая влиянием входящих в состав адронов легких кварков. Последние выступают в этом приближении в роли так называемых спектаторов, т. е. зрителей, вполне безучастных.

В этом приближении время жизни c -кварка естественно вычислить в партонном приближении, рассматривая его распад на лептоны и свободные легкие кварки. Использование партонного приближения оправдывается большой массой c -кварка: $m_c \gg \Lambda_{\text{кхд}}$. Однако, как мы увидим ниже, масса c -кварка не настолько

велика, чтобы полученные результаты могли претендовать на количественное соответствие экспериментальным данным.

Если учесть, что распады с испусканием тяжелого τ -лептона сильно подавлены, а испускание пары кварк—антикварк входит с цветовым фактором 3, то время жизни c -кварка легко выразить через время жизни мюона, как мы это уже делали, рассматривая распады τ -лептона:

$$\tau_c = \frac{1}{5} \tau_\mu (m_\mu/m_c)^5.$$

В отличие от распада τ -лептона, масса которого точно определена, в распаде c -кварка выбор величины m_c допускает известный произвол. В частности, не вполне ясно, следует ли подставлять в партонную формулу значение массы токового кварка (~ 1250 МэВ) или конституентного кварка (~ 1550 МэВ). В первом случае $\tau_c \approx 1,6 \cdot 10^{-13}$ с, во втором — $\tau_c \approx 6,5 \cdot 10^{-13}$ с. Ниже мы обсудим выбор m_c , используя экспериментальные данные по временам жизни D^{+-} и D^0 -мезонов и относительным вероятностям их инклюзивных полулептонных распадов. Выделенность этих последних обусловлена тем, что в партонной модели их вероятности рассчитываются более надежно, чем вероятности чисто адронных распадов, поскольку в полулептонных распадах D -мезонов роль спектаторных антикварков минимальна.

Сравнение D^{+-} и D^0 -мезонов

О неудовлетворительности спектаторной партонной картины распада ярче всего свидетельствуют данные, относящиеся к распадам D^{+-} и D^0 -мезонов. Усреднение данных примерно двух десятков различных экспериментов дает

$$\begin{aligned} \tau_{D^{+-}} &= (10,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-13} \text{ с}, \\ \tau_{D^0} &= (4,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-13} \text{ с}, \end{aligned}$$

так что

$$\tau_{D^{+-}}/\tau_{D^0} = 2,45 \pm 0,10.$$

Мы видим, что легкие кварки отнюдь не являются безучастными наблюдателями распада, а активно влияют на него. В основном это влияние должно проявляться в нелептонных распадах. Но дело не только в активности «спектаторов».

Мы лучше пойдем, как воспринимать различие времен жизни D^{+-} и D^0 -мезонов, если обратимся к данным об их полулептонных распадах. С точностью порядка 5% инклюзивные ширины полулептонных распадов D^{+-} и D^0 -мезонов должны быть обусловлены взаимодействием $(\bar{s}c)(\bar{\nu}l)$. Поскольку кварковая часть этого взаимодействия является изотопическим скаляром, а D^{+-} и D^0 являются компонентами одного изотопического дублета, инклюзивные ширины их полулептонных распадов должны быть

одинаковы:

$$\Gamma(D^+ \rightarrow e^+ \nu_e X) \approx \Gamma(D^0 \rightarrow e^+ \nu_e X).$$

На опыте измеряются соответствующие относительные вероятности:

$$B(D^+ \rightarrow e^+ \nu X) \equiv \Gamma(D^+ \rightarrow e^+ \nu X) \cdot \tau_{D^+} = (17,0 \pm 2,0) \%,$$

$$B(D^0 \rightarrow e^+ \nu X) \equiv \Gamma(D^0 \rightarrow e^+ \nu X) \cdot \tau_{D^0} = (7,5 \pm 1,2) \%.$$

Зная относительные вероятности и времена жизни, мы можем найти ширины полуплептонных распадов:

$$\Gamma(D^+ \rightarrow e^+ \nu X) = (1,65 \pm 0,20) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1},$$

$$\Gamma(D^0 \rightarrow e^+ \nu X) = (1,75 \pm 0,28) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}.$$

В пределах ошибок они действительно равны друг другу.

Теперь вернемся на минуту к партонной модели и выясним, какое m_c отвечает значению $\Gamma(c \rightarrow e^+ \nu s) = (1,65 \pm 0,2) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Согласно формуле

$$\Gamma(c \rightarrow e^+ \nu s) \approx \frac{1}{\tau_\mu} \left(\frac{m_c}{m_\mu} \right)^5$$

мы получили бы $m_c \approx 1370 \pm 30 \text{ МэВ}$. Однако при этом мы заведомо не учли двух эффектов: глюонную радиационную поправку и ненулевую массу s -кварка. Учесть эти факты нам поможет формула на стр. 27, описывающая распад мюона. Если заменить в этой формуле α на $4\alpha_s/3$, m_μ на m_c и m_e на m_s , то она даст два поправочных множителя:

$$\left| 1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\pi^2 - \frac{25}{4} \right) \right| \approx 0,85 \text{ при } \alpha_s \approx 0,2$$

и

$$f(m_s^2/m_c^2) \approx 0,93 \text{ при } m_s \approx 150 \text{ МэВ}.$$

В результате m_c возрастает примерно на 5%, и мы получим $m_c \approx 1430 \text{ МэВ}$. Существенно большее значение m_c получилось бы, если бы вместо токовой массы s -кварка мы использовали его конституентную («блоковую») массу: $m_s \approx 450 \text{ МэВ}$. В этом случае $f(m_s^2/m_c^2) \approx 0,62$ и $M_c \approx 1550 \text{ МэВ}$.

Резюмируя, можно сказать, что следует выбирать либо обе массы (m_c и m_s) блоковыми, либо m_s — токовой, а m_c — «средней» ($\sim 1400 \text{ МэВ}$), но токовая m_c в партонной модели заведомо не согласуется с опытом.

Учитывая глюонную поправку ($\sim 0,85$) для полуплептонных распадов, мы видим, что данные о τ_{D^+} и $B(D^+ \rightarrow e^+ \nu X)$ находятся в хорошем согласии с партонной моделью, если адронные распады D^+ -мезона описываются партонной формулой с малой поправкой.

Если вообще пренебречь массой s -кварка, как мы это сделали в наших первых оценках τ_c и $\Gamma(c \rightarrow e \nu s)$, то $\tilde{m}_c \approx 1410 \text{ МэВ}$.

При этом

$$\Gamma(c \rightarrow e \nu s) \approx \Gamma(c \rightarrow \mu \nu s) \approx 0,85 \tilde{\Gamma}(c),$$

где

$$\tilde{\Gamma}(c) = \frac{1}{\tau_\mu} \left(\frac{\tilde{m}_c}{m_\mu} \right) = (1,94 \pm 0,24) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}.$$

В этих обозначениях данные по распадам D^+ -мезона (τ_{D^+} и $B(D^+ \rightarrow e^+ \nu X)$) выглядят так, как если бы выполнялось соотношение

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \text{адроны}) = \Gamma(c \rightarrow u \bar{d} s) \approx 3 \cdot 1,1 \cdot \tilde{\Gamma}(c).$$

Итак, данные по D^+ -мезону находятся в неплохом согласии с наивной партонной моделью.

Обратимся теперь к D^0 -мезону. Легко найти, что

$$\Gamma(D^0 \rightarrow \text{адроны}) = (20 \pm 0,4) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} = 3(3,4 \pm 0,4) \tilde{\Gamma}(c).$$

Таким образом, в D^0 -мезоне c -кварк распадается нелептонным образом в три раза быстрее, чем в D^+ -мезоне. С аналогичным явлением для s -кварка мы уже встречались в K -мезонах. Но только там оно гораздо сильнее выражено: ширина $K_s^0 \rightarrow 2\pi$ в 655 раз больше, чем ширина $K^+ \rightarrow 2\pi$. В случае K -мезонов различие объясняется правилом $\Delta T = 1/2$, природу которого пытаются понять на основе КХД.

Роль виртуальных глюонов

Напомним, что усиление нелептонных распадов странных частиц, удовлетворяющих правилу $\Delta T = 1/2$, связано с диаграммами двух типов.

Во-первых, это так называемые «пингвины», в которых вершины испускания и поглощения виртуального W -бозона лежат на одной кварковой линии, а связь с другими кварками осуществляется глюоном (рис. 14.1). Превращая s -кварк в d -кварк, «пингвины» автоматически удовлетворяют правилу $\Delta T = 1/2$.

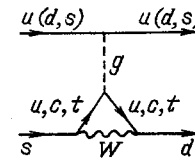


Рис. 14.1

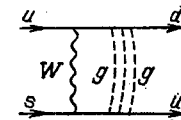


Рис. 14.2

Во-вторых, это диаграммы, в которых W -бозон связывает две кварковые линии, а жесткие виртуальные глюоны «одевают» слабую вершину $su \rightarrow ud$ (см., например, рис. 14.2). При этом

виртуальные глюоны усиливают каналы, в которых начальные и конечные кварки антисимметризованы по цвету и потому находятся в $\bar{3}_c$ -состоянии, и ослабляют каналы, в которых кварки симметризованы по цвету, т. е. находятся в 6_c -состоянии. (Индекс c указывает на то, что речь идет о цвете.)

При распаде c -кварка роль жестких виртуальных глюонов вообще менее существенна, чем при распаде s -кварка. Это связано в первую очередь с тем, что комптоновская длина волны c -кварка много меньше, чем s -кварка, $1/m_c \ll 1/m_s$, а на малых расстояниях в силу асимптотической свободы α_s меньше, чем на больших. Что касается диаграмм, называемых «пингвинами», то в случае c -кварка из-за близости масс s - и d -кварков они пренебрежимо малы: разность масс c - и u -кварков, определяющая вклад «стран-

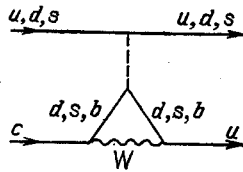


Рис. 14.3

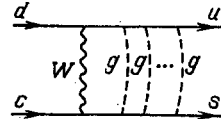


Рис. 14.4

ного пингвина» (см. рис. 14.1), гораздо больше, чем разность масс s - и d -кварков, определяющая вклад «очарованного пингвина» (рис. 14.3).

Обратимся теперь к диаграммам, в которых W -бозон связывает две кварковые линии.

Для перехода $su \rightarrow ud$ (см. рис. 14.2) коэффициент усиления составляет

$$a_s \approx (\alpha_s(\mu)/\alpha_s(m_W))^{1/2} \approx 10^{1/2},$$

а коэффициент ослабления

$$a_6 \approx a_3^{-1/2} \approx 10^{-1/4}.$$

Напомним, что μ — характерный импульс легких кварков в адроне, $\mu \approx 200$ МэВ, и мы принимаем $\alpha_s(\mu) = 1$.

В случае очарованных частиц для перехода $cd \rightarrow us$ (рис. 14.4)

$$a_3 \approx (\alpha_s(m_c)/\alpha_s(m_W))^{1/2} \approx (2,5)^{1/2} \approx 1,6,$$

$$a_6 \approx (\alpha_s(m_c)/\alpha_s(m_W))^{1/4} \approx (2,5)^{-1/4} \approx 0,8.$$

В литературе обычно используются обозначения $C_- \equiv a_3$ и $C_+ \equiv a_6$ ($C_- C_+ \approx 1$), и мы в последующей части этого раздела будем пользоваться ими. В этих обозначениях эффективный лаг-

ранжиан распада $c \rightarrow us\bar{d}$ или реакции $cd \rightarrow us$ приобретает вид

$$\frac{G \cos^2 \theta}{2 \sqrt{2}} \{ C_+ [(\bar{s}^i O_{\alpha c i})(\bar{u}^k O_{\alpha d k}) + (\bar{u}^i O_{\alpha c i})(\bar{s}^k O_{\alpha d k})] +$$

$$+ C_- [(\bar{s}^i O_{\alpha c i})(\bar{u}^k O_{\alpha d k}) - (\bar{u}^i O_{\alpha c i})(\bar{s}^k O_{\alpha d k})] \}.$$

Заметьте, что при $C_+ = C_- = 1$ он приобретает стандартное выражение:

$$\frac{G \cos^2 \theta}{\sqrt{2}} (\bar{s}^i O_{\alpha c i})(\bar{u}^k O_{\alpha d k}).$$

При вычислении вероятности распада $c \rightarrow su\bar{d}$ мы получим, усредняя по цвету c -кварка:

$$\Gamma(c \rightarrow su\bar{d}) = \frac{G^2 \cos^4 \theta m_c^5}{192\pi^3} \frac{1}{N_c} \left[\frac{1}{4} C_+^2 (2N_c^2 + 2N_c) + \frac{1}{4} C_-^2 (2N_c^2 - 2N_c) \right].$$

Здесь $N_c = 3$ — число цветов в КХД. Мы оставили его в виде буквы, поскольку в большом числе теоретических работ величина $1/N_c$ рассматривается как малый параметр и по нему проводится разложение в ряд. Члены, пропорциональные N_c^2 , получаются от квадратов отдельных слагаемых в квадратных скобках; члены пропорциональные N_c , — от их интерференции. Действительно, если следить за цветовыми индексами, в остальном выполняя все операции, как при расчете распада мюона, и учитывать, что проекционные операторы кварков пропорциональны символам Кронекера в цветовом пространстве, то нетрудно убедиться, что квадратичные члены пропорциональны $\delta_i^i \delta_k^k \delta_m^m \delta_n^n = N_c^2$, а интерференционные пропорциональны $\delta_i^i \delta_k^k \delta_m^m \delta_n^n = N_c$. При $N_c = 3$

$$\Gamma(c \rightarrow su\bar{d}) = \frac{G^2 \cos^4 \theta m_c^5}{192\pi^3} [2C_+^2 + C_-^2].$$

Мы видим, что поправки за счет жестких глюонов дали незначительное увеличение нелептонной ширины c -кварка:

$$[2 \cdot (2,5)^{-1/2} + 2,5] : [2 + 1] = 1,25.$$

В ряде работ с целью получения более сильного эффекта предлагается пренебречь членами порядка N_c по сравнению с членами порядка N_c^2 , т. е. в разложении по $1/N_c$ оставить лишь первый член. При этом вместо $1/3 [2C_+^2 + C_-^2]$ коэффициент усиления получается равным $1/3 [C_+^2 + C_-^2] = 1,6$. Насколько последовательна такая рецептура, мне не ясно. Обычно ее оправдывают тем, что другие члены порядка $1/N_c$ все равно учтены быть не могут.

Независимо от того, насколько обоснованным или необоснованным является отбрасывание слагаемых, пропорциональных $1/N_c$, следует отметить еще один эффект усиления нелептонных распадов по сравнению с полуплептонными, который мы до сих пор в распадах c -кварка не учитывали. Но эффект этот не является для нас

совершенно новым, поскольку мы принимали его во внимание в распадах τ -лептона.

В четырехфермионном взаимодействии $(\bar{\nu}_\tau \tau)(\bar{d}u)$, разумеется, $C_+ = C_- = 1$, поскольку лептоны не обмениваются глюонами с кварками. Но такой обмен имеет место внутри кварковой пары и приводит к усилению адронных распадов τ -лептона фактором $(1 + \alpha_s/\pi) \approx 1,1$. Именно благодаря этому фактору относительная вероятность чисто электронного распада τ -лептона составляет 18—19%, а не «идеальные» 20%.

Роль «спектаторных» кварков

До сих пор мы обсуждали общее усиление нелептонных распадов очарованных адронов по сравнению с их полулептонными распадами. Но это усиление само по себе не может объяснить расхождение времен жизни различных очарованных адронов. А расхождение имеется не только между D^+ - и D^0 -мезонами, но и между другими частицами. Кроме D^+ и D^0 более или менее надежно измерены времена жизни D_s^+ -мезона и Λ_c^+ -гиперона:

$$\tau_{D_s^+} = (4,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-13} \text{ с,}$$

$$\tau_{\Lambda_c^+} = (1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-13} \text{ с.}$$

Имеющиеся данные по распадам Ξ_c^+ - и Ω_c^0 -гиперонов менее достоверны:

$$\tau_{\Xi_c^+} = \left(\begin{matrix} 5,7 \pm 1,6 \\ -1,1 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-13} \text{ с,}$$

$$\tau_{\Omega_c^0} = (7,9 \pm 3,4) \cdot 10^{-13} \text{ с.}$$

А по Ξ_c^0 данные пока отсутствуют. В литературе обсуждалось несколько механизмов с участием «спектаторных» кварков.

а) Слабая аннигиляция кварков, составляющих мезон. В D^0 -мезоне эта аннигиляция осуществляется путем обмена виртуальным

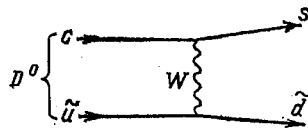


Рис. 14.5



Рис. 14.6

W -бозоном (рис. 14.5), в D_s^+ — путем превращения в виртуальный W -бозон (рис. 14.6). Для D^+ -мезона аннигиляция кабиббовски подавлена (рис. 14.7).

б) Слабое рассеяние кварков, составляющих барион: $cd \rightarrow us$. Эта реакция идет в распаде Λ_c^+ - и Ξ_c^0 -гиперонов (рис. 14.8 и 14.9).
в) Обменный эффект — интерференция тождественных кварков или антикварков: спектаторного и возникающего при распаде.



Рис. 14.7



Рис. 14.8

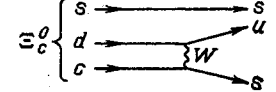


Рис. 14.9

Например, в распаде D^+ -мезона эта интерференция деструктивная: спектаторный \bar{d} мешает вылету \bar{d} , родившегося при распаде c -кварка (рис. 14.10). То обстоятельство, что относительная инклюзивная вероятность полулептонных распадов D^+ -мезона близка к «идеальной» партонной ($B(D^+ \rightarrow e^+ \nu X) = (17 \pm 2)\%$), по-видимому, означает, что деструктивная интерференция практически полностью компенсируется вкладом глюонного усиления.

При распаде c -кварка в D^0 - и D_s^+ -мезонах, в отличие от D^+ -мезона, тождественных кварков в конечном состоянии нет и, следо-

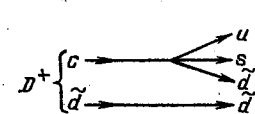


Рис. 14.10

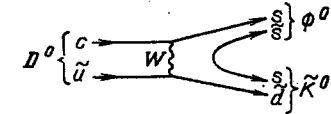


Рис. 14.11

вательно, нет связанных с этим обменных эффектов. Глюонное усиление нелептонных распадов этих мезонов ничем не должно компенсироваться. Кроме того, эти распады должны дополнительно усиливаться вкладом аннигиляционных диаграмм (см. рис. 14.5 и 14.6). Среди теоретиков нет единодушия относительно количественных оценок обсуждаемых эффектов. В частности, некоторые считают, что слабая аннигиляция не играет существенной роли. Аргументом является то обстоятельство, что в пределе безмассовых кварков ($m_s, m_d, m_u \rightarrow 0$) двухчастичная аннигиляция $c\bar{u} \rightarrow s\bar{d}$, $c\bar{s} \rightarrow u\bar{d}$ для псевдоскалярного мезона запрещена сохранением спиральности (сравните с распадом $\pi \rightarrow e\nu$). Чтобы снять этот запрет, необходимо дополнительное испускание глюонов (глюонное тормозное излучение).

Тем не менее просто пренебречь слабой аннигиляцией в случае D^0 - и D_s^+ -мезонов нам мешает то обстоятельство, что максимальная теоретическая величина глюонного усиления не превышает двух, а на опыте адронные ширины этих мезонов примерно в 3,5 раза больше своих партонных значений. Если дополнительный фактор $\sim 1,7$ не объясняется слабой аннигиляцией, то причину следует искать в эффектах, обусловленных большими рас-

стояниями, например в возможном существовании странного псевдоскалярного мезона с массой, близкой к m_{D^0} , и нестранного — с массой, близкой к $m_{D_s^+}$. Такие мезоны могли бы привести к резонансному усилению распадов D^0 и D_s^+ . Но гипотеза о таких «близнецовых» резонансах кажется искусственной.

В пользу того, что слабая аннигиляция все-таки происходит, говорит, по-видимому, наблюдение распада $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \phi$ (рис. 14.11), хотя количественная интерпретация данных здесь далеко не однозначна. Вообще, теоретическое описание эксклюзивных нелептонных распадов очарованных частиц в гораздо большей степени, чем описание их инклюзивных распадов, представляет собой на современном этапе своеобразное искусство. Исключение здесь составляют лишь соотношения, получаемые на основе симметрий, которые будут рассмотрены в последующих разделах этой главы.

Обратимся теперь к временам жизни очарованных барионов.

В распаде Λ_c^+ наряду с общим для всех распадов глюонным усилением должно играть важную роль слабое рассеяние (см. рис. 14.8). В отличие от аннигиляции сечение этого процесса не подавлено сохранением спиральности. Видимо, именно слабое рассеяние ответственно за то, что на опыте $\tau_{\Lambda_c^+}$ примерно в два три раза меньше, чем τ_{D^0} и $\tau_{D_s^+}$.

Наряду с эффектом слабого рассеяния в Λ_c -гипероне должно играть роль обменное взаимодействие u -кварков. Это же обменное взаимодействие должно иметь место и в Ξ_c^+ . В обоих Ξ_c -гиперонах должно иметь место обменное взаимодействие s -кварков. Особенно усилен этот последний эффект в Ω_c -гипероне, содержащем два s -кварка.

Говоря о роли обменных эффектов в распадах барионов, следует подчеркнуть, что знак и величина интерференционных членов существенно зависят от динамики распада и, в частности, от величины коэффициента C_+ и особенно C_- . При этом величина интерференционных членов определяется вкладом не только жестких виртуальных глюонов ($m_c \leq q \leq m_W$), но и сравнительно мягких ($\mu \leq q \leq m_c$).

Параметр, определяющий разброс адронных ширин очарованных частиц, равен $16\pi^2 f_D^2/m_D^2$. (Большое значение коэффициента связано с тем, что эти эффекты определяются двухкварковым фазовым объемом, а не трехкварковым, как в партонном распаде s -кварка. Параметр $f_D^2 m_D \sim 12 |\psi(0)|^2$, где $\psi(0)$ — волновая функция пары кварков, характеризует вероятность того, что кварки близко подойдут друг к другу.) То обстоятельство, что параметр, по которому мы разлагаем в ряд, не мал по сравнению с единицей ($16\pi^2 f_D^2/m_D^2 \approx 1,6$), означает, что партонное спектаторное приближение в распадах очарованных частиц может давать результаты, в несколько раз и даже на порядок отличающиеся от истины.

Правила отбора по изоспину

Посмотрим, каким правилам отбора по изоспину должны удовлетворять основные ($\sim \cos^4 \theta$) нелептонные распады очарованных частиц. Очевидно, что для члена $(\bar{s}c)(\bar{u}d)$ $\Delta T = 1$, $\Delta T_3 = 1$. Следствием этого является, например, запрет

$$D_s^+ \not\rightarrow \pi^+ \pi^0.$$

(Изоспин D_s^+ равен нулю, а у системы $\pi^+ \pi^0$ в S -волне $T = 2$). Для получения изотопических соотношений удобно ввести шпурион s^0 , как мы это делали при рассмотрении распадов странных частиц. В данном случае квантовые числа шпуриона $Q = 0$, $T = 1$, $T_3 = +1$. Он представляет собой верхнюю компоненту в воображаемом изотопическом триплете:

$$\begin{pmatrix} s^0 \\ s^- \\ s^{--} \end{pmatrix}.$$

Рассмотрим реакции

$$\begin{aligned} s^0 D^0 &\rightarrow K^- \pi^+, \\ s^0 D^0 &\rightarrow \bar{K}^0 \pi^0, \\ s^0 D^+ &\rightarrow \bar{K}^0 \pi^+. \end{aligned}$$

Выпишем для каждой реакции изотопические волновые функции начального и конечного состояний:

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{1}{3}} \Psi_{3/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} \Psi_{1/2} &\rightarrow \sqrt{\frac{1}{3}} \Phi_{3/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} \Phi_{1/2}, \\ \sqrt{\frac{1}{3}} \Psi_{3/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} \Psi_{1/2} &\rightarrow \sqrt{\frac{2}{3}} \Phi_{3/2} - \sqrt{\frac{1}{3}} \Phi_{1/2}, \\ \Psi_{3/2} &\rightarrow \Phi_{3/2}. \end{aligned}$$

Поскольку с учетом шпуриона взаимодействие изотопически инвариантно, получаем

$$M(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = \frac{1}{3} (M_{3/2} + 2M_{1/2}),$$

$$M(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) = \frac{\sqrt{2}}{3} (M_{3/2} - M_{1/2}),$$

$$M(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = M_{3/2}.$$

Из этих трех равенств следует соотношение типа треугольника:

$$M(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) + \sqrt{2} M(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) = M(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+).$$

На опыте

$$B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (4,2 \pm 0,6) \%,$$

$$B(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) = (1,9 \pm 0,5) \%,$$

$$B(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = (3,2 \pm 0,5) \%.$$

Если учесть, что $\tau_{D^+}/\tau_{D^0} \approx 2,45$, то видно, что для построения треугольника необходимо

$$|M_{1/2}/M_{3/2}| \approx 3, \quad \delta_{1/2} - \delta_{3/2} \approx 80^\circ.$$

Большая разность фаз амплитуд указывает на наличие сильного (возможно, даже резонансного) взаимодействия между продуктами распада. Аналогичные изоспиновые треугольники должны выполняться для трех распадов $D \rightarrow \bar{K}^* \pi$, трех распадов $D \rightarrow \bar{K}^* \rho$ и трех распадов $D \rightarrow \bar{K}^* \rho$. Посмотрим на имеющиеся экспериментальные данные по $\bar{K}^* \pi$ и $\bar{K}^* \rho$ (данных по $\bar{K}^* \rho$ пока что нет):

$$B(D^0 \rightarrow K^{*-} \pi^+) = (5,2 \pm 1,5) \%, \quad B(D^0 \rightarrow K^{*-} \rho^+) = (10,8 \pm 1,7) \%,$$

$$B(D^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^0) = (2,6 \pm 0,7) \%, \quad B(D^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \rho^0) = (0,75 \pm 0,47) \%,$$

$$B(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+) = (5,9 \pm 3,1) \%, \quad B(D^+ \rightarrow K^{*0} \rho^+) = (6,9 \pm 2,4) \%.$$

Мы видим, что для распадов $D \rightarrow \bar{K}^* \rho$ треугольник «угрожающе не замыкается» (учтите отношение τ_{D^+}/τ_{D^0}). Уточнение данных по этим распадам было бы особенно интересно.

Следствия $SU(3)_f$ -симметрии

Целый ряд соотношений, обусловленных $SU(3)_f$ -симметрией, удобно получать с помощью понятия U -спина. Напомним (см. гл. 28, п. 2.7), что d - и s -кварки образуют U -дублет, а u -кварк является U -синглетом. Отсюда, в частности, сразу же следует, что D^+ и D_s^+ образуют U -дублет, а D^0 является U -синглетом.

Взаимодействие $(\bar{s}c)(\bar{u}d)$, как нетрудно видеть, удовлетворяет условию $\Delta U = 1$, $\Delta U_3 = 1$. Отсюда сразу же следует запрет

$$D^0 \not\rightarrow \bar{K}^{*0} \pi_U,$$

поскольку, как известно, \bar{K}^{*0} , π_U и K^0 образуют U -триплет. Система $\bar{K}^{*0} \pi_U$ имеет $U_3 = -1$, поэтому, вообще говоря, могла бы иметь $U = 2, 1$; но в S -волне в силу обобщенного принципа Бозе разрешено лишь состояние с $U = 2$, а в него D^0 не может распадаться, если $\Delta U = 1$. Этот запрет является U -аналогом T -запрета $D_s^+ \not\rightarrow \pi^+ \pi^0$, рассмотренного выше.

Чтобы получить физически проверяемые следствия запрета $D^0 \not\rightarrow \bar{K}^{*0} \pi_U$, учтем, что

$$\pi_U = \frac{\pi^0 - \sqrt{3} \eta^0}{2}, \quad \eta_U = \frac{\sqrt{3} \pi^0 + \eta^0}{2}.$$

Используя первое из этих равенств, имеем

$$M(D^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^0) = \sqrt{3} M(D^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \eta^0).$$

$SU(3)_f$ -симметрия приводит к ряду других соотношений, например

$$M(D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+) = \sqrt{\frac{3}{2}} M(D_s^+ \rightarrow \pi^+ \eta^0) = M(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+)$$

и аналогичным соотношениям для каналов с векторными мезонами. Рассмотрим теперь нелептонное взаимодействие с $\Delta S = 0$:

$$\cos \theta \sin \theta [(\bar{s}c)(\bar{u}s) - (\bar{d}c)(\bar{u}d)].$$

Учитывая, что u - и s -кварки являются U -синглетами, а d и s образуют U -дублет, легко видеть, что это взаимодействие представляет собой компоненту U -триплета и удовлетворяет правилам отбора:

$$\Delta U = 1, \quad \Delta U_3 = 0.$$

Это правило отбора приводит, в частности, к запретам

$$D^0 \not\rightarrow \eta' \eta', \quad D^0 \not\rightarrow K^0 \bar{K}^0, \quad D^0 \not\rightarrow \pi_U \pi_U, \quad D^0 \not\rightarrow \eta_U \eta_U.$$

Используя определения π_U и η_U , нетрудно получить из двух последних запретов следующее соотношение:

$$M(D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) = M(D^0 \rightarrow \eta^0 \eta^0) = \sqrt{3} M(\eta^0 \pi^0).$$

Правило $\Delta U = 1$, $\Delta U_3 = 0$ позволяет также установить равенство

$$M(D^0 \rightarrow K^+ K^-) = M(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-).$$

Дело в том, что мезоны, рождающиеся в этих распадах, принадлежат двум U -дублетам:

$$\psi_i = \begin{pmatrix} K^+ \\ \pi^+ \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \phi_k = \begin{pmatrix} \pi^- \\ K^- \end{pmatrix}.$$

Правило $\Delta U = 1$ запрещает распад в состояние $\psi_i \phi_k \epsilon^{ik}$, у которого $U = 0$, откуда сразу же следует упомянутое равенство. На опыте

$$B(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (0,14 \pm 0,05) \%,$$

$$B(D^0 \rightarrow K^+ K^-) = (0,51 \pm 0,11) \%.$$

Такое сильное нарушение $SU(3)_f$ -симметрии кажется странным. Было бы очень интересно уточнить эти данные.

О секстетном усилении

Лучшему пониманию механизмов распада очарованных адронов может служить рассмотрение следствий $SU(3)_f$ -симметрии в сочетании с явлением усиления каналов, в которых два кварка анти-симметризованы по цвету (канал $\bar{3}_c$), по сравнению с каналами, в которых два кварка симметризованы по цвету (канал 6_c). Как

обсуждалось выше,

$$\frac{a_3}{a_6} \equiv \frac{C_-}{C_+} \approx (2,5)^{3/4} \approx 2.$$

Усиление это небольшое, и оснований рассчитывать на то, что полученные соотношения будут хорошо выполняться на опыте, у нас, конечно, нет.

Начнем с взаимодействия $(\bar{u}d)(\bar{s}c)$. Относительно группы $SU(3)_f$, ток $\bar{u}d$ является компонентой октета (8), а ток $\bar{s}c$ — компонентой триплетта (3). Как известно (см. гл. 28, п. 2.7),

$$8 \times 3 = 3 + \bar{6} + 15 \quad (t \times t' = t + t' + t'').$$

Усиление $\bar{3}_c$ означает усиление антисимметричного по верхним индексам, т. е. относительно замены $\bar{u} \leftrightarrow s$, представления $\bar{6}_f$. Поэтому иногда о нем говорят как о секстетном флейворном усилении. Секстетное усиление в распадах очарованных частиц является аналогом октетного флейворного усиления в распадах странных частиц. (Напомним, что во взаимодействии $(\bar{d}u)(\bar{u}s)$ усилен октет 8_F , антисимметричный относительно перестановок как верхних, так и нижних индексов, т. е. $\bar{d} \leftrightarrow \bar{u}$ и $u \leftrightarrow s$, а также отвечающий цветовым антитриплетам начальных и конечных кварков:

$$8 \times 8 = 1 + 8_F + 8_D + 10 + \bar{10} + 27 \\ (t \times t' = t + t' + t'' + t''' + t'''' + t''''').$$

Рассмотрим секстетное усиление с точки зрения V -спина. V -спин d -кварка равен нулю, s - и u -кварки являются соответственно верхней и нижней компонентами V -дублета (см. гл. 28, п. 2.7). Антисимметризованная комбинация $\bar{s}u - \bar{u}s$ имеет $V=0$. Поскольку V -спин c -кварка равен нулю, то взаимодействие $(\bar{u}d)(\bar{s}c) - (\bar{s}d)(\bar{u}c)$ удовлетворяет правилу $\Delta V=0$.

Применим правило $\Delta V=0$ к распаду $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$. Мезон $D^+ = c\bar{d}$ и, следовательно, имеет $V=0$. Мезоны $\bar{K}^0 = s\bar{d}$ и $\pi^+ = u\bar{d}$ являются верхней и нижней компонентами V -дублета. Система $\bar{K}^0 \pi^+$ в S -волне в силу обобщенного принципа Бозе имеет $V=1$. Следовательно, правило $\Delta V=0$ запрещает распад $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$.

Выше мы уже рассматривали распады $D \rightarrow \bar{K} \pi$ с точки зрения изоспина и выяснили, что распад $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$ характеризуется амплитудой $M_{3/2}$, а распады $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ и $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$ — линейными комбинациями амплитуд $M_{3/2}$ и $M_{1/2}$. Мы установили также, что на опыте

$$|M_{3/2}/M_{1/2}| \approx 1/3.$$

Если бы правило $\Delta V=0$ было точным, правая часть этого отношения равнялась бы нулю. В соответствии с нашими ожиданиями мы убедились, что правило $\Delta V=0$ нарушается довольно сильно.

В кабиббовски подавленном взаимодействии с $\Delta S=0$

$$[(\bar{u}s)(\bar{s}c) - (\bar{u}d)(\bar{d}c)]$$

первое слагаемое удовлетворяет правилу $\Delta T=1/2$, а второе — правилу $\Delta T=1/2, 3/2$. Однако секстетное усиление, т. е. усиление антисимметричной части

$$(\bar{u}d)(\bar{d}c) - (\bar{d}d)(\bar{u}c)$$

по сравнению с симметричной

$$(\bar{u}d)(\bar{d}c) + (\bar{d}d)(\bar{u}c),$$

должно приводить к приближенному правилу $\Delta T=1/2$ и для второго слагаемого, а следовательно, и для всего взаимодействия. Следствием этого должны быть соотношения

$$M(D_s^+ \rightarrow K^0 \pi^+) = -\sqrt{2} M(D_s^+ \rightarrow K^+ \pi^0),$$

$$M(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = -\sqrt{2} M(D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0).$$

На опыте

$$B(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (0,14 \pm 0,05) \%,$$

$$B(D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) < 0,3 \%.$$

Данных по распадам $D_s^+ \rightarrow K \pi$ пока нет.

Двухчастичные лептонные распады D -мезонов

Двухчастичные лептонные распады

$$D^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu, \quad D_s^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$$

и

$$D^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau, \quad D_s^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$$

представляют интерес с двух различных точек зрения.

Во-первых, их наблюдение позволило бы измерить константы f_D и f_{D_s} , которые подобны соответствующим константам f_π и f_K и определяются соотношениями

$$\langle 0 | \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 c | D^+ \rangle = f_D p_\mu,$$

$$\langle 0 | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 c | D_s^+ \rangle = f_{D_s} p_\mu,$$

где p_μ — 4-импульс соответствующего D -мезона.

Во-вторых, их наблюдение позволило бы проверить μ - τ -универсальность и понизить экспериментальный предел на массу ν_τ .

Напомним, что $f_\pi = 133$ МэВ, $f_K = 165$ МэВ. В нерелятивистской кварковой модели

$$f_D^2 = 12 |\varphi(0)|^2 / M_D,$$

где $\varphi(0)$ — волновая функция кварков при $r=0$. Правила сумм КХД предсказывают:

$$f_D = 165 \pm 15 \text{ МэВ}, \quad f_{D_s} = 200 \pm 15 \text{ МэВ}.$$

Стандартный расчет дает:

$$B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu) = \frac{G^2 \sin^2 \theta f_D^2 m_D m_\mu^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_D^2}\right)^2 \tau_{D^+} =$$

$$= (1,46 \pm 0,04) \cdot 10^{-4} \left(\frac{f_D}{f_\pi}\right)^2,$$

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu) = \frac{G^2 \sin^2 \theta f_{D_s}^2 m_{D_s} m_\mu^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D_s}^2}\right)^2 \tau_{D_s} =$$

$$= (1,27 \pm 0,11) \cdot 10^{-3} \left(\frac{f_{D_s}}{f_\pi}\right)^2,$$

где использованы значения $\tau_{D^+} = (10,45 \pm 0,30) \cdot 10^{-13}$ с и $\tau_{D_s^+} = (4,31 \pm 0,36) \cdot 10^{-13}$ с. На опыте $B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu) < 7,2 \cdot 10^{-4}$ на 90-процентном уровне достоверности.

Отношения распадов на $\tau \nu_\tau$ и $\mu \nu_\mu$ равны

$$R_{\tau\mu}(D^+) = \frac{\Gamma(D^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)}{\Gamma(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{1 - m_\tau^2/m_D^2}{1 - m_\mu^2/m_D^2}\right)^2 \approx 2,25,$$

$$R_{\tau\mu}(D_s^+) = \frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{1 - m_\tau^2/m_{D_s}^2}{1 - m_\mu^2/m_{D_s}^2}\right)^2 \approx 9.$$

Эти отношения получены в предположении, что $m_{\nu_\tau} = 0$. Следует отметить, что из-за малого энергосвечения ($\Delta_{D_s} = m_{D_s^+} - m_\tau = 186$ МэВ, $\Delta_D = m_{D^+} - m_\tau = 85$ МэВ) относительные вероятности распадов $D_s^+ \rightarrow \tau \nu_\tau$ и особенно $D^+ \rightarrow \tau \nu_\tau$ чувствительны к величине m_{ν_τ} . При малых значениях m_{ν_τ}/Δ приведенные выше отношения $R_{\tau\mu}$ возрастают на фактор $\left[1 + \frac{m_{\nu_\tau}}{\Delta} \left(1 - \frac{\Delta}{2m_\tau}\right)\right] \approx \left[1 + \frac{m_{\nu_\tau}}{\Delta}\right]$.

Это возрастание обусловлено увеличением матричного элемента; уменьшение фазового объема при $m_{\nu_\tau}/\Delta \ll 1$ пренебрежимо мало.

Переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$

Подобно вакуумным переходам $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ должны существовать вакуумные переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$. Мы кратко обсудим их, пренебрегая нарушением CP -инвариантности.

Эффективность переходов $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ определяется параметром $x_D = \Delta m_D / \Gamma_D$, где Δm_D — разность CP -нечетной и CP -четной суперпозиций: $\frac{1}{\sqrt{2}}(D^0 \pm \bar{D}^0)$, а Γ_D — их ширины, которые должны быть практически одинаковы. В случае K -мезонов $x_K \sim 1$. Мы покажем сейчас, что в случае D^0 -мезонов $x_D \ll 1$, поэтому переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ должны быть очень малы, по крайней мере, в рамках стандартной модели.

Сравнивая D^0 с K^0 , мы видим, прежде всего, что $\Gamma_D / \Gamma_K \approx 200$ (в качестве Γ_K мы берем, разумеется, Γ_{K_S}). Но это еще не все. У нас есть серьезные основания ожидать, что x_D обладает не только большим знаменателем, чем x_K , но и меньшим числителем. Чтобы обсудить числитель, сравним диаграммы рис. 14.12 и 14.13,

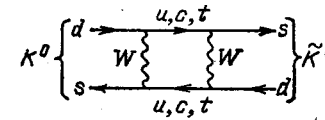


Рис. 14.12

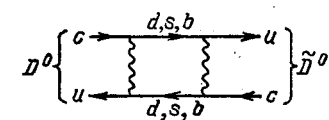


Рис. 14.13

определяющие вклад в Δm_K и Δm_D на малых расстояниях. Вклад этих диаграмм равен соответственно:

$$\Delta m_K = \frac{G^2}{6\pi} \cos^2 \theta \sin^2 \theta f_K^2 m_c^2 m_K,$$

$$\Delta m_D = \frac{G^2}{6\pi} \cos^2 \theta \sin^2 \theta f_D^2 m_s^2 m_D,$$

где θ — угол Кабиббо, m_K и m_D — массы K - и D -мезонов, а m_c и m_s — массы c - и s -кварков. Как отмечалось в предыдущем разделе, $f_D \approx 170 \approx f_K$. Если представить в эти формулы массы токовых кварков ($m_c = 1250$ МэВ, $m_s = 150$ МэВ), что естественно, если речь идет о малых расстояниях, то $\Delta m_D / \Delta m_K \approx 5,4 \cdot 10^{-2}$ и $x_D \approx 2,7 \cdot 10^{-4}$. Если же, учитывая то обстоятельство, что мы плохо понимаем вклад больших расстояний, подставить в формулы массы конституентных кварков ($m_c = 1550$ МэВ, $m_s = 450$ МэВ), то получим $\Delta m_D / \Delta m_K \approx 3,2 \cdot 10^{-1}$ и $x_D \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$. Последнюю оценку следует рассматривать как верхнюю границу для x_D .

На опыте поиски $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ переходов ведут, используя «меченые» D^0 -мезоны. Например, D^0 -мезон, возникающий при распаде $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, метится знаком заряда π -мезона. В качестве распадного канала удобно выбрать распад $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Свидетельством перехода $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$ было бы наблюдение у меченого D^0 -мезона распада на $K^+ \pi^-$. В наиболее точном из выполненных до сих пор поисковых опытов было установлено, что $r_D < 1,4\%$, где

$$r_D = \frac{N(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{N(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}.$$

Легко показать, что $r_D \approx 1/2 x_D^2$ и, следовательно, $x_D < 0,17$ (на уровне достоверности 90%). В принципе, D^0 -мезон мог бы распадаться на $K^+\pi^-$ и без перехода в \bar{D}^0 — непосредственно, за счет взаимодействия $\sin^2\theta (\bar{dc})(\bar{us})$. Однако чтобы увидеть этот процесс, нужен более высокий уровень точности; ведь $\sin^4\theta \sim 2,5 \cdot 10^{-3}$. Когда эксперименты выйдут на этот уровень точности, то чтобы избавиться от дважды кабиббовски подавленных распадов, целесообразно будет искать $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ -переходы, наблюдая рождение и распады пар $D^0\bar{D}^0$, возникающих при распаде ψ (3770). В этом случае D^0 и \bar{D}^0 рождаются в P -волне и в силу принципа Бозе — Эйнштейна прямые распады D^0 и \bar{D}^0 в тождественные каналы (например, оба в $K^+\pi$) запрещены. Следует подчеркнуть, что этот запрет относится к прямым распадам, а не к распадам, идущим за счет вакуумных переходов.

Зачем надо изучать слабые распады очарованных адронов?

На первый взгляд, дальнейшее изучение распадов очарованных частиц большого интереса не представляет. Нет сомнения, что в общем и целом стандартная модель правильно описывает эти распады. А надежды, что в обозримом будущем теоретическое описание отдельных каналов достигнет на основе КХД, скажем, процентной точности, нет. Но заключение о бесперспективности изучения распадов очарованных частиц ошибочно по целому ряду причин.

1. Эти распады очень интересны, поскольку дают богатейшие возможности количественного исследования хромодинамических эффектов в промежуточной области энергий, так сказать, на пороге асимптотической свободы. Тут очень ценна была бы даже 10-процентная точность. Уже имеющиеся данные указывают на существование неожиданных соотношений между вероятностями различных распадов и дают пищу для размышлений о роли различных механизмов взаимодействия кварков и глюонов, о механизме адронизации тяжелого кварка.

2. Детальное понимание физики чарма, « c -физики», необходимо для изучения « b -физики», которая, в свою очередь, очень интересна в целом ряде отношений и особенно в связи с проблемой нарушения CP -инвариантности.

3. Детальное понимание « c -физики» необходимо, для того чтобы расчистить поле для поисков неожиданных проявлений «новой физики», лежащей за пределами стандартной модели. Здесь имеются в виду поиски массы ν_τ , поиски экзотических распадов c -кварков за счет меняющихся ароматов нейтральных токов, поиски $D^0 - \bar{D}^0$ -перемешивания и эффектов нарушения CP -инвариантности.

Именно потому, что в стандартной модели ожидаемое $D^0 - \bar{D}^0$ -перемешивание и эффекты CP -нарушений, обусловленные «пингвинными» диаграммами, исключительно малы, обнаружение этих явлений было бы ярким, практически бесфоновым сигналом существования нестандартной физики.

15. КВАРКИ ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ

Как известно, из двух кварков третьего поколения на опыте пока найден лишь один: b -кварк с массой m_b , примерно равной 5 ГэВ. Относительно t -кварка экспериментально известна лишь нижняя граница для его массы: $m_t \geq 70$ ГэВ. Согласно не вполне надежным теоретическим расчетам, масса t -кварка по порядку величины близка к 100 ГэВ и уж во всяком случае не превышает 200 ГэВ. (На большую массу t -кварка указывает сильное вакуумное перемешивание $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$, обсуждаемое ниже в этой главе. О верхней границе для m_t можно судить по отсутствию аномально больших электрослабых радиационных поправок.)

Слабые взаимодействия b - и t -кварков вызваны тем, что эти частицы участвуют в слабом заряженном токе j_μ . В общем виде этот ток можно записать следующим образом:

$$j_\mu = \sum_i \bar{\alpha}_L^i \gamma_\mu V^{ik} \kappa_L^k,$$

где $\alpha^1 = u$, $\alpha^2 = c$, $\alpha^3 = t$, $\kappa^1 = d$, $\kappa^2 = s$, $\kappa^3 = b$, α (от греческого «ано» — верх) обозначает «верхние» кварки, κ (от греческого «като» — низ) обозначает «нижние» кварки:

$$\bar{\alpha}_L = \bar{\alpha} \frac{1}{2} (1 - \gamma_5), \quad \kappa_L = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \kappa,$$

V — унитарная матрица 3×3 . Если бы матрица V была единичной ($V^{ik} = \delta^{ik}$), то заряженный ток имел бы структуру $\bar{u}d + \bar{c}s + \bar{t}b$. При этом s - и b -кварки были бы стабильны, а следовательно, были бы стабильны странные частицы и b -адроны. В действительности, как мы знаем, и странные частицы, и b -адроны нестабильны. Поэтому нам необходимо рассмотреть матрицу V наиболее общего вида.

Унитарная матрица $n \times n$

Для общности рассмотрим ток, в котором n κ -кварков переходят в n α -кварков. Выясним, сколько независимых параметров определяют вид унитарной токовой матрицы V в этом случае. Вообще говоря, матрица V содержит n^2 комплексных чисел или $2n^2$ реальных параметров. Условие унитарности

$$V + V^\dagger = 1$$

уменьшает число параметров до n^2 . Действительно, на диагонали мы имеем n условий типа

$$V_{1k}V_{k1}^+ = V_{1k}V_{1k}^* = 1,$$

а вне диагонали $-\frac{1}{2}n(n-1)$ условий типа $\text{Re } V_{1k}V_{2k}^* = 0$ и $\frac{1}{2}n(n-1)$ условий типа $\text{Im } V_{1k}V_{2k}^* = 0$, вытекающих из требования

$$V_{1k}V_{k2}^+ = V_{1k}V_{2k}^* = V_{2k}V_{1k}^* = V_{2k}V_{k1}^+ = 0.$$

Из оставшихся n^2 параметров $2n-1$ представляют собой нефизические фазы, которые можно «убрать», переопределив (ненаблюдаемые) фазы n α -кварков и $n-1$ κ -кварков, так сказать, «повернув» матричные элементы. Полное число таких нефизических фаз равно $2n-1$, а не $2n$, так как один из матричных элементов матрицы V нельзя « κ -вращать», поскольку он уже « α -повернут» (на рис. 15.1 этот матричный элемент находится на пересечении верхней строки и правого столбца).

$$V = \begin{pmatrix} / & / & / & / & \backslash \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \backslash \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \backslash \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \backslash \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \backslash \end{pmatrix}$$

Рис. 15.1

Итак, полное число физических параметров оказывается равным $n^2 - (2n-1) = (n-1)^2$.

Выясним теперь, сколько из этих $(n-1)^2$ параметров представляют собой углы ортогональных поворотов, а сколько — фазовые множители. Число независимых поворотов в пространстве n измерений равно $n_0 = \frac{1}{2}n(n-1)$, следовательно, число физических фазовых параметров равно

$$n_0 = (n-1)^2 - \frac{1}{2}n(n-1) = \frac{1}{2}(n-1)(n-2).$$

Рассмотрим простейшие примеры:

$n=2$, четыре унитарные матрицы $(1, \tau)$, $n_0=1$, $n_0=0$,
 $n=3$, девять унитарных матриц $(1, \lambda)$, $n_0=3$, $n_0=1$,
 $n=4$, шестнадцать унитарных матриц, $n_0=6$, $n_0=3$.

Матрица девяти кварковых токов

Рассмотрим теперь детально матрицу девяти токов в случае шести кварков:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}.$$

Как мы уже установили, девять матричных элементов этой матрицы могут быть выражены через четыре параметра: три угла и фазу. В литературе известно несколько различных параметри-

заций матрицы V . Обратимся сначала к варианту Кобаяши—Маскавы (К—М), в котором использованы углы Эйлера $\theta_1, \theta_2, \theta_3$.

Рассмотрим тройку координат (z, y, x) , которой мы сопоставим тройку кварков (d, s, b) . Совершим три поворота: на угол θ_3 вокруг оси z (рис. 15.2), затем на угол θ_1 вокруг новой оси x , а затем на угол θ_2 вокруг новой оси z . Последовательность этих поворотов описывается произведением трех матриц:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_2 & s_2 \\ 0 & -s_2 & c_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 & s_1 & 0 \\ -s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_3 & s_3 \\ 0 & -s_3 & c_3 \end{pmatrix},$$

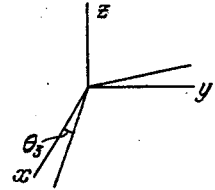


Рис. 15.2

где $c_i = \cos \theta_i$, $s_i = \sin \theta_i$.

Теперь нам осталось только вставить фазовый множитель $e^{i\delta}$. Ясно, что ни в начале, ни в конце его вставлять нельзя, так как в этом случае он будет нефизическим: его можно будет отождествить с ненаблюдаемой фазой одного из кварков. Нетривиальный результат мы получим, если напишем, например,

$$(\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_2 & s_2 \\ 0 & -s_2 & c_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 & s_1 & 0 \\ -s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_3 & s_3 \\ 0 & -s_3 & c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

Перемножив матрицы, получим

$$(\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - e^{i\delta} s_2 s_3 & c_1 c_2 s_3 + e^{i\delta} s_2 c_3 \\ s_1 s_2 & -c_1 s_2 c_3 - e^{i\delta} c_2 s_3 & -c_1 s_2 s_3 + e^{i\delta} c_2 c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

Если предположить, что $\delta \ll 1$ и все $s_i \ll 1$, то матрицу V можно записать в упрощенном виде

$$V = \begin{pmatrix} 1 & s_1 & s_1 s_3 \\ -s_1 & 1 & s_3 + s_2 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & -s_2 - s_3 e^{i\delta} & e^{i\delta} \end{pmatrix}.$$

Чтобы получить матрицу V в представлении Майани, необходимо совершить последовательные повороты на угол θ, β и γ вокруг осей x, y и z соответственно (две последние оси при этом уже повернуты), причем второй поворот надо взять в обкладках из фазовых множителей, как это видно из следующего произведения матриц:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_\gamma & s_\gamma \\ 0 & -s_\gamma & c_\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\beta & 0 & s_\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_\beta & 0 & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\theta & s_\theta & 0 \\ -s_\theta & c_\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

где $c_\gamma = \cos \gamma$, $s_\gamma = \sin \gamma$, $c_\beta = \cos \beta$, $s_\beta = \sin \beta$, $c_\theta = \cos \theta$, $s_\theta = \sin \theta$. Здесь следует подчеркнуть, что угол θ , хотя и близок к углу Кабиббо, но не равен ему, а фазу δ в матрице Майани лучше

было бы назвать δ' , чтобы отметить, что она не равна фазе δ в матрице $K-M$. Перемножение пяти матриц дает

$$V = \begin{pmatrix} c_\beta c_\theta & c_\beta s_\theta & s_\beta e^{-i\delta} \\ -c_\gamma s_\theta - c_\theta s_\beta s_\gamma e^{i\delta} & c_\gamma c_\theta - s_\theta s_\beta s_\gamma e^{i\delta} & c_\beta s_\gamma \\ s_\theta s_\gamma - c_\theta c_\beta s_\gamma e^{i\delta} & -c_\theta s_\gamma - c_\gamma s_\theta s_\beta e^{i\delta} & c_\gamma c_\beta \end{pmatrix}.$$

Матрица Майани может быть более удобна для описания экспериментальных данных, если имеет место иерархия $s_\theta \gg s_\gamma \gg s_\beta$, на которую указывают экспериментальные данные. Если принять во внимание указанную иерархию и пренебречь членами $1 - c_\gamma$, $1 - c_\beta$, $s_\theta s_\beta$ и $s_\gamma s_\beta$, то матрицу Майани можно записать в упрощенном виде:

$$V = \begin{pmatrix} c_\theta & s_\theta & s_\beta e^{-i\delta} \\ -s_\theta & c_\theta & s_\gamma \\ s_\theta s_\gamma - s_\beta e^{i\delta} & -s_\gamma & 1 \end{pmatrix}.$$

Именно такому упрощенному виду матрицы Майани отвечает матрица Волфенштейна:

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2} \lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2} \lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}.$$

Из сопоставления двух последних матриц видно, что $s_\theta = \lambda$, $s_\gamma = A\lambda^2$, $s_\beta e^{-i\delta} = A\lambda^3(\rho - i\eta)$. Имеющиеся экспериментальные данные можно суммировать следующим образом:

$$\lambda = 0,22, \quad A = 1 \pm 0,2, \quad \rho^2 + \eta^2 \leq 0,3.$$

Как подчеркивают Бьёркен, Дунец и Чау, удобно вообще не вводить никаких углов. Если существуют лишь три поколения кварков, то по существу есть лишь два независимых комплексных параметра, в качестве которых можно выбрать не измеренные пока V_{ub} и V_{td} . В силу унитарности матрицы девяти токов они удовлетворяют условию

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0.$$

Используя то обстоятельство, что $V_{ud} \approx V_{tb} \approx 1$, а также то, что на опыте

$$V_{cd}V_{cb}^* \approx -A\lambda^3 \approx 1,1(1 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$$

(здесь V_{cb} взято из времени жизни b -мезонов в предположении, что $|V_{ub}|^2 \ll |V_{cb}|^2$), это условие можно записать в виде

$$V_{ub}^* + V_{td} = 1,1(1 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}.$$

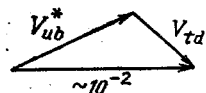


Рис. 15.3

Последнее условие можно изобразить в виде треугольника на комплексной плоскости (рис. 15.3). Существенно, что решить треугольник (найти его стороны и углы) можно, не ожидая открытия t -кварка и изучения его распадов.

Распады b -кварка

Впервые b -адроны, содержащие одиночные b -кварки, были найдены на опыте в 1980 г. в реакции $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$, где $\Upsilon(4S)$ — третье радиально возбужденное состояние ипсилония. Его масса 10,58 ГэВ. Часто $\Upsilon(4S)$ обозначают Υ'' . (Напомним, что основное состояние ипсилония $\Upsilon \equiv \Upsilon(1S)$ было открыто в 1977 г.)

По аналогии с K -мезонами буквой B обозначают мезоны, содержащие b -кварки, а символом \bar{B} — мезоны, содержащие b -кварки. Из четырех возможных типов B -мезонов наблюдались пока два $B^0(\bar{b}d)$ и $B^+(\bar{b}u)$ и, разумеется, их античастицы. Два других типа B -мезонов, $B_s^0(\bar{b}s)$ и $B_c^0(\bar{b}c)$, пока не открыты, хотя на опыте, по-видимому, наблюдались специфические проявления B_s^0 . Не открыты пока и b -барионы с кварковым составом bud , bus , bds , buc и т. д.

Ожидалось, что B -мезоны должны иметь время жизни как минимум на порядок меньше, чем время жизни очарованных частиц, из-за того, что масса b -кварка в несколько раз больше массы c -кварка. Но опыт преподнес сюрприз: B -мезоны живут не 10^{-14} с, а 10^{-12} с, т. е. примерно столько же, сколько самая долгоживущая очарованная частица — D^+ -мезон. Поскольку из-за большой массы b -кварка полная вероятность его распада не должна заметно зависеть от наличия спектраторных u - и d -кварков и вообще от виртуальных сильных взаимодействий, то большое время жизни B -мезонов означает, что величины $|V_{cb}|$ и $|V_{ub}|$ существенно меньше, чем $|V_{cs}|$ и $|V_{cd}|$.

Если рассмотреть распад «свободного» b -кварка и в самом грубом «партонном» приближении пренебречь массами легких кварков и лептонов, учесть в фазовых объемах, что $m_\tau \approx 1,8$ ГэВ, $m_b \approx 5$ ГэВ и $m_c \approx 1,5$ ГэВ, и принять во внимание цветовой множитель 3, то нетрудно получить для полной ширины распада b -кварка:

$$\Gamma_b \approx \Gamma_0 [7|V_{ub}|^2 + 3|V_{cb}|^2],$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{G^2 m_b^2}{192\pi^3} \approx 10^{14} \text{ с}^{-1}.$$

Подчеркнем, что целые числа 7 и 3 получаются в результате округления; их соотношение отражает то обстоятельство, что при переходе b -кварка в легкий u -кварк выделяется больше энергии, чем при переходе в тяжелый c -кварк.

Если предположить, что $|V_{ub}|$ настолько мало, что первым слагаемым в выражении для Γ_b можно пренебречь, и принять во внимание, что на опыте $\Gamma_b \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$, то $|V_{cb}|^2 \approx 3 \cdot 10^{-2}$ и $|V_{cb}| \approx 0,05$. Сделанное только что предположение о доминантности переходов V_{cb} подтверждается тем, что на опыте среди продуктов распада B -мезонов доминируют D -мезоны.

Что касается переходов $b \rightarrow u$, то бесцветные адронные распады B -мезонов надежно пока не наблюдались. Не удастся определить $|V_{ub}/V_{cb}|$ и из данных по спектрам лептонов в распадах $b \rightarrow u\bar{l}\nu$ и $b \rightarrow c\bar{l}\nu$. В первом из них лептоны могут иметь большую энергию, чем во втором, но обработка данных очень модельно зависима и дает $|V_{ub}/V_{cb}| \leq 0,3$. Обычно в литературе принимают $|V_{ub}/V_{cb}| \approx 0,1-0,2$.

Вклады t -кварков в переходы $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$

Важную информацию о параметрах матрицы кварковых токов V , массе t -кварка и свойствах гипотетических частиц вне рамок стандартной модели несут в себе амплитуды вакуумных переходов $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$, $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$, $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$. Начнем с первого из них.

Рассмотрим вклад u -, c -, t -кварков в переходы $\bar{s}d \leftrightarrow \bar{d}s$ (рис. 15.4). В подынтегральном выражении для «квадратика» на

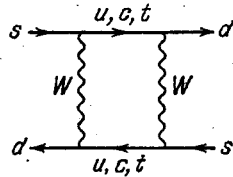


Рис. 15.4

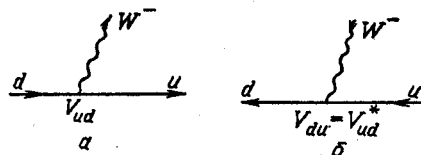


Рис. 15.5

рисунке каждой виртуальной фермионной линии с 4-импульсом k отвечает взвешенная сумма трех пропагаторов:

$$\mathcal{P} = (1 - \gamma_5) \left[V_{ud}^* V_{us} \frac{1}{k^2 - m_u^2} + V_{cd}^* V_{cs} \frac{1}{k^2 - m_c^2} + V_{td}^* V_{ts} \frac{1}{k^2 - m_t^2} \right] (1 + \gamma_5),$$

где множители $(1 - \gamma_5)$ и $(1 + \gamma_5)$ так же, как и матричные элементы V_{ud} , V_{us} и т. д., вошли от вершин, а комплексное сопряжение обусловлено тем, что две вершины, отличающиеся друг от друга противоположным направлением всех стрелок (как на рис. 15.5), соответствуют обращению времени и поэтому характеризуются комплексно сопряженными коэффициентами.

Воспользовавшись тем, что $(1 - \gamma_5)(1 + \gamma_5) = 0$, приведем \mathcal{P} к виду

$$\mathcal{P} = 2\hat{k}(1 + \gamma_5) \left[V_{ud}^* V_{us} \frac{1}{k^2 - m_u^2} + V_{cd}^* V_{cs} \frac{1}{k^2 - m_c^2} + V_{td}^* V_{ts} \frac{1}{k^2 - m_t^2} \right].$$

Используя свойство унитарности матрицы V ,

$$V + V^* = 1,$$

где

$$V^* = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix},$$

легко получить, в частности, что

$$V_{ud}^* V_{us} + V_{cd}^* V_{cs} + V_{td}^* V_{ts} = 0.$$

Отсюда следует, что

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= 2\hat{k}(1 + \gamma_5) \left[V_{cd}^* V_{cs} \left(\frac{1}{k^2 - m_c^2} - \frac{1}{k^2 - m_u^2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + V_{td}^* V_{ts} \left(\frac{1}{k^2 - m_t^2} - \frac{1}{k^2 - m_u^2} \right) \right] \approx \\ &\approx 2\hat{k}(1 + \gamma_5) \left[V_{cd}^* V_{cs} \frac{m_c^2}{k^2(k^2 - m_c^2)} + V_{td}^* V_{ts} \frac{m_t^2}{k^2(k^2 - m_t^2)} \right], \end{aligned}$$

где мы пренебрегли массой u -кварка.

В гл. 11, обсуждая механизм Глешо — Иллиопулоса — Майани, мы получили выражения для эффективного лагранжиана с $\Delta S = 2$,

$$\mathcal{L}_{\Delta S=2} = G_2 \bar{s} O_\alpha d \cdot \bar{s} O^\alpha d,$$

и для разности масс K_L - и K_S -мезонов,

$$\Delta m_{LS} = \frac{8}{3} m_K G_2 / \hat{K}^2,$$

где

$$G_2 \approx \frac{1}{16\pi^2} G^2 m_c^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta,$$

а $f_K \approx 165 \text{ МэВ}$ — известный параметр, характеризующий двух-лептонные распады K^\pm -мезонов. Теперь, учитывая не только u - и c -кварки, но и t -кварк, мы получим

$$\begin{aligned} G_2 &= \frac{G^2 s_1^2}{16\pi^2} \left[m_c^2 c_2^2 (c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{-i\delta})^2 + m_t^2 s_2^2 (c_1 c_3 s_2 + c_2 s_3 e^{-i\delta})^2 + \right. \\ &\quad \left. + 2c_2 s_2 (c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{-i\delta}) (c_1 c_3 s_2 + c_2 s_3 e^{-i\delta}) \frac{m_c^2 m_t^2}{m_t^2 - m_c^2} \ln \frac{m_t^2}{m_c^2} \right]. \end{aligned}$$

При вычислении интегралов мы считали, что $m_t^2/m_W^2 \ll 1$, и воспользовались тем, что

$$m_c^4 \int_0^\infty \frac{dx^2}{(x^2 + m_c^2)^2} = m_c^2, \quad m_t^4 \int_0^\infty \frac{dx^2}{(x^2 + m_t^2)^2} = m_t^2,$$

$$m_c^2 m_t^2 \int_0^\infty \frac{dx^2}{(x^2 + m_c^2)(x^2 + m_t^2)} = \frac{m_c^2 m_t^2}{m_t^2 - m_c^2} \ln \frac{m_t^2}{m_c^2}.$$

В выражении для G_2 не учтены глюонные поправки и поправки, обусловленные тем, что отношение m_t/m_W не мало. Глюонные поправки приводят к умножению двух первых слагаемых в квадратной скобке на коэффициент, приблизительно равный 0,6, а третьего — на 0,4. Поправка, связанная с массой t -кварка, приводит к умножению второго слагаемого на фактор, меньший единицы (на 0,85 при $m_t \approx m_W$), для третьего слагаемого поправка еще ближе к единице, поскольку в нем интеграл «сидит» на меньших значениях виртуальных импульсов.

Реальная часть полученных нами выражений для G_2 определяет Δm_{LS} :

$$\Delta m_{LS} = \frac{G^2 m_c^2 f_K^2 m_K B_K}{6\pi^2} [1 + \zeta s_2^2 (s_2^2 + s_3^2 \cos 2\delta + 2s_2 s_3 \cos \delta) + 2s_2 (s_2 + s_3 \cos^2 \delta) \ln \zeta].$$

Здесь $\zeta = m_t^2/m_c^2$, и мы полагаем, что $s_1, s_2, s_3 \ll 1$, в то время как $\sin \delta$, вообще говоря, не мал.

Безразмерная константа B_K в выражении для Δm_{LS} отражает то обстоятельство, что так называемое «вакуумное прокладывание», т. е. замена матричного элемента $\langle \bar{K} | (\bar{s} O_\alpha d) (\bar{s} O^\alpha d) | K \rangle$ на произведение ${}^3/s \langle \bar{K} | \bar{s} O_\alpha d | 0 \rangle \langle 0 | s O^\alpha d | K \rangle = {}^3/s f_K^2 m_K^2$ (см. гл. 11) является процедурой приближенной. Для вакуумного прокладывания $B_K = 1$. Точное значение B_K неизвестно, но можно думать, что оно не сильно отличается от единицы.

При $m_c \approx 1300$ МэВ первое слагаемое дает примерно $2 \cdot 10^9$ с⁻¹. Сравнивая это с экспериментальным значением $\Delta m_{LS} \approx 5,3 \cdot 10^9$ с⁻¹, мы приходим к выводу, что вклад t -кварков может быть существенным. К сожалению, количественного заключения о величине этого вклада мы сделать не можем, так как нами не учтены низкоэнергетические вклады в Δm_{LS} , отвечающие большим расстояниям.

Вклад t -кварка в переходы $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$, $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ и b -кварка в переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$

Рассмотрим теперь переходы $b\bar{d} \leftrightarrow \bar{b}d$ и $b\bar{s} \leftrightarrow \bar{b}s$ (рис. 15.6 и 15.7). В обоих переходах основную роль играют виртуальные t -кварки, поскольку в этом случае, в отличие от случая $\bar{s}d \leftrightarrow \bar{s}d$, их вклад не подавлен малыми коэффициентами — малыми значениями матричных элементов матрицы V : ведь $|V_{tb}| \approx 1$.

Для B^0 - и B_s^0 -мезонов вклад t -кварков в величину Δm_{LS} равен соответственно (мы предполагаем вакуумное прокладывание)

$$\Delta m_{LS}(B^0) = \frac{1}{6\pi^2} G^2 m_t^2 f_B^2 m_B \operatorname{Re}(V_{td} V_{tb}^*),$$

$$\Delta m_{LS}(B_s^0) = \frac{1}{6\pi^2} G^2 m_t^2 f_{B_s}^2 m_{B_s} \operatorname{Re}(V_{ts} V_{tb}^*).$$

Здесь f_B и f_{B_s} — параметры, характеризующие переходы B^0 и B_s^0 в виртуальный Z -бозон. Они аналогичны параметрам f_π , f_K и f_D , рассмотренным нами ранее. Оценки, основанные на правилах сумм КХД, дают $f_B \approx f_{B_s} \approx 100$ МэВ.

Поскольку $|V_{ts}/V_{td}|^2 \sim 20 \div 100$, то должно выполняться неравенство $\Delta m_{LS}(B_s^0) \gg \Delta m_{LS}(B^0)$. По-видимому, именно переходы $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ наблюдались в эксперименте UA1 на протон-антипротонном коллайдере. Слово «по-видимому» употреблено здесь потому,

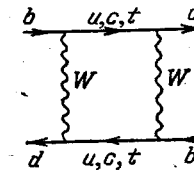


Рис. 15.6

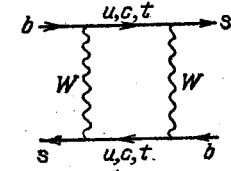


Рис. 15.7

что сами мезоны не идентифицировались, а наблюдались лишь лептоны от их распадов: $B_s^0 \rightarrow l^+ \nu X$ и $\bar{B}_s^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X$. Наблюдавшийся эффект состоял в том, что наряду с парами лептонов («дилептонами») разных знаков регистрировались дилептоны одного знака. Величина эффекта отвечала тому, что

$$r_{B_s} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X)}{N(B_s^0 \rightarrow l^+ \nu X)} > 0,06$$

на 90-процентном уровне достоверности. (Здесь N — число событий.) Поскольку

$$r = \frac{x^2}{2+x^2},$$

то

$$x_{B_s} = \frac{\Delta m_{LS}(B_s)}{\Gamma_{B_s}} > 0,35.$$

На установке АРГУС наблюдался эффект перемешивания $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$. Пары $B^0 \bar{B}^0$ рождались в реакции на встречных электрон-позитронных пучках ДОРИС:

$$e^+ e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \rightarrow B^0 B^0.$$

Было зарегистрировано одно событие, в котором распады обоих B^0 -мезонов были полностью реконструированы:

$$\begin{aligned} B^0 &\rightarrow \mu^+ \nu + D^{*-} \rightarrow \pi^- + \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-, \\ B^0 &\rightarrow \mu^+ \nu + D^{*-} \rightarrow \pi^0 + D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-. \end{aligned}$$

(Напомним, что D^{*-} имеет $J^P = 1^-$ и $m \approx 2010$ МэВ.) Кроме того, в этом же опыте было обнаружено примерно два десятка

дилептонов одного знака, являющихся продуктами распада пар $B^0 B^0$ -мезонов, не полностью реконструированных. Число «разнозначных дилептонов» составляло примерно 270. Учитывая, что примерно половина из них являлись продуктами распада пар $B^+ B^-$, авторы определили параметр смешивания

$$r_B \equiv \frac{N(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow l^+ \bar{\nu} X)}{N(B^0 \rightarrow l^+ \nu X)} = 0,21 \pm 0,08.$$

Этот результат означает, что $r_B > 0,09$ — на уровне достоверности 90%, а $x_B = \frac{\Delta m_{LS}(B)}{\Gamma_B} \approx 0,44$. Используя выражение для $\Delta m_{LS}(B)$ и Γ_B , нетрудно получить, что $x_B \approx (m_t/50 \text{ ГэВ})^2 (\text{Re } V_{td})^2 / |V_{cb}|^2$. Если вспомнить теперь о том, что унитарность V -матрицы ограничивает сверху отношение $|V_{td}/V_{cb}|$, то становится очевидным, что легким t -кварк быть не может.

Итак, виртуальные t -кварки дают не пренебрежимо малый вклад в переходы $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ и доминирующий — в $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ и $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$. В отличие от этого вкладом b -кварка в переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ вполне можно пренебречь, поскольку $|V_{cb} V_{ub}^*|^2 m_b^2$ как минимум на два порядка меньше, чем $|V_{cs} V_{us}^*|^2 m_s^2$.

О нарушении CP -инвариантности в переходах $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$

Выше мы установили, что «квадратик» (см. рис. 15.4), описывающий переходы $sd \leftrightarrow ds$, характеризуется величиной G_2 , реальная часть которой определяет разность масс Δm_{LS} K_L - и K_S -мезонов. В свою очередь, мнимая часть G_2 определяет параметр $i\mu_{21}$, характеризующий CP -неинвариантные переходы $K_2 \leftrightarrow K_1$ (см. гл. 12). Легко понять, что

$$\frac{\mu_{21}}{\Delta m_{LS}} = \frac{1}{2} \frac{\text{Im } G_2}{\text{Re } G_2}.$$

(Происхождение коэффициента $1/2$ становится очевидным, если обратиться к разделу «Сверхслабое перемешивание», гл. 12.) Зная отношение $\mu_{21}/\Delta m_{LS}$, нетрудно найти параметр ε , входящий в определение $K_{L,S} = K_{2,1} \pm \varepsilon K_{1,2}$:

$$\varepsilon = \frac{i\mu_{21}}{\Delta m_{LS} + \frac{i}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L)} \approx \frac{e^{i\varphi}}{\sqrt{2}} s_2 s_3 \sin \delta \frac{1 + \zeta s_2 (s_3 \cos \delta - s_2) - \ln \zeta}{1 + \zeta s_2^2 (s_2^2 + 2s_2 s_3 \cos \delta + s_3^2 \cos 2\delta) + 2s_2 (s_2 + s_3 \cos \delta) \ln \zeta},$$

где

$$\varphi = \arctg \frac{2\Delta m_{LS}}{\Gamma_S - \Gamma_L} = (43,71 \pm 0,21)^\circ.$$

Заметим, что амплитуда CP -нечетного вакуумного перехода пропорциональна $s_1^2 s_2 s_3 \sin \delta$. Вообще, величина $s_1^2 s_2 s_3 \sin \delta$ пропорциональна амплитуде всех CP -неинвариантных эффектов: эффекты должны отсутствовать, если хотя бы один из углов θ_i равен нулю. В этом легко убедиться, внимательно разглядывая матрицу де-вяти кварковых токов.

Следует подчеркнуть, что наблюдаемая на опыте малость CP -нечетных эффектов, вообще говоря, не требует малости фазы δ . Если $s_2 \sim s_3 \sim s_1^2$, то $|\varepsilon| \sim s_1^4 \sin \delta \sim 10^{-3} \sin \delta$ и $\delta \sim 1$.

16. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С ЭЛЕКТРОНОМ

В этой и следующей главах мы рассмотрим нейтринные реакции. Эти реакции сыграли важную роль как в выяснении свойств слабого взаимодействия, так и в установлении партонной структуры нуклона.

В данной главе мы рассмотрим реакции, идущие при столкновении нейтрино с электроном. С этих процессов удобно начинать рассмотрение нейтринных реакций, поскольку с теоретической точки зрения они существенно проще, чем взаимодействия нейтрино с нуклонами. К сожалению, в силу своеобразного принципа дополненности экспериментально они изучены гораздо хуже.

Кинематика реакций $\nu + e \rightarrow \nu + l$

Прежде чем приступить к расчету сечений, обсудим кинематику. Рассмотрим реакцию

$$\nu(k_1) + e(p_1) \rightarrow \nu(k_2) + l(p_2),$$

где ν обозначает электронное или мюонное нейтрино или антинейтрино, а $l = e$ или μ . В скобках указаны 4-импульсы частиц: $k_1^0 = k_2^0 = 0$, $p_1^0 = m$, $p_2^0 = \mu$, где m — масса электрона, а μ — масса конечного лептона. В лабораторной системе

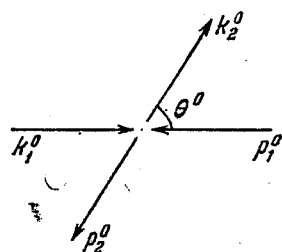


Рис. 16.1

$$k_i = (\omega_i, \mathbf{k}_i), \quad p_i = (E_i, \mathbf{p}_i), \quad i = 1, 2.$$

В системе центра масс

$$k_i = (\omega_i^0, \mathbf{k}_i^0), \quad p_i = (E_i^0, \mathbf{p}_i^0), \quad i = 1, 2,$$

$k_1^0 + p_1^0 = 0$, $k_2^0 + p_2^0 = 0$ (рис. 16.1). Введем стандартные инварианты s и t . Как обычно, s — квадрат полной энергии в системе центра масс:

$$s = (k_1 + p_1)^2 = (\omega_1^0 + E_1^0)^2 = 2m\omega_1 + m^2 = (k_2 + p_2)^2 = (\omega_2^0 + E_2^0)^2,$$

$$\omega_1^0 = \frac{(k_1, k_1 + p_1)}{\sqrt{s}} = \frac{(k_1 p_1)}{\sqrt{s}} = \frac{s - m^2}{2\sqrt{s}}, \quad E_1^0 = \frac{s + m^2}{2\sqrt{s}},$$

$$\omega_2^0 = \frac{(k_2, k_2 + p_2)}{\sqrt{s}} = \frac{(k_2 p_2)}{\sqrt{s}} = \frac{s - \mu^2}{2\sqrt{s}}, \quad E_2^0 = \frac{s + \mu^2}{2\sqrt{s}}.$$

Для реакции $\nu e \rightarrow \nu \mu$ порог равен

$$s = \mu^2, \quad \omega_1 = \frac{\mu^2 - m^2}{2m} \approx 11 \text{ ГэВ}.$$

В случае упругого рассеяния $\mu = m$:

$$\omega_2^0 = \omega_1^0 = \omega^0 = \frac{s - m^2}{2\sqrt{s}}, \quad E_1^0 = E_2^0 = E^0 = \frac{s + m^2}{2\sqrt{s}}.$$

Квадрат переданного 4-импульса определен обычным образом:

$$t = (k_1 - k_2)^2 = -2\omega_1^0\omega_2^0(1 - \cos\theta^0) = -2\omega_1\omega_2(1 - \cos\theta) =$$

$$= (p_1 - p_2)^2 = 2m^2 - 2E_1^0E_2^0(1 - v_1^0v_2^0\cos\theta^0) =$$

$$= -2mE_2 + m^2 + \mu^2 = (\mu - m)^2 - 2mT,$$

где $T = E_2 - \mu$ — кинетическая энергия лептона отдачи в лабораторной системе,

$$v_1^0 = \frac{|p_1^0|}{E_1^0} = \frac{s - m^2}{s + m^2}, \quad v_2^0 = \frac{|p_2^0|}{E_2^0} = \frac{s - \mu^2}{s + \mu^2}.$$

В случае упругого рассеяния

$$v_1^0 = v_2^0 = v^0 = \frac{s - m^2}{s + m^2}.$$

Определим пределы изменения T . Минимальное значение T отвечает $\theta^0 = 0$ и, следовательно, $t = 0$. Отсюда получаем

$$T_{\min} = \frac{(\mu - m)^2}{2m}.$$

Для упругого рассеяния $T_{\min} = 0$. Максимальное значение T отвечает $\theta^0 = \pi$:

$$T_{\max} = \frac{(\mu - m)^2 + 4\omega_1^0\omega_2^0}{2m}.$$

Для упругого рассеяния

$$T_{\max} = \frac{2(\omega^0)^2}{m} = \frac{(s - m^2)^2}{2s \cdot m} = \frac{2m\omega_1^0}{2m\omega_1 + m^2} = \frac{\omega_1}{1 + \frac{m}{2\omega_1}}.$$

Для реакции $\nu e \rightarrow \nu \mu$, пренебрегая отношением m/μ , имеем

$$T_{\max} = s/2m.$$

Наряду с соотношениями

$$2p_1k_1 = s - m^2, \quad 2p_2k_2 = s - \mu^2$$

полезны также соотношения

$$2p_1 k_2 = s + t - \mu^2, \quad 2p_2 k_1 = s + t - m^2.$$

Экспериментальное наблюдение обсуждаемых процессов и выделение их на фоне других процессов очень затруднено тем, что сечения малы, а регистрируется лишь одна частица — лептон отдачи. Измеряя энергию лептона отдачи E_2 и его угол по отношению к пучку нейтрино α , можно найти энергию налетавшего нейтрино ω_1 :

$$2E_2 \omega_1 (1 - v_2 \cos \alpha) = \mu^2 - m^2 + 2m (\omega_1 + m - E_2).$$

Здесь $v_2 = \sqrt{1 - \mu^2/E_2^2}$ — скорость лептона отдачи. Для упругого νe -рассеяния при высоких энергиях ($\omega_1 \gg m, E_2 \gg m, \omega_1 - E_2 \gg m$)

$$\omega_1 = \frac{2m}{2m - \alpha^2 E_2}.$$

(Заметим, что при высоких энергиях кинематически разрешенные углы θ малы: $\theta = \sqrt{2m(\omega_1 - E_2)/E_2 \omega_1}$.) Нахождение ω_1 по приведенной формуле облегчает отождествление события как νe -рассеяния, если заранее известны (хотя бы грубо) характерные энергии нейтрино в пучке.

Сечение реакции $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_e \mu^-$

Теория реакций $\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$ и $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ особенно проста, поскольку в них, в отличие от упругого νe -рассеяния, участвуют только заряженные токи (рис. 16.2). Начнем с реакции

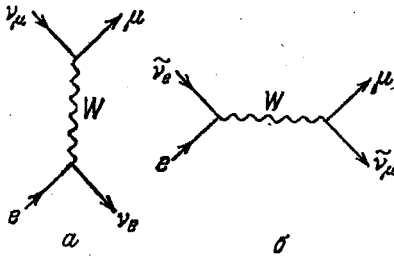


Рис. 16.2

$\bar{\nu}_\mu(k_1) + e^-(p_1) \rightarrow \nu_e(k_2) + \mu^-(p_2)$.

В скобках указаны 4-импульсы частиц. Амплитуда этого процесса имеет вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_{\nu_e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e] \times \\ \times [\bar{u}_\mu \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_{\nu_\mu}].$$

Ее квадрат, просуммированный по спиновым переменным, вычисляется стандартным образом (см. гл. 3) и равен

$$|M|^2 = 128G^2 (p_1 k_1) (p_2 k_2).$$

Как и должно быть в силу кроссинг-симметрии, это выражение в точности такое же, как в распаде мюона.

Сечение вычислим по формуле

$$\sigma = \frac{1}{2 \cdot 4 (k_1 p_1)} \int |M|^2 \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3 2\omega_2} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2} (2\pi)^4 \delta^4(k_2 + p_2 - k_1 - p_1).$$

Здесь усреднение проводится по поляризациям исходного электрона, но не нейтрино, поскольку последнее продольно поляризовано. Вычисляя фазовый объем в системе центра масс, имеем

$$d\sigma = - \frac{|M|^2}{(p_1 k_1) s} \frac{d^3 k_2}{64\pi} \frac{d \cos \theta^0}{\pi} = - \frac{2G^2 (p_1 k_1) (p_2 k_2) (p_2 k_2)}{\pi (p_1 k_1) \cdot s} d \cos \theta^0 = \\ = - \frac{2G^2}{\pi} (\omega_2^0)^2 d \cos \theta^0.$$

Мы видим, что сечение изотропно в системе центра масс. Если воспользоваться тем, что $dt = 2\omega_1^0 \omega_2^0 d \cos \theta^0$, то

$$d\sigma = - \frac{|M|^2}{(p_1 k_1)^2} \frac{dt}{128\pi} = - \frac{G^2 (p_1 k_1) (p_2 k_2)}{\pi (p_1 k_1)^2} dt = \\ = - \frac{G^2}{\pi} \frac{s - \mu^2}{s - m^2} dt = \frac{G^2}{\pi} \frac{s - \mu^2}{s - m^2} 2m dT.$$

Интегрируя по $d \cos \theta^0$ (или по dt , или по dT), для полного сечения находим

$$\sigma = \frac{4G^2}{\pi} (\omega_2^0)^2 = \frac{G^2 (s - \mu^2)^2}{\pi s}.$$

На пороге сечение обращается в нуль. При $s \gg \mu^2$

$$\sigma \approx G^2 s / \pi.$$

Сечение реакции $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^-$

Вычисление $|M|^2$ для реакции

$$\bar{\nu}_e(k_1) + e^-(p_1) \rightarrow \bar{\nu}_\mu(k_2) + \mu^-(p_2)$$

можно не проводить заново, а просто в выражении $|M|^2$ для реакции $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_e \mu^-$ сделать замену $k_1 \leftrightarrow k_2$. Эта замена отвечает тому, что две реакции связаны между собой операцией кроссинга: испускание ν_e заменено поглощением $\bar{\nu}_e$, поглощение ν_μ — испусканием $\bar{\nu}_\mu$. Таким образом,

$$|M|^2 = 128G^2 (p_1 k_2) (p_2 k_1),$$

а дифференциальное сечение имеет вид

$$d\sigma = - \frac{2G^2 (p_1 k_2) (p_2 k_1) (p_2 k_2)}{\pi (p_1 k_1) s} d \cos \theta^0 = \\ = - \frac{2G^2}{\pi} \frac{(\omega_2^0)^2 E_1 E_2^0}{s} (1 + v_1^0 \cos \theta^0) (1 + v_2^0 \cos \theta^0) d \cos \theta^0.$$

Заметим, что

$$\left. \frac{d\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_e \mu^-)}{d \cos \theta^0} \right|_{\theta^0=0} = \left. \frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^-)}{d \cos \theta^0} \right|_{\theta^0=0} = - \frac{2G^2}{\pi} (\omega_2^0)^2.$$

В инвариантной записи:

$$d\sigma = -\frac{G^2}{\pi} \frac{(p_1 k_2)(p_2 k_1)}{(p_1 k_1)^2} dt = -\frac{G^2}{\pi} \frac{(s+t-\mu^2)(s+t-m^2)}{(s-m^2)^2} dt,$$

$$\frac{d\sigma}{dt} (\nu_\mu e \rightarrow \nu_e \mu) \Big|_{t=0} = \frac{d\sigma}{dt} (\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu) \Big|_{t=0}.$$

После интегрирования по θ^0 от 0 до π получаем

$$\sigma = \frac{4G^2}{\pi} (\omega_2^0)^2 \frac{E_1^0 E_2^0}{s} \left(1 + \frac{1}{3} v_1^0 v_2^0 \right) = \frac{G^2}{\pi} \frac{4(\omega_2^0)^2}{s} \left(E_1^0 E_2^0 + \frac{1}{3} \omega_1^0 \omega_2^0 \right).$$

Начиная с 1979 г. процесс $\nu_\mu e \rightarrow \nu_e \mu$, обладающий высоким порогом ~ 11 ГэВ, стал объектом экспериментального изучения. Он представляет интерес в связи с тем, что в отличие от обычного μ -распада, в котором нейтрино не регистрируются, в этом «обратном μ -распаде» налетающее нейтрино имеет вполне определенную (левую) спиральность. Это позволяет дополнительно проверить справедливость $V-A$ -теории.

Мы рассмотрели процессы $\nu_\mu e \rightarrow \nu_e \mu$ и $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu$ и по ряду других причин: во-первых, потому что обычно в книгах, посвященных слабому взаимодействию, сечения этих процессов не приводятся. Во-вторых, потому, что аналогичные формулы используются в рамках партонной модели для расчета сечений образования в нейтринных экспериментах тяжелых кварков: c, b, t . В-третьих, переходя к пределу $\mu = m$, эти формулы можно использовать при рассмотрении упругого рассеяния $\nu e \rightarrow \nu e$.

Упругое νe - и $\bar{\nu} e$ -рассеяние под действием заряженного тока

Упругое рассеяние нейтрино на электроне обусловлено нейтральным током в случае ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ и совокупностью нейтрального и заряженного токов в случае ν_e и $\bar{\nu}_e$. Мы начнем рассмотрение упругого рассеяния с идеализированной задачи: выпишем сечения процессов $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ и $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$ в том случае, если бы нейтральные токи отсутствовали. Именно в таком виде эти сечения обычно приводились в литературе до открытия нейтральных токов. Но они представляют не только исторический интерес: аналогичный вид имеют сечения взаимодействия нейтрино с легкими кварками. Кроме того, на этом простом примере удобно обсудить некоторые закономерности нейтринных процессов при высоких энергиях ($s \gg m^2$).

Итак, рассмотрим диаграммы рис. 16.3. При достаточно низких энергиях, т. е. при $s \ll m_W^2$ (а в лабораторных нейтринных опытах

получить $s \sim m_W^2$ невозможно) они сводятся к четырехфермионным диаграммам рис. 16.4.

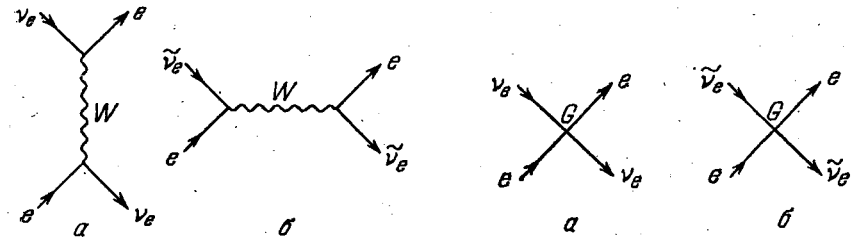


Рис. 16.3

Рис. 16.4

Из формул, приведенных выше, полагая $\mu = m$, легко получить

$$\frac{d\sigma_{\nu e}}{dt} = -\frac{G^2}{\pi}, \quad 0 > t > -\frac{(s-m^2)^2}{s},$$

$$\sigma_{\nu e} = \frac{G^2}{\pi} \frac{(s-m^2)^2}{s} = \frac{2G^2}{\pi} \frac{m\omega_1}{1+m/2\omega_1},$$

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu} e}}{dt} = -\frac{G^2}{\pi} \frac{(s+t-m^2)^2}{(s-m^2)^2},$$

$$\sigma_{\bar{\nu} e} = \frac{G^2}{3\pi} \frac{(s-m^2)^2 - [(s-m^2) m^2/s]^2}{(s-m^2)^2} = \frac{G^2}{3\pi} (s-m^2) \left[1 - \left(\frac{m^2}{s} \right)^2 \right] =$$

$$= \frac{2G^2 m\omega_1}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{m/2\omega_1}{1+m/2\omega_1} \right)^2 \right].$$

При $s \gg m^2$ формулы упрощаются:

$$\frac{d\sigma_{\nu e}}{dt} \approx -\frac{G^2}{\pi}, \quad \frac{d\sigma_{\bar{\nu} e}}{dt} \approx -\frac{G^2}{\pi} \left(1 + \frac{t}{s} \right)^2, \quad 0 \geq t \geq -s,$$

$$\sigma_{\nu e} \approx \frac{G^2 s}{\pi} \approx \frac{G^2 2m\omega_1}{\pi} \approx 1,68 \cdot 10^{-41} (E_\nu/\text{ГэВ}) \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{\bar{\nu} e} \approx \frac{G^2 s}{3\pi} \approx \frac{G^2 2m\omega_1}{3\pi} \approx 0,56 \cdot 10^{-41} (E_{\bar{\nu}}/\text{ГэВ}) \text{ см}^2.$$

Такое поведение сечений легко понять «на пальцах». Линейный рост сечения с ростом s определяется размерностью константы G : при $s \rightarrow \infty$ единственный другой размерный параметр, который имеется в наших руках — это полная энергия в системе центра масс. Также понятно изотропность νe -рассеяния в этой системе. Действительно, суммарный угловой момент J как сталкивающихся, так и вылетевших ν и e равен нулю, поэтому все направления разлета одинаково хороши, если взаимодействие точечное (см. рис. 16.5, где длинные стрелки изображают импульсы частиц, а короткие — их спины).

Связь спинов с импульсами, изображенная на рис. 16.5, отвечает тому, что и нейтрино, и электрон участвуют в заряженном токе

только левыми компонентами. Конфигурация спинов и импульсов в ν_e -рассеянии изображена на рис. 16.6. В этом случае, как видно из рисунка, суммарный угловой момент J сталкивающихся электрона и нейтрино равен единице и направлен по импульсу налетающего нейтрино: $J_z = 1$. В силу сохранения J_z из, вообще говоря, трех возможных состояний вылетевших $\bar{\nu}_e$ ($J_z = \pm 1, 0$) реализуется только одно. Этому отвечает коэффициент $1/3$ в выражении для $\sigma_{\bar{\nu}_e}$. (Заметим, что при $\omega_1 \ll m$ сечения ν_e - и $\bar{\nu}_e$ -рассеяния одинаковы:

$$\sigma_{\nu_e} = \sigma_{\bar{\nu}_e} = \frac{4G^2\omega_1^2}{\pi}.$$

И в этом предельном случае величина сечения определяется лишь доступной энергией, а масса электрона не входит в ответ.)

В связи с различием сечений ν_e - и $\bar{\nu}_e$ -рассеяния при $s \gg m^2$ может возникнуть вопрос о том, почему в этом случае нарушается

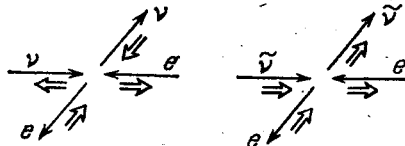


Рис. 16.5

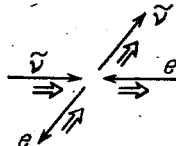


Рис. 16.6

теорема Померанчука о равенстве сечений взаимодействия частицы и античастицы с данной мишенью при асимптотически высоких энергиях. Ответ на этот вопрос заключается в том, что энергии, при которых мы обсуждали до сих пор ν_e -рассеяние, являются

в некотором смысле сверхнизкими: $s \ll m_W^2 \ll G^{-1}$. Естественным безразмерным параметром для четырехфермионного взаимодействия является величина Gs . До тех пор, пока $Gs \ll 1$, амплитуда чисто действительна и в ней работает лишь одна парциальная волна (взаимодействие точечное). Чтобы была применима теорема Померанчука, необходимо уйти в область $Gs \gg 1$, где существенны неупругие многочастичные процессы и работает много парциальных волн. В этой области выражения для сечений, полученные в этой главе, уже неприменимы.

Общий вид сечений ν_e - и $\bar{\nu}_e$ -рассеяния

С учетом нейтральных токов амплитуда ν_e -рассеяния может быть записана в виде

$$M = \frac{C}{\sqrt{2}} \bar{u}_{e_2} [g_L \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) + g_R \gamma_\alpha (1 - \gamma_5)] u_{e_1} \bar{u}_{\nu_2} \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_{\nu_1}.$$

Здесь $\nu = \nu_e$ или ν_μ (рассеяние $\bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu$ обсуждается в конце этого раздела). Значения констант g_L и g_R в случае стандартной модели электрослабого взаимодействия будут получены в гл. 22:

$$\left. \begin{aligned} g_L &= \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \\ g_R &= \sin^2 \theta_W \end{aligned} \right\} \text{ для } \nu_e e\text{-рассеяния,}$$

$$\left. \begin{aligned} g_L &= -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \\ g_R &= \sin^2 \theta_W \end{aligned} \right\} \text{ для } \nu_\mu\text{-рассеяния.}$$

(Напомним, что $g_V = g_L + g_R$, $g_A = g_L - g_R$).

Для $\nu_\mu e$ -рассеяния вся амплитуда обусловлена взаимодействием нейтральных токов $\bar{\nu}_\mu \nu_\mu$ и $e\bar{e}$; для $\nu_e e$ -рассеяния амплитуда является суммой двух слагаемых, одно из которых отвечает произведению нейтральных токов $\bar{\nu}_e \nu_e$ и $e\bar{e}$, а другое — произведению заряженных токов $\bar{\nu}_e e$ и $e\bar{\nu}_e$. При этом для последнего члена используется преобразование Фирца:

$$\bar{\nu}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e \bar{e} \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e = \bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e \bar{\nu}_e \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) e.$$

(Таким образом, заряженному току отвечают значения $g_L = 1$, $g_R = 0$). Найдем теперь $|M|^2$:

$$|M|^2 = 128G^2 [g_L^2 (p_1 k_1)^2 + g_R^2 (p_1 k_2)^2 - g_L g_R m^2 (k_1 k_2)].$$

Здесь члены, пропорциональные g_L^2 и g_R^2 , такие же, как в рассеянии за счет заряженных токов $\bar{\nu}_e e$ и $e\bar{\nu}_e$ соответственно (см. выше). При вычислении интерференционных членов, пропорциональных $g_L g_R$, удобно использовать преобразование Фирца. Например, первый интерференционный член удобно записать в виде

$$g_L g_R \bar{u}_{e_2} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_{e_1} \bar{u}_{\nu_2} \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_{\nu_1} \bar{u}_{\nu_1} (1 - \gamma_5) u_{e_2} \bar{u}_{e_1} (1 + \gamma_5) u_{\nu_2}.$$

Оба интерференционных члена дают одинаковые вклады. Учитывая, что $p_1 k_1 = m\omega_1$, $p_1 k_2 = m\omega_2 = m(\omega_1 - T)$, $k_1 k_2 = p_1 p_2 - m^2 = Tm$, выпишем окончательное выражение для сечения ν_e -рассеяния:

$$\frac{d\sigma_{\nu_e}}{dT} = \frac{2G^2 m}{\pi} \left[g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T}{\omega_1}\right)^2 - g_L g_R \frac{mT}{\omega_1^2} \right].$$

Напомним, что m — масса электрона, T — его кинетическая энергия в лабораторной системе координат после рассеяния, ω_1 — энергия налетающего нейтрино. В пределе $\omega_1 \gg m$ интерференционный член стремится к нулю. Это естественный результат, поскольку интерференция левых и правых спиральных состояний для ультрарелятивистской частицы должна зануляться.

Чтобы получить сечение $\bar{\nu}_e e$ - и $\bar{\nu}_\mu e$ -рассеяния, заметим следующее. Сечение рассеяния $\bar{\nu}_e^- \rightarrow \bar{\nu}_e^-$ равно сечению рассеяния $\nu_e^+ \rightarrow \nu_e^+$. Но при переходе от электрона к позитрону следует поменять местами левые и правые компоненты. Следовательно,

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e}}{dT} = \frac{2G^2 m}{\pi} \left[g_R^2 + g_L^2 \left(1 - \frac{T}{\omega_1}\right)^2 - g_L g_R \frac{mT}{\omega_1^2} \right].$$

Другие проявления νe -взаимодействия

Взаимодействие нейтрино с электроном должно приводить к целому ряду процессов, например аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ (рис. 16.7). Наблюдать этот процесс в лабораторных условиях практически невозможно. Но, может быть, в будущем на встречающихся пучках e^+ и e^- высоких энергий удастся наблюдать тормозные

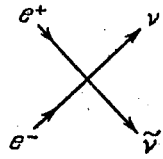


Рис. 16.7

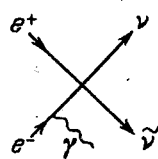


Рис. 16.8

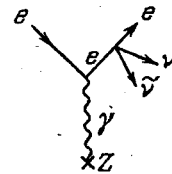


Рис. 16.9

фотоны, сопровождающие эту аннигиляцию (рис. 16.8). В динамике горячих звезд важную роль должен играть процесс тормозного нейтринного излучения (рис. 16.9). Хотя сечение этого процесса мало, он может быть существенным из-за того, что нейтрино из-за малого сечения взаимодействия гораздо легче покидают звезду, чем фотоны.

В заключение этой главы обратимся к взаимодействию нейтрино с мюонами.

Рождение мюонной пары под действием нейтрино в кулоновом поле ядра

Диагональное взаимодействие $(\bar{\nu}_\mu)(\mu\nu)$ должно приводить к упругому рассеянию $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, однако непосредственно наблюдать этот процесс невозможно, так как нет мюонных мишеней. Сведения о том же взаимодействии можно получить, если изучать процесс

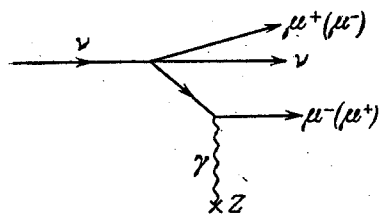


Рис. 16.10

идущий в кулоновом поле ядра с зарядом Z (рис. 16.10). Сравнительно просто сечение этого процесса можно оценить при асимптотически высоких энергиях, если разбить вычисления на два этапа.

На первом этапе вычислим сечение рождения мюонной пары при столкновении нейтрино с реальным фотоном: $\nu_\mu + \gamma \rightarrow \nu_\mu +$

$+ \mu^+ + \mu^-$. В случае стандартного взаимодействия заряженных токов

$$\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\mu}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu) (\bar{\nu}_\mu\gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \mu)$$

сечение взаимодействия ν_μ с фотоном оказывается равным

$$\sigma_\gamma \approx \frac{\alpha G^2 s}{9\pi^2} \ln \frac{s}{4\mu^2},$$

где $s = (k + q)^2$, k и q — 4-импульсы нейтрино и фотона соответственно, μ — масса мюона. Это выражение для сечения справедливо при $\ln(s/4\mu^2) \gg 1$.

Учтем теперь вклад нейтральных токов, сложив его с фирпованным вкладом заряженных токов. В результате получим

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\mu} [g_L \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) + g_R \gamma_\alpha (1 - \gamma_5)] \mu \cdot \bar{\nu}_\mu \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu.$$

(Для одних заряженных токов $g_L = 1, g_R = 0$.) В стандартной модели

$$g_L = \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W, \quad g_R = \sin^2 \theta_W.$$

Можно показать, что в полном сечении σ_γ амплитуды, пропорциональные g_L и g_R , не интерферируют, так что G^2 в приведенном выше выражении для сечения необходимо заменить на $G^2 (g_L^2 + g_R^2)$.

На втором этапе полученное нами фотонное сечение следует умножить на вероятность найти в кулоновом поле ядра виртуальный фотон с таким 4-импульсом q , что суммарная энергия ν_μ и γ в системе центра масс равна \sqrt{s} . Упомянутая вероятность (т. е. по существу число таких фотонов в поле одного ядра) дается формулой Вайцзеккера — Вильямса, которая в инвариантных кинематических переменных s и q^2 имеет вид

$$d^2 n_\gamma(q^2, s) \approx \frac{Z^2 \alpha}{\pi} \frac{dq^2}{q^2} \frac{ds}{s}.$$

Если взять интеграл по массе виртуального фотона (по dq^2), то

$$dn_\gamma(s) \approx \frac{Z^2 \alpha}{\pi} \frac{ds}{s} \ln \frac{Q_{\max}^2}{Q_{\min}^2}.$$

Здесь $Q^2 = -q^2$. Величина Q_{\max} — максимальный импульс, который можно передать ядру, не разрушив его. (Последнее необходимо для того, чтобы процесс шел когерентно на кулоновом поле ядра как целого. Взаимодействие с отдельными протонами ядра дает сечение, пропорциональное Z , а не Z^2 .) По порядку величины

$1/Q_{\max}$ равно радиусу ядра R_A :

$$Q_{\max} \approx \frac{1}{R_A} \approx m_{\pi} A^{-1/3},$$

где m_{π} — масса пиона, A — полное число нуклонов в ядре.

Обратимся теперь к оценке величины Q_{\min} . Эта величина зависит от s — квадрата полной энергии в реакции

$$\nu_{\mu} + \gamma_{\nu} \rightarrow \nu_{\mu} + \mu^{+} + \mu^{-},$$

где индекс ν указывает, что фотон виртуальный:

$$s = (k + q_{\min})^2 = k^2 + 2kq_{\min} + q_{\min}^2 \approx -2kq_{\min} \leq 2\omega Q_{\min}.$$

Мы учли здесь, что ввиду большой массы ядра передаваемая ему энергия q_0 пренебрежимо мала ($q_0 \ll |q|$), а также что $|q| \ll \omega$. Неравенство

$$2\omega Q_{\min} \geq -2kq_{\min}$$

отвечает тому, что величина kq максимальна, когда k и q антипараллельны. Таким образом, $Q_{\min} = s/2\omega$ и, следовательно,

$$\frac{Q_{\max}}{Q_{\min}} = \frac{2\omega Q_{\max}}{s}.$$

Прежде чем вычислять интеграл по ds , нам необходимо найти его нижний и верхний пределы. Очевидно, что $s_{\min} = 4\mu^2$, а $s_{\max} = 2\omega Q_{\max}$. В результате:

$$\begin{aligned} \sigma(\nu_{\mu} Z \rightarrow \nu_{\mu} \mu^{+} \mu^{-} Z) &= \int_{4\mu^2}^{2\omega Q_{\max}} \sigma_{\nu}(s) dn_{\nu}(s) = \\ &= \frac{2Z^2 \alpha^2 G^2}{9\pi^3} (g_L^2 + g_R^2) \int_{4\mu^2}^{s_{\max}} \ln \frac{s}{4\mu^2} \ln \frac{s_{\max}}{s} ds = \\ &= \frac{2Z^2 \alpha^2 G^2}{9\pi^3} (g_L^2 + g_R^2) s_{\max} \ln \frac{s_{\max}}{4\mu^2}. \end{aligned}$$

Следует подчеркнуть, что это выражение является приближенным даже тогда, когда $\ln \frac{2\omega m_{\pi} A^{-1/3}}{4\mu^2} \gg 1$. Дело в том, что как в фотонном сечении, так и в выражении для числа фотонов мы оставили главные логарифмические члены. Однако из-за того, что подынтегральное выражение обращается в нуль при $s = s_{\max}$ и $s = s_{\min}$, ответ пропорционален не квадрату, а первой степени $\ln [s_{\max}/s_{\min}]$. Так что отброшенные нелогарифмические члены не пренебрежимо малы. Кроме того, поскольку ответ пропорционален s_{\max} , он явно зависит от формы ядерного формфактора. Тем не менее полученная нами формула дает результаты, не сильно отличающиеся от результатов численных расчетов. Согласно этим расчетам для ядра железа ($Z=26$, $A=56$) и нейтрино с энергией 50 ГэВ сечение составляет примерно 10^{-40} см².

Поиски, а в дальнейшем и количественное измерение сечения обсуждаемого процесса представляют интерес с точки зрения проверки μ - e -универсальности в нейтральных и заряженных токах.

17. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С НУКЛОНАМИ

В этой главе мы будем обсуждать в основном взаимодействия нейтрино с нуклонами, обусловленные заряженными токами (для определенности будем говорить о реакциях под действием мюонного нейтрино).

Кинематика

Процесс взаимодействия нейтрино с нуклоном характеризуют обычно следующими кинематическими переменными (рис. 17.1): $k = (E, \mathbf{k})$ и $k' = (E', \mathbf{k}')$ — 4-импульсы начального и конечного лептонов, p — 4-импульс нуклона, p' — 4-импульс конечного

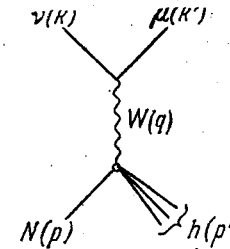


Рис. 17.1

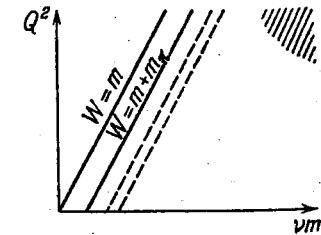


Рис. 17.2

адронного состояния h , $q = k - k' = p' - p$ — 4-импульс, переносимый W -бозоном. Обычно вводят три инвариантных переменных, ν , Q^2 , W :

$$\nu = qp/m = E - E',$$

следовательно, ν — полная энергия, уносимая конечными адронами (иногда в литературе буквой ν обозначают qp);

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2 = 2EE' (1 - v' \cos \theta),$$

где θ — угол между мюоном и нейтрино в лабораторной системе координат, v' — скорость мюона (при высоких энергиях $v' \approx 1$);

$$W^2 = (p')^2 = (p + q)^2 = m^2 + 2m\nu - Q^2,$$

где W — масса конечного адронного состояния. Мы видим, что переменная W^2 выражается через ν и Q^2 .

На рис. 17.2 на плоскости $(Q^2, \nu m)$ указаны различные кинематические области. Прямая $W = m$ отвечает реакциям квазиупругого

рассеяния ($h = N$):

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p, \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n.$$

Левее этой прямой лежит кинематически запрещенная область. Прямая $W = m + m_\pi$ изображает порог неупругих реакций типа

$$\nu + N \rightarrow \mu + N + \pi.$$

Штриховые линии отвечают рождению различных адронных резонансов ($h = N^*, \Delta$), например

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \Delta^{++}.$$

Штриховкой указан левый нижний край области глубокой неупругости. В этой области как ν , так и Q^2 велики, и рождается много адронов.

Квазиупругое рассеяние

При низких энергиях (например, для реакторных антинейтрино) сечение квазиупругого рассеяния легко написать по аналогии с сечением νe -рассеяния (см. гл. 16):

$$\sigma(\bar{\nu}_e p \rightarrow ne^+) = \frac{G^2 (g_V^2 + 3g_A^2) E^2}{\pi}.$$

(Здесь предполагается, что $m_p \gg E \gg m_e$.) Константы g_V и g_A — те же, что и в β -распаде нейтрона: $g_V = 1$, $g_A = 1,25$. Если бы нуклоны были бесструктурными точечными частицами, то при $E \gg m_p$ квадратичный рост сечения сменился бы линейным. Однако при E порядка ГэВ'а в игру вступает формфактор нуклона, эффективно обрезающий большие значения Q^2 . Эксперименты показывают, что как векторный, так и аксиальный формфакторы имеют так называемую дипольную форму:

$$g_V^2 \frac{1}{(1 + Q^2/m_V^2)^2}, \quad g_A^2 \frac{1}{(1 + Q^2/m_A^2)^2},$$

причем $m_V \approx 0,84$ ГэВ, $m_A \approx 0,9$ ГэВ. В результате, начиная с энергий порядка ГэВ'а, сечение квазиупругого взаимодействия нейтрино с нуклоном выходит на асимптотически постоянную величину, примерно равную 10^{-38} см². (Отметим, что в реакции $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- \Delta^{++}$ измерен примерно такой же аксиальный формфактор с тем же значением m_A .)

Очень важно подчеркнуть, что векторный формфактор в квазиупругих нейтринных реакциях в силу изотопических свойств ud -тока должен совпадать с изовекторным электромагнитным формфактором нуклона, измеренным при рассеянии электронов

нуклонами (рис. 17.3). Эксперимент подтверждает это предсказание теории. Еще более глубокую связь между электромагнитными и слабыми процессами обнаружили эксперименты по глубоко неупругому рассеянию, к которым мы сейчас переходим.

Партоны

В 1967 г. в Стенфорде в опытах по глубоко неупругому электроррождению было открыто, что при больших Q^2 и ν сечение не падает с ростом Q^2 и является функцией безразмерных перемен-

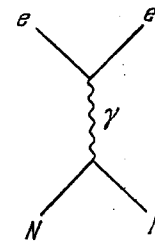


Рис. 17.3

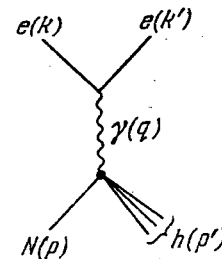


Рис. 17.4

ных $x = Q^2/2m\nu$, $y = 2m\nu/s$, где $s = (k + p)^2$. (Кинематические переменные в этом случае определяются так же, как для нейтринных реакций (сравните рис. 17.1 и 17.4).)

В некотором смысле это открытие напоминало открытие атомного ядра в экспериментах Резерфорда и Марсдена, которые обнаружили, что сечение рассеяния α -частицы атомом с большой передачей импульса не мало. В случае рассеяния α -частиц большой импульс передается «точечному» атомному ядру; в случае электроррождения большой импульс передается точечным частицам, из которых состоит нуклон. Фейнман назвал эти частицы партонами (от слова *part* — часть).

Роль партонных в нуклоне исполняют кварки (и глюоны). В основном нуклон существует в виде трех кварков; их называют валентными кварками. Однако в соответствии с соотношением неопределенностей к трем валентным кваркам на короткое время могут добавляться пары кварков и антикварков. Такие пары образуют так называемое море кварковых пар. Кроме того, в нуклоне имеются также и глюоны. Таким образом, импульс быстрого нуклона несут кварки, антикварки и глюоны. Глубоко неупругое рассеяние происходит при столкновении лептона с кварком или антикварком. При больших Q^2 и ν в силу асимптотической свободы квантовой хромодинамики кварк в нулевом приближении можно рассматривать как свободную практически безмассовую частицу.

Кинематика столкновения лептона с партоном

Будем рассматривать столкновение быстро движущегося нуклона с лептоном. При высоких энергиях можно пренебречь поперечным импульсом кварка по сравнению с его продольным импульсом. Обозначим 4-импульс кварка через xp , где p —4-импульс нуклона, $0 \leq x \leq 1$. Найдем \hat{s} —квадрат полной энергии лептона и кварка в системе их центра масс:

$$\hat{s} = (xp + k)^2 \approx x2pk \approx xs.$$

В результате столкновения импульс кварка становится равным

$$k + px - k' = q + px.$$

Поскольку масса партона равна нулю, то

$$(q + px)^2 = q^2 + x2pq = 0,$$

и, следовательно,

$$x = -\frac{q^2}{2qp} = \frac{Q^2}{2vm}.$$

Мы видим, что величина x , введенная в предыдущем разделе, имеет простую интерпретацию на языке партонной модели. Простую партонную интерпретацию имеет и величина y : $y = 2mv/s = 2pq/2pk = v/E$ —доля первоначальной энергии лептона, уносимая адронами. Если обозначить через $\hat{\theta}$ угол рассеяния лептона в системе центра инерции лептон—кварк, то

$$y = \frac{2mv}{s} = \frac{Q^2}{xs} = -\frac{(k-k')^2}{xs} = -\frac{\hat{t}}{\hat{s}} = \frac{\hat{s}(1-\cos\hat{\theta})}{2\hat{s}} = \frac{1-\cos\hat{\theta}}{2} = \sin^2 \frac{\hat{\theta}}{2}.$$

(Напомним выражения для мандельштамовских переменных \hat{t} и \hat{u} :

$$\hat{t} = -\frac{\hat{s}(1-\cos\hat{\theta})}{2}, \quad \hat{u} = -\frac{\hat{s}(1+\cos\hat{\theta})}{2}, \quad \hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0.)$$

Каким образом упругое рассеяние лептона на кварке приводит к неупругому рассеянию лептона на нуклоне? Воспользуемся аналогией: представим себе вместо нуклона атом, а вместо партона—один из электронов этого атома. Выбивание электрона приводит к неупругой ионизации атома. Но выбитый электрон наблюдаем. А что происходит с выбитым партоном—кварком? Столкновение лептона с кварком происходит на малых расстояниях (при больших Q^2), где кварки почти свободны, однако по мере разлета кварков они начинают все более сильно взаимодействовать друг с другом, обмениваясь мягкими глюонами и рождая в вакууме пары $q\bar{q}$. В результате быстрый цветной кварк дает

белую адронную струю. Этот сложный и не до конца понятный процесс, тесно связанный с механизмом пленения цвета, называют адронной фрагментацией партона.

Сечения столкновения лептонов с партонами

Поскольку партоны представляют собой точечные частицы, то взаимодействие лептона с партоном описывается теми же формулами, что и взаимодействие лептона с лептоном. Напомним, что сечения νe - и $\bar{\nu} e$ -рассеяния за счет заряженных токов при [полной энергии в системе центра масс, равной $\sqrt{\hat{s}}$, равны соответственно

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 s}{\pi} \quad \text{для } \nu e \rightarrow \nu e,$$

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 s}{\pi} (1-y)^2 \quad \text{для } \bar{\nu} e \rightarrow \bar{\nu} e,$$

где $y = E_2/\omega_1$. Эти дифференциальные сечения изображены на рис. 17.5.

Легко видеть, что сечения для столкновений ν и $\bar{\nu}$ с кварками и антикварками отличаются от лептонных сечений лишь заменой

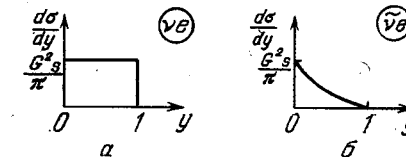


Рис. 17.5

$s \rightarrow sx$ и тривиальными множителями $\cos^2 \theta_c$ или $\sin^2 \theta_c$ (где θ_c —угол Кабиббо):

Процессы	$\frac{d\sigma}{dy} / \frac{G^2 sx}{\pi}$	$\sigma / \frac{G^2 sx}{\pi}$
$\nu_\mu d \rightarrow \mu^-$, $\bar{\nu}_\mu \bar{d} \rightarrow \bar{\mu}^+$	$\cos^2 \theta_c$	$\cos^2 \theta_c$
$\nu_\mu s \rightarrow \mu^-$, $\bar{\nu}_\mu \bar{s} \rightarrow \bar{\mu}^+$	$\sin^2 \theta_c$	$\sin^2 \theta_c$
$\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \bar{\mu}^-$, $\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+$	$(1-y)^2 \cos^2 \theta_c$	$1/3 \cos^2 \theta_c$
$\nu_\mu \bar{d} \rightarrow \bar{\mu}^-$, $\bar{\nu}_\mu d \rightarrow \mu^+$	$(1-y)^2 \sin^2 \theta_c$	$1/3 \sin^2 \theta_c$
$\nu_\mu u \rightarrow \mu^+$, $\bar{\nu}_\mu \bar{u} \rightarrow \bar{\mu}^-$	0	0
$\nu_\mu d \rightarrow \mu^+$, $\bar{\nu}_\mu \bar{d} \rightarrow \bar{\mu}^-$	0	0
$\nu_\mu s \rightarrow \mu^+$, $\bar{\nu}_\mu \bar{s} \rightarrow \bar{\mu}^-$	0	0
$\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \bar{\mu}^+$, $\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^-$	0	0
$\nu_\mu \bar{d} \rightarrow \bar{\mu}^+$, $\bar{\nu}_\mu d \rightarrow \mu^-$	0	0

Здесь $\sigma = \int_0^1 (d\sigma/dy) dy$. Заметим, что коэффициенты $1/3$ возникают из-за того, что $\int_0^1 (1-y)^2 dy = 1/3$. Запреты в двух последних строчках обусловлены сохранением электрического заряда, а в двух предыдущих — сохранением лептонного заряда.

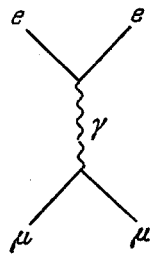


Рис. 17.6

Обратимся теперь к электромагнитным сечениям. Дифференциальное сечение рассеяния электрона на мюоне, отвечающее диаграмме рис. 17.6, имеет вид $\frac{d\sigma^\gamma}{dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{2s} \frac{s^2 + u^2}{t^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{s} \frac{1 + (1-y)^2}{y^2}$. Сечение рассеяния электрона на u -кварке (или на \bar{u}) отличается от этого выражения множителем $4/9$, а на d -, s -, \bar{d} -, \bar{s} -кварках — множителем $1/9$. (Проследим связь между сечениями процессов $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ и $\nu e \rightarrow \nu e$. В первый дают вклад четыре спиральные конфигурации: LL , RR , LR и RL . При $\nu \rightarrow c$ их вклады не интерферируют и пропорциональны s^2 для LL и RR и u^2 для LR и RL . В знаменателе множитель t^2 возникает от пропагатора фотона, а s — от релятивистской нормировки сечения. Коэффициент $2\pi\alpha^2$ легко получить, если сравнить вклад конфигурации LL в сечения νe - и $e\mu$ -рассеяния. Вместо $(G/\sqrt{2})^2$ мы имеем $(4\pi\alpha)^2/t^2 2^5$, поскольку $\gamma_\mu = 1/2 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) + 1/2 \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$ и поскольку по спиновым состояниям налетающего электрона происходит усреднение, а по спиновым состояниям нейтрино — нет. Следовательно, вклад LL конфигурации равен $4\pi\alpha^2 s/4t^2$, а суммарный вклад $LL + RR$ в два раза больше.)

Распределения партонов

Для того чтобы написать сечение глубоко неупругого взаимодействия лептона с нуклоном, нам понадобятся распределения кварков и антикварков в нуклоне. Обычно число u -кварков в протоне в интервале от x до $x + dx$ обозначают через $u(x) dx/x$. (Иногда ту же величину обозначают $u(x) dx$.) В наших обозначениях $x u(x) dx/x = u(x) dx$ — это доля полного импульса протона, которую несут u -кварки со значениями x в интервале dx . Аналогичным образом $d(x)$ и $s(x)$ описывают соответствующие величины для d - и s -кварков, а $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$ и $\bar{s}(x)$ — для антикварков (все это для протона!).

В силу изотопической симметрии (симметрии относительно замены $T_3 \rightarrow -T_3$) в нейтроне распределение $u(x)$ относится к d -кваркам, $d(x)$ — к u -кваркам, $s(x)$ — к s -кваркам, а $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$, $\bar{s}(x)$ — к \bar{d} , \bar{u} , \bar{s} соответственно.

В литературе имеется ряд наборов шести функций $q_i(x)$ распределения кварков и антикварков. Эти наборы в основном похожи друг на друга, хотя и отличаются в деталях. Все они получены путем обработки экспериментов по изучению глубоко неупругих процессов с помощью партонных формул, приведенных в следующем разделе. На рис. 17.7 схематически изображен один из таких наборов.

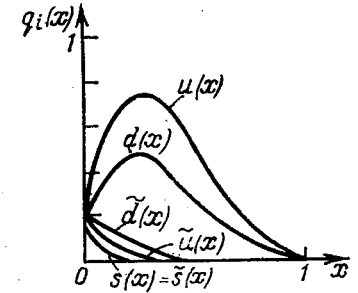


Рис. 17.7

Обозначим через $U \equiv \int u(x) dx$ полный относительный импульс, который несут все u -кварки в протоне. Аналогичные обозначения введем для других кварков и антикварков. Распределения, изображенные на рис. 17.7, отвечают следующие значения полных относительных импульсов:

$$U \approx 0,28, \quad D \approx 0,15, \quad \bar{U} \approx \bar{D} \approx 0,03, \quad S \approx \bar{S} \approx 0,01.$$

Для суммарных относительных импульсов всех кварков и антикварков соответственно имеем

$$Q = U + D + S \equiv \int_0^1 [u(x) + d(x) + s(x)] dx \approx \int_0^1 q(x) dx \approx 0,44,$$

$$\bar{Q} = \bar{U} + \bar{D} + \bar{S} \equiv \int_0^1 [\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x)] dx \approx \int_0^1 \bar{q}(x) dx \approx 0,07.$$

Если ввести аналогичную величину для глюонов

$$G \equiv \int_0^1 g(x) dx, \quad \text{то} \quad Q + \bar{Q} + G = 1.$$

Таким образом, кварки и антикварки несут примерно половину импульса протона, другую половину несут глюоны. Соотношение между кварками и антикварками характеризуют обычно либо величиной α , либо величиной B :

$$\alpha = \frac{\bar{Q}}{Q + \bar{Q}}, \quad B = \frac{Q - \bar{Q}}{Q + \bar{Q}} = 1 - 2\alpha.$$

Последние нейтринные эксперименты при высоких энергиях дают $\alpha \approx 0,15, \quad B \approx 0,7$.

Из этих же экспериментов следует, что

$$q(x) - \bar{q}(x) \sim \sqrt{x}(1-x)^n, \quad \text{где } n \approx 3,5,$$

$$\bar{q}(x) + \bar{s}(x) \sim (1-x)^m, \quad \text{где } m \approx 6,5.$$

Заметим, что кварковые распределения должны удовлетворять следующим очевидным условиям:

$$\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] \frac{dx}{x} = 2, \quad \int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] \frac{dx}{x} = 1,$$

$$\int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] \frac{dx}{x} = 0.$$

Первые части этих равенств дают соответственно число валентных u -, d - и s -кварков в протоне.

Сечения глубоко неупругих процессов

Выпишем теперь сечения $d^2\sigma/dx dy$ некоторых глубоко неупругих процессов, идущих при столкновении лептона с протоном (p), нейтроном (n) или «средним нуклоном» (N) (последнее относится к ядру с равным числом протонов и нейтронов):

Процессы	Сечения
$ep \rightarrow eh$	$\frac{2\pi\alpha^2}{s} \frac{1+(1-y)^2}{x^2 y^2} \left[\frac{4}{9} (u(x) + \bar{u}(x)) + \frac{1}{9} (d(x) + \bar{d}(x)) + \frac{1}{9} (s(x) + \bar{s}(x)) \right];$
$en \rightarrow eh$	$\frac{2\pi\alpha^2}{s} \frac{1+(1-y)^2}{x^2 y^2} \left[\frac{4}{9} (d(x) + \bar{d}(x)) + \frac{1}{9} (u(x) + \bar{u}(x)) + \frac{1}{9} (s(x) + \bar{s}(x)) \right];$
$\nu p \rightarrow \mu^- h$	$\frac{G^2_s}{\pi} [d(x) + s(x) + \bar{u}(x) (1-y)^2],$
$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ h$	$\frac{G^2_s}{\pi} [u(x) (1-y)^2 + \bar{d}(x) + \bar{s}(x)],$
$\nu n \rightarrow \mu^- h$	$\frac{G^2_s}{\pi} [u(x) + s(x) + \bar{d}(x) (1-y)^2],$
$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ h$	$\frac{G^2_s}{\pi} [d(x) (1-y)^2 + \bar{u}(x) + \bar{s}(x)],$
$\nu N \rightarrow \mu^- h$	$\frac{G^2_s}{2\pi} [u(x) + d(x) + 2s(x) + (\bar{u}(x) + \bar{d}(x)) (1-y)^2],$
$\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ h$	$\frac{G^2_s}{2\pi} [(u(x) + d(x)) (1-y)^2 + \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{s}(x)].$

Эти выражения справедливы при энергии существенно выше порога рождения очарованных частиц.

Взяв интегралы по dx и dy , получим, что полные сечения взаимодействия $\bar{\nu}$ и ν со «средним нуклоном» равны

$$\sigma(\bar{\nu}N \rightarrow \mu^+ h) \approx \frac{G^2_s}{2\pi} \left[\frac{1}{3} (Q-S) + (\bar{Q} + \bar{S}) \right] \approx \frac{G^2_s}{\pi} 0,10,$$

$$\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- h) \approx \frac{G^2_s}{2\pi} [(Q+S) + \frac{1}{3} (\bar{Q} - \bar{S})] \approx \frac{G^2_s}{\pi} 0,22.$$

Отношение этих сечений близко к 0,5. Заметим, что если бы антикварков в нуклонах не было, то это отношение было бы равно 1/3.

Рождение странных и очарованных частиц

Обозначим через $h_s(h_{\bar{s}})$ адронный ливень, содержащий одну странную частицу со странностью $S=-1$ ($S=+1$) и произвольное число обычных адронов (π -мезонов и нуклонов). Рассмотрим сечения $d^2\sigma/dx dy$ следующих процессов:

$$\nu p \rightarrow \mu^- h_{\bar{s}} \left| \frac{G^2_s}{\pi} \sin^2 \theta_c \bar{u}(x) (1-y)^2, \right.$$

$$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ h_{\bar{s}} \left| \frac{G^2_s}{\pi} \sin^2 \theta_c \bar{d}(x) (1-y)^2, \right.$$

$$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ h_s \left| \frac{G^2_s}{\pi} \sin^2 \theta_c u(x), \right.$$

$$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ h_s \left| \frac{G^2_s}{\pi} \sin^2 \theta_c d(x). \right.$$

Мы видим, что в пучках $\bar{\nu}$ странные частицы рождаются на u -кварках, а в пучках ν — на \bar{u} . Поскольку импульс, который несут кварки, гораздо больше импульса антикварков, рождение странных частиц в пучках антинейтрино должно происходить более интенсивно, чем в пучках нейтрино. Опыт подтверждает это заключение.

Рассмотрим теперь рождение очарованных частиц. Обозначим через $h_c(h_{\bar{c}})$ адронный ливень, содержащий одну очарованную частицу с $C=+1$ ($C=-1$). Тогда для $d^2\sigma/dx dy$ имеем

$$\nu p \rightarrow \mu^- h_c \left| \frac{G^2_s}{\pi} [\sin^2 \theta_c d(x) + \cos^2 \theta_c s(x)], \right.$$

$$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ h_c \left| \frac{G^2_s}{\pi} [\sin^2 \theta_c u(x) + \cos^2 \theta_c s(x)], \right.$$

$$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ h_{\bar{c}} \left| \frac{G^2_s}{\pi} [\sin^2 \theta_c \bar{d}(x) + \cos^2 \theta_c \bar{s}(x)] (1-y)^2, \right.$$

$$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ h_{\bar{c}} \left| \frac{G^2_s}{\pi} [\sin^2 \theta_c \bar{u}(x) + \cos^2 \theta_c \bar{s}(x)] (1-y)^2. \right.$$

Эти формулы справедливы лишь при таких больших энергиях, когда можно пренебречь массой c -кварка, т. е. когда $x \gg m_c^2/s$. При меньших x имеет место пороговое подавление сечения. Соот-

ветствующие формулы легко получить, используя выражения для сечений процессов $\nu_\mu e \rightarrow \mu^- \nu_e$ и $\bar{\nu}_e e \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu$ (гл. 16).

Мы видим, что в пучке нейтрино очарованные частицы должны рождаться чаще, чем в пучке антинейтрино. На «среднем нуклоне» рождение очарованных частиц нейтринным пучком должно составить примерно 10% полного сечения: $10\% \approx \sin^2 \theta_c + \frac{2S}{U+D}$. Как уже говорилось в гл. 14, рождение и последующий распад очарованного кварка приводит к так называемым дилептонным событиям. В значительной части случаев дилептоны должны сопровождаться странной частицей, поскольку при распаде s -кварка в основном возникает s -кварк.

Феноменология глубоко неупругих процессов

Рассмотрим теперь общий вид сечения глубоко неупругого взаимодействия нейтрино с нуклоном, не прибегая к партонной модели, а опираясь лишь на то, что слабое взаимодействие обусловлено произведением двух левых токов: лептонного и адронного. При вычислении квадрата модуля амплитуды мы будем иметь дело с произведением двух тензоров: лептонного и адронного.

Лептонный тензор запишем в виде

$$L^{\mu\nu} = \frac{1}{8} \text{Tr} \gamma^\mu (1 \pm \gamma_5) \hat{k} \gamma^\nu (1 \pm \gamma_5) \hat{k}' = k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu - g^{\mu\nu} k k' \pm i \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_\alpha k'_\beta.$$

Здесь верхний знак относится к нейтрино, а нижний — к антинейтрино (обозначение импульсов см. на рис. 17.1).

Если пренебречь массой мюона, то все члены адронного тензора $H_{\mu\nu}$, пропорциональные $q_\mu = (k - k')_\mu$ или q_ν , дадут нуль после умножения на $L^{\mu\nu}$. Ненулевой вклад дадут лишь три слагаемых, и мы запишем сечение в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu m} = \frac{G^2}{\pi (2mE)^2} L^{\mu\nu} H_{\mu\nu} = \frac{G^2}{\pi (2mE)^2} L^{\mu\nu} \left[-W_1 g_{\mu\nu} + W_2 \frac{p_\mu p_\nu}{m^2} - \frac{i}{2m^2} W_3 \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma \right],$$

где p — 4-импульс нуклона, m — его масса, W_1, W_2, W_3 — безразмерные функции, $Q^2 = -q^2$, $\nu = qp/m$, а $2mE = s - m^2$.

Перемножая тензоры, получим, что

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu m} &= \frac{G^2}{\pi (2mE)^2} \left[W_1 Q^2 + W_2 \frac{2(pk)(pk') - m^2(kk')}{m^2} \mp W_3 \frac{(pk)(qk') - (pk')(qk)}{m^2} \right] = \\ &= \frac{G^2}{2\pi m^2} \frac{E'}{E} \left[2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \mp W_3 \frac{E+E'}{m} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]. \end{aligned}$$

(Мы воспользовались здесь тем, что $Q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2)$, $qk' = -qk = +kk' = -q^2/2 = +Q^2/2$). При больших s , Q^2 и ν , когда

имеет место масштабная инвариантность (так называемый скейлинг Бьёркена), величины W_1 , $(\nu/m)W_2$, $(\nu/m)W_3$ являются функциями одной безразмерной переменной $x = Q^2/2m\nu$:

$$W_1 = F_1(x), \quad \frac{\nu}{m} W_2 = F_2(x), \quad \frac{\nu}{m} W_3 = F_3(x).$$

В этом случае, как легко видеть

$$\frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G^2 s}{2\pi} \left[F_1(x) xy^2 + F_2(x)(1-y) \mp F_3(x) xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) \right].$$

Сравнивая это выражение с партонными сечениями на среднем нуклоне и пренебрегая вкладом s -кварков, мы видим, что

$$\begin{aligned} 2xF_1(x) &= F_2(x) = q(x) + \bar{q}(x), \\ -xF_3(x) &= q(x) - \bar{q}(x). \end{aligned}$$

Партонная модель и квантовая хромодинамика

Согласно квантовой хромодинамике скейлинг не должен быть абсолютно точным даже при $Q^2 \rightarrow \infty$, $\nu \rightarrow \infty$. Функции $F_i(x)$ должны логарифмически зависеть от Q^2 . Необходимость такого нарушения скейлинга легко понять, если учесть, что кварки не абсолютно свободны и в процессе столкновения могут испускать тормозные глюоны. Ведь сильная константа α_s убывает с Q^2 только логарифмически. Это нарушение скейлинга должно приводить к тому, что с ростом Q^2 суммарный импульс кварков должен медленно падать, а глюонов и антикварков — расти.

18. ПЕРЕНОРМИРУЕМОСТЬ

В предыдущих главах мы рассматривали слабые процессы при низких энергиях ($G_s \ll 1$) и ограничивались первым порядком теории возмущений по фермиевской константе G . Сейчас мы приступаем к рассмотрению слабых процессов при высоких энергиях ($G_s \gg 1$), где векторные бозоны W и Z , о которых мы говорили в начале книги, играют решающую роль. Ниже мы расскажем о стандартной модели единого электромагнитного и слабого взаимодействия (гл. 21), содержащей промежуточные векторные бозоны (гл. 23) и скалярные (так называемые хиггсовы) бозоны (гл. 24) и прекрасно описывающей все экспериментальные данные по нейтральным токам (гл. 22).

Однако прежде чем говорить о стандартной модели, мы рассмотрим по отдельности ее основные элементы. В этой главе мы обсудим условие перенормируемости, которое заключается в том, чтобы от всех расходимостей теории можно было избавиться перенормировкой нескольких физических величин (зарядов и масс). Для этого в свою очередь необходимо, чтобы сечения физических процессов, вычисленные по теории возмущений, достаточно быстро падали с ростом переданного импульса. Такое падение обеспечивают векторные бозоны W и Z . Однако для этого они должны представлять собой калибровочные поля некоторой неабелевой группы (гл. 19) и получать массу за счет спонтанного нарушения симметрии (гл. 20).

Зачем нужна перенормируемость?

При известном снобизме можно сказать, что требование перенормируемости теории является чисто «ремесленным». Цель его — придать смысл расчетам по теории возмущений, но природа может совершенно не заботиться об этом.

Имеются по крайней мере два аргумента в пользу теории возмущений и перенормируемости. Первый — чисто эмпирический. Он заключается в том, что если бы теория возмущений была неприменима, не было бы оснований для объяснений равенства векторной константы в β -распаде нейтрона и константы распада мюона, умноженной на $\cos \theta_c$. Это равенство нарушалось бы боль-

шим вкладом от виртуальных частиц. Конечно, на это всегда можно возразить, что данное равенство — чисто случайное, однако на нем основана вся идея калибровочной универсальности.

Другой аргумент в пользу теории возмущений — эстетический: перенормируемая теория слабого взаимодействия, несмотря на свое «неаристократическое», «ремесленное» происхождение, а, возможно, благодаря ему, полна жизненных сил, красива и обладает большим запасом предсказаний.

Перенормируемы и квантовая электродинамика, и квантовая хромодинамика. Свойством перенормируемости обладают и модели великого объединения, о которых речь пойдет в гл. 25.

Как известно, перенормируемость квантовой электродинамики позволяет с очень высокой степенью точности рассчитывать процессы взаимодействия электронов и фотонов, «спрятав» все ультрафиолетовые расходимости и перенормировки массы и заряда электрона. В случае четырехфермионного взаимодействия этого сделать нельзя, так как число ультрафиолетово расходящихся амплитуд бесконечно. Это связано с тем, что константа G имеет размерность m^{-2} . В результате в очередном порядке теории возмущений добавляется множитель G и обезразмеривающий его квадрат энергии виртуальных частиц E^2 , который приходится обрезать «руками» на некотором предельном значении Λ^2 .

Из всех известных взаимодействий не удалось пока построить перенормируемую квантовую теорию гравитационного взаимодействия, которое характеризуется размерной ньютоновской константой $G_N \approx 6,7 \cdot 10^{-39} \text{ ГэВ}^{-2}$. Масштабы, на которых квантовые гравитационные эффекты становятся существенными, определяются массой Планка:

$$m_P = G_N^{-1/2} \approx 10^{19} \text{ ГэВ}.$$

Согласно современному теоретическому фольклору на планковском масштабе имеется огромное многообразие частиц и взаимодействий между ними. Но большинство этих частиц тяжелее m_P . До «наших» энергий $E \ll m_P$ «доживают» лишь самые легкие из частиц, практически безмассовые по планковской шкале, и лишь перенормируемые взаимодействия. Неперенормируемые взаимодействия подавлены малыми множителями типа E^2/m_P^2 .

Отличие перенормируемых взаимодействий от неперенормируемых заключается в том, что первые характеризуются безразмерными (в единицах $\hbar, c = 1$) константами взаимодействия, безразмерными «зарядами» типа электрического заряда. Квантовые поправки приводят к зависимости этих зарядов от энергетического масштаба, от характерных переданных импульсов, но зависимость эта не сильная — степенная, а слабая — логарифмическая.

Посмотрим теперь, как введение промежуточных W - и Z -бозонов позволяет перейти от неперенормируемой четырехфермионной теории слабого взаимодействия к перенормируемой теории.

Унитарный предел

Расходимость интегралов по энергиям виртуальных частиц тесно связана с линейным ростом сечений, который получается в теории возмущений, например, в случае νe -рассеяния или аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \nu\nu$. То обстоятельство, что эти процессы идут в канале с фиксированным значением углового момента, приводит к тому, что упомянутый рост сечения вступает в противоречие с условием унитарности, начиная с некоторой энергии.

Так, например, для νe -рассеяния с $J=0$ условие унитарности имеет вид $|\operatorname{Re} f_0|^2 \leq \operatorname{Im} f_0 - |\operatorname{Im} f_0|^2$. Правая часть его максимальна, если $\operatorname{Im} f_0 = 1/2$, при этом $|\operatorname{Re} f_0| \leq 1/2$. В низшем порядке теории возмущений $f_0 = Gs/2\sqrt{2}\pi$, и, следовательно, $Gs < \sqrt{2}\pi$. Энергия

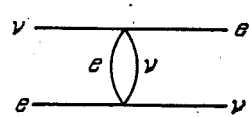


Рис. 18.1

$\sqrt{s} = \sqrt{2}\pi/G \approx 600$ ГэВ называется энергией унитарного предела для «стандартного» νe -рассеяния.

Примерно того же порядка и энергия унитарного предела для νe -рассеяния. Выше унитарного предела в игру должны вступать более высокие угловые моменты за счет второго (рис. 18.1) и более высокого порядков теории возмущений по G . При этом вклад более высоких порядков в низкоэнергетическую амплитуду должен быть, вообще говоря, не малым. Чтобы теория возмущений работала хорошо, необходимо, чтобы рост слабых сечений прекращался задолго до того, как достигнута энергия унитарного предела.

Промежуточный бозон

Вышеуказанная ситуация выполняется, если слабое взаимодействие обусловлено обменом промежуточным W -бозоном (рис. 18.2).

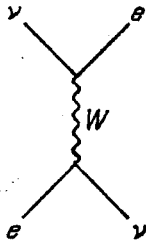


Рис. 18.2

Дифференциальное сечение νe -рассеяния в этом случае имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{G^2}{\pi} \frac{m_W^4}{(m_W^2 + |t|)^2},$$

где знаменатель отвечает пропагатору W -бозона, а числитель легко сразу написать, если исходить из требования, чтобы при $t \rightarrow 0$ имело место «четырёхфермионное выражение»

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{G^2}{\pi},$$

которое при интегрировании по $|t|$ от 0 до s дает $\sigma = G^2s/\pi$. Что касается сечения, отвечающего диаграмме рис. 18.2, то для

него

$$\sigma = \int_0^s \frac{d\sigma}{d|t|} d|t| = \frac{G^2 m_W^4}{\pi}.$$

Таким образом, введение промежуточного бозона с массой m_W обрезает рост слабого взаимодействия при энергии порядка m_W .

Поскольку константа взаимодействий W -бозона со слабым током безразмерна, подобно электрическому заряду, казалось, можно было бы ожидать, что теория с W -бозонами, подобно квантовой электродинамике, будет перенормируема.

Однако это не так в силу нескольких серьезных различий между W -бозоном и фотоном: W -бозон массивен, заряжен и (что самое главное!) взаимодействует с током, который не сохраняется. Аксиальный ток фермионов не сохраняется из-за того, что отличны от нуля разности масс частиц, создающих ток. Но даже если бы массы фермионов и были равны нулю, слабый фермионный ток не сохранялся бы, как только мы вышли бы за пределы низшего порядка теории возмущений. Чтобы увидеть это, достаточно сравнить слабую вершину $\nu e W^-$ с электромагнитной вершиной $e e \gamma$ (рис. 18.3).

После испускания фотона электрон сохраняет свой электрический заряд и способен испускать дальнейшие фотоны с прежней эффективностью. Что касается слабого заряда, то он не переходит от электрона к нейтрину. Последнее не может испускать еще один W^- -мезон, так как это запрещено сохранением электрического ($\nu \not\leftrightarrow e^- W^-$) или лептонного ($\nu \not\leftrightarrow e^+ W^-$) зарядов.

Таким образом, при испускании W^- -бозона на диаграмме рис. 18.3, а происходит внезапное исчезновение слабого заряда,

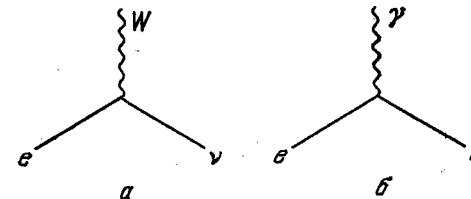


Рис. 18.3

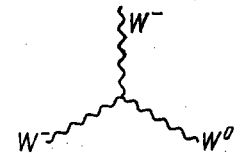


Рис. 18.4

ответственного за испускание W^- -бозона. Чтобы этого не было, необходимо предположить, что слабый заряд (рис. 18.3, а) перешел к W^- -бозону, который сам может теперь испускать W^- -бозон за счет процесса, изображенного на рис. 18.4. Но для этого необходимо, чтобы наряду с заряженными W^\pm -бозонами существовали также и нейтральные W^0 -бозоны. (В некотором специальном

классе теорий роль W^0 -бозона выполняет фотон; такие теории мы обсуждать не будем.) К вопросу о нейтральных бозонах мы вскоре вернемся, а пока обсудим более подробно, чем нас не устраивает несохраняющийся ток.

Волновая функция векторного бозона

Рассмотрим волновую функцию векторной частицы, которая представляет собой четырехмерный вектор A_α . Этот вектор должен удовлетворять условию $k^\alpha A_\alpha = 0$, где k — импульс векторного бозона. Это условие имеет очень простой смысл в системе, где бозон покоится. В этой системе $k_0 A_0 = m A_0 = 0$ и, следовательно, $A_0 = 0$, т. е. волновая функция векторной частицы описывается трехмерным вектором A и имеет, таким образом, три независимые пространственные компоненты. Из условия нормировки $A^2 = 1$ следует, что $A^2 = -1$.

Посмотрим теперь, как будет выглядеть вектор A в случае, если бозон движется, например, вдоль оси z . Тогда его 4-импульс имеет вид

$$k = (k_x, k_y, k_z, E) = (0, 0, |k|, E),$$

где

$$E = \sqrt{m^2 + k^2}.$$

Очевидно, что 4-вектор A_α , удовлетворяющий условиям $A^2 = -1$ и $Ak = 0$, может быть представлен в виде суммы продольного и поперечного слагаемых:

$$A_\alpha = L_\alpha \cos \theta + T_\alpha \sin \theta,$$

где θ — угол между вектором A в системе покоя частицы и осью z

$$L_\alpha = \frac{1}{m} (0, 0, E, |k|), \quad T_\alpha = (t_x, t_y, 0, 0), \quad t_x^2 + t_y^2 = 1.$$

Опасным при высоких энергиях является продольный вектор L_α , обе компоненты которого растут с увеличением энергии. Этот рост продольных компонент, если его не обезвредить, приведет к росту матричных элементов и в конечном счете к перенормируемости теории. Для спасения от него необходимо сохранение тока, ответственного за испускание бозона. Сохранение тока $\partial_\alpha j^\alpha(x) = 0$ означает, что вершина испускания бозона Γ^α поперечна: $k_\alpha \Gamma^\alpha = 0$. Запишем L_α в следующем виде:

$$L_\alpha = \frac{k_\alpha}{m} + \delta_\alpha,$$

где

$$\delta_\alpha = L_\alpha - \frac{k_\alpha}{m} = \frac{E - |k|}{m} (0, 0, 1, -1) = \frac{m}{E + |k|} (0, 0, 1, -1).$$

Если вершина испускания бозона поперечна, то продольная компонента при $m \rightarrow 0$ выпадает:

$$\Gamma^\alpha A_\alpha = \Gamma^\alpha T_\alpha \sin \theta + \Gamma^\alpha \delta_\alpha \cos \theta,$$

и амплитуда не содержит членов, растущих с ростом энергии, как E/m .

Отступление о массе фотона

Очень поучительно в связи с этим рассмотреть вопрос о массе фотона. Если бы фотон имел массу m_γ , то в силу сохранения электромагнитного тока амплитуды всех физических процессов не содержали бы членов типа ω/m_γ (где ω — частота фотона), которые стремятся к бесконечности при $m_\gamma \rightarrow 0$, а содержали бы лишь поправки типа m_γ/ω , стремящиеся к нулю в пределе $m_\gamma \rightarrow 0$. Таким образом, при сохранении тока существует непрерывный переход к пределу нулевой массы. Отличная от нуля масса фотона могла бы проявиться в ряде явлений.

Если $m_\gamma \neq 0$, то поле магнитного диполя m приобретает дополнительный множитель, содержащий юкавскую экспоненту:

$$A = \frac{[mr]}{r^3} (1 + m_\gamma r) e^{-m_\gamma r}.$$

Исходя из того, что поле Земли простирается вплоть до расстояний 10^4 км, Шредингер заключил, что комптоновская длина волны фотона

$$\lambda_\gamma = \frac{1}{m_\gamma} \geq 10^4 \text{ км.}$$

Полеты спутников увеличили этот предел до 30 000 км, а измерения магнитного поля Юпитера с помощью ракет подняли эту величину еще на порядок.

Масса фотона должна была бы изменить и кулоновский потенциал:

$$V(r) = \frac{Qe^{-m_\gamma r}}{r}.$$

В результате внутри заряженной сферы поле будет отлично от нуля. Поиски такого поля проводились Плимптоном и Лоутоном, которые измеряли разность потенциалов двух концентрических сфер с радиусами $R_1 = 75$ см и $R_2 = 60$ см. При потенциале $V_1 = 3000$ В было получено $V_1 - V_2 \leq 10^{-6}$ В. Легко показать, что

$$\frac{V_1 - V_2}{V_1} \approx \frac{1}{3} m_\gamma^2 (R_1 - R_2) R_1.$$

Отсюда следует граница более низкая, чем приведенная выше, а именно, $\lambda_\gamma \geq 10$ км.

Наилучшее ограничение на массу фотона ($\lambda_\gamma \geq 10^{23}$ см) дают наблюдения галактических магнитных полей.

Но вернемся теперь к промежуточным векторным бозонам.

Пропагатор векторного бозона

Продольной части волновой функции векторного бозона, растущей с ростом энергии, отвечает растущий с энергией член в пропагаторе виртуального векторного бозона. Пропагатор векторной частицы получается из уравнения Прока:

$$\partial^\mu F_{\mu\nu} + m^2 A_\nu = j_\nu,$$

где

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu.$$

Взяв производную от левой и правой части, получим

$$\partial^\nu \partial^\mu F_{\mu\nu} + m^2 \partial^\nu A_\nu = \partial^\nu j_\nu.$$

В силу антисимметрии $F_{\mu\nu}$ отсюда следует, что

$$\partial^\nu A_\nu = \frac{\partial^\nu j_\nu}{m^2}.$$

Перепишем исходное уравнение $\partial^\mu \partial_\mu A_\nu - \partial^\mu \partial_\nu A_\mu + m^2 A_\nu = j_\nu$ в виде

$$[(\partial_\mu)^2 + m^2] A_\nu = j_\nu + \frac{\partial_\nu \partial_\mu j^\mu}{m^2} = \left(g_{\mu\nu} + \frac{\partial_\nu \partial_\mu}{m^2} \right) j^\mu;$$

отсюда пропагатор имеет вид

$$D_{\mu\nu} = - \frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / m^2}{k^2 - m^2}.$$

Обратите внимание на общий знак минус в пропагаторе векторной частицы. Именно он обуславливает отталкивание одноименных зарядов. (Напомним, что пропагатор скалярной частицы имеет вид $D = 1/(k^2 - m^2)$). Отличие в знаке между векторным и скалярным полями связано с тем, что $\varphi^2 > 0$, а $A^2 < 0$. Именно поэтому массовый член в гамилтониане в первом случае имеет вид $1/2 m^2 \varphi^2$, а во втором $-1/2 m^2 A^2$. То же отличие в знаке имеется и в кинетических членах. При упругом рассеянии двух одинаковых частиц частица, которой они обмениваются, имеет $k^2 < 0$. Поэтому независимо от того, массивна или безмассова эта частица, если обмен скалярной частицей приводит к притяжению, то обмен векторной — к отталкиванию. Здесь имеется в виду кулоновское отталкивание, отвечающее случаю, когда в $g_{\mu\nu}$ «работает» лишь g_{00} .)

Член $k_\mu k_\nu / m^2$, если его вклад не обращается в нуль из-за поперечности вершин, сразу же приводит к перенормируемости теории с массивными векторными бозонами. Поэтому для того, чтобы получить перенормируемую теорию, мы должны ввести,

наряду с заряженными, нейтральные векторные бозоны и сделать ток, испускающий эти бозоны, сохраняющимся. Теория, в некоторой степени обладающая нужными нам свойствами, была предложена Янгом и Миллсом еще в 1954 г. вне всякой связи со слабым взаимодействием. Рассмотрим ее в следующей главе.

19. КАЛИБРОВОЧНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ

В основном эта глава посвящена обсуждению свойств теории Янга—Миллса, описывающей изотопический триплет безмассовых векторных полей, взаимодействующих с сохраняющимся током. Прежде чем приступить к описанию теории Янга—Миллса, сделаем некоторые замечания о классификации симметрий и рассмотрим несколько теорий, более простых, чем теория Янга—Миллса. Все симметрии можно разделить на две большие группы: глобальные симметрии и локальные симметрии.

Глобальная абелева симметрия $U(1)$

Простейшим примером глобальной симметрии является сохранение заряда, выражающееся в виде инвариантности лагранжиана относительно преобразования типа

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha Q} \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\alpha Q},$$

где Q — заряд частицы, описываемой полем ψ , а α — произвольное число, не зависящее от пространственно-временных координат частицы. В роли заряда могут выступать не только электрический заряд Q , но и другие заряды (барионный B , лептонный L и т. п.). Группа таких фазовых преобразований называется $U(1)$.

Различные преобразования группы $U(1)$ коммутируют между собой. Такую группу называют абелевой. Если параметр α не зависит от x_μ , то группу называют глобальной. Итак, мы рассмотрели глобальную абелеву симметрию $U(1)$.

Глобальная неабелева симметрия $SU(2)$

Другим примером глобальной симметрии является обычная изотопическая инвариантность. При изотопическом преобразовании

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha T} \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\alpha T},$$

где T — матрицы, а α — параметры, как и в предыдущем случае, не зависящие от координат. Значение α — одно и то же и в Москве, и в Нью-Йорке, и на Луне. Именно поэтому симметрия называется глобальной. В случае простейшего нетривиального

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

жду собой, симметрия

(1)

вой электродинамики, имодействия:

$$\bar{\psi}_{\mu\nu} F^{\mu\nu}.$$

$\partial/\partial x^\mu$. Если ввести так ную (или в просторе-

$$F^{\mu\nu}.$$

ариантен относительно

$$\bar{\psi} e^{-i\alpha(x)} \equiv \bar{\psi} S^+,$$

ой точки x . При этом

$$\frac{i}{e} \left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} S \right) S^+.$$

μ

ования. Следует под- то локальная $U(1)$ -ин- $m^2 A_\mu A^\mu$ не переходит го $\partial_\mu \alpha(x)/e$.

иантности — необходимо, точником безмассового радикальное отличие отоны, от барионного, ми, насколько можно овые векторные поля:

барионные, лептонные или мюонные «фотоны». Поэтому этим зарядам отвечают глобальные, но не локальные $U(1)$ -симметрии.

При калибровочных преобразованиях физические (наблюдаемые) поперечные компоненты фотонного поля $A_x(k)$ и $A_y(k)$ не преобразуются (импульс фотона k направлен по оси z), а преобразуются лишь нефизические продольные компоненты фотонного 4-вектора: $A_z(k)$ и $A_t(k)$. Сохранение векторного тока обеспечивает ненаблюдаемость этих компонент.

Чисто формально локальную инвариантность можно было бы обеспечить нефизическим (без \mathcal{L}_{kin}) продольным полем, не вводя наблюдаемых векторных полей и не интерпретируя продольное поле как нефизическую часть векторного поля. Мы, однако, в соответствии с принятой в литературе терминологией будем называть локальной такую теорию, в которой есть безмассовое векторное калибровочное поле.

Отступление о барионных и лептонных фотонах

Выше мы сделали замечание о том, что барионные фотоны не существуют. Поясним это утверждение.

Легко показать, что если барионные фотоны существуют, то их взаимодействие с барионами должно быть очень слабым: $\alpha_B < 10^{-47}$ (это следует сравнивать с $\alpha = 1/137$ для обычных фотонов). Такое ограничение вытекает из равенства инертной и гравитационной масс, проверенного с точностью до 10^{-13} . Указанное ограничение на α_B следует из того, что барионные фотоны создали бы вокруг Земли своеобразное «кулоново» поле, которое отталкивало бы барионы от Земли. Сила этого отталкивания была бы пропорциональна числу барионов в образце, а не его массе, и была бы различна, скажем, для свинцового и медного образцов с одинаковыми массами. Сила, действующая на образец i с массой M_i , содержащий A_i нуклонов, равна

$$F = \kappa \frac{M_i M}{r^2} + \alpha_B \frac{A_i A}{r^2} = \kappa \frac{M_i M}{r^2} \left\{ 1 + \frac{\alpha_B}{\kappa} \left(\frac{A}{M} \right) \left(\frac{A_i}{M_i} \right) \right\},$$

где M — масса Земли, A — число нуклонов в Земле ($M/A \approx m_p$); $\kappa = 6 \cdot 10^{-39} m_p^{-2}$ — гравитационная константа.

Аналогичная формула описывала бы в этом случае и притяжение тел к Солнцу. Это очевидное замечание сделано потому, что притяжение тел к Солнцу измерено с более высокой точностью, чем к Земле.

Масса нуклона в ядре свинца примерно на 1 МэВ больше, чем в ядре меди ($M_{Pb}/A_{Pb} - M_{Cu}/A_{Cu} = 10^{-3} m_p$).

Из опыта следует, что

$$\frac{\alpha_B}{\kappa m_p} \left[\frac{A_{Cu}}{M_{Cu}} - \frac{A_{Pb}}{M_{Pb}} \right] < 10^{-13},$$

откуда

$$\alpha_B < 10^{-9} \kappa m_p^2 \leq 10^{-47}.$$

Аналогичное рассуждение можно провести и для α_L — константы взаимодействия гипотетических лептонных «фотонов» с электронами. В этом случае

$$\frac{\alpha_L}{\kappa m_p} \left[\frac{Z_{Cu}}{M_{Cu}} - \frac{Z_{Pb}}{M_{Pb}} \right] < 10^{-13}$$

и, следовательно,

$$\alpha_L \leq 10^{-49}.$$

Из-за нестабильности мюона верхний предел для α_μ — константы взаимодействия гипотетических мюонных «фотонов» с мюонным зарядом — на много порядков хуже (выше), чем для α_B и α_L .

Основываясь на приведенных выше оценках, естественно заключить, что безмассовых векторных частиц, связанных с лептонным и барионным зарядами, нет. Возможно, что с этими зарядами связаны массивные векторные частицы.

В 80-х годах широко обсуждалась возможность того, что барионные и/или лептонные фотоны не безмассовы, но очень легки, так что их комптоновская длина волны составляет величину, скажем, порядка километра. В этом случае ограничения на α_B и/или на α_L не столь жесткие, как обсуждалось выше. Некоторые авторы сообщали о наблюдении ими в опытах типа опыта Этвеша так называемой пятой силы с подобным радиусом действия. Последующие опыты не подтвердили этих первых сообщений. Но на более высоком уровне точности экспериментальные поиски пятой силы продолжают.

Локальная $SU(2)$ -симметрия

Обратимся теперь к теории Янга—Миллса, которая представляет собой локальную реализацию изотопической инвариантности. В этой теории имеет место инвариантность относительно локальных изотопических поворотов:

$$\psi \rightarrow \psi' = S\psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi}S^+.$$

Здесь $S = e^{i\alpha(x)T}$, T — три матрицы изотопических поворотов, а α — три параметра этих поворотов, вообще говоря, различные в различных мировых точках. Для реализации такой симметрии необходимо существование триплета векторных безмассовых полей A_μ , взаимодействующих с полями ψ .

Лагранжиан имеет вид

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\hat{D} - m)\psi - \frac{1}{2} \text{Tr} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu},$$

где $D_\alpha = \partial_\alpha - igA_\alpha$ — ковариантная производная. В отличие от абелева случая A_α представляет собой матрицу

$$(A_\alpha)_i^k = \sum_1^3 A_\alpha(T)_i^k.$$

Конкретный вид матрицы T и, следовательно, A_α , определяется тем, по какому представлению группы $SU(2)$ преобразуется поле, от которого берется длинная производная; если поле ψ — изодублет, то

$$(T_a)_\alpha^\beta = \left(\frac{\tau_a}{2}\right)_\alpha^\beta, \quad \text{где } \alpha, \beta = 1, 2;$$

если поле ψ — изотриплет, то

$$(T_a)_i^k = i\epsilon_{iak}, \quad \text{где } a, i, k = 1, 2, 3.$$

Изовектор напряженности поля имеет вид

$$G_{\mu\nu} = G_{\mu\nu}T = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu].$$

(Обычно в качестве матриц T в этом случае выбирают $T = \tau/2$.) Из этого выражения (оно будет пояснено ниже) мы видим, что, в отличие от абелева случая, напряженность неабелева калибровочного поля есть нелинейная функция поля. (В абелевом случае коммутатор $A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu$ равен нулю.) В результате лагранжиан свободного поля Янга—Миллса, наряду с членами $(A)^2$, содержит $(A)^3$ и $(A)^4$. В отличие от обычных фотонов, янг-миллсовские фотоны несут изовекторные «заряды» и сами себя излучают. Это как бы «светящийся свет». Аналогичным свойством обладают гравитоны — кванты гравитационного поля.

Хорошо известно, что источником гравитонов является тензор энергии-импульса. Поэтому даже безмассовые частицы, например, фотоны, взаимодействуют с гравитационным полем, и тем

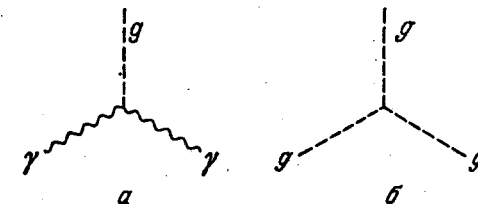


Рис. 19.1

сильнее, чем выше их энергия. Вершина взаимодействия фотона с гравитоном изображена на рис. 19.1, а. Поскольку гравитон сам имеет энергию и импульс, он также должен испускать гравитоны (рис. 19.1, б). Для обычного абелевого фотона подобной тройной вершины $\gamma\gamma\gamma$ нет, а для неабелевого — вершина $A^+A^-A^0$ отлична

от нуля. Эта вершина описывает рассеяние A^+ - и A^- -«фотонов» на поле A^0 , аннигиляцию $A^+A^- \rightarrow A^0$ и другие процессы, связанные с указанными кроссингом. Напомним, что вершина именно такого типа понадобилась нам для того, чтобы сделать слабый ток сохраняющимся в высоких порядках теории возмущений (см. гл. 18).

Как преобразуются A_μ и $F_{\mu\nu}$? Чтобы установить, каким образом преобразуется поле A_μ , рассмотрим, например, выражение $\bar{\psi}\hat{D}\psi = \bar{\psi}(\hat{\partial} - ig\hat{A})\psi$. Пусть $\psi' = S\psi$, $\bar{\psi}' = \bar{\psi}S^+$. Как должно выглядеть A' , чтобы выражение $\bar{\psi}'\hat{D}'\psi'$ было калибровочно инвариантным, т. е. чтобы при калибровочном преобразовании

$$\bar{\psi}'\hat{D}'\psi' \rightarrow \bar{\psi}'\hat{D}'\psi' = \bar{\psi}\hat{D}\psi.$$

Очевидно, для этого необходимо и достаточно, чтобы

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = SA_\mu S^+ - \frac{i}{g}(\partial_\mu S)S^+.$$

Напомним, что в абелевом случае

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{i}{g}(\partial_\mu S)S^+.$$

Так что отличие неабелева поля заключается в том, что оно сначала изотопически поворачивается и только потом «удлиняется» на член $-(i/g)(\partial_\mu S)S^+$. В случае, когда калибровочная матрица $S = e^{i\alpha(x)T}$ близка к единичной, т. е. когда угол поворота $\alpha(x)$ мал, наглядным является выражение для преобразования поля не в матричной форме, использованной выше, а в обычной изовекторной форме. В этом случае $S = 1 + i\alpha(x)T$:

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \alpha \times A_\mu + \frac{1}{g} \frac{\partial \alpha}{\partial x^\mu}.$$

(Мы воспользовались тем, что

$$\begin{aligned} SA_\mu S^+ &= (1 + i\alpha T)(A_\mu T)(1 - i\alpha T) = A_\mu T + i[T\alpha, TA_\mu] = \\ &= (A_\mu)_i T_i + i\alpha_i (A_\mu)_k [T_i, T_k] = \\ &= [(A_\mu)_i - \alpha_i (A_\mu)_k \epsilon_{ikl}] T_l = (A_\mu - \alpha \times A_\mu) T, \end{aligned}$$

а также тем, что при малых α $\partial S/\partial x^\mu S^+ = iT\partial\alpha/\partial x^\mu$.)

Что касается напряженности поля $G_{\mu\nu}$, то из определения

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu]$$

сразу же следует, что

$$G_{\mu\nu} \rightarrow G'_{\mu\nu} = SG_{\mu\nu}S^+.$$

Таким образом, $G_{\mu\nu}$ преобразуется, как обычный изовектор. В частности, при малых α :

$$G_{\mu\nu} \rightarrow G'_{\mu\nu} = G_{\mu\nu} - \alpha \times G_{\mu\nu}.$$

Напряженность $G_{\mu\nu}$ устроена таким хитрым способом, что она одинаково преобразуется как при глобальных, так и при локальных изотопических поворотах. Следствием этого является калибровочная инвариантность члена $\frac{1}{2}TgG_{\mu\nu}G^{\mu\nu}$ в лагранжиане.

Похвальное слово теории Янга—Миллса

Мы привыкли к тому, что симметрии налагают определенные ограничения на массы частиц и на константы, характеризующие их взаимодействия. Например, изотопическая инвариантность сильного взаимодействия требует, чтобы массы протона и нейтрона были равны, а их взаимодействие с π -мезонами характеризовалось одной и той же константой. Замечательным свойством неабелевой калибровочной симметрии является то, что она не только накладывает ограничения на массы частиц и константы связи, но и определяет динамику взаимодействия калибровочных полей (нелинейности типа A^3 и A^4). Калибровочные неабелевы поля являются носителями «изотопического заряда», и их взаимодействия друг с другом и с другими полями определяются этим зарядом. Калибровочная симметрия однозначно задает вид этих взаимодействий.

В этом смысле теория Янга—Миллса очень похожа на общую теорию относительности, в которой динамика гравитационного взаимодействия в значительной степени определяется требованием инвариантности относительно наиболее общих преобразований координат. Так что аналогия между нелинейными взаимодействиями неабелевых фотонов и гравитонов, отмеченная выше, является лишь одним из частных проявлений глубокого сходства этих теорий. Теория Янга—Миллса является достаточно простой моделью, на которой можно попытаться понять некоторые особенности квантования такой существенно нелинейной теории, как общая теория относительности. Задача построения квантовой теории гравитации привлекает к себе все большее внимание.

В 60-е годы теория Янга—Миллса была подвергнута тщательному теоретическому анализу. Для нее были сформулированы правила построения фейнмановских графиков и была доказана перенормируемость. Перенормируемость теории Янга—Миллса является следствием безразмерности константы g , сохранения изотопических токов и безмассовости неабелевых «фотонов».

Поля Янга—Миллса из теоретического курьеза (каковыми они казались при своем рождении) превратились сегодня в центральный объект теоретических исследований. По существу, все наши надежды на построение теории элементарных частиц связаны с неабелевыми калибровочными полями. Это относится и к единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий, и к глюонной теории сильного взаимодействия, и, наконец, к возможному будущему синтезу этих теорий. (Напомним, что теория

цветных глюонов, взаимодействующих с цветными кварками, обладает локальной $SU(3)$ -симметрией.)

В этом месте вдумчивый читатель должен был бы прервать этот панегирик и задать естественный вопрос: как учесть массы?

Как учесть массы?

В первую очередь возникает вопрос, как внести в теорию массы промежуточных бозонов. Ведь из эксперимента мы знаем, что эти частицы должны иметь массы (и довольно большие!) в то время как янг-миллсовские калибровочные поля безмассовы. На первый взгляд кажется, что ничего страшного не произойдет, если ввести в лагранжиан массовый член $m^2 A^2$, что называется «руками». В случае абелевых калибровочных полей это не приводит ни к чему плохому, как мы убедились, обсуждая вопрос о массе фотона. Для фотона существует «мягкий» переход от $m=0$ к $m \neq 0$; квантовая электродинамика остается перенормируемой.

Легко убедиться, что для неабелевых калибровочных полей это не так: включение массы «руками» разрушает перенормируемость. Рассмотрим амплитуду испускания n фотонов:

$$A^{\alpha_1} A^{\alpha_2} \dots A^{\alpha_n} M_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n}$$

В абелевом случае матричный элемент $M_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n}$ поперечен по любой комбинации индексов. Например:

$$k^{\alpha_1} M_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n} = 0, \quad k^{\alpha_1} k^{\alpha_2} M_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n} = 0,$$

и т. д. При этом k_i^2 может быть как равным нулю, так и отличным от нуля, т. е. фотоны могут быть как реальными, так и виртуальными. В отличие от этого, в неабелевом случае поперечность по любому из «фотонных» имеет место лишь тогда, когда все остальные «фотоны» реальны (находятся на массовой поверхности), и их испускание явно учтено в амплитуде их волновыми функциями:

$$k^{\alpha_1} M_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n} A^{\alpha_2} \dots A^{\alpha_n} = 0.$$

Во всех остальных случаях поперечности нет (в частности, $k^{\alpha_1} k^{\alpha_2} M_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n} A^{\alpha_3} \dots A^{\alpha_n} \neq 0$). Это связано с тем, что неабелевы фотоны несут изотопический заряд. Виртуальный неабелев фотон по определению переносит этот заряд из одной части фейнмановской диаграммы в другую. Рассматривая диаграмму, в которой один из «фотонных» концов виртуален, мы рассматриваем, по существу, лишь кусок физической диаграммы, для которого нет сохранения изотопического тока и, следовательно, поперечности. (Обычные (абелевы) фотоны электрически нейтральны, и поэтому для них этого явления нет.)

Вспомним теперь, как выглядит продольная часть волновой функции массивной векторной частицы:

$$L_\alpha = \frac{k_\alpha}{m} + \delta_\alpha, \quad \delta_\alpha = \frac{m}{E + |k|} (0, 0, 1, -1),$$

здесь m , E , k — масса, энергия, импульс частицы, k_α — ее 4-импульс. Отсюда следует, что амплитуда испускания n продольных абелевых фотонов стремится к нулю, как $(m/E)^n$ при $E \rightarrow \infty$. В отличие от этого, амплитуда испускания продольных неабелевых фотонов ведет себя как $(m/E)^{-n+2}$ и неограниченно растет при $E \rightarrow \infty$, если $n > 2$. Действительно, умножая матричный элемент на волновые функции, мы лишь в одной из них оставим часть δ_α , а в остальных $n-1$ волновых функциях оставим k_α/m . Тогда

$$\frac{m}{E} \left(\frac{E}{m}\right)^{n-1} = \left(\frac{E}{m}\right)^{n-2}.$$

Таким образом, в неабелевом случае мы по-прежнему имеем дело с неперенормируемой теорией.

Калибровочное происхождение промежуточных бозонов позволило лишь на две степени энергии улучшить поведение амплитуд при высоких энергиях, уменьшить их рост. Для того чтобы избавиться от этого роста полностью, необходимо, чтобы с появлением у промежуточных бозонов массы, в лагранжиане появлялись дополнительные поля, вклад которых компенсировал обсуждаемые расходимости. Такое «мягкое» включение массы промежуточных бозонов возникает при спонтанном нарушении калибровочной симметрии, которое мы рассмотрим в следующей главе. В ней на ряде примеров мы увидим, что в механизме спонтанного нарушения калибровочной симметрии центральную роль играют скалярные поля. Ожидаемые физические свойства частиц, отвечающих этим полям, так называемых хиггсовых бозонов, будут обсуждены в гл. 24.

20. СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ

Конечной целью этой главы является введение масс W -бозонов с помощью хиггсовского механизма спонтанного нарушения локальной $SU(2)$ -симметрии. Такой способ введения масс не нарушает перенормируемости теории. Предварительно мы рассмотрим несколько более простых примеров спонтанного нарушения различных симметрий: дискретной, глобальной и локальной $U(1)$ и глобальной $SU(2)$. Спонтанное нарушение симметрии возникает при вырождении вакуума.

Спонтанное нарушение дискретной симметрии

Начнем наше рассмотрение с простейшего случая—обычного скалярного действительного поля, лагранжиан которого имеет вид

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 - \frac{1}{4} \lambda^2 \varphi^4,$$

а гамильтониан—

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 + \frac{1}{4} \lambda^2 \varphi^4,$$

здесь m —масса частиц, описываемых полем φ ; λ —безразмерная константа, характеризующая взаимодействие между этими частицами. Рассмотрим поле, постоянное во времени и пространстве. Для такого поля $H(\varphi) = V(\varphi) \equiv \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 + \frac{1}{4} \lambda^2 \varphi^4$. На рис. 20.1 изображена функция $V(\varphi)$. Она имеет минимум при $\varphi = 0$; это отвечает тому, что в вакууме (состоянии с наименьшей энергией) поле отсутствует.

Как видно из выражения для лагранжиана и рис. 20.1, лагранжиан обладает симметрией относительно дискретного преобразования $\varphi \rightarrow -\varphi$. Рассмотрим теперь тот же лагранжиан, но изменим

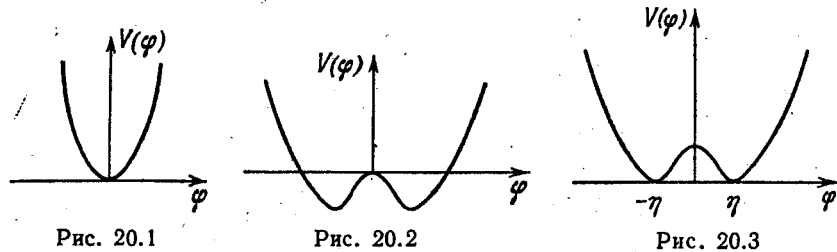


Рис. 20.1

Рис. 20.2

Рис. 20.3

знак при m^2 . На первый взгляд мы получим частицу, для которой $E^2 = p^2 - m^2$ и которая поэтому движется со скоростью, большей скорости света:

$$v = \frac{p}{E} = \frac{\sqrt{E^2 + m^2}}{E} > 1.$$

Такие частицы называют тахионами. В действительности же тахион не возникает, поскольку состояние с $\varphi = 0$ не является в этом случае вакуумом. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим потенциальную энергию $V(\varphi)$ (рис. 20.2):

$$V(\varphi) = -\frac{1}{2} m^2 \varphi^2 + \frac{1}{4} \lambda^2 \varphi^4.$$

Мы видим, что $V(\varphi)$ при $\varphi = 0$ имеет не минимум, а максимум. Именно поэтому малые возмущения поля φ вблизи $\varphi = 0$ нельзя

рассматривать как частицы. Система здесь неустойчива: ей «выгодно скатиться» в один из устойчивых минимумов: $\varphi = +m/\lambda$ или $\varphi = -m/\lambda$. Она имеет не один вакуум при $\varphi = 0$, как в обычном случае, когда знак при $1/2 m^2$ положителен, а два вырожденных вакуума при $\varphi = \pm m/\lambda$. Вырожденными мы их называем потому, что их энергия одинакова.

Добавив постоянную величину к $V(\varphi)$ (это не изменит уравнений поля!), запишем ее в таком виде, чтобы вырожденный вакуум лежал при $V(\varphi) = 0$. Наше новое выражение для $V(\varphi)$ будет иметь вид (рис. 20.3)

$$V(\varphi) = \frac{\lambda^2}{4} (\varphi^2 - \eta^2)^2, \quad \text{где } \eta = m/\lambda.$$

Кажется более разумным иметь дело с $V(\varphi)$, изображенным на рис. 20.3, а не на рис. 20.2, поскольку в первом случае плотность энергии вакуума равна $-m^4/4\lambda^2$. Это колоссальная отрицательная энергия: при $\lambda \approx 1$ и $m \approx 1$ ГэВ она составляет 10^{41} ГэВ/см³, в то время как средняя плотность вещества во Вселенной порядка 10^{-6} ГэВ/см³.

Из наблюдательных данных о расширении Вселенной можно заключить, что плотность энергии вакуума (так называемый космологический член в уравнениях Эйнштейна) вряд ли существенно превышает наблюдаемую плотность вещества (скажем, не более чем в 10 раз). Итак, в дальнейшем будем работать с $V(\varphi) = \frac{1}{4} \lambda^2 (\varphi^2 - \eta^2)^2$. Выбор того или иного вакуума определяется какими-то ничтожными возмущениями в первые мгновения образования Вселенной. Но после того, как система спонтанно «скатилась» в один из вакуумов, перейти в другой вакуум она уже не сможет. Амплитуда подбарьерного перехода из состояния $\varphi = +\eta$ в состояние $\varphi = -\eta$ равна нулю, поскольку она имеет вид e^{iS} , где S —действие. В данном случае действие мнимое (так как переход подбарьерный; классически он запрещен) и бесконечно большое (так как действие определяется интегралом по всему пространству Вселенной), и мы получаем $e^{-\infty}$.

Но нельзя ли перейти к другому вакууму не во всей Вселенной, а лишь в части ее? Нельзя ли, например, сделать новый вакуум в объеме порядка 1 м³ в лабораторных условиях? Оказывается, что пузырек нового вакуума даже с очень малыми размерами, порядка размеров атомного ядра, сделать очень трудно, и такой пузырек нестабилен. Он должен схлопнуться за ядерное время, превратившись в мезоны. Все дело в том, что граница между двумя вакуумами представляет собой материальную стенку с очень высокой поверхностной плотностью σ , порядка $\lambda \eta^3$, и толщиной δ , порядка $1/\lambda \eta$. При $\lambda \approx 1$ и $\eta = 1$ ГэВ получаем, что $\delta \approx 10^{-14}$ см, а $\sigma \approx 1$ кг/см². Указанные выше оценки легко получить, если минимизировать плотность энергии стенки, которая

равна сумме двух членов:

$$\sigma \approx \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + V(\varphi) \right\} \delta,$$

где x — координата, нормальная плоскости стенки. Подставляя сюда

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 \sim \left(\frac{\eta}{\delta} \right)^2 \text{ и } V(\varphi) \sim \lambda^2 \eta^4,$$

находим, что минимум σ достигается при $\delta \approx 1/\lambda\eta$, причем $\sigma \approx \lambda\eta^3$.

Итак, в случае $V(\varphi) = \frac{1}{4}\lambda^2(\varphi^2 - \eta^2)^2$ мы имеем дело с лагранжианом, обладающим зеркальной симметрией (относительно преобразования $\varphi \rightarrow -\varphi$), и с вакуумом (скажем, $\varphi = \eta$), который такой симметрией не обладает. Это типичный пример так называемого спонтанного нарушения симметрии.

Абдус Салам привел как-то житейский пример спонтанного нарушения дискретной симметрии. Представьте себе большой круглый сервированный стол, за который садятся гости. Каждый из них может взять салфетку либо справа, либо слева от себя. Но как только один из гостей сделал выбор, у других выбора не остается: система спонтанно теряет симметрию. Очевидно, что симметричное состояние неустойчиво, особенно если гости голодные.

Если записать поле φ в виде $\varphi = \eta + \chi$, то χ будет описывать возбуждения поля (частицы) относительно вакуума $\varphi = \eta$. В новых переменных лагранжиан уже не обладает зеркальной симметрией:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \frac{1}{4} \lambda^2 (\varphi^2 - \eta^2)^2 = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \lambda^2 \eta^2 \chi^2 - \lambda^2 \eta \chi^3 - \frac{1}{4} \lambda^2 \chi^4. \end{aligned}$$

Заметим, что поле χ уже не является тахионным: его масса μ равна $\sqrt{2}\lambda\eta$, и массовый член имеет обычный знак (минус — в лагранжиане, плюс — в гамильтониане).

Спонтанное нарушение глобальной $U(1)$ -симметрии

При спонтанном нарушении непрерывной (а не дискретной) глобальной симметрии возникают безмассовые частицы, так называемые голдстоновские бозоны. Посмотрим, как это происходит на примере лагранжиана

$$\mathcal{L} = \left| \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \right|^2 - V(|\varphi|),$$

где φ — комплексное скалярное поле,

$$V(|\varphi|) = \frac{\lambda^2}{2} \left(|\varphi|^2 - \frac{\eta^2}{2} \right)^2.$$

(Коэффициент $1/2$ при η^2 введен для того, чтобы уменьшить количество $\sqrt{2}$ в дальнейших формулах.) Этот лагранжиан инвариантен относительно глобального калибровочного $U(1)$ -преобразования:

$$\varphi \rightarrow \varphi' = \varphi e^{i\alpha}.$$

Потенциал $V(|\varphi|)$ изображен на рис. 20.4. Здесь мы имеем дело с бесконечным числом вырожденных вакуумов. Потенциал $V(\varphi)$ похож на донышко пивной бутылки с образующей, изображенной на рис. 20.4. Все вакуумы удовлетворяют условию $|\varphi| = \eta/\sqrt{2}$ и

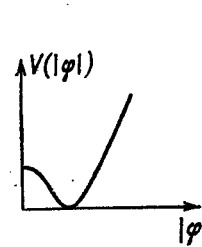


Рис. 20.4

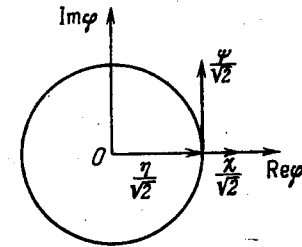


Рис. 20.5

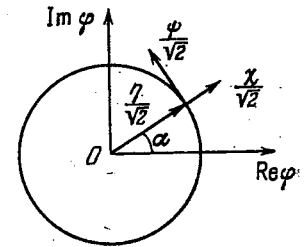


Рис. 20.6

расположены в желобке на донышке. Выберем значение калибровочной фазы $\alpha = 0$, единое для всего мира, и запишем φ в виде

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta + \chi(x) + i\psi(x)).$$

Здесь $\chi(x)$ и $\psi(x)$ — два вещественных поля, описывающих возбуждение системы относительно стабильного вакуума $\varphi = \eta/\sqrt{2}$. При переходе к стабильному вакууму $U(1)$ -инвариантность нарушается, поскольку фаза функции φ фиксирована (рис. 20.5).

В новых переменных наш лагранжиан имеет вид

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_\mu} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \frac{\lambda^2}{8} (\chi^2 + 2\eta\chi + \psi^2)^2.$$

Этот лагранжиан содержит массивное скалярное поле χ (его масса $\mu = \lambda\eta$) и безмассовое скалярное поле ψ (безмассовое, поскольку нет слагаемого, пропорционального ψ^2).

Как видно из рис. 20.5, поле χ описывает малые радиальные колебания системы относительно точки $\varphi = \eta/\sqrt{2}$, а поле ψ описывает тангенциальные колебания (по касательной к вакуумному желобку). Поле ψ называется голдстоновским, а отвечающие ему частицы — голдстоновскими бозонами. Различным значениям калибровочной фазы α отвечают различные вакуумы и различные физические поля (рис. 20.6).

Спонтанное нарушение глобальной $SU(2)$ -симметрии

Лагранжиан в этом случае имеет вид

$$\mathcal{L} = \left(\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x_\mu} \right) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x^\mu} \right) - V(\bar{\varphi}\varphi),$$

поле φ представляет собой теперь изотопический дублет типа K -мезонного дублета:

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_+ \\ \varphi_0 \end{pmatrix},$$

а $\bar{\varphi}\varphi$ — изотопический скаляр: $\bar{\varphi}\varphi = \varphi_+^* \varphi_+ + \varphi_0^* \varphi_0$. Поскольку $\varphi_0 \neq \varphi_+$, имеем дело с четырьмя реальными скалярными полями. После спонтанного нарушения изотопической симметрии у нас будет одно массивное поле и три голдстоновских безмассовых поля. Все они скалярные и действительные.

Мы уже совсем близко подошли к тому, что нам понадобится при построении перенормируемой модели слабого взаимодействия, а именно — к спонтанному нарушению локальной симметрии.

Спонтанное нарушение калибровочной абелевой симметрии

Лагранжиан, обладающий локальной абелевой симметрией и вырожденным вакуумом, выберем в виде

$$\mathcal{L} = |D_\mu \varphi|^2 - \frac{1}{2} \lambda^2 (|\varphi|^2 - \frac{1}{2} \eta^2)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu},$$

где φ — комплексное скалярное поле, $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, A_μ — 4-вектор-потенциал фотонного поля.

Запишем $\varphi(x) = \varphi'(x) e^{i\theta(x)}$ и выберем $\theta(x)$ таким образом, чтобы $\varphi'(x)$ было действительно в любой мировой точке. Затем калибровочным преобразованием избавимся от фазы $\theta(x)$. Введем теперь поле $\chi(x)$, описывающее возбуждения вблизи стабильного вакуума $\eta/\sqrt{2}$:

$$\varphi'(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta + \chi(x)).$$

После спонтанного нарушения симметрии лагранжиан приобретает вид

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \frac{1}{8} \lambda^2 \chi^2 (2\eta + \chi)^2 + \frac{1}{2} e^2 A_\mu^2 (\eta + \chi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

и описывает действительное скалярное поле χ с массой $\mu = \lambda\eta$ и массивное векторное поле A_μ с массой $m = e\eta$. Все нелинейные взаимодействия этих полей (χ^3 , χ^4 , $A^2\chi$, $A^2\chi^2$) перенормируемы,

поскольку соответствующие константы связи имеют размерности m^1 и m^0 .

Мы видим, что в результате спонтанного нарушения симметрии произошло перераспределение полей: одно из двух реальных полей, образующих комплексное скалярное поле, превратилось в третью (продольную) компоненту векторной частицы, которая в свою очередь из безмассового двухкомпонентного фотона Максвелла превратилась в массивный трехкомпонентный бозон Прока. Заметим, что суммарное число скалярных и векторных компонент (равное четырем) при этом осталось неизменным: $2 + 2 = 3 + 1$.

Итак, при спонтанном нарушении локальной симметрии голдстоновский бозон не возникает, а калибровочное векторное поле приобретает массу. Это явление в теории поля, открытое в 1964 г., получило название эффекта Хиггса; скалярные частицы, описываемые полем χ , называют хиггсовыми бозонами.

Нерелятивистский аналог эффекта Хиггса известен был уже давно. Это — проникновение магнитного поля в сверхпроводник. В результате спонтанного нарушения калибровочной симметрии магнитное поле приобретает массу, обратная величина которой характеризует глубину проникновения поля в сверхпроводник. Фенсменологическая теория этого явления описывается уравнением Гинзбурга — Ландау.

Здесь уместно подчеркнуть, что в последние годы теория поля очень сблизилась с нерелятивистской теорией фазовых переходов в системах многих тел, черпая из нее многие плодотворные идеи. Сама идея спонтанного нарушения симметрии, когда ничтожная по своим масштабам причина вызывает лавинный фазовый переход, пришла в теорию поля из статистической физики (вспомните, например, о спонтанном намагничивании ферромагнетика).

Другая важная тенденция — это все более глубокое взаимное проникновение теории элементарных частиц и космологии. С одной стороны, знание свойств частиц позволяет более уверенно нарисовать релятивистскую статистическую картину первых мгновений после того, что по-английски называется *Big Bang*. С другой стороны, становится все более ясным, что эти мгновения определили не только космологические черты нашего мира, но, возможно, и свойства микрокосмоса, фиксируя физический вакуум, в котором разыгрываются взаимодействия элементарных частиц.

О сохранении электрического заряда

То обстоятельство, что в рассмотренном выше примере заряженное скалярное поле φ приобрело отличное от нуля вакуумное среднее, означает, что в этом примере нарушено сохранение электрического заряда. Чтобы более наглядно это продемонстрировать, предположим, что имеется взаимодействие поля φ с лептонами —

электроном и нейтрино:

$$V \sqrt{2} f (\bar{e} \nu \varphi + \bar{\nu} e \varphi^+).$$

В результате спонтанного нарушения симметрии этот член породит «недиагональную массу» $f\eta$, переводящую электрон в нейтрино: $f\eta(\bar{e}\nu + \bar{\nu}e)$, и нарушающее сохранение электрического заряда взаимодействие $f\chi(\bar{e}\nu + \bar{\nu}e)$. (Напомним, что поле χ нейтрально.)

Как отмечалось выше, несохранение заряда сопровождается появлением у фотона ненулевой массы: $m_\gamma = e\eta$. Что касается скалярного поля, то его масса $\mu = \lambda\eta$ не может быть существенно больше, чем масса фотона. Дело в том, что если мы хотим, чтобы написанный нами лагранжиан имел физический смысл, то константа λ не должна превышать единицу (в противном случае простейшая диаграмма, описывающая рассеяние $\chi + \chi \rightarrow \chi + \chi$, противоречит унитарности). Это ограничение на λ означает, что $\mu \leq \eta$ и, следовательно, $\mu \leq m_\gamma$ (напомним, что $m_\gamma = V \sqrt{4\pi} e \eta \approx \eta$). Итак, мы построили теорию, в которой массивное векторное поле (фотонное?) взаимодействует с несохраняющимся током (электрическим? *). Можно показать, что теория эта перенормируема, что она обладает разумным поведением при асимптотически высоких энергиях, в отличие от теорий, в которых масса векторного поля изначально присутствует в лагранжиане.

Прямое добавление к лагранжиану массового члена называют жестким введением массы. Появление массы за счет спонтанного нарушения симметрии называют мягким введением массы. При жестком введении массы теория перенормируема, при мягком — перенормируема. Объяснение перенормируемости в том, что при высоких энергиях членом η^2 в гамильтониане можно пренебречь. На другом языке это же выражается в том, что опасные члены, связанные с продольными степенями массивного векторного поля, компенсируются вкладом хиггсовых бозонов (см. гл. 24).

На опыте сохранение электрического заряда проверено с гораздо худшей точностью, чем сохранение барионного заряда: нижняя граница времени жизни электрона по отношению к распадам типа $e \rightarrow \nu \nu$ порядка 10^{22} лет, в то время как нижняя граница времени жизни протона по отношению к распадам типа $p \rightarrow e \pi$ порядка 10^{32} лет. Естественно задать вопрос: какое ограничение на величину константы f во взаимодействии $V \sqrt{2} f (\bar{e}\nu \varphi + \bar{\nu}e \varphi^+)$ налагает то обстоятельство, что $\tau_e > 10^{22}$ лет? Ответ на этот вопрос оказывается неожиданным. А именно, оказывается, что теория спонтанного нарушения локальной $U(1)$ -симметрии, рассматриваемая в этом и предыдущем разделах, вообще не может служить реалистической моделью несохранения электрического заряда, не может быть навязана природе. Дело в том, что из существующей верхней границы

*) Смысл вопросительных знаков станет ясен через несколько минут.

на массу фотона $m_\gamma \leq 10^{-22}$ см⁻¹ следует, что величина $\eta = m_\gamma/e$ также порядка 10^{-22} см⁻¹ и примерно такова же или еще меньше масса нейтрального хиггсова бозона μ .

В земных условиях, даже работая с практически статическими полями, мы имеем дело с частотами, на много порядков превосходящими эти значения m_γ , μ и η . В этих условиях всеми этими величинами можно пренебречь, и, следовательно, χ -бозон и продольная компонента фотона γ_L испускаются когерентно в виде практически безмассовой заряженной скалярной частицы φ (рис. 20.7). Но существование такой практически безмассовой заряженной частицы абсолютно исключено прекрасным согласием квантовой электродинамики с опытом. Ведь рождение пар таких частиц фотонами было бы самым ярким из всех электромагнитных эффектов.

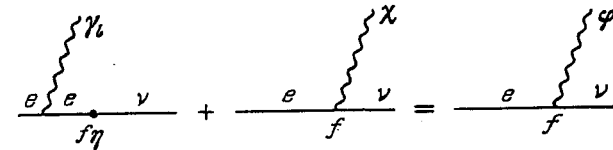


Рис. 20.7

Итак, мягким образом нарушить сохранение электрического заряда не удастся: этому препятствует практическая безмассовость фотона. В отличие от фотонов, промежуточные бозоны — очень тяжелые частицы, поэтому мягкое введение масс промежуточных бозонов вполне возможно. На пути к построению перенормируемой теории слабого взаимодействия нам осталось рассмотреть лишь спонтанное нарушение калибровочной неабелевой симметрии, при котором безмассовые неабелевы фотоны приобретут массу и превратятся в массивные промежуточные бозоны, не только нейтральные, но и заряженные.

Спонтанное нарушение локальной $SU(2)$ -симметрии

Рассмотрим лагранжиан

$$\mathcal{L} = |D_\mu \varphi|^2 - \frac{1}{2} \lambda^2 \left(|\varphi|^2 - \frac{1}{2} \eta^2 \right)^2 - \frac{1}{2} \text{Tr} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}.$$

Здесь $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$ — изотопический спинор, $|\varphi|^2 = \varphi^*_+ \varphi_+ + \varphi^*_0 \varphi_0$;

$$D_\mu \varphi = \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g \tau A_\mu \right) \varphi,$$

$$G_{\mu\nu} = G_{\mu\nu} \mathbf{T} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig [A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu] = (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + g [A_\mu \times A_\nu]) \mathbf{T}.$$

Этот лагранжиан локально $SU(2)$ -инвариантен и обладает бесконечно вырожденным вакуумом при $|\varphi| = \eta/\sqrt{2}$. Воспользуемся локальной инвариантностью и выберем φ в виде

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix}.$$

При таком выборе калибровки мы отправили три из четырех действительных скалярных полей в векторный сектор и оставили их там навсегда, выбрав затем вакуум при $\varphi = \eta/\sqrt{2}$ и спонтанно нарушив этим симметрию. Осталось одно хиггсово поле χ , а три векторных поля приобрели массы. Лагранжиан теперь имеет вид

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_\mu} \right)^2 + \frac{g^2}{8} \left| \tau A \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix} \right|^2 - \frac{1}{8} \lambda^2 \chi^2 (2\eta + \chi)^2 - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}.$$

(В связи с последним слагаемым напомним, что $\text{Tr } T^a T^b = \frac{1}{2} \delta^{ab}$.)

Распишем теперь подробно второе слагаемое, опуская лоренцев индекс у A_μ , чтобы не загромождать формулы, и учитывая, что

$$\tau A = \tau_+ A_- + \tau_- A_+ + \tau_3 A_3,$$

где

$$\tau_+ = \frac{\tau_1 + i\tau_2}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_- = \frac{\tau_1 - i\tau_2}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$A_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 + iA_2), \quad A_- = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 - iA_2).$$

Тогда

$$\frac{g^2}{8} \left| \tau A \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{g^2}{8} \left| A_3 \begin{pmatrix} 0 \\ -\eta - \chi \end{pmatrix} + A_- \sqrt{2} \begin{pmatrix} \eta + \chi \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 =$$

$$= \frac{g^2}{8} (A_3^2 + 2A_- A_+) (\eta + \chi)^2.$$

В последнем выражении члены $A_3 A_-$ и $A_3 A_+$ отсутствуют из-за ортогональности спиноров $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$. Рассматривая члены, не содержащие χ ,

$$\frac{g^2}{8} (A_3^2 + 2A_- A_+) \eta^2,$$

описывающие массы трех векторных частиц A_- , A_+ и A_3 , мы приходим к выводу, что массы эти одинаковы.

На этом мы закончили подготовку к изложению стандартной модели электрослабого взаимодействия.

X

21. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Мы приступаем теперь к описанию стандартной модели электрослабого взаимодействия. Выпишем сначала модельный лагранжиан, содержащий векторные и скалярные поля, а в качестве представителей фермионов — поля электрона и электронного нейтрино. Включение других лептонов и кварков обсудим в конце главы. Основное внимание мы уделим связи между массами промежуточных бозонов m_W и m_Z постоянной тонкой структуры α и фермиевской константой G .

После опубликования в 60-х гг. первого варианта модели появились сотни и, возможно, даже тысячи работ, посвященных исследованию и развитию этой модели. Было предложено несколько десятков ее модификаций, но оказалось, что исходная структура модели ближе к природе, чем ее многочисленные усовершенствования.

Стандартная модель поразительно точно предсказала структуру нейтральных токов (открыты на опыте в 1973 г.) и свойства W - и Z -бозонов (открыты на опыте в 1983 г.). Оба эти предсказания базируются на калибровочной симметрии теории.

Для проверки тех сторон модели, которые связаны со спонтанным нарушением симметрии, необходимы эксперименты, которые позволили бы выяснить, существуют ли в природе массивные скалярные бозоны, так называемые хиггсовы бозоны, предсказываемые теорией.

Основные черты модели

Построение перенормируемой теории слабого взаимодействия невозможно без включения в теорию фотонов. Это связано с тем, что электромагнитное взаимодействие массивных векторных бозонов, вообще говоря, перенормируемо. Его можно сделать перенормируемым, если фотон и промежуточные бозоны ввести в теорию на равной основе как калибровочные поля, а затем спонтанным образом дать массы промежуточным бозонам, оставив фотон безмассовым. (Последнее отвечает строгому сохранению электрического заряда.) В соответствии с этим в основе модели электрослабого взаимодействия лежит локальная симметрия $SU(2) \times U(1)$, которой

Этот лагранжиан локально $SU(2)$ -инвариантен и обладает бесконечно вырожденным вакуумом при $|\varphi| = \eta/\sqrt{2}$. Воспользуемся локальной инвариантностью и выберем φ в виде

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix}.$$

При таком выборе калибровки мы отправили три из четырех действительных скалярных полей в векторный сектор и оставили их там навсегда, выбрав затем вакуум при $\varphi = \eta/\sqrt{2}$ и спонтанно нарушив этим симметрию. Осталось одно хиггсово поле χ , а три векторных поля приобрели массы. Лагранжиан теперь имеет вид

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} \right)^2 + \frac{g^2}{8} \left| \tau A \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix} \right|^2 - \frac{1}{8} \lambda^2 \chi^2 (2\eta + \chi)^2 - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}.$$

(В связи с последним слагаемым напомним, что $\text{Tr } T^a T^b = \frac{1}{2} \delta^{ab}$.)

Распишем теперь подробно второе слагаемое, опуская лоренцев индекс у A_μ , чтобы не загромождать формулы, и учитывая, что

$$\tau A = \tau_+ A_- + \tau_- A_+ + \tau_3 A_3,$$

где

$$\tau_+ = \frac{\tau_1 + i\tau_2}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_- = \frac{\tau_1 - i\tau_2}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$A_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 + iA_2), \quad A_- = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 - iA_2).$$

Тогда

$$\frac{g^2}{8} \left| \tau A \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{g^2}{8} \left| A_3 \begin{pmatrix} 0 \\ -\eta - \chi \end{pmatrix} + A_- \sqrt{2} \begin{pmatrix} \eta + \chi \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 =$$

$$= \frac{g^2}{8} (A_3^2 + 2A_- A_+) (\eta + \chi)^2.$$

В последнем выражении члены $A_3 A_-$ и $A_3 A_+$ отсутствуют из-за ортогональности спиноров $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$. Рассматривая члены, не содержащие χ ,

$$\frac{g^2}{8} (A_3^2 + 2A_- A_+) \eta^2,$$

описывающие массы трех векторных частиц A_- , A_+ и A_3 , мы приходим к выводу, что массы эти одинаковы.

На этом мы закончили подготовку к изложению стандартной модели электрослабого взаимодействия.

X

21. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Мы приступаем теперь к описанию стандартной модели электрослабого взаимодействия. Выпишем сначала модельный лагранжиан, содержащий векторные и скалярные поля, а в качестве представителей фермионов — поля электрона и электронного нейтрино. Включение других лептонов и кварков обсудим в конце главы. Основное внимание мы уделим связи между массами промежуточных бозонов m_W и m_Z постоянной тонкой структуры α и фермиевской константой G .

После опубликования в 60-х гг. первого варианта модели появились сотни и, возможно, даже тысячи работ, посвященных исследованию и развитию этой модели. Было предложено несколько десятков ее модификаций, но оказалось, что исходная структура модели ближе к природе, чем ее многочисленные усовершенствования.

Стандартная модель поразительно точно предсказала структуру нейтральных токов (открыты на опыте в 1973 г.) и свойства W - и Z -бозонов (открыты на опыте в 1983 г.). Оба эти предсказания базируются на калибровочной симметрии теории.

Для проверки тех сторон модели, которые связаны со спонтанным нарушением симметрии, необходимы эксперименты, которые позволили бы выяснить, существуют ли в природе массивные скалярные бозоны, так называемые хиггсовы бозоны, предсказываемые теорией.

Основные черты модели

Построение перенормируемой теории слабого взаимодействия невозможно без включения в теорию фотонов. Это связано с тем, что электромагнитное взаимодействие массивных векторных бозонов, вообще говоря, перенормируемо. Его можно сделать перенормируемым, если фотон и промежуточные бозоны ввести в теорию на равной основе как калибровочные поля, а затем спонтанным образом дать массы промежуточным бозонам, оставив фотон безмассовым. (Последнее отвечает строгому сохранению электрического заряда.) В соответствии с этим в основе модели электрослабого взаимодействия лежит локальная симметрия $SU(2) \times U(1)$, которой

отвечают четыре калибровочных поля: два заряженных и два нейтральных. Обозначим поля, отвечающие неабелевой $SU(2)$ -симметрии, через $A = A_1, A_2$ и A_3 , а поле, отвечающее абелевой $U(1)$ -симметрии, — через B . Как мы увидим в дальнейшем, фотон и Z -бозон являются двумя ортогональными суперпозициями полей A_3 и B , а W^+ - и W^- -бозоны — полей A_1 и A_2 .

Из всех фермионов учтем сначала лишь самые легкие лептоны: электрон и электронное нейтрино. Остальные лептоны и кварки включим лишь после того, как выясним свойства такой упрощенной модели. Включая фермионы, мы должны позаботиться о двух вещах: во-первых, учесть факт несохранения четности, т. е. ввести взаимодействие калибровочных полей как с векторными, так и с аксиальными токами; во-вторых, не нарушить сохранения токов, испускающих калибровочные поля. Удовлетворить обоим этим требованиям можно, если предположить, что в лагранжиан входят безмассовые фермионы, причем их левые и правые компоненты $\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi$ совершенно независимы. Предположим, что ν_L и e_L образуют изотопический дублет $L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$, а ν_R и e_R являются изотопическими синглетами.

Мы поместили левые фермионы в изотопический дублет, чтобы они, обладая ненулевым изоспином, могли испускать W^\pm -бозоны. Тем самым мы удовлетворяем условию, навязываемому нам опытом: слабый заряженный ток содержит левые спиноры. Чтобы не получить ненужных нам правых заряженных токов, которые не найдены на опыте, мы поместим правые компоненты спиноров в изосинглеты. Заметим, что изотопическая инвариантность лагранжиана требует теперь, чтобы фермионы были безмассовы: мы не можем включить «руками» в лагранжиан массовый член $m\bar{e}e = m(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)$, так как он нарушил бы изотопическую инвариантность.

Наконец, мы введем в лагранжиан изотопический дублет скалярных полей

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

(с учетом античастиц это четыре поля: $\Phi^+, \Phi^0, \Phi^-, \bar{\Phi}^0$). Получив отличное от нуля вакуумное среднее, поле $(\Phi^0 + \bar{\Phi}^0)/\sqrt{2}$ даст массы W^- - и Z -бозонам и электрону.

Возвращаясь к калибровочным полям, уточним, что поле B взаимодействует с гиперзарядом частиц Y , который мы определим как удвоенный средний заряд мультиплетета: $Y = 2\langle Q \rangle$. Легко видеть, что

$$\begin{aligned} Y &= -1 \text{ для } \nu_L \text{ и } e_L, \\ Y &= -2 \text{ для } e_R, \\ Y &= 0 \text{ для } \nu_R, \\ Y &= 1 \text{ для } \Phi^+ \text{ и } \Phi^0. \end{aligned}$$

Следует подчеркнуть, что речь идет об изоспине и гиперзаряде, не имеющих никакого отношения к изоспину и гиперзаряду обычных адронов. В некотором смысле обсуждаемая в этой главе слабая изотопическая группа имеет более глубокий физический смысл, чем обычная изотопическая инвариантность сильных взаимодействий, поскольку слабые изотопические заряды являются источниками векторных частиц. В то же время обычная изотопическая инвариантность с точки зрения кварково-глюонной теории является проявлением «случайной» малости масс u - и d -кварков по сравнению с их кинетическими энергиями в адроне.

После этих предварительных замечаний выпишем в явном виде лагранжиан.

Десять членов лагранжиана

Полный лагранжиан нашей системы содержит десять слагаемых:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{2} \text{Tr} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i\bar{L}\hat{D}L + i\bar{e}_R\hat{D}e_R + \\ & + i\bar{\nu}_R\hat{D}\nu_R + |D_\mu\Phi|^2 - \frac{1}{2}\lambda^2\left(|\Phi|^2 - \frac{1}{2}\eta^2\right)^2 - \\ & - f_e(\bar{L}e_R\Phi + \bar{e}_R L\bar{\Phi}) - f_{\nu_e}(\bar{L}\nu_R\Phi_c + \bar{\nu}_R L\bar{\Phi}_c). \end{aligned}$$

Объясним обозначения и уточним смысл каждого из слагаемых. Начнем с ковариантной производной

$$D_\mu = \partial_\mu - igTA_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu.$$

Значение Y для различных полей, входящих в выражение для D_μ , были приведены выше. Для изоскалярных полей с $T=0$ (e_R и ν_R) второе слагаемое в D_μ обращается в нуль. Для изоспинорных полей Φ и L $T=\tau/2$.

Напряженности калибровочных полей имеют вид

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu],$$

где $A_\mu = A_\mu T$.

Выражение $i\bar{L}\hat{D}L$ описывает как свободное движение левых фермионов, так и их взаимодействие с калибровочными полями:

$$\bar{L}\hat{D}L = (\bar{\nu}_L \bar{e}_L) \hat{D} \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix},$$

где

$$\hat{D} = D_\mu \gamma^\mu = \hat{\partial} - \frac{i}{2} g\tau \hat{A} + \frac{i}{2} g' \hat{B}.$$

Для правого электрона

$$\bar{e}_R \hat{D}e_R = \bar{e}_R (\hat{\partial} + ig' \hat{B}) e_R.$$

Для правого нейтрино

$$\bar{\nu}_R \hat{D} \nu_R = \bar{\nu}_R \hat{\partial} \nu_R.$$

Обладая нулевым изоспином и гиперзарядом, правое нейтрино не взаимодействует ни с одним из калибровочных полей.

В следующем, шестом, слагаемом величина $D_\mu \varphi$ имеет вид

$$D_\mu \varphi = \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g \tau A_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \varphi.$$

Выражение $|D_\mu \varphi|^2$ имеет смысл изотопического скаляра:

$$|D_\mu \varphi|^2 = (D_\mu \varphi)_i^* (D^\mu \varphi)^i.$$

Этот член описывает как свободное движение скалярных полей, так и их взаимодействие с калибровочными полями A_μ и B_μ . При возникновении у поля φ вакуумного среднего, равного $\eta/\sqrt{2}$ (см. седьмое слагаемое лагранжиана), шестое слагаемое даст массы промежуточным бозонам аналогично тому, как это было описано в предыдущей главе.

Восьмое и девятое слагаемые описывают взаимодействие фермионов со скалярными полями. После возникновения вакуумного среднего у поля φ эти члены дадут массы фермионам: член с f_e — электрону, а член с f_{ν_e} — нейтрино.

Изоспинор φ_c , входящий в член с f_{ν_e} , зарядово-сопряжен изоспинору φ и имеет вид

$$\varphi_c = \begin{pmatrix} \bar{\varphi}^0 \\ -\varphi^- \end{pmatrix}.$$

Здесь знак минус возникает из-за матрицы зарядового сопряжения в изотопическом пространстве,

$$(\varphi_c)_i = \varphi^{*k} \varepsilon_{ik}.$$

Если мы хотим, чтобы масса нейтрино равнялась нулю, необходимо потребовать, чтобы $f_{\nu_e} = 0$. (Экспериментальный предел: $m_{\nu_e} \leq 30$ эВ.) Если $m_{\nu_e} = 0$, то правое нейтрино ν_R оказывается полностью изолированным от остальных частиц и не участвует ни в сильных, ни в электромагнитных, ни в слабых взаимодействиях. Однако оно может участвовать в гравитационных взаимодействиях, так что гравитоны могут превращаться в пары $\nu_R \bar{\nu}_R$. Родившись за счет такого механизма, ν_R и $\bar{\nu}_R$ были бы абсолютно «стерильными», но отклонялись бы гравитационными полями. Другая возможность заключается в том, что правых нейтрино вообще нет в природе*).

Легко проверить, что все девять членов лагранжиана локально изотопически инвариантны и локально сохраняют гиперзаряд.

*) Есть еще и другие варианты. Например, очень тяжелое майораново ν_R , но для этого нужны дополнительные хиггсовы бозоны.

Лагранжиан не содержит констант, имеющих опасную размерность (m в отрицательной степени), и Вайнберг еще в своей исходной работе высказал гипотезу о том, что лагранжиан перенормируем. Но доказать справедливость этого утверждения оказалось очень непросто. Это сделал 'т Хоофт (1971 г.). Рассмотрение этого доказательства выходит за пределы нашей книги.

Воспользовавшись калибровочной инвариантностью лагранжиана (см. гл. 20), совершим над изоспинором φ фазовые преобразования $e^{\frac{i}{2} \tau \theta(x)}$ и приведем его к виду

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi(x) \end{pmatrix},$$

где η — действительная константа, входящая в лагранжиан; χ — действительное скалярное поле.

После перехода к новому вакууму поле $\chi(x)$ описывает возбуждения над этим вакуумом — массивные нейтральные скалярные мезоны с массой $\lambda \eta$. Три других компоненты поля φ стали теперь «работать» продольными компонентами массивных W^+ , W^- и Z -бозонов.

Массы W- и Z-бозонов

Чтобы выяснить, как возникают массы этих бозонов, рассмотрим члены, пропорциональные η , в выражении для $D_\mu \varphi$:

$$D_\mu \varphi = \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g \tau A_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta + \chi) \end{pmatrix} \Rightarrow \Rightarrow \frac{i}{2 \sqrt{2}} (g A_{3\mu} - g' B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix} - \frac{i}{2} g A_\mu^- \begin{pmatrix} \eta \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Тогда из члена $|D_\mu \varphi|^2$ мы получаем массовые члены промежуточных бозонов:

$$\frac{\eta^2}{8} (g A_{3\mu} - g' B_\mu)^2 + \frac{\eta^2}{2} g^2 A_\mu^- A^{+\mu}.$$

Для дальнейшего удобно ввести следующие обозначения:

$$\bar{g} = \sqrt{g^2 + g'^2}, \quad g/\bar{g} = \cos \theta_W, \quad g'/\bar{g} = \sin \theta_W.$$

Параметр θ_W называют углом Вайнберга. Введем ортогональные друг другу поля промежуточного бозона Z и фотона A (рис. 21.1):

$$Z = -B \sin \theta_W + A_3 \cos \theta_W, \quad A = B \cos \theta_W + A_3 \sin \theta_W.$$

Кроме того, введем новые обозначения для заряженных бозонов:

$$W^\pm \equiv A^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 \pm i A_2).$$

В наших новых обозначениях массовые члены промежуточных бозонов приобретают вид

$$\frac{1}{8} g^2 \eta^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{4} g^2 \eta^2 W_\mu W^{\mu*}.$$

Сравнивая их со стандартными выражениями для массовых членов в лагранжиане,

$$\frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu, \quad m_W^2 W_\mu W^{\mu*},$$

получаем

$$m_Z = \frac{g\eta}{2}, \quad m_W = \frac{g\eta}{2}, \quad \frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W.$$

Что касается фотона A , то его масса осталась равной нулю.

Если хиггсов сектор лагранжиана устроен более сложным образом, то формулы для m_W^2 и m_Z^2 меняются. Например, в случае нескольких хиггсовых дублетов

$$m_W^2 = \frac{g^2}{4} \sum_{i=1}^n |\eta_i|^2, \quad m_Z^2 = \frac{g^2}{4} \sum_{i=1}^n |\eta_i|^2,$$

где η_i — вакуумное среднее i -го дублета, а n — число дублетов. Очевидно, что при этом по-прежнему $m_W/m_Z = \cos \theta_W$. Это последнее соотношение нарушилось бы, если бы некоторые из скалярных мультиплетов имели изоспин больший чем $1/2$.

Нетрудно видеть, что параметр ρ , характеризующий силу четырехфермионного взаимодействия нейтральных аксиальных токов (см. гл. 2 и 22), определяется соотношением

$$\rho = \frac{g^2 m_W^2}{g^2 m_Z^2} = m_W^2 / m_Z^2 \cos^2 \theta_W.$$

Если скалярные бозоны имеют $T = 1/2$, то $\rho = 1$.

Следует подчеркнуть, что выражения для полей фотона и Z -бозона никак не связаны со структурой хиггсова сектора и определяются только структурой калибровочных полей. Дело в том, что линейная комбинация полей B и A_3 , представляющая собой фотон, как и положено фотону, не взаимодействует с нейтральными частицами (в частности, с ϕ^0 и $\bar{\phi}^0$), а ортогональная ей комбинация, представляющая собой Z -бозон, взаимодействует не только с заряженными, но и с нейтральными полями (и, в частности, с ϕ^0 и $\bar{\phi}^0$). Поскольку фотон не взаимодействует с ϕ^0 и $\bar{\phi}^0$, он не получает массы от вакуумного среднего $\phi^0 + \bar{\phi}^0$, а Z -бозон,

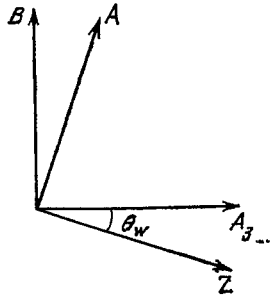


Рис. 21.1

взаимодействующий с ϕ^0 и $\bar{\phi}^0$, получает массу от этого вакуумного среднего.

Рассмотрим взаимодействие A и Z более подробно.

Связь между электрическим зарядом и константами g и g'

Взаимодействие нейтральных калибровочных полей с гиперзарядом Y и проекцией изоспина T_3 , как это видно из выражения для D_μ , имеет вид

$$-ig' \frac{Y}{2} B - iT_3 A_3.$$

Преобразуем это выражение, воспользовавшись тем, что

$$Q = T_3 + Y/2,$$

где Q — электрический заряд в единицах e :

$$\begin{aligned} -ig' \frac{Y}{2} B - iT_3 A_3 &= -ig' \left(\frac{Y}{2} + T_3 \right) B + i(g'B - gA_3) T_3 = \\ &= -ig' QB - i\bar{g} T_3 Z = -i \frac{g'g}{g} QA + i \frac{g'^2}{g} QZ - i\bar{g} T_3 Z = \\ &= -i\bar{g} (T_3 - Q \sin^2 \theta_W) Z - i \frac{g'g}{g} QA. \end{aligned}$$

Это выражение универсально. Оно справедливо, в частности, как для левых, так и для правых спиноров, а также, разумеется, и для скалярных частиц. Из этого выражения видно, что у нейтральной частицы (с $Q=0$) есть взаимодействие лишь с Z -бозоном, но не с фотоном. Именно поэтому при возникновении у ϕ^0 вакуумного среднего Z -бозон приобретает массу, а фотон — нет (см. предыдущий раздел). Очевидно, что последнее слагаемое в этом выражении $i(g'g/g)QA$ описывает взаимодействие фотона с электрическим зарядом, откуда следует, что $g'g/g = e = \sqrt{4\pi\alpha}$. Это соотношение можно переписать в виде

$$e = g \sin \theta_W, \quad e = g' \cos \theta_W, \quad e = \bar{g} \sin \theta_W \cos \theta_W,$$

или

$$\frac{1}{e^2} = \frac{1}{g^2} + \frac{1}{g'^2}.$$

Таким образом, взаимодействия всех калибровочных полей определяются электрическим зарядом e и одним свободным параметром — углом Вайнберга. В частности, «заряд», характеризующий взаимодействие левого или правого спиноров с Z -бозоном, равен

$$-\frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} (T_3 - Q \sin^2 \theta_W),$$

где T_3 и Q — проекция изоспина и заряд частицы соответственно.

То, что слабые и электромагнитные взаимодействия характеризуются одним и тем же зарядом e , является наиболее ярким выражением того, что стандартная модель электрослабого взаимодействия является единой теорией слабого и электромагнитного взаимодействий. То, что в модели имеется свободный параметр θ_W , который теоретически не фиксируется и не предсказывается, означает, что единая теория пока что не завершена. (На опыте, как мы увидим в следующей главе, $\theta_W \approx 30^\circ$.) Наличие свободного параметра θ_W является следствием того, что группа симметрии слабого взаимодействия является прямым произведением двух простых групп: $SU(2)$ и $U(1)$. Мы могли бы избавиться от этого произвола, если бы потребовали, чтобы обе эти группы были подгруппами какой-то более обширной группы (см. гл. 25).

Связь между вакуумным средним η и константой Ферми G

Чтобы установить связь между η и G , рассмотрим взаимодействие заряженных токов, изображенное на рис. 21.2. Рассматривая член $i\bar{L}DL$ в лагранжиане, мы находим, что вершины, входящие в эту диаграмму, равны

$$-\frac{ig}{2}(\bar{\nu}_L \bar{e}_L)[\tau_- \hat{W}^- + \tau_+ \hat{W}^+] \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} = -\frac{ig}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L \hat{W}^- \nu_L + \bar{\nu}_L \hat{W}^+ e_L).$$

По стандартным правилам вычисления фейнмановских диаграмм найдем теперь амплитуду, отвечающую рис. 21.2:

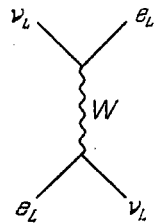


Рис. 21.2

$$M = \frac{g^2}{2} (\bar{e}_L \gamma^\alpha \nu_L) (\bar{\nu}_L \gamma^\beta e_L) \frac{1}{m_W^2 - q^2} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{m_W^2} \right).$$

В низкоэнергетическом пределе это выражение приобретает вид

$$M = \frac{g^2}{2m_W^2} (\bar{e}_L \gamma^\alpha \nu_L) (\bar{\nu}_L \gamma_\alpha e_L),$$

что надо сравнить со стандартной амплитудой νe -рассеяния, полученной от перемножения заряженных токов:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e} \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \nu) (\bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e).$$

Из сравнения следует, что

$$\frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{G}{\sqrt{2}}.$$

Следует подчеркнуть, что это соотношение является гораздо более общим, чем та конкретная модель, в которой мы его получили.

Вспомним теперь полученное выше соотношение

$$m_W^2 = \frac{1}{4} g^2 \eta^2$$

и найдем, что

$$\frac{1}{\eta^2} = \sqrt{2} G, \quad \eta = (\sqrt{2} G)^{-1/2}$$

или $\eta = 246$ ГэВ.

Еще раз о массах W - и Z -бозонов

Используя соотношения

$$\frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{G}{\sqrt{2}} \quad \text{и} \quad g^2 = \frac{4\pi\alpha}{\sin^2 \theta_W},$$

получаем для массы W -бозона

$$m_W = \frac{1}{\sin \theta_W} \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2} G} \right)^{1/2} = \frac{37,3}{\sin \theta_W} \text{ ГэВ}.$$

Подчеркнем, что это соотношение не зависит от того, каким образом устроен хиггсов сектор. Предполагая, что скалярные поля изодублетны, получаем выражение для массы Z -бозона:

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W} = \frac{37,3}{\sin \theta_W \cos \theta_W} = \frac{74,6}{\sin 2\theta_W}.$$

Мы видим, что минимальное значение массы W -бозона составляет ~ 40 ГэВ (при этом $m_Z = \infty$), а минимальное значение массы Z -бозона ~ 75 ГэВ (при этом $m_W \sim 50$ ГэВ). Неудивительно, что такие тяжелые частицы не могли быть созданы на обычных ускорителях, в которых пучок частиц взаимодействует с неподвижной мишенью. Для их рождения потребовались коллайдеры со встречными пучками частиц высокой энергии.

Масса электрона

Рассмотрим теперь слагаемое в лагранжиане

$$f_e (\bar{L}_R \varphi + \bar{e}_R L \bar{\varphi}),$$

которое дает массу электрону. Подставляя $\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta + \chi) \end{pmatrix}$,

получим

$$\frac{1}{\sqrt{2}} f_e (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) (\eta + \chi) = \frac{1}{\sqrt{2}} f_e \bar{e} e (\eta + \chi).$$

Первое слагаемое дает электрону массу, которая оказывается равной $m_e = \frac{1}{\sqrt{2}} f_e \eta$. Серьезным недостатком, указывающим на незавершенность теории, является отсутствие каких-либо предсказаний для величины f_e . Если определять ее из опыта, она оказывается очень малой:

$$f_e = \frac{\sqrt{2} m_e}{\eta} \approx 3 \cdot 10^{-6}.$$

Механизм появления такого малого параметра в теории пока совершенно непонятен. Константа f_e характеризует не только массу электрона, но и его взаимодействие с полем χ :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} f_e \bar{e} e (\eta + \chi) = m_e \bar{e} e + (\sqrt{2} G)^{1/2} m_e \chi \bar{e} e.$$

Хиггсовы скалярные мезоны тем сильнее взаимодействуют с другими частицами, чем больше массы этих частиц.

Здесь уместно сказать о том, как включаются в стандартную модель электрослабого взаимодействия другие лептоны и кварки.

Включение других лептонов и кварков

Все сказанное выше об электроне и электронном нейтрино справедливо в отношении мюона и мюонного нейтрино. Лептонный сектор лагранжиана расширяется за счет включения дублета ($\nu_{\mu L}, \mu_L$) и двух синглетов $\nu_{\mu R}$ и μ_R . Аналогично добавляется дублет ($\nu_{\tau L}, \tau_L$) и синглеты $\nu_{\tau R}$ и τ_R . Если $m_{\nu_\mu} = 0$, $m_{\nu_\tau} = 0$, то $f_{\nu_\mu} = 0$ и $f_{\nu_\tau} = 0$. Из сказанного о массе электрона следует, что

$$f_e : f_\mu : f_\tau = m_e : m_\mu : m_\tau.$$

Включение кварков в стандартную модель электрослабого взаимодействия происходит аналогичным образом: левые частицы образуют изодублеты, правые — изосинглеты. Однако в случае кварков необходимо учесть три новых обстоятельства: во-первых, из-за дробных зарядов значение гиперзаряда кварков иное, чем у лептонов; во-вторых, должны быть отличны от нуля не только константы типа f_u , но и типа f_d ; в-третьих, необходимо учесть угол Кабиббо.

Мы рассмотрим эту последнюю проблему на примере четырех кварков: u, d, s, c (учет b - и t -кварков усложняет задачу лишь алгебраически, см. гл. 15).

Четыре левых кварка образуют два изодублета:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \text{ и } \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L,$$

где $d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c$, $s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c$, а θ_c — угол Кабиббо ($\theta_c \approx 13^\circ$). Такое распределение левых кварков обуслов-

лено известным из опыта видом заряженного кваркового тока: $\bar{u}_L \gamma_\alpha d'_L + \bar{c}_L \gamma_\alpha s'_L$.

Правые кварки представляют собой четыре синглета. Мы можем выбрать их по-разному: например, u_R, d'_R, s'_R, c_R , или u_R, d_R, s_R, c_R , или любой другой ортогональный набор. Такой произвол связан с тем, что правые кварки входят только в нейтральный ток. Как было показано выше, взаимодействие с Z -бозоном полностью определяется величиной $T_3 - \sin^2 \theta_W Q$, поэтому мы имеем комбинации

$$\bar{u}_R \gamma_\alpha u_R + \bar{c}_R \gamma_\alpha c_R, \bar{d}_R \gamma_\alpha d_R + \bar{s}_R \gamma_\alpha s_R,$$

которые инвариантны относительно кабиббовских поворотов:

$$\bar{d}'_R \gamma_\alpha d'_R + \bar{s}'_R \gamma_\alpha s'_R = \bar{d}_R \gamma_\alpha d_R + \bar{s}_R \gamma_\alpha s_R.$$

Последнее относится и к нейтральным токам левых кварков

$$\bar{u}_L \gamma_\alpha u_L + \bar{c}_L \gamma_\alpha c_L \text{ и } \bar{d}'_L \gamma_\alpha d'_L + \bar{s}'_L \gamma_\alpha s'_L.$$

Именно поэтому нейтральные токи, в отличие от заряженных, не меняют сорта («аромата») кварка. Они диагональны по «ароматным» индексам. Почему же в таком случае мы не можем выбрать в качестве кварков d' и s' , а не d и s и избавиться таким образом от угла Кабиббо? Ответ на этот вопрос связан с массами кварков и, следовательно, их взаимодействия со скалярными (хиггсовыми) мезонами. В отличие от лептонного случая, где взаимодействие e и μ характеризуется двумя константами f_e и f_μ , взаимодействие хиггсовых бозонов с d' и s' содержит не два, а три члена:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}} f_{d'} (\bar{d}'_L d'_R + \bar{d}_R d'_L) (\eta + \chi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} f_{d'} \bar{d}' d' (\eta + \chi), \\ \frac{1}{\sqrt{2}} f_{s'} (\bar{s}'_L s'_R + \bar{s}_R s'_L) (\eta + \chi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} f_{s'} \bar{s}' s' (\eta + \chi), \\ \frac{1}{\sqrt{2}} f_{d's'} (\bar{s}'_L d'_R + \bar{s}_R d'_L + \bar{d}_R s'_L + \bar{d}'_L s'_R) (\eta + \chi) &= \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} f_{d's'} (\bar{s}' d' + \bar{d}' s') (\eta + \chi). \end{aligned}$$

Поворот на угол Кабиббо приводит выражение

$$\frac{1}{\sqrt{2}} [f_{d'} \bar{d}' d' + f_{s'} \bar{s}' s' + f_{d's'} (\bar{s}' d' + \bar{d}' s')] \eta$$

к диагональному виду

$$m_d \bar{d} d + m_s \bar{s} s,$$

где m_d и m_s — массы d - и s -кварков. Сравнение двух последних выражений дает:

$$m_d = \frac{1}{\sqrt{2}} (f_{d'} \cos^2 \theta_c + f_{s'} \sin^2 \theta_c - 2f_{d's'} \cos \theta_c \sin \theta_c) \eta,$$

$$m_s = \frac{1}{\sqrt{2}} (f_{d'} \sin^2 \theta_c + f_{s'} \cos^2 \theta_c + 2f_{d's'} \cos \theta_c \sin \theta_c) \eta,$$

$$\operatorname{tg} 2\theta_c = \frac{2f_{d's'}}{f_{s'} - f_{d'}}.$$

Таким образом, источником появления кабиббовского угла является то, что $f_{d's'} \neq 0$.

До тех пор, пока кварки взаимодействуют с одними глюонами, имеется полное вырождение по сортам кварков. Включение фотонов и Z -бозонов отделяет пространство верхних кварков (c $Q = 2/3$) от пространства нижних (s $Q = -1/3$). При этом верхние кварки остаются вырожденными между собой, вырождены между собой и нижние кварки. Включение взаимодействия с хиггсовыми бозонами (H -бозонами) снимает эти вырождения, выделяя некоторые направления в каждом из пространств. Взаимодействие с W -бозонами выделяет в пространстве d - и s -кварков некоторое новое направление. Несогласованность этих двух направлений (обусловленных H - и W -взаимодействиями) характеризуется углом Кабиббо.

Может возникнуть вопрос: почему мы «вращаем» d - и s -кварки и не вращаем u - и c -кварки? Ответ на этот вопрос заключается в следующем: достаточно вращать либо d - и s -кварки, либо u - и c -кварки, одновременное вращение и тех и других не приводит ни к каким новым наблюдаемым явлениям, так как выражение для заряженного тока зависит лишь от разности углов этих поворотов. Покажем это. Пусть u -, d -, s -, c -кварки имеют определенные массы. Введем суперпозиции

$$d' = d \cos \alpha + s \sin \alpha, \quad s' = -d \sin \alpha + s \cos \alpha,$$

$$u' = u \cos \beta + c \sin \beta, \quad c' = -u \sin \beta + c \cos \beta$$

и рассмотрим заряженный ток вида $\bar{u}'_L \gamma_\alpha d'_L + \bar{c}'_L \gamma_\alpha s'_L$. Проведя элементарные выкладки, получим

$$\bar{u}'_L d'_L + \bar{c}'_L s'_L = \bar{u} d \cos \theta_c + \bar{u} s \sin \theta_c + \bar{c} s \cos \theta_c - \bar{c} d \sin \theta_c,$$

где $\theta_c = \alpha - \beta$. Этот результат является частным случаем общего рассмотрения, проведенного в гл. 15, где обсуждалась унитарная матрица $n \times n$ в пространстве ароматов, описывающая заряженный слабый ток.

Взаимодействие хиггсовых полей, если обсуждаемая теория правильна, является узловым пунктом физики «ароматов». Все своеобразие свойств различных типов адронов обусловлено свойствами массовой матрицы кварков, т. е. свойствами констант f .

Малые величины f для u - и d -кварков приводят к малости их масс и в результате — к обычной адронной изотопической инвариантности. Существенно при этом, что массы m_u и m_d могут сильно отличаться друг от друга. Достаточно лишь, чтобы обе они были намного меньше μ_c , где $1/\mu_c$ — размер адрона, определяемый радиусом конфайнмента. Сравнительно большие массы c -кварков приводят к замечательным особенностям чармония и очарованных частиц. Если бы не различия во взаимодействии различных кварков с хиггсовыми бозонами, мы имели бы в природе $SU(N)$ -инвариантность сильных взаимодействий (где N — полное число различных кварковых «ароматов»), незначительно нарушенную виртуальными фотонами (и промежуточными бозонами).

Пока что мы совершенно не понимаем спектра масс кварков и лептонов, т. е. закономерностей, которым подчинены константы f . Несомненно, что открытие на опыте хиггсовых мезонов позволило бы существенно продвинуться в решении этой узловой проблемы физики элементарных частиц.

22. НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ

Основное, что внесла стандартная модель в область слабых взаимодействий при сравнительно низких энергиях, доступных ускорителям с неподвижной мишенью, а также в ядерную и атомную физику, — это предсказание нейтральных токов. Нейтральные токи при взаимодействии нейтрино с нуклонами были открыты в 1973 г. За истекшие годы были измерены полные сечения этих процессов, сечения некоторых неупругих каналов и упругие сечения как для ν_μ , так и для $\bar{\nu}_\mu$. Все эти данные согласуются с предсказаниями модели при $\theta_W \approx 30^\circ$ *).

В этой главе мы подробно рассмотрим взаимодействие нейтрино с электронами и нуклонами. Кроме того, мы обсудим эффекты, обусловленные интерференцией слабого и электромагнитного взаимодействий в безнейтринных процессах: аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, рассеянии электронов нуклонами, несохранения четности в атомах. В конце главы мы коснемся вопроса о несохранении четности в атомных ядрах.

Рассеяние ν_e и $\bar{\nu}_e$ на электроне

В предыдущей главе мы установили, что «заряд» взаимодействия «частицы» с Z -бозоном равен $-\bar{g}(T_3 - \xi Q)$. Здесь мы ввели обозначение $\xi = \sin^2 \theta_W$, чтобы сделать более компактными фор-

*) Среднее значение $\sin^2 \theta_W$, полученное путем усреднения наиболее точных данных по нейтральным токам и учета радиационных поправок, составляло в 1988 г. $\sin^2 \theta_W = 0,233 \pm 0,006$. Но слишком буквально воспринимать указанное здесь число и его точность не следует. В некотором смысле оно напоминает среднюю температуру по больнице.

мулы, которые будут получены ниже. Слово «частица» поставлено в кавычки, поскольку в случае лептонов и кварков речь идет отдельно о левых и правых компонентах, имеющих различные значения T и T_3 . Для дублета (ν_L, e_L) взаимодействие с Z -бозоном имеет вид

$$i\bar{g} \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \hat{Z} \nu_L + i\bar{g} \left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \bar{e}_L \hat{Z} e_L,$$

для синглета e_R

$$i\bar{g} \xi \bar{e}_R \hat{Z} e_R,$$

Суммарно электронная вершина имеет вид

$$i\bar{g} \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \bar{e}_L \gamma_\alpha e_L + \xi \bar{e}_R \gamma_\alpha e_R \right] Z^\alpha.$$

Эффективный лагранжиан $\nu_e e$ -рассеяния за счет обмена Z -бозоном отвечает диаграмме на рис. 22.1 и при энергиях, много меньших массы Z -бозона, имеет вид

$$4V\bar{2}G \frac{1}{2} (\bar{\nu}_{eL} \gamma^\alpha \nu_{eL}) \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \bar{e}_L \gamma_\alpha e_L + \xi \bar{e}_R \gamma_\alpha e_R \right].$$

Мы воспользовались тем, что $\bar{g}^2/m_Z^2 = \rho g^2/m_W^2 = 4V\bar{2}G\rho$ и что в стандартной модели $\rho=1$ (см. с. 202).

Если учесть, что квадрат полного нейтрального тока содержит удвоенное произведение нейтринного и электронного токов, то

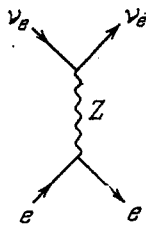


Рис. 22.1

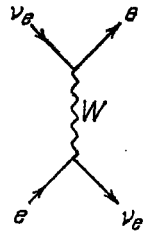


Рис. 22.2

нетрудно получить общее выражение для четырехфермионного лагранжиана \mathcal{L}^n , приведенное на с. 15.

Возвращаясь к $\nu_e e$ -рассеянию, учтем, что в амплитуде этого процесса вклад от обмена Z -бозоном складывается с вкладом эффективного лагранжиана, обусловленного обменом W -бозоном (рис. 22.2), который равен

$$\frac{g^2}{m_W^2} \frac{1}{2} (\bar{e}_L \gamma_\alpha \nu_L) (\bar{\nu}_L \gamma^\alpha e_L) = 4V\bar{2}G \frac{1}{2} (\bar{e}_L \gamma_\alpha e_L) (\bar{\nu}_L \gamma^\alpha \nu_L).$$

Здесь коэффициент $1/2$ обусловлен тем, что вершина испускания W -бозона имеет вид

$$\frac{i}{\sqrt{2}} g \bar{e}_L \hat{W} \nu_{eL}.$$

Следует специально остановиться на знаке выражения, полученного в результате преобразования Фирца. Напомним, что при фирцевании $V-A$ -амплитуда меняет знак. Эффективный же $V-A$ -лагранжиан при фирцевании знака не меняет, поскольку дополнительный минус возникает из-за того, что спинорные операторы антикоммутируют.

Суммарный вклад диаграмм (рис. 22.1 и рис. 22.2) равен

$$2V\bar{2}G (\bar{\nu}_{eL} \gamma^\alpha \nu_{eL}) \left[\left(\frac{1}{2} + \xi \right) \bar{e}_L \gamma_\alpha e_L + \xi \bar{e}_R \gamma_\alpha e_R \right].$$

Стандартный расчет (см. гл. 16) показывает, что такому взаимодействию отвечают сечения

$$\sigma_{\nu_e e} = \frac{G^2 s}{\pi} \left[\left(\frac{1}{2} + \xi \right)^2 + \frac{1}{3} \xi^2 \right],$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e} = \frac{G^2 s}{\pi} \left[\frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} + \xi \right)^2 + \xi^2 \right].$$

Последнее выражение не противоречит данным, полученным в экспериментах с антинейтрино от ядерного реактора. Данных по $\nu_e e$ -рассеянию пока что нет.

Рассеяние ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ на электроне

В теории без нейтральных токов мюонное нейтрино на электроне в первом порядке по G не рассеивается, поскольку вершины $e\nu_\mu W$ нет и, следовательно, нет диаграммы, аналогичной диаграмме рис. 22.2. В теории с нейтральными токами за счет обмена Z -бозоном идет процесс, описываемый диаграммой рис. 22.3.

Как мы уже обсуждали выше, все взаимодействия промежуточных бозонов инвариантны относительно замены $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ и $e \leftrightarrow \mu$. Поэтому эффективный лагранжиан, отвечающий диаграмме (рис. 22.3), имеет такой же вид, как и для диаграммы рис. 22.1, а именно:

$$2V\bar{2}G (\bar{\nu}_{\mu L} \gamma^\alpha \nu_{\mu L}) \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right) e_L \gamma_\alpha e_L + \xi \bar{e}_R \gamma_\alpha e_R \right].$$

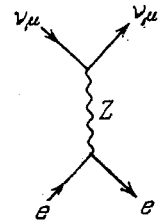


Рис. 22.3

Такому взаимодействию отвечают сечения

$$\sigma_{\nu_{\mu}e} = \frac{G^2 s}{\pi} \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right)^2 + \frac{1}{3} \xi^2 \right],$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_{\mu}e} = \frac{G^2 s}{\pi} \left[\frac{1}{3} \left(-\frac{1}{2} + \xi \right)^2 + \xi^2 \right].$$

Экспериментальные данные по $\nu_{\mu}e$ -рассеянию в пределах ошибок согласуются с этими выражениями для сечения при $\xi \sim 1/4$.

Аннигиляция $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

В низшем порядке теории возмущений аннигиляция может идти как через виртуальный фотон, так и через виртуальный Z -бозон (рис. 22.4 и 22.5).

Диаграмме 4 отвечает рождение пары $\mu^+\mu^-$ с отрицательной C -четностью (поскольку фотон зарядово нечетен). Диаграмме 5

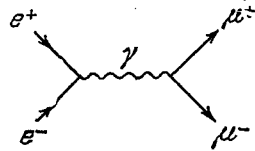


Рис. 22.4

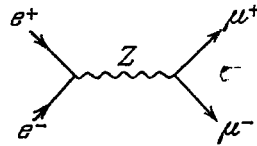


Рис. 22.5

отвечает рождение $\mu^+\mu^-$ в суперпозиции состояний с $C = +1$ и $C = -1$, поскольку вершина Z -бозона содержит как аксиальное, так и векторное взаимодействие. Интерференция состояний с $C = \pm 1$ должна дать зарядовую асимметрию в угловом распределении μ^+ и μ^- относительно импульса e^+ в системе центра инерции взаимодействующих e^+ и e^- . Рассчитаем этот эффект.

Амплитуда, отвечающая сумме диаграмм 4 и 5, равна

$$M = \frac{e^2}{q^2} [\bar{\mu}(p) \gamma_{\alpha\mu}(-p')] [\bar{e}(-k') \gamma^{\alpha e}(k)] +$$

$$+ \frac{g^2}{q^2 - m_Z^2} \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \bar{\mu}_L(p) \gamma_{\alpha\mu_L}(-p') + \xi \bar{\mu}_R(p) \gamma_{\alpha\mu_R}(-p') \right] \times$$

$$\times \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \bar{e}_L(-k') \gamma^{\alpha e_L}(k) + \xi \bar{e}_R(-k') \gamma^{\alpha e_R}(k) \right].$$

Здесь

$\bar{\mu}(p)$ — волновая функция родившегося μ^- с 4-импульсом p ,
 $\mu(-p')$ — волновая функция родившегося μ^+ с 4-импульсом p' ,
 $e(k)$ — волновая функция исчезнувшего e^- с 4-импульсом k ,
 $\bar{e}(-k')$ — волновая функция исчезнувшего e^+ с 4-импульсом k' .

Знаки минус перед k' и p' возникают из-за кроссинга. Пренебрегая массами e и μ по сравнению с их энергиями, мы

опустили член

$$-\frac{q_{\alpha} q_{\beta}}{m_Z^2 (q^2 - m_Z^2)}$$

в пропагаторе Z -бозона.

Введем обозначение

$$x = \frac{g^2}{e^2} \frac{q^2}{q^2 - m_Z^2}.$$

Очевидно, что при $q^2 \ll m_Z^2$ $x = -2V\sqrt{2}Gq^2/\pi\alpha$.

Опуская аргументы волновых функций, запишем M в виде

$$M = \frac{4\pi\alpha}{q^2} \left\{ (\bar{\mu}_L \gamma_{\alpha\mu_L}) (\bar{e}_L \gamma^{\alpha e_L}) \left[1 + x \left(-\frac{1}{2} + \xi \right)^2 \right] + \right.$$

$$+ (\bar{\mu}_R \gamma_{\alpha\mu_R}) (\bar{e}_R \gamma^{\alpha e_R}) [1 + x\xi^2] +$$

$$\left. + [(\bar{\mu}_L \gamma_{\alpha\mu_L}) (\bar{e}_R \gamma^{\alpha e_R}) + (\bar{\mu}_R \gamma_{\alpha\mu_R}) (\bar{e}_L \gamma^{\alpha e_L})] \left[1 + x\xi \left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \right] \right\}.$$

Введем переменные:

$$s = (k' + k)^2 = (p' + p)^2 = q^2,$$

$$t = (p - k)^2 = -\frac{s}{2} (1 - \cos \theta) = -2pk = -2p'k',$$

$$u = (p' - k)^2 = -\frac{s}{2} (1 + \cos \theta) = -2p'k = -2pk',$$

где θ — угол между импульсами e^- и μ^- в с.ц.м. Заметим, что в $|M|^2$ (где черта означает суммирование по спинам e^+ , e^- , μ^+ и μ^-) четыре слагаемых, входящих в M , не интерферируют, так как отвечают различным спиральностям начальных и (или) конечных частиц.

Преобразование Фирца над членом $(\bar{\mu}_L \gamma_{\alpha\mu_L}) (\bar{e}_R \gamma^{\alpha e_R})$ дает

$$(\bar{\mu}_L \gamma_{\alpha\mu_L}) (\bar{e}_R \gamma^{\alpha e_R}) = 2 (\bar{\mu}_L e_R) (\bar{e}_R \mu_L) = \frac{1}{2} (\bar{\mu} (1 - \gamma_5) e) (\bar{e} (1 + \gamma_5) \mu).$$

Отсюда следует, что

$$|(\bar{\mu}_L \gamma_{\alpha\mu_L}) (\bar{e}_R \gamma^{\alpha e_R})|^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{1}{4} \text{Tr} \hat{p} (1 - \gamma_5) \hat{k} (1 + \gamma_5) \text{Tr} \hat{k}' (1 + \gamma_5) \hat{p}' (1 - \gamma_5) = 4(pk) 4(p'k') = 4t^2.$$

Аналогично

$$|(\bar{\mu}_R \gamma_{\alpha\mu_R}) (\bar{e}_L \gamma^{\alpha e_L})|^2 \Rightarrow 4t^2.$$

Используя преобразование Фирца, нетрудно получить

$$|(\bar{\mu}_L \gamma_{\alpha\mu_L}) (\bar{e}_L \gamma^{\alpha e_L})|^2 = |(\bar{\mu}_R \gamma_{\alpha\mu_R}) (\bar{e}_R \gamma^{\alpha e_R})|^2 \Rightarrow 4(kp') 4(pk') = 4u^2.$$

Эти результаты совершенно аналогичны тем, которые получаются в νe -рассеянии (см. гл. 16). Их легко написать сразу, если рассмотреть фейнмановскую диаграмму в канале μe -рассеяния

(рис. 22.6) и учесть, что ответ для столкновения двух левых частиц пропорционален произведению (kp') $(k'p)$.

Найдем теперь сечение

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} = \frac{\pi\alpha^2}{s^2} [au^2 + bt^2] = \frac{\pi\alpha^2}{4s} [(a+b)(1+|\cos^2 \theta|) + (a-b)2 \cos \theta].$$

Здесь

$$a = \frac{1}{2} \left\{ \left[1 + x \left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \right]^2 + [1 + |x\xi^2|]^2 \right\},$$

$$b = \left[1 + x\xi \left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \right]^2.$$

При $x=0$, $a=1$ и $b=1$ и наше сечение равно хорошо известному сечению электромагнитной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2s} (1 + \cos^2 \theta) \Rightarrow \sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}.$$

При $x \neq 0$

$$a-b = \frac{1}{4} [x + \frac{1}{2}x^2(\frac{1}{2} - 2\xi)^2].$$

Поскольку при $s \ll m_Z^2$, $x < 0$ и $a-b \approx x/4 < 0$, то в этом случае отрицательные мюоны должны лететь преимущественно в направлении исходного позитрона.

Зарядовая асимметрия должна возникать также и в том случае, если нет Z -бозонов, из-за интерференции диаграмм рис. 22.7

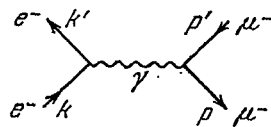


Рис. 22.6

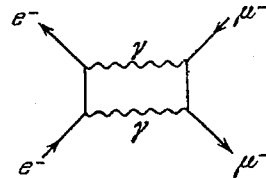


Рис. 22.7

и 22.6, а также из-за интерференции диаграмм рис. 22.8 и 22.9, в которых пара $\mu^+\mu^-$ имеет различные значения C -четности.

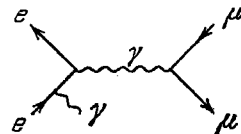


Рис. 22.8

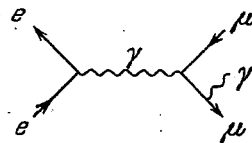


Рис. 22.9

Однако чисто электромагнитная зарядовая асимметрия медленно меняется с энергией сталкивающихся пучков и максимальна при малых углах θ . Пользуясь этим, можно выделить эффект нейтральных токов.

Зарядовая асимметрия в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ наблюдалась в 1980-х годах на ряде установок на встречных пучках PEP и PETRA в интервале энергий $29 \text{ ГэВ} \leq \sqrt{s} \leq 46 \text{ ГэВ}$ и находится в неплохом согласии с предсказаниями электрослабой теории. Аналогичный эффект наблюдался на тех же установках и в реакции $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, но точность, достигнутая здесь, существенно хуже.

Перейдем к эффектам нейтральных токов во взаимодействии лептонов с адронами.

Нейтральные токи и взаимодействие нейтрино с нуклонами

Взаимодействие нейтрино с нуклонами сводится к взаимодействию с кварками. Выпишем вершины взаимодействия u - и d -кварков с Z -бозонами, исходя из того, что « Z -заряд» равен $-\bar{g}(T_3 - \xi Q)$:

$$\bar{g} \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \xi \right) \bar{u}_L \hat{Z} u_L - \frac{2}{3} \xi \bar{u}_R \hat{Z} u_R \right],$$

$$\bar{g} \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \xi \right) \bar{d}_L \hat{Z} d_L + \frac{1}{3} \xi \bar{d}_R \hat{Z} d_R \right].$$

В дальнейшем будем рассматривать «малые» переданные импульсы: $|q^2| \ll m_Z^2$. В этом пределе имеет место эффективное четырехфермионное взаимодействие:

$$2\sqrt{2}G(\bar{\nu}_L \gamma_\alpha \nu_L) \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \xi \right) \bar{u}_L \gamma^\alpha u_L - \frac{2}{3} \xi \bar{u}_R \gamma^\alpha u_R + \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \xi \right) \bar{d}_L \gamma^\alpha d_L + \frac{1}{3} \xi \bar{d}_R \gamma^\alpha d_R \right]$$

($\bar{g}^2/2m = 2\sqrt{2}G$, если $\rho \equiv m_W^2/m_Z^2 \cos^2 \theta_W = 1$, см. гл. 21).

С помощью этого выражения получим выражение для сечения глубоко неупругого взаимодействия. Вычислим сечение, приходящееся на «средний нуклон», т. е. $\frac{1}{2}(\sigma_p + \sigma_n)$. Как и раньше, обозначим через $u(x)/x$ и $d(x)/x$ плотность распределения u - и d -кварков в протоне. (Для упрощения формул мы в качестве грубого приближения пренебрежем вкладом s , \bar{s} , \bar{u} , \bar{d} .) В «среднем нуклоне» плотности распределения u -кварков и d -кварков одинаковы и равны $\frac{1}{2x}(u(x) + d(x))$. Напомним, что x — это доля полного импульса нуклона, который несет кварк.

В партонной модели сечение выражается через средние величины (см. гл. 17)

$$U = \int_0^1 u(x) dx \quad \text{и} \quad D = \int_0^1 d(x) dx$$

и равно

$$\sigma_{\nu}^Z = \frac{G^2 s}{2\pi} (U + D) \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \xi \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{2}{3} \xi \right)^2 + \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \xi \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{3} \xi \right)^2 \right],$$

$$\sigma_{\bar{\nu}}^Z = \frac{G^2 s}{2\pi} (U + D) \left[\frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \xi \right)^2 + \left(\frac{2}{3} \xi \right)^2 + \frac{1}{3} \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \xi \right)^2 + \left(\frac{1}{3} \xi \right)^2 \right].$$

Мы учли здесь, что сечение взаимодействия для фермионов с одинаковой спиральностью в три раза больше, чем для фермионов с противоположной спиральностью. Удобно ввести отношения сечений, обусловленных взаимодействием нейтральных токов (NC) и заряженных токов (CC). Напомним, что в используемом нами приближении последние имеют вид

$$\sigma_{\nu}^W = \frac{G^2 s}{2\pi} (U + D), \quad \sigma_{\bar{\nu}}^W = \frac{1}{3} \frac{G^2 s}{2\pi} (U + D).$$

Упомянутые отношения равны

$$R_{\nu} = \frac{\sigma_{\nu}^Z}{\sigma_{\nu}^W} = \frac{1}{2} - \xi + \frac{20}{27} \xi^2, \quad R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma_{\bar{\nu}}^Z}{\sigma_{\bar{\nu}}^W} = \frac{1}{2} - \xi + \frac{20}{9} \xi^2.$$

Первоначально экспериментальные значения R_{ν} и $R_{\bar{\nu}}$ сильно отличались друг от друга ($R_{\nu} \approx 0,15$, $R_{\bar{\nu}} \approx 0,45$). Однако со временем появилась тенденция к конвергенции и, согласно последним данным, $R_{\nu} \approx 0,30$, $R_{\bar{\nu}} \approx 0,36$. Отсюда сразу же получаем, что

$$\xi = \frac{1 + R_{\bar{\nu}} - 3R_{\nu}}{2} \approx \frac{1}{4}.$$

Напомним, что $\xi = \sin^2 \theta_W$. Следовательно, $\theta_W \approx \pm 30^\circ$.

Кроме инклюзивных реакций на тяжелых ядрах $\nu A \rightarrow \nu X$ и $\bar{\nu} A \rightarrow \bar{\nu} X$, на опыте изучались также неупругие реакции на водороде $\nu p \rightarrow \nu X$ и $\bar{\nu} p \rightarrow \bar{\nu} X$, и упругое рассеяние на водороде $\nu p \rightarrow \nu p$ и $\bar{\nu} p \rightarrow \bar{\nu} p$. Кроме того, изучались эксклюзивные реакции $\nu p \rightarrow \nu p \pi^0$, $\nu p \rightarrow \nu p \pi^+$, $\bar{\nu} n \rightarrow \bar{\nu} n \pi^-$. Данные всех этих реакций согласуются со значением $\frac{1}{4} \geq \xi \geq \frac{1}{6}$. Особенно интересно то, что на опыте различны упругие сечения для нейтрино и антинейтрино:

$$\frac{\sigma(\bar{\nu} p \rightarrow \bar{\nu} p)}{\sigma(\nu p \rightarrow \nu p)} \approx 0,4.$$

Для чистого векторного или чистого аксиального взаимодействия это отношение равнялось бы единице. Следовательно, опыт указывает на то, что имеется интерференция этих взаимодействий. В любой модели, где есть лишь один Z -бозон, это означает, что его взаимодействие с кварками не сохраняет четность. (Если бы было два

Z -бозона, один из них мог бы взаимодействовать только с векторным током, другой — только с аксиальным. Четность бы при этом сохранялась, а сечения для ν и $\bar{\nu}$ были бы различны из-за интерференции векторной и аксиальной амплитуд, поскольку нейтрино в пучке продольно поляризованы.)

Изотопические свойства нейтрального тока

В анализе слабых взаимодействий с участием нуклонов важную роль играют изотопические свойства слабого нейтрального тока. Это относится как к нейтринным реакциям, так и к другим процессам: P -нечетному взаимодействию электронов с нуклонами, P -нечетным ядерным силам. Кварковый нейтральный ток имеет вид

$$\sum_q (g_L^q \bar{q} \gamma_\mu q_L - g_R^q \bar{q} \gamma_\mu q_R),$$

где сумма берется по всем сортам кварков $q = u, d, s, \dots$. В стандартной модели

$$g_L^q = T_3^W - Q\xi, \quad g_R^q = -Q\xi;$$

здесь T_3^W — проекция (слабого) изоспина кварка в левом изодублете, а Q — заряд кварка. Для u - и d -кварков, играющих определяющую роль в слабых взаимодействиях нуклонов, значения T_3^W совпадают со значениями T_3 — проекции обычного изоспина, характеризующего адроны:

$$T_3^W(u) = T_3(u) = +\frac{1}{2}, \quad T_3^W(d) = T_3(d) = -\frac{1}{2}.$$

Это позволяет установить свойства слабых нейтральных токов в обычном изопространстве: правый ток представляет собой изоскаляр (член $Q\xi$), левый ток — суперпозицию изоскаляра (члены $Q\xi$ и T_3^W для s -, c -, b -кварков) и проекции изовектора (члены T_3^W для u - и d -кварков). Иногда удобно от левых и правых токов перейти к векторному и аксиальному:

$$g_V^q = g_L^q + g_R^q, \quad g_A^q = g_L^q - g_R^q.$$

Используя эту связь, мы видим, что

$$g_V^q = T_3^W - 2Q\xi, \quad g_A^q = T_3^W.$$

Таким образом, нейтральный аксиальный ток u - и d -кварков является чистым изовектором. Он входит в один триплет с аксиальными заряженными токами, испускающими W^+ - и W^- -бозоны. Изоскалярная часть векторного тока u - и d -кварков пропорциональна $\sin^2 \theta_W$. Напомним, что она возникла от перемешивания изовекторных и изоскалярных промежуточных бозонов (см. гл. 21).

Несохранение четности в рассеянии электронов нуклонами

Нейтральные токи должны приводить к эффектам нарушения зеркальной симметрии при взаимодействии электронов (или мюонов) с нуклонами. Ответственное за это эффективное четырехфермионное взаимодействие имеет вид

$$4\sqrt{2}G [g_L^e \bar{e}_L \gamma_\alpha e_L + g_R^e \bar{e}_R \gamma_\alpha e_R] \sum_q [g_L^q \bar{q}_L \gamma^\alpha q_L + g_R^q \bar{q}_R \gamma^\alpha q_R] = \\ = \frac{-G}{2\sqrt{2}} [(1-4\xi) \bar{e} \gamma_\alpha e + \bar{e} \gamma_\alpha \gamma_5 e] \sum_q [(2T_3 - 4Q\xi) \bar{q} \gamma^\alpha q + 2T_3 \bar{q} \gamma^\alpha \gamma_5 q]$$

Здесь сумма берется по всем сортам кварков. (Напомним, что $g_L^e = -1/2 + \xi$, $g_R^e = \xi$.) Сохранение четности нарушают два типа членов: 1) произведение кваркового аксиального тока на электронный векторный и 2) произведение кваркового векторного тока на электронный аксиальный.

Впервые P -нечетное взаимодействие электрона с нуклоном было обнаружено в автоматах висмута (см. следующий раздел). Вскоре это же явление было найдено в глубоко неупругом рассеянии продольно поляризованных электронов: на стенфордском ускорителе была измерена асимметрия

$$A = \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L},$$

где R и L означают соответственно правую и левую поляризацию падающего электронного пучка. Для рассеяния на дейтерии $ed \rightarrow eX$ при квадрате переданного импульса $Q^2 \approx 1,6 \text{ ГэВ}^2$

$$A = (-9,5 \pm 1,6) \cdot 10^{-5} (Q^2/\text{ГэВ}^2).$$

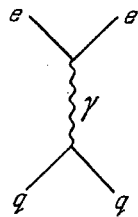


Рис. 22.10

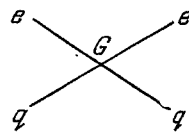


Рис. 22.11

Теоретическое выражение для асимметрии A легко получить, если учесть, что она возникает в результате интерференции большой P -четной амплитуды, отвечающей обмену фотоном (рис. 22.10) с малой P -нечетной амплитудой (рис.

22.11). Ограничившись вкладом валентных u - и d -кварков и выполнив стандартные вычисления, найдем

$$A = -\frac{GQ^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{9}{10} \left[\left(1 - \frac{20}{9}\xi\right) + (1-4\xi)K(y) \right] = \\ = -1,62 \cdot 10^{-4} \left[\left(1 - \frac{20}{9}\xi\right) + (1-4\xi)K(y) \right] \left(\frac{Q}{\text{ГэВ}}\right)^2.$$

Здесь

$$K(y) = \frac{1-(1-y)^2}{1+(1-y)^2},$$

где $y = 1 - E'/E_0$; E_0 и E' — энергия электрона до и после столкновения соответственно. (Заметим, что член $(1 - 20/9\xi)$ происходит от произведения электронного аксиального тока на кварковый векторный ток, а член $(1 - 4\xi)K(y)$ — от произведения электронного векторного тока на кварковый аксиальный ток.) В стенфордском опыте $y \approx 0,21$. Сравнение теоретического выражения для A с его экспериментальным значением дает $\xi \approx 0,22$.

Нарушение четности в атомах

При взаимодействии атомных электронов с нуклонами ядра основной P -нечетный член возникает от произведения аксиального электронного тока на векторный кварковый ток. Дело в том, что векторный « Z -заряд» ядра равен сумме векторных « Z -зарядов» нуклонов, составляющих ядро, и достигает больших величин у тяжелых ядер. Определив g_V^p и g_V^n для протона и нейтрона по формуле ($T_3 = 2Q\xi$), а g_A^e для электрона — по формуле $g_A = T_3$, получим интересующее нас взаимодействие

$$\frac{1}{2\sqrt{2}} G (-\bar{e} \gamma_\alpha \gamma_5 e) (-\bar{n} \gamma^\alpha n + (1-4\xi) \bar{p} \gamma^\alpha p).$$

В координатном представлении этому взаимодействию соответствует потенциал

$$V(r) = \frac{G\kappa}{2\sqrt{2}m_e} [\sigma p \delta(r) + \delta(r) \sigma p],$$

где $p = -i\nabla$ — оператор импульса, m_e — масса электрона, $\kappa = -1/2$ для нейтрона, $\kappa = 1/2(1-4\xi)$ для протона.

Поскольку, как мы выяснили выше, $\xi \approx 1/4$, то коэффициент κ для протона в стандартной модели электрослабого взаимодействия должен быть гораздо меньше коэффициента κ для нейтрона, а для ядра $\kappa \approx -1/2(A-Z)$. Потенциал V может перемешивать атомные уровни разной четности. В результате уровень с положительной четностью приобретает небольшую примесь с отрицательной четностью. Амплитуда этой примеси F может быть оценена следующим образом:

$$F = \frac{\langle V \rangle}{\Delta E},$$

где $\langle V \rangle$ — матричный элемент потенциала V между перемешиваемыми уровнями, а ΔE — расстояние между ними. Характерная величина $\langle V \rangle$ в водороде порядка $G\alpha a^{-3} \approx Gm_e^2 \alpha^4$, поскольку скорость электрона $v \approx \alpha$, а боровский радиус $a \approx 1/m_e \alpha$. Характерное расстояние между уровнями $\Delta E \approx \alpha^2 m_e$. Таким образом, $F \approx \alpha^2 Gm_e^2 \approx$

$\approx 10^{-15}$. Однако в ряде случаев имеются факторы, усиливающие эту ничтожно малую величину. Рассмотрим, например, переход между $2S_{1/2}$ - и $1S_{1/2}$ -уровнями водорода. В отсутствие P -нечетных эффектов это дипольный магнитный переход с малой амплитудой $A(M1) \approx \alpha^2 \mu$, где $\mu = e/2m_e$ — магнетон Бора. (В нерелятивистском приближении переход запрещен из-за ортогональности волновых функций основного и возбужденного S -состояний).

Наличие P -нечетной примеси должно приводить к испусканию «нечистым» $2S_{1/2}$ -уровнем также электрического дипольного фотона с амплитудой $FA(E1)$, где $A(E1) \approx ea$ — амплитуда перехода $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$, а F — амплитуда перемешивания уровней $2P_{1/2}$ и $2S_{1/2}$. Как известно, эти уровни расщеплены лишь лэмбовским сдвигом порядка $\alpha^2 m_e$. Поэтому в этом случае $F \approx Gm_e^2/\alpha \approx 10^{-9}$. Интерференция электрического и магнитного переходов должна привести к циркулярной поляризации фотонов:

$$P = 2F \frac{A(E1)}{A(M1)} \approx \frac{Gm_e^2}{\alpha} \left(\frac{ea}{\alpha^2 \mu} \right) \approx \frac{Gm_e^2}{\alpha^4} \approx 10^{-3}.$$

К сожалению, наблюдение этого эффекта в водороде затруднено в силу тех же причин, по которым он велик: долгого времени жизни $2S_{1/2}$ -уровня и фона от близкого $2P_{1/2}$ -уровня. В тяжелых атомах (Tl, Pb, Bi) эффект меньше: $P \sim Gm_e^2 \alpha^2 Z^3 (ea/\mu) \sim 10^{-7}$, но наблюдать его легче.

Несохранение четности в атомных переходах впервые наблюдали Барков и Золоторев (Новосибирск) в начале 1978 г. Пропуская через пары атомарного висмута линейно поляризованный лазерный свет, они измерили угол поворота плоскости поляризации ($-3 \pm 0,5 \cdot 10^{-8}$ рад). Величина и знак наблюдаемой ими оптической активности паров висмута согласуются с предсказаниями модели электрослабого взаимодействия при $\sin^2 \theta_w \approx 1/4$.

В конце 1978 г. эффект несохранения четности был обнаружен в Беркли при пропускании циркулярно поляризованного лазерного света через пары таллия: сечение поглощения для правополяризованных фотонов оказалось больше, чем для левополяризованных, опять в согласии со стандартной электрослабой моделью. Если в висмуте измерялось несохранение четности в реальной части коэффициента преломления, то в таллии — в мнимой части.

Эффекты несохранения четности должны наблюдаться также и в μ -атомах, однако пока что экспериментальная точность здесь совершенно недостаточна для их обнаружения.

P -нечетные ядерные силы

Мы не будем подробно обсуждать вклад нейтральных токов в нуклон-нуклонное слабое взаимодействие. Несохранение четности в ядерных силах, наблюдаемое на опыте, может быть обусловлено как заряженными токами, так и нейтральными. Выде-

лить эффект нейтральных токов можно путем измерения на опыте изовекторной компоненты P -нечетных ядерных сил. Дело в том, что в произведении заряженных токов этот член возникает с малым множителем $\sin^2 \theta_w$, в то время как в произведении нейтральных токов он не подавлен. Член с $\Delta T = 1$ должен проявляться, в частности, в S -волновой P -нечетной изовекторной вершине $f_{i;kl} \bar{N} \tau_i N \tau_k$ (аналогичные вершины с $\Delta T = 0, 2$ запрещены сохранением CP -четности).

Анализ сравнительно большого эффекта несохранения четности, наблюдаемого в ядрах ^{19}F , ^{41}K , ^{175}Lu и ^{181}Ta , проведенный рядом авторов, указывает на то, что f примерно на порядок больше, чем это ожидалось в случае одних заряженных токов. Если эта интерпретация правильна, то следует ожидать большой ($\sim 0,5\%$) циркулярной поляризации фотонов в переходе с возбужденного уровня 0^+ на основной уровень 1^+ в ядре ^{19}F . (Большой ожидаемый эффект связан с тем, что рядом с уровнем 0^+ , имеющим $T = 0$, расположен уровень 0^- с $T = 1$). К сожалению, это предсказание может быть сильно уменьшено чисто ядерными эффектами, величина которых сегодня неизвестна.

23. СВОЙСТВА ПРОМЕЖУТОЧНЫХ БОЗОНОВ

В этой главе мы вычислим парциальные и полные ширины W - и Z -бозонов и обсудим уже осуществленные и планируемые эксперименты по рождению этих частиц.

В стандартной модели электрослабого взаимодействия массы промежуточных бозонов однозначно предсказываются, если известен угол Вайнберга:

$$m_W = \left(\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin \theta_w} = \frac{37,3}{\sin \theta_w} \text{ ГэВ},$$

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_w} = \frac{74,6}{\sin 2\theta_w} \text{ ГэВ}.$$

Нейтринные эксперименты, обсужденные в предыдущей главе, дают $\sin \theta_w \approx 1/2$. Это значит, что $m_W \approx 80$ ГэВ; $m_Z \approx 90$ ГэВ.

Эксперименты, осуществленные на специально построенном для этой цели протон-антипротонном коллайдере ЦЕРН, привели в 1983 г. к открытию W - и Z -бозонов с массами, в пределах точности опыта совпадающими с предсказанными.

Если говорить не просто о качественном, но также и о количественном сопоставлении эксперимента и теории, то следует принять во внимание, что величина $\sin^2 \theta_w = e^2/g^2 \equiv \alpha/\alpha_w$ является не константой, а функцией переданного импульса. Это обусловлено радиационными поправками и в первую очередь тем, что в основном из-за электронной поляризации вакуума α меняется примерно

на 7% от $Q^2=0$ до $Q^2 \approx m_W^2$:

$$\alpha(0) \approx 1/137, \quad \alpha(m_W) \approx 1/128.$$

Примерно в таком же соотношении меняется и $\sin^2 \theta_W$, поскольку α_W из-за массивности W -бозонов в интервале $0 < Q^2 < m_W^2$ практически не изменяется (более подробно вопрос об изменении $\sin^2 \theta_W$ обсуждается в гл. 25 в разделе "«Бегущие» константы связи"). Величина $\sin^2 \theta_W = 0,233 \pm 0,006$, полученная путем теоретической обработки всех данных нейтральных токов, о которой говорилось в примечании в начале гл. 22, относится к $Q^2 \approx m_W^2$.

С учетом сказанного выше мы выпишем формулы для масс W - и Z -бозонов в том виде, как они обычно приводятся в литературе:

$$A_W = \frac{A_0}{\sin \theta_W (1 - \Delta r)^{1/2}},$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W},$$

где $A_0 = (\pi \alpha / \sqrt{2} G)^{1/2} = 37,281$ ГэВ, $\alpha = 1/137 \cdot 0,36$, $G = 1,16637 \times 10^{-5}$ ГэВ⁻², $\Delta r = 0,07$, причем при расчете радиационной поправки Δr принимается $m_t = m_H = 100$ ГэВ.

С учетом экспериментальных данных о массах W -бозонов ($M_W = 80,9 \pm 1,4$ ГэВ, $M_Z = 91,1 \pm 0,1$ ГэВ) среднее значение $\sin^2 \theta_W$ принимается равным:

$$\sin^2 \theta_W = 0,23 \pm 0,01.$$

Распады W -бозонов

Прежде всего вычислим ширину распада $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$. Вспомним, что взаимодействие W -бозона с током $\bar{e} \nu$ фиксировано требованием калибровочной инвариантности. Из члена

$$i \bar{L} \hat{D} L = i \bar{L} \left(\hat{\partial} - \frac{i}{2} g \tau \hat{A} - \frac{i}{2} g' Y \hat{B} \right) L,$$

где

$$L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad \tau A = \tau_3 A_3 + \tau_+ W^- + \tau_- W^+,$$

сразу следует, что вершина $W e \nu$ имеет вид

$$\frac{1}{\sqrt{2}} g (\bar{\nu}_L \hat{W} e_L + \bar{e}_L \hat{W}^* \nu_L).$$

Вспользуемся стандартной формулой (см. гл. 28, п. 4):

$$\Gamma = \frac{|M|^2}{3 \cdot 2 m_W 8\pi}.$$

Здесь множитель $1/3$ возник от усреднения по спиновым состояниям W -бозона, черта означает суммирование по спиновым

состояниям лептонов и W -бозона,

$$\begin{aligned} |M|^2 &= \frac{g^2}{2} \left(-g^{\alpha\beta} + \frac{k^\alpha k^\beta}{m_W^2} \right) \frac{1}{4} \text{Tr} \hat{p}_e \gamma_\alpha \hat{p}_\nu \gamma_\beta (1 + \gamma_5)^2 = \\ &= \frac{g^2 \cdot 4 (p_e p_\nu)}{2} = g^2 m_W^2. \end{aligned}$$

Член $k^\alpha k^\beta / m_W^2$ в матрице плотности W -бозона дает нулевой вклад, так как мы положили массу электрона равной нулю. Отсюда сразу же следует, что

$$\Gamma(W \rightarrow e \nu) = \frac{g^2 m_W}{48\pi} = \frac{G m_W^3}{6 \sqrt{2} \pi} \approx 225 \text{ МэВ},$$

если $m_W \approx 80$ ГэВ. (Мы воспользовались тем, что $g^2 / 2 m_W^2 = 4G / \sqrt{2}$.)

Поскольку можно пренебречь не только массой электрона, но и массами мюона (μ) и тритона (τ) по сравнению с массой W -бозона, то

$$\Gamma(W \rightarrow e \nu_e) = \Gamma(W \rightarrow \mu \nu_\mu) = \Gamma(W \rightarrow \tau \nu_\tau).$$

Рассмотрим теперь адронные распады W -бозона. Согласно партонной модели суммарная вероятность распада W -бозона в адронное состояние с квантовыми числами пары $u \bar{d}$ равна вероятности распада на эту пару, вычисленной в пренебрежении сильными взаимодействиями. То же относится и к парам $u \bar{s}$, $c \bar{s}$, $c \bar{d}$. Учитывая угол Кабиббо θ_c и цветовой множитель 3 и пренебрегая массами кварков, имеем

$$\Gamma(W \rightarrow u \bar{d}) = \Gamma(W \rightarrow c \bar{s}) = 3 \cos^2 \theta_c \Gamma(W \rightarrow e \nu),$$

$$\Gamma(W \rightarrow u \bar{s}) = \Gamma(W \rightarrow c \bar{d}) = 3 \sin^2 \theta_c \Gamma(W \rightarrow e \nu).$$

Пока что t -кварк не открыт и его масса неизвестна. Поэтому мы не можем оценить $\Gamma(W \rightarrow t \bar{b})$. Если считать t -кварк настолько тяжелым, что распад на него не происходит или имеет пренебрежимо малую ширину, то

$$\Gamma_{\text{tot}}^W \approx 9 \Gamma(W \rightarrow e \nu) \approx 2 \text{ ГэВ}.$$

Распады Z -бозонов

Рассмотрение распадов Z -бозонов удобно начинать с вершины

$$\frac{1}{2} g \bar{\nu}_{eL} \hat{Z} \nu_{eL},$$

которой отвечает

$$\Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) = \frac{g^2 m_Z}{96\pi} = \frac{G m_Z^3}{12 \sqrt{2} \pi} \approx 165 \text{ МэВ},$$

если $m_Z \approx 91$ ГэВ. (Напомним, что $\bar{g}/g = m_Z/m_W = 1/\cos \theta_W$, так что

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e)}{\Gamma(W \rightarrow e \nu_e)} = \frac{1}{2 \cos^2 \theta_W} \approx 0,74$$

при $\xi \approx 0,23$.) Очевидно, что $\Gamma(\nu_e \bar{\nu}_e) = \Gamma(\nu_\mu \bar{\nu}_\mu) = \Gamma(\nu_\tau \bar{\nu}_\tau)$. Используя выражение для Z -заряда: $-\bar{g}(T_3 - \xi Q)$, нетрудно получить вершины взаимодействия Z -бозонов с другими лептонами и кварками (напомним, что $\xi = \sin^2 \theta_W$):

$$\bar{g} \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \bar{e}_L \hat{Z} e_L + \xi \bar{e}_R \hat{Z} e_R \right], \text{ то же для } \mu \text{ и } \tau;$$

$$\bar{g} \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \xi \right) \bar{u}_L \hat{Z} u_L - \frac{2}{3} \xi \bar{u}_R \hat{Z} u_R \right], \text{ то же для } c \text{ и } t;$$

$$\bar{g} \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \xi \right) \bar{d}_L \hat{Z} d_L + \frac{1}{3} \xi \bar{d}_R \hat{Z} d_R \right], \text{ то же для } s \text{ и } b.$$

Отсюда получаем

$$\Gamma(Z \rightarrow e \bar{e}) \approx \Gamma(Z \rightarrow \mu \bar{\mu}) \approx \Gamma(Z \rightarrow \tau \bar{\tau}) \approx \\ \approx [(-1 + 2\xi)^2 + 4\xi^2] \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) \approx 0,5 \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e),$$

$$\Gamma(Z \rightarrow u \bar{u}) \approx \Gamma(Z \rightarrow c \bar{c}) \approx \\ \approx 3 \left[\left(1 - \frac{4}{3} \xi \right)^2 + \left(\frac{4}{3} \xi \right)^2 \right] \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) \approx 1,7 \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e),$$

$$\Gamma(Z \rightarrow d \bar{d}) \approx \Gamma(Z \rightarrow s \bar{s}) \approx \Gamma(Z \rightarrow b \bar{b}) \approx \\ \approx 3 \left[\left(-1 + \frac{2}{3} \xi \right)^2 + \left(\frac{2}{3} \xi \right)^2 \right] \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) \approx 2,2 \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e).$$

Итак, всего у нас 11 каналов*). Полная ширина Z -бозона $\Gamma_{\text{tot}}^Z \approx (3 + 1,5 + 3,4 + 6,6) \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) = 14,5 \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) \approx 2,5$ ГэВ.

Рождение Z -бозонов в e^+e^- -столкновениях

Оптимальный способ рождения Z -частицы — на встречных пучках e^+ и e^- :

$$e^+ + e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{продукты распада.}$$

Образование Z -бозона должно выглядеть как резонанс при $E = \sqrt{s} = m_Z$ с шириной $\Gamma \approx 2$ ГэВ. Сечение образования данного конечного состояния f в резонансе дается формулой Брейта — Вигнера:

$$\sigma \approx \frac{4\pi(2J+1)}{2 \cdot 2m_Z^2} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E - m_Z)^2 + \Gamma^2/4}.$$

*) Мы считаем t -кварк настолько тяжелым, что распад $Z \rightarrow t \bar{t}$ невозможен.

Здесь $J=1$ — спин Z -бозона. Множитель 2·2 в знаменателе возник от усреднения по спинам электрона и позитрона,

$$\Gamma_i = \Gamma(Z \rightarrow e^+e^-), \quad \Gamma_f = \Gamma(Z \rightarrow f), \quad \Gamma = \Gamma(Z \rightarrow \text{всё}).$$

Предположим, что мы попали в резонанс, т. е.

$$(E - m_Z)^2 \ll \Gamma^2/4,$$

и хотим найти в этом случае полное сечение, т. е. $\Gamma_f = \Gamma$. Имеем

$$\sigma = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma(Z \rightarrow e \bar{e})}{\Gamma} \approx \frac{0,5}{14,5} \frac{12\pi}{m_Z^2} \approx 4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

Следовательно, встречные электрон-позитронные пучки с энергией примерно 2×45 ГэВ и светимостью $L = 10^{32}$ событий/см²·с давали бы несколько Z -бозонов в секунду. Это была бы настоящая фабрика Z -бозонов. Поучительно сравнить резонансное сечение процесса

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

с электромагнитным рождением

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$$

при $\sqrt{s} = m_Z$. Первое сечение равно $(12\pi/m_Z^2)(\Gamma_{ee}/\Gamma)^2$, второе — $(4\pi/3)(\alpha/m_Z)^2$. Их отношение

$$\frac{9}{\alpha^2} \left(\frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} \right)^2 \approx 160.$$

Заметим, что ожидаемое разрешение по энергии встречных пучков при $\sqrt{s} = m_Z$ порядка 100 МэВ, что существенно меньше ширины Z -бозона.

Рождение W - и Z -бозонов в pp -столкновениях

Заряженные W -бозоны на встречных пучках e^+e^- могут рождаться только парно и не резонансно (рис. 23.1). Сечение такого

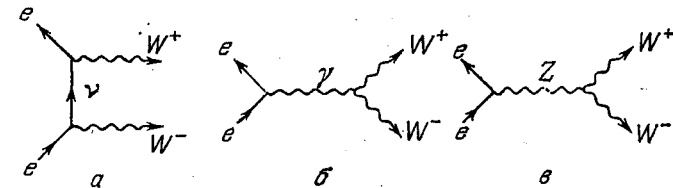


Рис. 23.1

парного рождения W примерно на 3—4 порядка меньше, чем сечение резонансного рождения Z . Этот процесс, кроме того, требует еще более высоких энергий сталкивающихся электронов и

позитронов. Поэтому более доступным является рождение одиночных W -бозонов на встречных пучках $p\bar{p}$ или pp с энергиями несколько сот ГэВ и выше в каждом пучке. Речь идет о реакциях инклюзивного рождения

$$p + \bar{p} \rightarrow W + X, \quad p + p \rightarrow W + X,$$

где X — любые адронные состояния.

В основе этих реакций лежит резонансное рождение W -бозонов при столкновении кварков и антикварков. Как уже говорилось в гл. 17, посвященной партонной модели, быстрый протон можно рассматривать как совокупность партонов — кварков, антикварков и глюонов, несущих примерно 44, 7 и 49% его импульса соответственно. Сечение образования W -бозона при столкновении u -кварка (из протона) с \bar{d} -кварком (из встречного антипротона) равно

$$\sigma = \frac{12\pi}{2 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 3m_W^2} \frac{\Gamma_i \Gamma}{(E - m_W)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Эта формула очень похожа на аналогичную формулу для рождения Z при столкновении e^+e^- и отличается от нее множителем $3 \cdot 3$ в знаменателе. Этот множитель возникает от усреднения по цветовым состояниям сталкивающихся кварков и антикварков. (При прочих одинаковых условиях ширина распада W в цветные кварки в три раза больше, чем в бесцветные лептоны: $\Gamma_i \equiv \Gamma(W \rightarrow u\bar{d}) = 3\Gamma(W \rightarrow e\nu)$, так как входит сумма по трем цветам. Сечение же образования W из цветных кварков в три раза меньше, чем из бесцветных лептонов, так как кварк данного цвета может аннигилировать в W только с антикварком того же цвета. Сечение рождения W -бозона кварками меньше сечения образования лептонами не в 9, а в 3 раза, так как одна из троек в знаменателе сокращается с тройкой в числителе в величине Γ_i .)

Итак, сечение рождения W в резонансе равнялось бы

$$\sigma_{\text{рез}}(u + \bar{d} \rightarrow W) = \frac{12\pi}{9m_W^2} \frac{\Gamma(W \rightarrow u\bar{d})}{\Gamma} \approx \frac{12\pi}{9m_W^2} \frac{1}{3} = \frac{4\pi}{9m_W^2} \approx 8 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

Так как протон и антипротон представляют собой сгустки кварков и антикварков, энергия которых не фиксирована, а распределяется, образуя непрерывный спектр, то удобно записать сечение образования W -бозона кварками в пределе, когда разброс энергии кварков много больше ширины W -бозона, в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sigma(u + \bar{d} \rightarrow W \rightarrow f) &= \\ &= \frac{\pi}{3m_W^2} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E - m_W)^2 + \Gamma^2/4} = \frac{4\pi}{3} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(s_{u\bar{d}} - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma^2} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{4\pi}{3} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{m_W \Gamma} \pi \delta(s_{u\bar{d}} - m_W^2) = \frac{4\pi^2}{3s} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{m_W \Gamma} \delta(x_1 x_2 - \tau), \end{aligned}$$

где $\Gamma_i = \Gamma(W \rightarrow u\bar{d})$, $s = (p_p + p_{\bar{p}})^2$, $\tau = m_W^2/s$, 4-импульс u -кварка равен $x_1 p_p$, а 4-импульс \bar{d} -кварка равен $x_2 p_{\bar{p}}$, где p_p и $p_{\bar{p}}$ — 4-импульсы протона и антипротона соответственно. Так что

$$s_{u\bar{d}} = (p_u + p_{\bar{d}})^2 \approx 2p_p p_{\bar{d}} = x_1 x_2 2p_p p_{\bar{p}} \approx x_1 x_2 (p_p + p_{\bar{p}})^2 = x_1 x_2 s.$$

Усредненное по спектрам u - и \bar{d} -кварков сечение рождения W -бозона из канала i (с последующим распадом по каналу f) имеет вид

$$\sigma = \frac{4\pi^2}{3} \frac{\Gamma B_i B_f}{m_W^3} \int u(x_1) d(x_2) \delta(x_1 x_2 - \tau) dx_1 dx_2.$$

Здесь $B_i = \Gamma_i/\Gamma \equiv \Gamma(W \rightarrow u\bar{d})/\Gamma \approx 1/3$. В качестве канала f рассмотрим, например, канал $W \rightarrow e\nu$. Тогда $B_f \Gamma = \Gamma(W \rightarrow e\nu) = Gm_W^2/6\pi\sqrt{2}$. Если бы подынтегральное выражение не содержало δ -функции, то

$$\sigma = \frac{\sqrt{2}\pi}{9} B_i G U D \approx \frac{\sqrt{2}\pi}{27} G U D \approx 3 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2.$$

Напомним, что $U = \int u(x) dx \approx 0,29$, $D = \int d(x) dx \approx 0,15$ (распределение \bar{d} -кварков в антипротоне такое же, как d -кварков в протоне) и, следовательно, $UD \approx 0,04$.

Перейдем от переменных x_1 и x_2 к переменным $\tau' = x_1 x_2$ и $\xi = x_1 - x_2$. Тогда $x_{1,2} = \xi/2 \pm \sqrt{\xi^2/4 + \tau'}$ и

$$\int u(x_1) d(x_2) \delta(x_1 x_2 - \tau) dx_1 dx_2 = \int \frac{u(x_1) d(x_2)}{\sqrt{\xi^2/4 + \tau}} d\xi.$$

Переменная ξ представляет собой продольный импульс W -бозона в единицах его максимально возможного импульса $\sqrt{s}/2$. Удобно ввести нормированную величину K :

$$K = \frac{1}{UD} \int_{-1+\tau}^{1-\tau} \frac{u(x_1) d(x_2)}{\sqrt{\xi^2/4 + \tau}} d\xi,$$

значения которой при различных значениях τ получаются численным интегрированием. При $\tau \approx 10^{-2}$ $K \approx 10$; при $\tau \approx 10^{-1}$ $K \approx 4$.

Оценки сечения, основанные на партонной модели, которые мы привели выше, были сделаны в середине 1970-х годов. Они представляли собой далекую экстраполяцию имевшихся в то время экспериментальных данных по глубоко неупругим процессам. Вместе с тем, было ясно, что если исходить из квантовой хромодинамики, то должны быть отклонения от партонной модели. В частности, из-за испускания тормозных глюонов должны возрасти поперечные импульсы аннигилирующих кварка и антикварка и; следовательно, поперечные импульсы рождения W -бозонов. Однако, как показывают расчеты в рамках квантовой хромодинамики, основные предсказания партонной модели остаются в силе.

Чтобы в изобилии иметь столкновения достаточно энергичных кварков, необходимо, чтобы энергия \sqrt{s} сталкивающихся p и \bar{p} в несколько раз превышала массу W -бозона, т. е. параметр τ должен быть $\leq 1/10$. Если сталкивать между собой протонные пучки, то значение \sqrt{s} должно быть еще больше, поскольку «морские» антикварки в протоне гораздо мягче валентных антикварков в антипротоне.

Расчеты для $p\bar{p}$ -пучков при $\sqrt{s} \approx 540$ ГэВ и $m_W \approx 80$ ГэВ дают $\sigma_{W_{ev}} \approx 4 \cdot 10^{-34}$ см². Аналогично в $p\bar{p}$ -столкновениях должны рождаться и Z -бозоны. Они возникают в реакциях $u\bar{u} \rightarrow Z$ и $d\bar{d} \rightarrow Z$. Экспериментально легче всего наблюдать распад $Z \rightarrow e^+e^-$. Расчеты дают: $\sigma_{Z_{ee}} \approx 4 \cdot 10^{-35}$ см² при $\sqrt{s} \approx 540$ ГэВ и $m_Z \approx 91$ ГэВ. То обстоятельство, что значение $\sigma_{Z_{ee}}$ примерно на порядок ниже, чем $\sigma_{W_{ev}}$, обусловлено тем, что

$$B(Z \rightarrow ee) \sim \frac{1}{3} B(W \rightarrow ev) \quad \text{и} \quad \sigma_Z \sim \frac{1}{3} \sigma_W.$$

Последнее соотношение, в свою очередь, частично обусловлено меньшими константами связи Z -бозона с кварками (сравните ширину $\Gamma(W \rightarrow u\bar{d})$ с $\Gamma(Z \rightarrow u\bar{u})$ и $\Gamma(Z \rightarrow d\bar{d})$) и частично — большей массой Z -бозона.

W- и Z-бозоны и коллайдеры

После создания теории электрослабого взаимодействия и особенно после открытия нейтральных токов становилось все более ясным, что для решающей проверки теории необходимы эксперименты на встречных пучках при таких энергиях, когда рождаются W - и Z -бозоны.

Проекты встречных лептонных пучков с энергиями порядка 50—100 ГэВ в каждом пучке обсуждаются с конца 60-х годов. Так, на Международной конференции по ускорителям в Ереване в 1969 г. рассматривался ереванский проект встречных e^+e^- -пучков 2×100 ГэВ и обсуждалась идея Будкера о строительстве встречных пучков $\mu^+\mu^-$ с энергиями 2×250 ГэВ. В 1975 г. подробное рассмотрение встречных e^+e^- -пучков с энергией 2×100 ГэВ было опубликовано Рихтером.

Однако первые W - и Z -бозоны были получены не на электрон-позитронном, а на протон-антипротонном коллайдере. Идея создания таких коллайдеров на базе существовавших тогда протонных суперсинхротронов — в ЦЕРНе (вблизи Женевы) и в лаборатории имени Ферми (в Батавии, США) — была выдвинута в 1976 г. группой физиков во главе с Карло Руббиа. В 1981 г. в ЦЕРНе был создан $p\bar{p}$ -коллайдер с энергией каждого из пучков 270 ГэВ и два специальных гигантских детектора UA1 и UA2 (сокращение UA происходит от английского *Underground Area*). В соору-

жении и эксплуатации этих детекторов приняли участие две коллаборации — около двухсот физиков и инженеров. В 1983 г. на этих детекторах были открыты первые W - и Z -бозоны. Это открытие сразу же было увенчано Нобелевской премией, которую получили Карло Руббиа — лидер группы UA1 и Симон Ван дер Меер, руководивший созданием коллайдера. До 1988 г. на установках UA1 и UA2 было зарегистрировано около 700 событий: примерно $500W_{ev}$, $60W_{\mu\nu}$, $30W_{\tau\nu}$, $70Z_{ee}$, $20Z_{\mu\mu}$ (здесь индексы указывают каналы, по которым наблюдались распады бозонов).

Что касается Батавии, то здесь события развивались медленнее, и на Тэватроне (встречных пучках протонов и антипротонов с энергией 1 ТэВ каждый) к середине 1988 г. было зарегистрировано менее 30 бозонов.

В конце 1980-х годов должны начать производство Z -бозонов два электрон-позитронных коллайдера с энергиями порядка 50 ГэВ в каждом пучке. Один из этих коллайдеров, ЛЭП, сооружен в ЦЕРНе; он расположен в специальном кольцевом тоннеле длиной 27 км. Другой коллайдер, СЛК, — в Стенфордском линейно-ускорительном центре. Его основой является линейный ускоритель, в котором в одном направлении ускоряются и электроны, и позитроны. Пройдя линейную часть ускорителя, они разводятся по двум дугам и встречаются в верхней точке «ракеты». Проектная «производительность» ЛЭП свыше тысячи Z -бозонов в час*. В дальнейшем предполагается довести энергию каждого из пучков ЛЭП до 100 ГэВ, с тем чтобы рождалась пара W^+W^- -бозонов.

Среди проектов 90-х годов упомянем УНК (ускорительно-накопительный комплекс в Протвино с энергиями протонных пучков 3 ТэВ), большой адронный коллайдер ЛАК с энергиями протонов 8 ТэВ (в тоннеле ЛЭП) и проект американского сверхпроводящего суперколлайдера ССК с энергиями протонов 20 ТэВ. Отметим также вступающий в строй в 1990 г. электрон-протонный коллайдер ГЕРА вблизи Гамбурга ($e, 30$ ГэВ + $p, 820$ ГэВ). Этот последний коллайдер не предназначен для рождения W - и Z -бозонов, его область — глубоко неупругое рассеяние.

Очень интересны проекты встречных линейных электрон-позитронных пучков с энергиями порядка 1 ТэВ, разрабатываемые в Новосибирске, Стенфорде и ЦЕРНе.

W-бозоны и проект ДЮМАНД

Было бы интересно зарегистрировать рождение W -бозона в чисто лептонном столкновении. Чтобы родить W -бозон в столкновении $\nu e^- \rightarrow W^-$, необходимы нейтрино с энергией $E_0 \approx 5 \cdot 10^{15}$ эВ.

* Летом 1989 г. коллайдеры СЛК и ЛЭП начали работу. К октябрю 1989 г. на СЛК зарегистрировано порядка 500 Z -бозонов, на ЛЭП — порядка 10 000.

Такие нейтрино могут быть лишь в космических лучах. Здесь этот процесс позволяет получить уникальные сведения о величине потока космических нейтрино.

Измерение этой реакции было бы в принципе возможно, если бы был осуществлен проект ДЮМАНД (*Deep Underwater Muon and Neutrino Detector*). Этот проект предусматривает создание в глубине океана гигантского куба с ребром порядка километра, заполненного объемной решеткой детекторов. Шаг решетки — порядка десятка метров, если детекторы оптические, и порядка сотни метров, если они акустические. Проект позволил бы работать с водной мишенью, масса которой превышает 10^{15} г, и регистрировать нейтринные реакции при очень высоких энергиях.

Пусть дифференциальный поток нейтрино с энергией E равен $j(E)$ нейтрино/см²·с·стерад. Определим n — число событий в одну секунду реакции $\bar{\nu} + e^- \rightarrow W^-$, если мишень содержит N_e электронов:

$$n = 2\pi \int N_e j(E) \frac{dE}{dE'} \sigma(E').$$

Здесь E — лабораторная энергия нейтрино, а E' — полная энергия в системе центра инерции электрона и нейтрино:

$$E'^2 = 2m_e E, \quad \frac{dE}{dE'} = \frac{E'}{m_e} = \frac{m_W}{m_e}.$$

Множитель 2π связан с тем, что из-за большого сечения резонансной реакции $\bar{\nu}e^- \rightarrow W^-$ нейтрино с резонансной энергией из нижней полусферы не попадают в детектор, поглощаясь в толще земного шара. Такая угловая асимметрия является признаком рождения W -бозона.

Учтем теперь, что

$$\sigma(E') = \frac{4\pi(2J+1)}{2m_W^2} \frac{\Gamma_i \Gamma}{(E' - m_W)^2 + \Gamma^2/4} \approx \frac{12\pi^2}{m_W^2} \Gamma(W \rightarrow e\nu) \delta(E' - m_W).$$

Тогда

$$n = 4\sqrt{2}\pi^2 j(E_0) E_0 G N_e.$$

Таким образом, ожидаемое число событий определяется лишь одной неизвестной величиной, а именно, $j(E_0)$ — потоком нейтрино при энергии E_0 , отвечающей массе W -бозона: $E_0 = m_W/2m_e$. (Обычно говорят об интегральном потоке $\Phi(E)$:

$$\Phi(E) = \int_E^\infty j(E) dE = AE^{-\gamma}.$$

Последнее равенство предполагает степенной спектр. Очевидно, что в этом случае $E_0 j(E_0) = \gamma \Phi(E_0)$.

24. СВОЙСТВА ХИГГСОВЫХ БОЗОНОВ

В этой главе мы более подробно обсудим вопрос о роли, которую хиггсовы бозоны (H -бозоны) играют в слабом взаимодействии при высоких энергиях. Рассмотрим также возможные механизмы рождения и распада этих частиц.

Обсуждая возникновение массы электрона в стандартной модели электрослабого взаимодействия, мы установили, что константа взаимодействия электрона со скалярным хиггсовым бозоном H , описываемым действительным полем χ , определяется величиной массы электрона:

$$\frac{m_e}{\eta} (\eta + \chi) \bar{e}e = m_e \bar{e}e + (\sqrt{2}G)^{1/2} m_e \chi \bar{e}e.$$

(Напомним, что $\eta = (\sqrt{2}G)^{-1/2} = 246$ ГэВ.) Аналогично взаимодействуют H -бозоны с другими фермионами: чем тяжелее фермион, тем сильнее взаимодействие. С легкими лептонами и легкими кварками H -бозоны связаны слабо. Это заключение справедливо в том случае, если в теории имеется лишь один изодублет скалярных мезонов, как в стандартной электрослабой модели. Как мы увидим в конце этой главы, при наличии нескольких дублетов некоторые из H -бозонов могут аномально сильно взаимодействовать с легкими частицами.

Прежде чем рассматривать реакции с участием H -бозонов, скажем несколько слов об ожидаемой массе этих частиц.

О массе H -бозонов

В отличие от масс W - и Z -бозонов массы H -бозонов не фиксируются углом Вайнберга и являются свободным параметром модели. Масса H -бозонов определяется потенциалом

$$V(\varphi) = \frac{1}{2} \lambda^2 \left(|\varphi|^2 - \frac{1}{2} \eta^2 \right)^2 = \frac{1}{2} \lambda^2 \left(|\varphi| - \frac{1}{\sqrt{2}} \eta \right)^2 \left(|\varphi| + \frac{1}{\sqrt{2}} \eta \right)^2.$$

Учитывая, что $|\varphi| = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi + \eta)$, запишем:

$$V(\chi) = \frac{1}{8} \lambda^2 (2\eta + \chi)^2 \chi^2,$$

откуда для массы H -бозона имеем

$$m_H = \lambda \eta.$$

До сих пор ничего не говорилось о величине безразмерной константы λ . Чем она меньше, тем легче H -бозоны. Однако очень малой величина λ быть не может. Дело в том, что λ характеризует нелинейное взаимодействие поля χ , а очень слабым это взаимодействие быть не может хотя бы из-за того, что между H -бозонами

должно существовать взаимодействие за счет обмена парами Z -бозонов и W -бозонов (рис. 24.1, а). Так что даже если затравочная константа λ^2 мала, эффективная величина λ^2 (с учетом квантовых поправок) будет не меньше величины порядка $\lambda_{\text{мин}}^2 = e^4 = \alpha^2$, т. е. $\lambda \geq \alpha$. И, таким образом, $m_H > \alpha\eta$.

Если говорить более подробно, то аргументация основывается на графиках не только рис. 24.1, а, но и б, в и более сложных

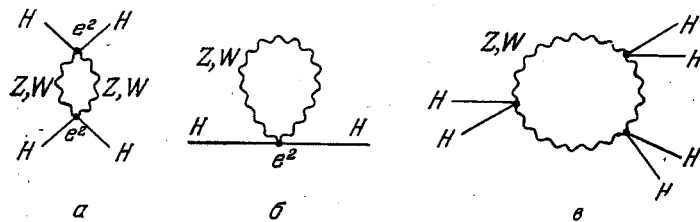


Рис. 24.1

графиках, содержащих большее число хиггсовых «усов». Можно показать, что сумма этих графиков дает эффективный потенциал $\bar{V}(\varphi)$ следующего вида:

$$\bar{V}(\varphi) = \mu^2 |\varphi|^2 + \gamma |\varphi|^4 \ln(|\varphi|^2/m^2).$$

Здесь $\gamma = 3(m_Z^4 + 2m_W^4)/16\pi^2\eta^4$. (В общем случае при учете векторных, скалярных и фермионных петель

$$\gamma = \frac{3 \sum_{\nu} m_{\nu}^4 + \sum_s m_s^2 - 4 \sum_f m_f^4}{16\pi^2\eta^4};$$

но вкладом скалярных и фермионных петель мы в дальнейшем будем пренебрегать.) Параметры m^2 и μ^2 являются перенормировочными константами и должны быть выбраны таким образом, чтобы $\bar{V}(|\varphi|^2)$ имело минимум при $|\varphi|^2 = \eta^2/2$. (Напомним, что $|\varphi|^2 = (\eta + \chi)^2/2$.) Условие $\bar{V}'(|\varphi|)|_{|\varphi|=\eta/\sqrt{2}} = 0$ устанавливает связь между μ^2 и m^2 :

$$\gamma \ln \frac{\eta^2}{2m^2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{2\mu^2}{\eta^2} + \gamma \right).$$

Легко видеть, что при $\mu^2 > 0$ выражение $\bar{V}(|\varphi|)$ имеет также минимум при $\varphi = 0$. Если потребовать, чтобы этот минимум был нестабильным, а стабильным был минимум при $|\varphi|^2 = \eta^2/2$, то необходимо, чтобы $\bar{V}''(\eta^2/2) < 0$, откуда следует

$$\frac{2\mu^2}{\eta^2} + \gamma \ln \frac{\eta^2}{2m^2} < 0,$$

или

$$2\mu^2 < \gamma\eta^2.$$

Посмотрим теперь, какое ограничение это неравенство налагает на массу H -бозона:

$$m_H^2 = \frac{d^2\bar{V}}{d\chi^2} = \frac{1}{2} \frac{d^2\bar{V}}{d|\varphi|^2} = \mu^2 + 3\gamma\eta^2 \ln \frac{\eta^2}{2m^2} + \frac{7}{2} \gamma\eta^2 = 2\gamma\eta^2 - 2\mu^2 = \gamma\eta^2 + (\gamma\eta^2 - 2\mu^2) \geq \gamma\eta^2.$$

Таким образом,

$$m_H^2 \geq \frac{3(m_Z^4 + 2m_W^4)}{16\pi^2\eta^2},$$

или

$$m_H \geq \frac{\alpha\eta}{4 \sin^2 \theta_W} \sqrt{3 \left(2 + \frac{1}{\cos^4 \theta_W} \right)} \approx 7,3 \text{ ТэВ.}$$

(Это число отвечает $\sin^2 \theta_W = 0,2$.)

Если бы в модели с одним хиггсовым дублетом это неравенство нарушилось, то наш физический вакуум (при $|\varphi| = \eta/\sqrt{2}$) был бы нестабильн и должен был бы рано или поздно спонтанно взорваться, переходя в стабильный вакуум с $\varphi = 0$.

Роль H -бозонов при высоких энергиях

Мы не можем указать верхней границы для массы H -бозона. Однако если она много больше масс W - и Z -бозонов, то взаимодействие в секторе H -, W - и Z -частиц становится сильным и при $m_H \geq 1$ ТэВ уже не описывается теорией возмущений. Качественно это легко понять, если учесть, что константа λ^2 характеризует самовзаимодействие не только поля H -бозона (члены $\lambda^2\chi^4$ и $\lambda^2\eta\chi^3$), но и взаимодействие продольных компонент полей W^{\pm} - и Z -бозонов между собой и с H -бозонами. Ведь все эти четыре поля (W_3^+ , W_3^- , Z_3^0 и H) заключены в изодублете φ , самовзаимодействие которого описывается потенциалом $V(\varphi)$.

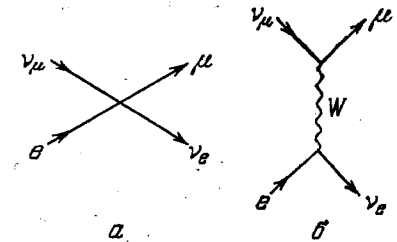


Рис. 24.2

Если $m_H \geq 1$ ТэВ, то сильное взаимодействие H -, Z - и W -бозонов при энергиях порядка 1 ТэВ по богатству своих проявлений может напоминать резонансную область в районе 1 ТэВ у обычных адронов. Если же $m_H \ll m_W$, то при высоких энергиях должна работать теория возмущений, и все растущие с ростом энергии амплитуды взаимно компенсируются. Важную роль в этой компенсации играют H -бозоны. Напомним (см. гл. 18), что линейный рост сечения ($\sigma \sim G^2 s$), отвечающий диаграмме на рис. 24.2, а, останавливается при включении W -бозона (рис. 24.2, б).

Однако сами по себе процессы с участием W -бозонов продолжают расти с ростом s , как это имеет место для сечения, отвечающего диаграмме на рис. 24.3, а. Для векторного электронного тока этот рост останавливается, если включить Z -бозон и фотон и учесть компенсацию диаграмм а и б. Следует подчеркнуть, однако, что такая компенсация имеет место лишь для векторного электронного тока, но не для аксиального. В последнем случае

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{|t| \approx s} \sim \frac{m_e^2 s}{m_Z^2 s^2} \frac{1}{s^2},$$

в то время как унитарность требует, чтобы было

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{|t| \approx s} \sim \frac{1}{s^2}.$$

Учет дополнительной диаграммы с H -бозоном (рис. 24.3, в) сокращает член в амплитуде, пропорциональный массе электрона, и приводит к требуемому поведению сечения.

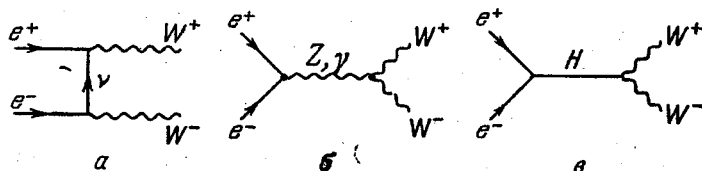


Рис. 24.3

Еще более ярко проявляется неперенормируемость теории без H -бозонов в процессах рассеяния промежуточных бозонов друг на друге. Так, нетрудно показать (см. гл. 19, раздел «Как учесть

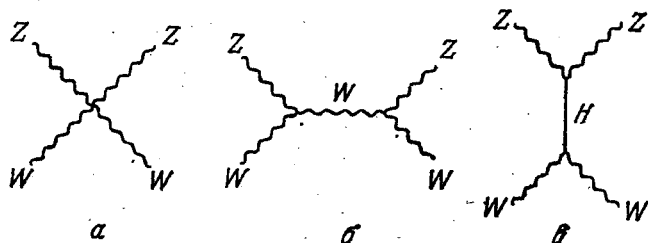


Рис. 24.4

массы?»), что сечение, отвечающее сумме диаграмм на рис. 24.4, а, б, линейно растет с ростом s . Этот рост останавливается при включении H -бозона благодаря взаимной компенсации диаграмм а, б и в. Именно поэтому, если масса H -бозона очень велика, рассеяние промежуточных бозонов может превзойти свой унитарный предел до того, как в игру вступит диаграмма в, и мы будем иметь дело с сильным взаимодействием промежуточных бозонов.

Взаимодействие H -бозонов с тяжелыми кварками

H -бозон с массой, меньшей массы Υ -мезона, мог бы возникать при распаде Υ -мезона или более тяжелых мезонов, состоящих из более тяжелых кварков. Ведь чем тяжелее кварк, тем сильнее он

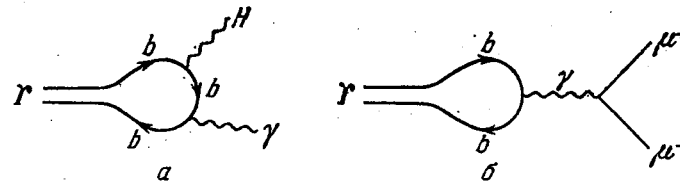


Рис. 24.5

взаимодействует с H -бозоном. Сравним между собой вероятности распадов

$\Upsilon \rightarrow H + \gamma$ (рис. 24.5, а) и $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (рис. 24.5, б).

Нетрудно показать, что

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow H\gamma)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{Gm_b^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \left(1 - \frac{m_H^2}{m_\Upsilon^2}\right) = 0,008 \left(1 - \frac{m_H^2}{m_\Upsilon^2}\right)$$

при $m_b = 4,75$ ГэВ, что вполне доступно детектированию. Основными распадами H -бозона, если его масса лежит в интервале 7—9 ГэВ, должны быть распады $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ и $H \rightarrow c\bar{c}$. Последний распад подразумевает образование пары очарованных частиц: $D\bar{D}$, $F\bar{F}$, $D^*\bar{D}^*$ и т. д. Если учесть цветовой фактор 3, то

$$\frac{\Gamma(H \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma(H \rightarrow \tau^+\tau^-)} = \frac{3m_c^2}{m_\tau^2} = \frac{3(1,3)^2}{(1,8)^2} \approx 1,6.$$

В свою очередь,

$$\Gamma(H \rightarrow \tau^+\tau^-) = \frac{\sqrt{2}G}{8\pi} m_H m_\tau^2 v^3,$$

где $v = \left(1 - \frac{4m_\tau^2}{m_H^2}\right)^{1/2}$.

Взаимодействие H -бозонов с глюонами

Прямое взаимодействие H -бозонов с глюонами отсутствует, поскольку масса последних равна нулю. Однако такое взаимодействие должно возникнуть за счет кварковых петель (рис. 24.6). Амплитуда распада равна

$$M(H \rightarrow 2g) = N_H \frac{\alpha_s(m_H)}{6\pi} (\sqrt{2}G)^{1/2} \chi G_{\mu\nu}^{\alpha\beta} G_{2\alpha}^{\mu\nu}.$$

где $G_{\mu\nu}^{ia} = k_{i\mu} B_{i\nu}^a - k_{i\nu} B_{i\mu}^a$, $i=1, 2$, $a=1, 2, \dots, 8$, k_1 и k_2 — 4-импульсы двух глюонов, B_1 и B_2 — их волновые функции*), χ — волновая функция H -бозона, $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ — бегущая хромодинамическая постоянная тонкой структуры (амплитуда распада $H \rightarrow 2g$ определяется значением $\alpha_s(Q)$ при $Q \approx m_H$), N_H — число различных сортов (ароматов) тяжелых кварков. Тяжелыми мы называем здесь кварки, масса которых удовлетворяет неравенству $m_q > m_H/2$, где m_H — масса H -бозона. Очень интересно, что вклады тяжелых кварков не зависят от масс этих кварков. Таким образом, даже сравнительно легкий H -бозон является своеобразным счетчиком числа тяжелых кварков (даже таких тяжелых, которые не могут быть рождены на будущих ускорителях). Если N_H достаточно велико, то распады: $H \rightarrow 2g \rightarrow$ адроны — становятся доминирующими. Легко получить, что

$$\Gamma(H \rightarrow 2g) = N_H^2 \left(\frac{\alpha_s(m_H)}{\pi} \right)^2 \frac{\sqrt{2} G}{72\pi} m_H^3$$

и, следовательно,

$$\frac{\Gamma(H \rightarrow 2g \rightarrow \text{адроны})}{\Gamma(H \rightarrow \tau^+\tau^-)} = N_H^2 \left(\frac{\alpha_s(m_H)}{3\pi} \right)^2 \left(\frac{m_H}{m_\tau} \right)^2 \left(1 - \frac{4m_\tau^2}{m_H^2} \right)^{-3/2}$$

Заметим, что распад H -бозона на два глюона через петли легких кварков подавлен дополнительным множителем порядка $(2m_q/m_H)^4$.

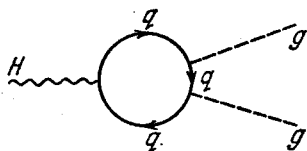


Рис. 24.6

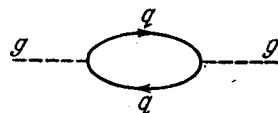


Рис. 24.7

Приведенную выше амплитуду $M(H \rightarrow 2g)$ легко получить, исходя из выражения для вклада кварковой петли (рис. 24.7) в перенормировку цветового заряда. Упомянутый вклад равен (см. гл. 7)

$$G_{\mu\nu}^{1a} G_{2a}^{\mu\nu} \frac{\alpha_s}{12\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{m_q^2},$$

где Λ — константа ультрафиолетового обрезания, а m_q — масса кварка. Амплитуды превращения произвольного числа H -бозонов в два глюона найдем отсюда, сделав замену

$$m_q^2 \rightarrow m_q^2 \left(1 + \frac{\chi}{\eta} \right)^2$$

*) Выражение для $G_{\mu\nu}$ приведено здесь в нижнем исчезающем порядке по α_s . В общем случае напряженность глюонного поля — нелинейная функция B_μ .

(эта замена учитывает хиггсово происхождение массы кварка; мы предполагаем, что $m_H \ll m_q$). Разлагая логарифм и ограничиваясь членом, линейным по χ , получаем для амплитуд $H \rightarrow 2g$:

$$M(H \rightarrow 2g) = G_{\mu\nu}^{1a} G_{2a}^{\mu\nu} \frac{\alpha_s}{6\pi} \frac{\chi}{\eta}.$$

Эта амплитуда отвечает одной кварковой петле.

В столкновениях pp и $\bar{p}p$ при высоких энергиях H -бозоны могут рождаться за счет обратной реакции: глюон + глюон $\rightarrow H$ -бозон (рис. 24.8, а). Ожидаемое сечение этого процесса порядка

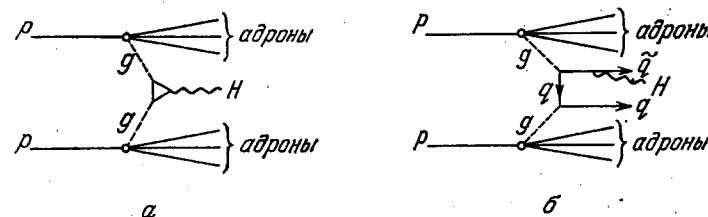


Рис. 24.8

10^{-35} см². Более удобен для наблюдения, хотя и обладает меньшим сечением, процесс совместного рождения пары тяжелых кварков и H -бозона (рис. 24,8, б).

«Хиггсов заряд» нуклона

Очень поучительно обсудить вопрос об эффективной константе размерности массы M , характеризующей при $q_H^2=0$ вершину взаимодействия H -бозона с нуклоном: $(M/\eta) \chi \bar{\psi}_N \psi_N$. На первый взгляд $M = m_N$, как это имеет место для лептонов. Но нуклон — не элементарная, а составная частица, и поэтому догадка $M = m_N$ ошибочна. На второй взгляд кажется, что $M = 2m_u + m_d$ для протона и $M = 2m_d + m_u$ для нейтрона, т. е. что M пренебрежимо мало в адронном масштабе масс. Однако и эта догадка неверна. В действительности вершина взаимодействия H -бозона с нуклоном определяется в основном взаимодействием H -бозонов с глюонами, лагранжиан которого имеет вид

$$\mathcal{L}_{Hgg} = N_H \frac{\alpha_s}{12\pi} \frac{\chi}{\eta} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}.$$

(Этот эффективный лагранжиан отличается множителем $1/2$, учитывающим тождественность глюонов, от аналогичного выражения для амплитуды $M(H \rightarrow 2g)$, отвечающей рис. 24.6.) С другой стороны, масса нуклона в киральном пределе (когда $m_u, m_d \rightarrow 0$) также определяется вкладом глюонов:

$$m_N \bar{\psi}_N \psi_N = \langle N | \theta_\mu^\mu | N \rangle = \langle N | \bar{\theta}_\mu^\mu | N \rangle.$$

Здесь $\bar{\theta}_\mu^\mu$ — след той части оператора полного тензора энергии-импульса $\theta_{\mu\nu}^\mu$, которая обусловлена вкладом легких кварков и глюонов:

$$\bar{\theta}_\mu^\mu = -\frac{\bar{b}\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu},$$

где $\bar{b} = 11 - \frac{2}{3} \cdot 3 = 9$. Учитывая, что

$$\frac{M}{\eta} \bar{\chi} \Psi_N \Psi_N = \langle N | \mathcal{L}_{Hgg} | N \rangle = \frac{N_H}{\eta} \frac{2}{3} \langle N | \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} | N \rangle = -\frac{N_H}{\eta} \frac{2m_N}{3\bar{b}} \bar{\Psi}_N \Psi_N;$$

находим, что $M = -(2m_N/27) N_H \approx -70 \text{ МэВ} \cdot N_H$. Напомним, что N_H — число ароматов тяжелых кварков.

Отступление о следе оператора энергии-импульса

Только что полученный результат основывается на замечательном свойстве тензора энергии-импульса, которое мы сейчас рассмотрим. След полного оператора энергии-импульса глюонов и кварков имеет вид

$$\theta_\mu^\mu = \sum_l m_{q_l} \bar{q}_l q_l + \sum_h m_{q_h} \bar{q}_h q_h - \frac{b\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu},$$

где $b = 11 - \frac{2}{3} N_l - \frac{2}{3} N_h \equiv \bar{b} - \frac{2}{3} N_h$, а индексы l и h относятся соответственно к легким и тяжелым кваркам. Здесь, в отличие от предыдущих разделов этой главы, мы называем легкими u -, d -, s -кварки, массы которых меньше μ_c , где $1/\mu_c$ — радиус невылечения, а тяжелыми — все остальные кварки. (Таким образом, вообще говоря, $N_h \geq N_l$; равенство $N_h = N_l$ имеет место лишь в случае, если $m_H \sim \mu_c$.)

Последнее слагаемое в выражении для θ_μ^μ представляет собой вклад так называемой треугольной аномалии. Наглядно можно представить себе, что этот вклад принадлежит «теневому кабинету» глюонов и кварков с бесконечно большими массами — частицам Паули—Вилларса, регуляризующим (обрезающим) расходящиеся диаграммы. В тензор энергии-импульса эти частицы попали из лагранжиана, куда они вводятся для регуляризации теории. Поскольку с тензором энергии-импульса взаимодействуют гравитоны, то треугольные аномалии, о которых идет речь, относятся к диаграммам рис. 24.9. Диаграммы a и b содержат физические частицы, а b и g содержат в петле регуляризующие частицы. Когда виртуальности внешних глюонов малы по сравнению с массами кварков в треугольнике, диаграммы b и g взаимно компенсируются и тяжелые кварки отключаются.

Диаграмма a дает нулевой вклад в след тензора энергии-импульса, поскольку масса глюона равна нулю. Диаграмма b для

легких кварков содержит малость m_q/μ_c , где $1/\mu_c$ — радиус невылечения. Поэтому для легких кварков и глюонов регуляризующий вклад в θ_μ^μ не компенсируется.

В случае нуклона матричные элементы

$$\langle N | m_{q_h} \bar{q}_h q_h | N \rangle \quad \text{и} \quad \langle N | \frac{2}{3} N_h \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} | N \rangle$$

взаимно уничтожаются с точностью до членов порядка $(\mu_c/\mu_{q_h})^2$. Если учесть, кроме того, что в киральном пределе $m_{q_l} \rightarrow 0$, то

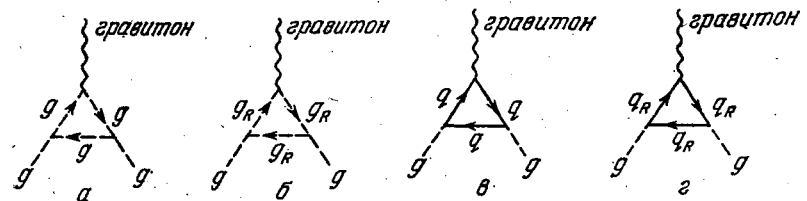


Рис. 24.9

мы приходим к выводу, что в этом пределе масса нуклона определяется величиной $\bar{\theta}_\mu^\mu$.

Взаимодействие H -бозонов с W - и Z -бозонами

Очевидно, что из-за больших масс W - и Z -бозонов взаимодействие H -бозонов с этими частицами должно быть особенно сильным: оно характеризуется константой α . Поэтому рождение W - и Z -бозонов должно сопровождаться довольно интенсивным внутренним тормозным излучением хиггсовых частиц. Так, например,

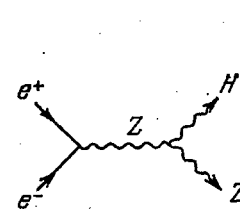


Рис. 24.10

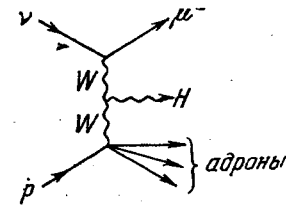


Рис. 24.11

в pp -столкновении при $\sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ}$ примерно на каждые 300 одиночно рожденных Z -бозонов должна рождаться пара $Z + H$, если $m_H \approx 10 \text{ ГэВ}$.

Интенсивным источником H -бозонов могли бы стать пучки e^+e^- , работающие при суммарной энергии: $\sqrt{s} = m_Z + \sqrt{2}m_H$. Речь идет о процессе $e^+e^- \rightarrow Z + H$, описываемом диаграммой на рис. 24.10.

При $m_H \approx 10$ ГэВ сечение этого процесса раза в три больше, чем стандартное электромагнитное сечение $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, равное $4\pi\alpha^2/3s$, т. е. составляет примерно $3 \cdot 10^{-35}$ см².

Рождение H -бозонов в нейтринных экспериментах также должно идти в основном благодаря их сильной ($\sim e$) связи с W -бозонами (рис. 24.11). Сечение этого процесса должно составлять примерно 10^{-3} Гс от сечения основного процесса $\nu + p \rightarrow \mu^- + \text{адроны}$. Множитель Гс легко получить из размерных соображений (см. рис. 24.11).

Взаимодействие H -бозонов с фотонами

Распад $H \rightarrow 2\gamma$ должен в случае одного дублета хиггсовых бозонов иметь малую относительную вероятность. Однако если имеется большее число хиггсовых частиц, то этот распад может стать существенным и в принципе даже доминирующим. Распад $H \rightarrow 2\gamma$ идет через треугольные диаграммы с виртуальными заряженными частицами (рис. 24.12). Амплитуду распада запишем в виде

$$M(H \rightarrow 2\gamma) = \frac{\alpha F}{4\pi} (V\sqrt{2}G)^{1/2} \chi F_{\mu\nu}^1 F_2^{\mu\nu} = \frac{\alpha F}{4\pi} (V\sqrt{2}G)^{1/2} m_H^2 \chi e_1 e_2.$$

Здесь χ , e_1 и e_2 — волновые функции H -бозона и фотонов, m_H — масса H -бозона. Константа F безразмерна, ее величина определяется вкладом диаграммы рис. 24.12. Приведем выражения для F для случаев, когда виртуальные частицы, образующие треугольник на рис. 24.12, имеют единичный заряд, а спин их равен 0, 1/2 и 1 соответственно:



Рис. 24.12

$$F_0 = \beta(1 - \beta x^2),$$

$$F_{1/2} = -2\beta[(1 - \beta)x^2 + 1],$$

$$F_1 = [2 + 3\beta + 3\beta(2 - \beta)x^2].$$

Здесь $\beta = 4m^2/m_H^2$, где m — масса виртуальной частицы,

$$x = \arctg \frac{1}{\sqrt{\beta-1}} \quad \text{при } \beta > 1,$$

$$x = \frac{1}{2} \left[i \ln \frac{1 + \sqrt{1-\beta}}{1 - \sqrt{1-\beta}} + \pi \right] \quad \text{при } \beta < 1.$$

При $\beta \rightarrow 0$ $F_0, F_{1/2} \rightarrow 0, F_1 \rightarrow 2$.

При $\beta \rightarrow \infty$ $F_0 \rightarrow -1/3, F_{1/2} \rightarrow -4/3, F_1 \rightarrow 7$.

Таким образом, вклад в амплитуду $M(H \rightarrow 2\gamma)$ виртуальных тяжелых частиц не стремится к нулю с ростом массы этих частиц. Приведенные выше выражения для F легко получить, если сначала вычислить вклад скалярной фермионной и векторной петель

в поляризацию вакуума фотоном, а затем сделать замену $m \rightarrow m(1 + \chi(V\sqrt{2}G)^{1/2})$ (см. выше аналогичное обсуждение взаимодействия H -бозонов с глюонами). В общем случае F представляет собой сумму: $F = \sum_i Q_i^2 F_i$, где Q_i — заряд i -той частицы, а сумма

берется по всем виртуальным частицам. В случае двух или нескольких хиггсовых дублетов коэффициенты перед слагаемыми в этой сумме уже не равны единице. Некоторые из них могут быть очень велики, поскольку теперь константа взаимодействия H -бозона с данной частицей уже не фиксирована значением массы этой частицы. В результате амплитуда $M(H \rightarrow 2\gamma)$ может оказаться существенно усиленной по сравнению с тем, что получается в стандартном варианте электрослабой модели с одним хиггсовым дублетом.

Используя выражение для $M(H \rightarrow 2\gamma)$, нетрудно получить:

$$\Gamma(H \rightarrow 2\gamma) = \left(\frac{\alpha F_0^2}{4\pi} \right) \frac{G m_H^3}{8\pi\sqrt{2}}.$$

Общие замечания о хиггсовых бозонах

Хиггсов механизм возникновения масс и компенсации расходимостей является неотъемлемым элементом электрослабой модели. Поэтому экспериментальные поиски хиггсовых бозонов очень интересны. Многим теоретикам хиггсов механизм кажется искусственным, и они не верят, что он реализуется в природе*). Конечно, в современном состоянии нам недостает ряда важных элементов: мы не понимаем, в частности, что фиксирует спектр масс лептонов и кварков, а также значения углов Кабиббо и Вайнберга. Однако идея о том, что существуют элементарные скалярные частицы, не кажется искусственной после того, как мы согласились с существованием элементарных частиц со спином 1/2, 1 (и 2).

В развиваемых в последние годы суперсимметричных схемах все эти частицы (как и частицы со спином 3/2) входят в один супермультиплет (см. гл. 26) и их взаимодействия определяются одной безразмерной константой. С этой точки зрения кажется естественным, что число хиггсовых частиц не минимально, а их спектр масс весьма широк. Большое число хиггсовых бозонов

*) Уже после того как эта глава была написана, стала активно обсуждаться так называемая модель «техницвета». Согласно этой модели хиггсовы бозоны являются очень тяжелыми ($m_H \sim 1$ ТэВ) и составными частицами. Они построены из так называемых «техникварков», взаимодействующих между собой посредством обмена «техниглюонами». Радиус конфайнмента для техницветового взаимодействия — порядка 1 ТэВ⁻¹. Как уже было отмечено выше в разделе о массе H -бозонов, в случае хиггсовых бозонов с массами порядка 1 ТэВ должно иметь место сильное взаимодействие между H , W и Z при этих энергиях.

содержит и так называемые модели великого синтеза, которые мы рассмотрим в следующей главе. В заключение сделаем два замечания о заряженных H -бозонах. Во-первых, они должны хорошо рождаться на встречных электрон-позитронных пучках. Высоко над порогом

$$R_H = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow H^+H^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{1}{4}.$$

Во-вторых, могли бы иметь место полуслабые распады тяжелых кварков с испусканием H -бозонов. Если бы, например, H^- -бозон был легче разности масс b - и c -кварков, то эти распады доминировали бы:

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow H^-c)}{\Gamma(b \rightarrow \bar{c}ud)} \approx \frac{6\pi^2}{G_F m_b^2} \approx 10^5.$$

XI

25. ВЕЛИКИЙ СИНТЕЗ

Сочетания слов «великий синтез» или «великое объединение», несмотря на свою пышность, представляют собой не выражение восторга, а физические термины. Они относятся к теоретическим моделям, в которых объединяются слабые, электромагнитные и сильные взаимодействия. Такое объединение оказывается возможным, поскольку эффективные константы этих взаимодействий, зависящие в силу поляризации вакуума от переданного импульса, обнаруживают тенденцию к сближению по мере роста переданного импульса. Согласно идее великого объединения на малых расстояниях все три взаимодействия характеризуются одной константой связи. Модели великого синтеза дают объяснение того, почему кварки имеют дробные заряды, предсказывают значение $\sin^2 \theta_W$ и, что особенно интересно, предсказывают качественно новое явление: нестабильность протона. В основном мы будем обсуждать модель, основанную на $SU(5)$ -симметрии.

Три поколения фермионов

По-видимому, наиболее последовательно было бы поместить все лептоны и кварки в один фундаментальный мультиплет некоторой группы, прокалибровать соответствующую симметрию, а затем ее спонтанно нарушать. Однако на этом пути мы сразу же сталкиваемся с такими необозримыми мультиплетными промежуточными и хиггсовыми бозонами, что опускаются руки. Первым шагом на этом пути является объединение на основе $SU(5)$ -симметрии.

В $SU(5)$ -модели все известные фермионы подразделяются на три поколения. Схема строится сначала для первого поколения, а последующие включаются в нее аналогичным образом. В каждом поколении 15 фермионных состояний. Рассмотрим более подробно первое поколение. Оно содержит три дублета левых кварков и шесть синглетов правых кварков:

$$\begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad u_{iR}, \quad d_{iR}$$

содержит и так называемые модели великого синтеза, которые мы рассмотрим в следующей главе. В заключение сделаем два замечания о заряженных H -бозонах. Во-первых, они должны хорошо рождаться на встречных электрон-позитронных пучках. Высоко над порогом

$$R_H = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow H^+H^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{1}{4}.$$

Во-вторых, могли бы иметь место полуслабые распады тяжелых кварков с испусканием H -бозонов. Если бы, например, H^- -бозон был легче разности масс b - и c -кварков, то эти распады доминировали бы:

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow H^-c)}{\Gamma(b \rightarrow \bar{c}ud)} \approx \frac{6\pi^2}{G_F m_b^2} \approx 10^5.$$

XI

25. ВЕЛИКИЙ СИНТЕЗ

Сочетания слов «великий синтез» или «великое объединение», несмотря на свою пышность, представляют собой не выражение восторга, а физические термины. Они относятся к теоретическим моделям, в которых объединяются слабые, электромагнитные и сильные взаимодействия. Такое объединение оказывается возможным, поскольку эффективные константы этих взаимодействий, зависящие в силу поляризации вакуума от переданного импульса, обнаруживают тенденцию к сближению по мере роста переданного импульса. Согласно идее великого объединения на малых расстояниях все три взаимодействия характеризуются одной константой связи. Модели великого синтеза дают объяснение того, почему кварки имеют дробные заряды, предсказывают значение $\sin^2 \theta_W$ и, что особенно интересно, предсказывают качественно новое явление: нестабильность протона. В основном мы будем обсуждать модель, основанную на $SU(5)$ -симметрии.

Три поколения фермионов

По-видимому, наиболее последовательно было бы поместить все лептоны и кварки в один фундаментальный мультиплет некоторой группы, прокалибровать соответствующую симметрию, а затем ее спонтанно нарушать. Однако на этом пути мы сразу же сталкиваемся с такими необозримыми мультиплетными промежуточных и хиггсовыми бозонами, что опускаются руки. Первым шагом на этом пути является объединение на основе $SU(5)$ -симметрии.

В $SU(5)$ -модели все известные фермионы подразделяются на три поколения. Схема строится сначала для первого поколения, а последующие включаются в нее аналогичным образом. В каждом поколении 15 фермионных состояний. Рассмотрим более подробно первое поколение. Оно содержит три дублета левых кварков и шесть синглетов правых кварков:

$$\begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad u_{iR}, \quad d_{iR}$$

(где $i=r, y, b$ —цветовые индексы), левый лептонный дублет и правый лептонный синглет:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \text{ и } e^-_R.$$

(Правое нейтрино изгнано, поскольку эта частица не участвует даже в слабых взаимодействиях.) Второе поколение содержит c, s, ν_μ, μ , третье— t, b, ν_τ, τ . Все частицы, кроме нейтрино (ν), из поколения в поколение становятся все более тяжелыми.

Иногда верхние кварки (u, c, t) называют ано-кварками и обозначают α или a , а нижние кварки (d, s, b) называют като-кварками и обозначают κ или c (напомним, что по-гречески «ано»—верх, а «като»—низ). В этих обозначениях состав поколения следующий:

$$\begin{pmatrix} \alpha_i \\ \kappa_i \end{pmatrix}_L, \alpha_{iR}, \kappa_{iR}, \begin{pmatrix} \nu_i \\ l^- \end{pmatrix}_L, l^-_R.$$

Вместо правых частиц, удобно рассматривать CP -сопряженные к ним левые античастицы. Тогда 15 частиц поколения—все левые:

$$\begin{pmatrix} \alpha_i \\ \kappa_i \end{pmatrix}_L, \tilde{\alpha}_{iL}, \tilde{\kappa}_{iL}, \begin{pmatrix} \nu_i \\ l^- \end{pmatrix}_L, l^+_L.$$

(Здесь по-прежнему $i=r, y, b$ —цветовые индексы). Следует подчеркнуть, что l^+_L является античастицей не по отношению к l^-_L , а по отношению к l^-_R , аналогичное замечание относится к $\tilde{\alpha}_{iL}$ и $\tilde{\kappa}_{iL}$ (тильда у них короткая и не распространяется на индекс L , тильда обозначает C -сопряжение).

Квинтет и декуплет в группе $SU(5)$

Спинор, содержащий 15 компонент, все еще очень громоздок: ему отвечает группа $SU(15)$ и 224 векторных бозона. В группе $SU(5)$ 15 левых частиц помещают в два мультиплета:

$$15 = \bar{5} + 10.$$

В первом поколении, например, квинтет выбирают следующим образом:

$$\tilde{Q}_L^a = (\tilde{d}_r, \tilde{d}_y, \tilde{d}_b, e^-, \nu_e)_L, \quad a=1, 2, \dots, 5,$$

или

$$Q_{aR} = (d_r, d_y, d_b, e^+, \tilde{\nu}_e)_R.$$

Декуплет отвечает в групповом смысле антисимметризованному произведению

$$D_{ab} \sim \frac{1}{\sqrt{2}} (Q_a Q_b - Q_b Q_a).$$

(Подобно тому, как в $SU(3)$ $3 \times 3 = 6 + \bar{3}$, так и в $SU(5)$ $5 \times 5 = 10 + 15$.) При этом декуплет описывается антисимметричной матрицей

$$D_{ab} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \tilde{u}^b & -\tilde{u}^y & -u_r & -d_r \\ -\tilde{u}^b & 0 & \tilde{u}^r & -u_y & -d_y \\ \tilde{u}^y & -\tilde{u}^r & 0 & -u_b & -d_b \\ u_r & u_y & u_b & 0 & -e^+ \\ d_r & d_y & d_b & e^+ & 0 \end{pmatrix}.$$

Можно представить себе, что каждая из частиц декуплета построена из двух правых квинтетных частиц—квинтетов и так называемого гравитино—безмассовой нейтральной частицы со спином $3/2$. Существование таких частиц предсказывается в рамках супергравитации (см. гл. 26). При этом спины квинтетов и гравитино складываются так, как это изображено на рис. 25.1, где

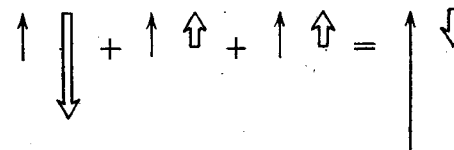


Рис. 25.1

тонкие стрелки изображают импульсы частиц, а толстые—их спины. Видно, что получаются левые фермионы. Легко проверить, что их цвета и заряды соответствуют тому, что содержится в декуплетной матрице D_{ab} . В частности, например,

$$D_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{u}^b \sim \frac{d_r d_y - d_y d_r}{\sqrt{2}} = \frac{d_r d_y e^{ikb}}{\sqrt{2}}.$$

Рис. 25.1 следует рассматривать как чисто мнемонический, а не как описывающий более или менее реалистическую составную модель лептонов и кварков. Естественное объяснение того, что фундаментальные фермионы в рамках $SU(5)$ объединены в два различных мультиплета, дает симметрия $SO(10)$ (см. ниже).

24 векторных бозона

Группа $SU(5)$ имеет 24 генератора ($5 \times 5 = 24 + 1$). Рассмотрим теорию, в которой $SU(5)$ -симметрия локальна. Тогда каждому из этих генераторов отвечает свой векторный бозон.

Генератором группы является, в частности, электрический заряд. Но след генератора равен нулю (вспомните матрицы τ в $SU(2)$ и λ в $SU(3)$). Это означает, что сумма зарядов частиц в $SU(5)$ -мультиплете должна равняться нулю. Отсюда сразу же следует, что $Q_{d_r} + Q_{d_y} + Q_{d_b} = Q_e$, и в точной цветовой симметрии

$Q_d = -1/3$. Таким образом, $SU(5)$ -симметрия объясняет, почему кварки имеют дробные заряды.

Рассмотрим теперь свойства 24 векторных бозонов. В пределе точной $SU(5)$ -симметрии все они безмассовые. Удобно обсуждать эти бозоны, глядя на квинтет $\bar{d}_r, \bar{d}_i, \bar{d}_b, e^-, \nu_e$.

Восемь бозонов, дающих переходы между тремя цветными кварками,— это глюоны; они отвечают подгруппе $SU(3)_c$. Три бозона, дающие переходы в лептонном секторе квинтета,— это W^+, W^-, W^0 ; они отвечают группе $SU(2)_L$. Наконец, имеется двенадцатый бозон — B^0 , источником которого являются гиперзаряды частиц; он отвечает группе $U(1)$. Как и в стандартной модели электрослабого взаимодействия, которая является составной частью $SU(5)$ -модели, фотон и Z^0 -бозон представляют собой линейные взаимно ортогональные суперпозиции W^0 и B^0 . С учетом частиц декуплета, легко убедиться, что глюоны взаимодействуют не только с левыми токами $\bar{d}_{Li}\gamma_\mu d_L^k$, но и с правыми $\bar{d}_{Ri}\gamma_\mu d_R^k$, и не только с d -кварками, но и с u -кварками. Также легко проверить, что W -бозоны взаимодействуют не только с лептонами, но и с кварками.

Двенадцать других векторных бозонов не столь привычны. Они представляют собой два заряженных цветовых триплета:

$$X_{+1/3}^i, \bar{X}_{-1/3}^i, Y_{+1/3}^i, \bar{Y}_{-1/3}^i,$$

где $i = r, y, b$ — цветовые индексы, а нижние индексы указывают электрический заряд. Бозоны X и \bar{X} дают переходы $\bar{d} \leftrightarrow e^-$, Y и \bar{Y} дают переходы $\bar{d} \leftrightarrow \nu$. Как мы увидим ниже, рассматривая переходы не только в квинтете, но и в декуплете, обмен X - и Y -бозонами приводит к нестабильности протонов. Чтобы эта нестабильность была приемлемо малой, массы X - и Y -бозонов должны быть очень большими ($\geq 10^{14}$ ГэВ). Таким образом, если судить по массам частиц, то $SU(5)$ в природе очень сильно нарушена. Тем не менее оказывается, что даже при очень сильном нарушении некоторые черты симметрии сохраняются. Это относится в основном к константам связи.

«Бегущие» константы связи

На очень малых расстояниях, при переданных импульсах, много больших, чем массы самых тяжелых векторных бозонов, $SU(5)$ -симметрия восстанавливается и все взаимодействия векторных бозонов с другими частицами (фермионами и хиггсовыми бозонами) и друг с другом определяются одной универсальной константой связи — одним зарядом g . Термин константа сохранился за этой величиной лишь исторически. В действительности она является логарифмической функцией переданного импульса. При $q \gg 10^{14}$ ГэВ все взаимодействия — сильные, слабые и элек-

ромагнитные — имеют одинаковую величину. По мере уменьшения переданного импульса, константы, характеризующие эти взаимодействия, логарифмически уходят друг от друга. Ценность нарушенной $SU(5)$ связана с тем, что уходят они недалеко, поскольку логарифм — медленная функция.

Рассмотрим заряды g_3, g_2, g_1 , отвечающие соответственно группам $SU(3)$, $SU(2)$ и $U(1)$. Соответствующие вершины имеют вид

$$g_3 G_\mu \sum_q \bar{q} \gamma^\mu \frac{\lambda}{2} q, \quad SU(3),$$

где G_μ — октет глюонов, а сумма берется по всем кваркам;

$$g_2 W_\mu \left(\sum_q \bar{q}_L \gamma^\mu \frac{\tau}{2} q_L + \sum_l \bar{l}_L \gamma^\mu \frac{\tau}{2} l_L \right), \quad SU(2),$$

где W_μ — триплет W -бозонов, а суммы берутся по всем дублетам левых кварков и левых лептонов;

$$g_1 B_\mu \sum_f \bar{f} c \frac{Y}{2} \gamma^\mu f, \quad U(1),$$

где сумма берется по всем частицам: кваркам и лептонам, синглетам и дублетам.

Коэффициент c введен в последнее выражение для того чтобы нормировки всех трех вершин были одинаковы. Дело в том, что как матрицы $\lambda/2$, так и матрицы $\tau/2$ являются генераторами группы $SU(5)$, а диагональная матрица $Y/2$ пропорциональна, но не равна генератору $SU(5)$. Чтобы отнормировать ее так же, как $\lambda/2$ и $\tau/2$, и введен коэффициент c . Поскольку для любых $i = 1, 2, 3$, и $a = 1, \dots, 8$

$$\text{Tr} \left(\frac{\tau_i}{2} \right)^2 = \frac{1}{2}, \quad \text{Tr} \left(\frac{\lambda_a}{2} \right)^2 = \frac{1}{2},$$

то мы потребуем, чтобы

$$\text{Tr} c^2 \left(\frac{Y}{2} \right)^2 = \frac{1}{2}.$$

На примере квинтета, используя соотношения $Q = T_3 + Y/2$, мы видим, что

$$\frac{Y}{2} (\bar{d}_L) = +\frac{1}{3}, \quad \frac{Y}{2} (e_L) = \frac{Y}{2} (\nu_L) = -\frac{1}{2},$$

и поэтому

$$\text{Tr} \left(\frac{Y}{2} \right)^2 = \frac{1}{9} \cdot 3 + \frac{1}{4} \cdot 2 = \frac{5}{6},$$

а, следовательно,

$$c^2 = \frac{3}{5}.$$

Напомним, что в стандартной электрослабой теории имеются константы g и g' (см. гл. 21) и что

$$g'/g = \operatorname{tg} \theta_W, \quad g = e/\sin \theta_W,$$

где θ_W — угол Вайнберга. Опыт дает

$$\sin^2 \theta_W \approx 0,2 \div 0,25.$$

Легко убедиться, что в наших новых обозначениях $g = g_2$, $g' = g_1 c = g_1 \sqrt{3/5}$. Таким образом, при $q \gg 10^{16}$ ГэВ, когда $g_1 = g_2$, $\operatorname{tg}^2 \theta_W^0 = 3/5$, а $\sin^2 \theta_W^0 = 3/8 \approx 0,38$, что примерно вдвое больше наблюдаемой при малых переданных импульсах величины $\sin^2 \theta_W$. При этих малых импульсах ($q \ll 100$ ГэВ) мы знаем, что

$$\alpha_3 \approx \frac{1}{5}, \quad \alpha_2 \approx \frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W} \approx \frac{1}{26}, \quad \alpha_1 = \frac{\alpha}{\cos^2 \theta_W} \frac{5}{3} \approx \frac{1}{67};$$

здесь введено обозначение

$$g_i^2/4\pi = \alpha_i, \quad i = 1, 2, 3.$$

Посмотрим теперь, как меняются α_i с переданным импульсом. Основная причина этого изменения — это петли виртуальных



Рис. 25.2



Рис. 25.3

частиц — векторных бозонов (рис. 25.2) и фермионов (рис. 25.3). (Хиггсовыми петлями мы пренебрегаем.)

Суммируя такие петли, можно получить, что

$$\frac{1}{\alpha_i(M)} - \frac{1}{\alpha_i(\mu)} = \frac{b_i}{2\pi} \ln \frac{M}{\mu},$$

где M и μ — два значения переданного импульса, много большие, чем массы частиц, вклад которых мы учитываем. Величины b_i определяются размерностью калибровочной группы и числом фермионных ароматов. Для глюонов в $SU(3)_c$

$$b_3 = 11 - \frac{2}{3} N_f,$$

где N_f — число кварковых ароматов ($b_3 = 7$, если $N_f = 6$). Здесь первое слагаемое отвечает рис. 25.2, а второе — рис. 25.3. В пределе точной $SU(5)$ -симметрии $b_2 = b_3$. Однако из-за нарушения $SU(5)$ до $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ петли рис. 25.2 дадут для W -бозонов при $q \ll m_X$, m_Y коэффициент $22/3$ вместо 11. (Для группы $SU(n)$ этот коэффициент равен $(11/3)n$.) Следовательно, $b_3 - b_2 =$

$= 11/3$. Поскольку бозон B_μ взаимодействует с гиперзарядом, а ни глюоны, ни W -бозоны гиперзаряда не имеют, то в изменение α_1 с q петли рис. 25.2 вклада не дадут и, следовательно, $b_3 - b_1 = 11$.

Мы видим, что b_3 и b_2 положительны, а b_1 — отрицательно. Это означает, что α_3 и α_2 падают с ростом переданного импульса (асимптотическая свобода), а α_1 растет. Если пренебрегать пороговыми эффектами вблизи m_t , m_W и m_X , то удобно изображать не α_i , а $1/\alpha_i$ (рис. 25.4).

Используя три уравнения:

$$\frac{1}{\alpha_i(M)} - \frac{1}{\alpha_i(\mu)} = \frac{b_i}{2\pi} \ln \frac{M}{\mu},$$

где

$$\frac{1}{\alpha_1(\mu)} = \frac{3 \cos^2 \theta_W}{5\alpha}, \quad \frac{1}{\alpha_2(\mu)} = \frac{\sin^2 \theta_W}{\alpha}, \quad \frac{1}{\alpha_3(\mu)} = \frac{1}{\alpha_s},$$

$$b_1 = -4, \quad b_2 = 3,3, \quad b_3 = 7,$$

и предполагая, что в точке M имеет место $SU(5)$ -симметрия, т. е.

$$\alpha_1(M) = \alpha_2(M) = \alpha_3(M) = \bar{\alpha}(M),$$

нетрудно найти три неизвестных: $\ln \frac{M}{\mu}$, $\bar{\alpha}(M)$ и $\sin^2 \theta_W$. Получаем

$$\ln \frac{M}{\mu} = \frac{\pi}{11} \left[\frac{1}{\alpha(\mu)} - \frac{8}{3\alpha_s(\mu)} \right].$$

Если стартовать с $\mu \geq m_W$ и учесть, что $\alpha(m_W) \approx 1/129$, а $\alpha_s(m_W) \approx 0,1$, то $\ln(M/m_W) \approx 29$ и $M/m_W \approx 4 \cdot 10^{12}$.

Важно подчеркнуть, что этот результат не зависит от $\sin^2 \theta_W$. Так же нетрудно найти и $\bar{\alpha}(M)$, оно оказывается близким к 0,02 (см. рис. 25.4). Для $\sin^2 \theta_W$ получаем

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{6} + \frac{5}{9} \frac{\alpha}{\alpha_s} \approx 0,20.$$

Это значение поразительно близко к экспериментальному числу ($\sim 0,23$). Однако небольшое расхождение теории с опытом может оказаться опасным для модели, если подтвердится, что экспериментальных неопределенностей.

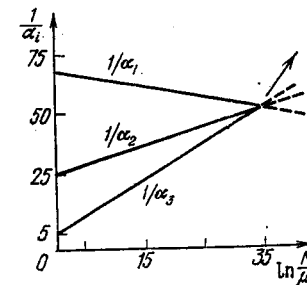


Рис. 25.4

оно выходит за пределы

Нестабильный протон

Вернемся теперь к X - и Y -бозонам. Взаимодействие X -бозонов с фермионами имеет вид

$$\frac{1}{\sqrt{2}} gX_{i\mu} (\bar{d}^i \gamma^\mu e^+ + \bar{u}_{Lm} \gamma^\mu u_{Lk} e^{ikm}).$$

Отметим, что у \bar{u} , так же, как и у u цветовой индекс внизу; член $\bar{d}^i \gamma^\mu e^+$ представляет собой сумму двух слагаемых: $\bar{d}_L^i \gamma^\mu e_L^+$ из квинтета и $\bar{e}_L^i \gamma^\mu \bar{d}_L^+$ из декуплета, последнее слагаемое эквивалентно $\bar{d}_R^i \gamma^\mu e_R^+$. Коэффициент $1/\sqrt{2}$ стоит для того, чтобы нормировки токов, ответственных за испускание X - и W -бозонов, были одинаковы. В последнем случае множитель $1/\sqrt{2}$ неявно содержится в изотопическом векторе $\frac{\tau}{2} v$:

$$\frac{\tau}{2} = \left\{ \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \right\}.$$

Вершина взаимодействия Y -бозона имеет вид

$$\frac{1}{\sqrt{2}} gY_{i\mu} (\bar{d}_L^i \gamma^\mu \nu_L + \bar{d}_{Lm} \gamma^\mu \bar{u}_{Lk} e^{ikm} + \bar{e}_L^i \gamma^\mu u_L).$$

Очевидно, что обмены X - и Y -бозонами приводят к несохранению барионного и лептонного зарядов за счет элементарных процессов типа

$$uu \xrightarrow{X} e^+ \bar{d}, \quad ud \xrightarrow{Y} \bar{d} \bar{\nu}, \quad ud \xrightarrow{Y} e^+ \bar{u}.$$

Эти процессы делают протон нестабильным:

$$p = uud \rightarrow e^+ \bar{d} \bar{d} \quad \text{или} \quad e^+ \bar{u} u \Rightarrow e^+ \pi^0 (\eta^0, \rho^0, \omega^0),$$

$$p = uud \rightarrow u \bar{d} \bar{\nu} \Rightarrow \bar{\nu} \pi^+ (\rho^+).$$

Аналогичные распады должны иметь место и для нейтронов в таких ядрах, которые считаются обычно стабильными:

$$n = ddu \rightarrow \bar{d} \bar{d} \bar{\nu} \Rightarrow \bar{\nu} \pi^0 (\eta^0, \rho^0, \omega^0).$$

Мы можем оценить вероятность распада протона, исходя из того, что матричный элемент распада пропорционален $g^2/m_X^2 \sim \alpha/m_X^2$. Тогда размерная оценка дает

$$\frac{1}{\tau_p} \sim \frac{\alpha^2 m_p^5}{m_X^4}.$$

Количественный расчет подтверждает эту оценку. Взаимодействие X - и Y -бозонов с фермионами второго поколения делает возмож-

ными процессы, изображенные на рис. 25.5. Из-за большой массы c -кварка процесс σ не дает вклада в распад протона. Процессы a и δ дают распады:

$$p = uud \rightarrow \mu^+ \bar{s} d \Rightarrow \mu^+ K^0,$$

$$p = uud \rightarrow \bar{\nu}_\mu \bar{s} u \Rightarrow \bar{\nu}_\mu K^+,$$

$$n = ddu \rightarrow \bar{\nu}_\mu \bar{s} d \Rightarrow \bar{\nu}_\mu K^0.$$

Существенно, что распад с испусканием μ^+ должен быть раза в два-три менее вероятен, чем распад с испусканием e^+ , как из-за

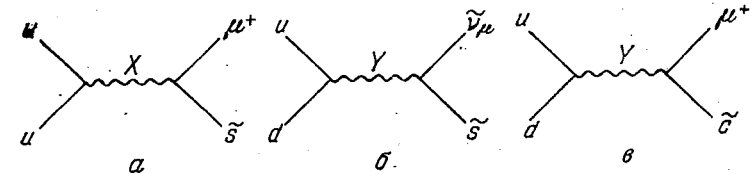


Рис. 25.5

того, что не работает канал с виртуальным Y -бозоном, так и из-за меньшего фазового объема (уменьшение последнего связано с рождением сравнительно тяжелых странных частиц). Можно думать, что мюоны должны возникать примерно в 10% всех распадов протона.

Экспериментальный нижний предел для времени жизни протона составлял в 1970-х годах, когда «обкатывались» первые модели великого объединения, примерно 10^{30} лет. Это дало возможность оценить нижнюю границу для масс X - и Y -бозонов.

Из соотношения

$$\tau_p \sim \left(\frac{m_X}{m_p} \right)^4 \frac{1}{\alpha^2 m_p} \geq 10^{37} \text{ с}$$

следует, что

$$\left(\frac{m_X}{m_p} \right) \geq 10^{14}.$$

(Мы учли здесь, что $1/\alpha^2 m_p \approx 10^4 \cdot 10^{-24}$ с.) Та же оценка справедлива и для Y -бозонов.

Таким образом,

$$m_X \sim m_Y \geq 10^{14} \text{ ГэВ.}$$

Мы видим, что эта величина примерно совпадает с энергией \bar{M} , при которой все три константы, α_1 , α_2 и α_3 , становятся одинаковыми. Чтобы не допустить расхождения этих констант при $M > \bar{M}$, массы X - и Y -бозонов не должны превышать \bar{M} . Тогда при $M \gg \bar{M} \approx m_X$ поведение всех констант будет определяться

коэффициентом

$$\bar{b} = \frac{11}{3} \cdot 5 - \frac{2}{3} N_f = 14,3.$$

Тенденция движения единого заряда, отвечающая этому значению \bar{b} , указана стрелкой в правом верхнем углу рис. 25.4.

Детальные расчеты дают для $SU(5)$ -модели с минимальным набором частиц $m_x \approx 10^{14}$ ГэВ, и $\tau_p \sim 10^{30}$ лет. Если ввести в $SU(5)$ -модель дополнительные хиггсовы бозоны, то ожидаемое значение τ_p превысит 10^{34} лет.

Чтобы установить предел $\tau_p > 10^{30}$ лет, необходимо убедиться в том, что в 1,6 тонны вещества ни один из 10^{30} нуклонов не распался за год. Для поисков распада протона были построены и продолжают строиться специальные детекторы, содержащие сотни и даже тысячи тонн вещества. Эти детекторы располагаются в подземных лабораториях, где мал фон космических лучей. Наивысший нижний предел для времени жизни протона, достигнутый в 1980-х годах коллаборацией Ирвайн—Мичиган—Брукхейвен в 8000 т воды на глубине 1570 м водного эквивалента, составляет $2,5 \cdot 10^{32}$ лет для канала распада $p \rightarrow e^+ \pi^0$. Этот результат исключает минимальную $SU(5)$ -модель, но не исключает более сложные варианты великого объединения.

Процессы несохранения барионного заряда были гораздо более интенсивными при высоких температурах в первые моменты Большого Взрыва, происшедшего 10^{10} лет тому назад. Они должны были играть очень важную роль при температурах порядка $10^{17} - 10^{10}$ ГэВ. Кажется очень заманчивым, используя несохранение барионного заряда и нарушение CP-инвариантности, объяснить наблюдаемую зарядовую асимметрию Вселенной. Мы коснемся этого вопроса в гл. 27.

Хиггсовы бозоны

$SU(5)$ -модель строится как спонтанно нарушенная симметрия. Это гарантирует ее перенормируемость. Ответственны за спонтанное нарушение симметрии два мультиплет скалярных бозонов. Первый из них—24-плет—дает массы X - и Y -бозонам, второй—квинтет—дает массы W - и Z -бозонам и фермионам. Схема нарушения выглядит следующим образом:

$$\overline{SU(5)} \xrightarrow{24} SU(3) \times SU(2) \times U(1) \xrightarrow{5} SU(3) \times U(1).$$

Так что в результате остается лишь девять безмассовых полей: восемь глюонов и фотон. Взаимодействие векторных полей со скалярными полями калибровочно инвариантно и характеризуется универсальным зарядом g . В результате спонтанного нарушения $SU(5)$ -симметрии в хиггсовом 24-плете матрица вакуумных средних

приобретает вид

$$v_{24} \begin{pmatrix} 2 & & & & \\ & 2 & & & \\ & & 2 & & \\ & & & -3 & \\ & & & & -3 \end{pmatrix}.$$

Так что симметрии $SU(3)$ и $SU(2)$ остаются ненарушенными. Массы X - и Y -бозонов при этом порядка gv_{24} , так что v_{24} должно быть очень большим—порядка 10^{15} ГэВ.

На втором этапе происходит спонтанное нарушение в квинтете

$$(H_1^{-1/3}, H_2^{-1/3}, H_3^{-1/3}, H^+, H^0),$$

где приобретает ненулевое вакуумное среднее $v_5 \approx 10^3$ ГэВ нейтральная компонента $\frac{1}{\sqrt{2}}(H^0 + \bar{H}^0)$. При этом H^+ , H^- и $\frac{1}{\sqrt{2}}(H^0 - \bar{H}^0)$ превращаются в третьи компоненты W^{+-} , W^{-} , и Z^0 -бозонов, как в стандартной модели электрослабого взаимодействия.

К сожалению, в хиггсовом секторе $SU(5)$ -модели имеются серьезные проблемы. Дело в том, что два мультиплета скалярных частиц не изолированы: они связаны петлями векторных полей (рис. 25.6). В результате без компенсаций, которые сегодня кажутся весьма искусственными, не удастся сохранить требуемую иерархию вакуумных средних: к малой величине v_5 примешивается большая величина av_{24} .

Кратко остановимся на массах фермионов. Они возникают из-за взаимодействия квинтета скалярных полей с фермионами. Легко проверить, что

$$\bar{5} \times 10 = 45 + 5, \quad 10 \times 10 = 50 + 45 + \bar{5}_1$$

Так что хиггсов квинтет может дать массу как α -фермионам, сидящим в 10, так и χ -фермионам, левые компоненты которых принадлежат 10, а правые—5. Разумеется, нейтрино при этом массы не получает. Константы взаимодействия хиггсовых мультиплетов с фермионами $f_{5,10}$ и $f_{10,10}$ не фиксированы калибровочной инвариантностью лагранжиана и могут быть подобраны «руками» так, чтобы наилучшим образом воспроизвести наблюдаемые на опыте массы. Для каждого поколения фермионов они свои. При этом массы α -кварков не связаны с массами других фермионов. Но массы χ -кварков и лептонов как нетрудно видеть, должны быть равны друг другу:

$$m_d = m_e, \quad m_s = m_\mu, \quad m_b = m_\tau.$$

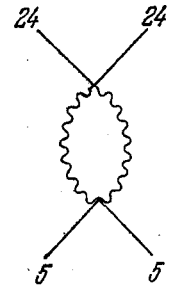


Рис. 25.6

Эти соотношения должны выполняться при переданных импульсах порядка m_X . Можно показать, что с учетом зависимости масс от переданных импульсов

$$\frac{m_x(\mu)}{m_i(\mu)} = \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha} \right)^{4/b_s} \left(\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_1(\mu)} \right)^{1/b_1},$$

где $b_s = 11 - 4/3 N_g$, $b_1 = 4/3 N_g$, а N_g — число фермионных поколений ($N_f = 2N_g$). Выбирая μ выше всех фермионных масс, скажем, $\mu \sim 10$ ГэВ, мы приходим к выводу, что здесь должно быть

$$\frac{m_d}{m_e} = \frac{m_s}{m_\mu} = \frac{m_b}{m_\tau} \approx 2 \div 3.$$

Отношение m_b/m_τ действительно близко к предсказываемой величине, но для d - и s -кварков, если взять для их масс стандартные величины 7 МэВ и 150 МэВ, — согласие плохое. Вводя в $SU(5)$ -модель дополнительные хиггсовы поля, можно устранить упомянутые противоречия, но при этом предсказательная сила модели падает.

Из других попыток великого синтеза отметим некоторые модели, основанные на ортогональных и исключительных группах.

Группа $SO(10)$

$SO(10)$ — это группа ортогональных вращений в 10-мерном пространстве (S означает, что детерминант матриц преобразования равен единице). Векторные частицы в этом случае принадлежат 45-плету, фермионы естественно поместить в спинорное представление. Спинор в случае $SO(10)$ содержит 16 компонент, так что в этом случае в каждом поколении, кроме 15 фермионов, с которыми мы имеем дело в $SU(5)$ -модели, входит и 16-й фермион — левое антинейтрино.

Группа $SO(10)$ содержит группу $SU(5)$ в качестве своей подгруппы. При этом 16-плет фермионов состоит из трех $SU(5)$ -мультиплетов: $16 = 10 + \bar{5} + 1$. Это может рассматриваться как естественное объяснение того, что в рамках $SU(5)$ фермионы принадлежат приводимому представлению.

Наряду с цепочкой спонтанных нарушений симметрии

$$SO(10) \rightarrow SU(5) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1) \rightarrow SU(3) \times U(1)$$

возможны и другие цепочки. Некоторые из них, в частности, позволяют получить значения $\sin^2 \theta_W$, более близкие к экспериментальному значению этого параметра, чем это получается в $SU(5)$ -модели.

В своем простейшем варианте модель $SO(10)$ так же, как и $SU(5)$, предсказывает время жизни протона порядка 10^{29} лет и, следовательно, противоречит эксперименту. Однако в некоторых более сложных вариантах модели время жизни протона оказы-

вается большим, чем 10^{34} лет. Такой медленный распад не смогут обнаружить действующие детекторы. Тут нужно новое поколение детекторов с эффективной массой в десятки и даже сотни килотонн.

Говоря о спонтанном нарушении, следует отметить одну интересную возможность лево-правой промежуточной симметрии:

$$SO(10) \rightarrow SU(4) \times SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(2) \times U(1).$$

В этом варианте нарушение зеркальной симметрии (P -четности) не закладывается с самого начала в фундамент теории, а осуществляется спонтанным образом. Не исключено, что это спонтанное нарушение зеркальной симметрии происходит при энергиях, которые в будущем будут доступны коллайдерам.

Кроме распада протона в $SO(10)$ -модели возможен и другой процесс, в котором также не сохраняется барионное квантовое число ($\Delta B \neq 0$). Речь идет о переходах нейтрона в антинейтрон в вакууме, аналогичных осцилляциям $K^0 - \bar{K}^0$, но существенно более медленных. Грубая размерная оценка позволяет связать период осцилляций $\tau_{осц}$ с временем жизни дейтона $\tau_{расп}$ (в обоих этих процессах $|\Delta B| = 2$): $\tau_{расп} \sim \tau_{осц}^2 m_{протона}$.

Из этого соотношения следует, что времени жизни дейтона $\sim 10^{30}$ лет отвечает период осцилляций порядка года. Такие осцилляции, если они происходят, могли бы быть зарегистрированы в пучках нейтронов от ядерных реакторов.

В рамках $SO(10)$ -симметрии естественным образом возникает отличная от нуля масса нейтрино. Это связано с тем, что фермионный 16-плет содержит как левые, так и правые компоненты нейтринной волновой функции. Имеющиеся в литературе оценки ожидаемой массы нейтрино лежат в основном в интервале $10^{-1} \div 10^{-6}$ эВ.

Имеется много статей, посвященных единым калибровочным теориям, основанным на ортогональных группах более высокого ранга. Так, например, в группе $SO(14)$ фундаментальный 64-компонентный спинор содержит лептоны и кварки четырех поколений. Группа $SO(22)$ наряду с обычными кварками содержит так называемые техникварки (см. примечание на стр. 241).

Исключительные группы

Наряду с четырьмя сериями регулярных групп и соответствующих им алгебр

$$A_l = SU(l+1), \quad B_l = SO(2l+1), \quad C_l = Sp(2l), \quad D_l = SO(2l),$$

ранг l которых может быть произвольно большим, имеются пять исключительных групп Картана, ранг которых фиксирован: G_2, F_4, E_6, E_7, E_8 (здесь нижний индекс указывает ранг). Напомним, что ранг группы равен числу коммутирующих между собой генераторов. Группы G_2 и F_4 недостаточно широки, чтобы включить

все известные сорта и цвета кварков, поэтому в литературе обсуждаются в основном группы E_6 , E_7 и E_8 .

Группа E_6 содержит группу $SO(10)$ в качестве своей подгруппы. В E_6 -модели имеется 78 калибровочных бозонов. Фермионы образуют 27-плет. В литературе имеется две альтернативные E_6 -модели. Первая E_6 -модель содержит несколько поколений фермионных 27-плетов, каждый из которых имеет следующий $SO(10)$ -состав: $27 = 16 + 10 + 1$. Таким образом, кроме 16-ти известных фермионных состояний, в каждом поколении имеется еще 11 состояний: синглетный кварк с $Q = -1/3$, синглетный майоранов лептон N^0 и дублет лептонов L^+ , L^0 . Предполагают, что все они сверхтяжелые. Вторая E_6 -модель более компактна: в ней все известные фермионы плюс еще несколько дополнительных частиц входят в один 27-плет, который содержит 2 кварка с $Q = +2/3$ (u, c), 4 кварка с $Q = -1/3$ (d, s, b, h), 4 лептона с $Q = -1$ (e, μ, τ, λ), 5 лептонов с $Q = 0$ ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \nu_\lambda, \nu_\rho$). Мы имеем здесь 18 кварков (с учетом цвета) и 9 лептонов. Таким образом, модель предсказывает существование еще четырех пока не обнаруженных частиц. Существенно, что среди них нет t -кварка. В такой модели трудно избежать появления нежелательных нейтральных токов, меняющих аромат кварков. В большинстве рассматривавшихся в литературе вариантов такой E_6 -модели отсутствовали слабые распады b -кварков в c -кварк. Открытие этих распадов на опыте «закрыло» эти варианты.

В модели, основанной на группе E_7 , имеется 133 векторных бозона, а фермионы принадлежат 56-плету, содержащему 6 цветных кварков, 6 цветных антикварков, 10 лептонов (4 заряженных и 6 нейтральных) и 10 антилептонов. Если полагать, что все фермионы принадлежат только одному 56-плету, то и в этой модели не должно быть t -кварка. Роковым недостатком модели является то, что предсказываемое ею значение $\sin^2 \theta_W$, как минимум, вдвое больше экспериментального значения этой величины.

Модель E_8 детально не изучалась. Ее интересным свойством является то, что размерности фундаментального и присоединенного представлений в ней одинаковы: 248 фермионов и 248 калибровочных бозонов. Скалярные частицы исчисляются в модели тысячами, и это выглядит устрашающе.

Итак, на пути великого объединения проблему поколений пока решить не удалось.

26. СУПЕРСИММЕТРИЯ

До сих пор мы рассматривали мультиплеты, содержащие либо фермионы, либо бозоны. Суперсимметрией называют такую симметрию, которая связывает между собой частицы с целым и полуцелым спином, образующие супермультиплеты. При суперсимметричных преобразованиях бозоны переходят в фермионы,

а фермионы — в бозоны. Иногда суперсимметрию называют ферми-бозе-симметрией. При построении суперсимметричной теории к генераторам группы Пуанкаре P_μ и $M_{\mu\nu}$ добавляются спинорные генераторы Q_α . Простейшим суперсимметричным лагранжианом является сумма свободных лагранжианов Максвелла и Майорана, описывающих фотоны и истинно нейтральные «нейтрино» — фотино.

Особый интерес представляет локальная суперсимметрия, в которой параметры преобразований являются функциями координат и времени. Напомним, что локальная группа $U(1)$, связанная с сохранением электрического заряда, требует для своей реализации введения безмассовых фотонов. Локальная цветовая группа $SU(3)$ реализуется октетом безмассовых глюонов. Локализация группы Пуанкаре осуществляется гравитонами, переходом к общей теории относительности. (Если лоренцевы повороты различны в различных точках, то значит, эти точки обладают относительными ускорениями. Инвариантность относительно таких преобразований возможна лишь при учете гравитационного поля и проявляется, в частности, в том, что наблюдатель в лифте не может отличить воздействия, обусловленного ускорением лифта, от воздействия однородного поля тяготения.) Для локализации группы суперсимметрии необходимы как гравитоны, так и безмассовые частицы со спином $3/2$, получившие название гравитино. Локальная суперсимметрия называется супергравитацией.

Особенно интересны модели так называемой расширенной супергравитации, объединяющие геометрическую симметрию с внутренней. В этих моделях планковская масса $m_p = G_N^{-1/2} \approx 10^{19}$ ГэВ (где G_N — константа Ньютона) входит как естественный масштаб всей физики элементарных частиц. Существует надежда, что расширенная супергравитация является путем к созданию единой теории всех частиц и всех взаимодействий.

Рассматривались варианты расширенной супергравитации с n гравитино ($1 \leq n \leq 8$), обладающие $SO(n)$ -инвариантностью, где $SO(n)$ — группа ортогональных преобразований в n -мерном пространстве. С ростом n растет число частиц с различными спинами в супермультиплете. Так, например, при $n=2$ в теории, кроме гравитона и двух гравитино, есть еще только одна частица (с $J=1$), а при $n=8$ в ней содержатся одна частица с $J=2$, 8 — с $J=3/2$, 28 — с $J=1$, 56 — с $J=1/2$ и 70 частиц с $J=0$. При $n > 8$ теория содержит уже больше одного гравитона и, кроме того, содержит частицы с $J > 2$.

Легко проверить, что даже группа $SO(8)$ все еще недостаточно широка, чтобы вместить в себя все известные фермионные и калибровочные мультиплеты. Очень интересные работы, обнаружившие в модели $SO(8)$ скрытую динамическую симметрию $SU(8)$. Группа $SU(8)$ уже достаточно широка, чтобы включить в себя не только калибровочную $SU(5)$ -симметрию, но и три поколения фермионов.

В 1980-е годы возникло и получило бурное развитие новое направление — теория суперструн. Суперструны — одномерно-протяженные объекты с характерными размерами порядка планковской длины $l_p = 1/m_p \sim 10^{-33}$ см, свойства которых удовлетворяют фермион-бозонной симметрии. С суперструнами связываются надежды на построение единой теории всех взаимодействий — так называемой «теории всего». Теории суперструн вызвали всплеск интереса к группе $E_8 \times E_8$ и к многомерным пространствам, особенно к десятимерному пространству, в котором шесть измерений компактифицированы до планковских размеров, а четыре оставшихся представляют наше пространство-время. К сожалению, надежды на то, что требование непротиворечивости теории при энергиях, много больших планковской, позволит однозначно установить ее свойства при «наших» энергиях, пока не оправдались.

Субкварки?

Что стоит за большим числом кварков, лептонов и других частиц, которые сегодня считаются элементарными? Возможно, что частицы эти действительно элементарны, а их большое количество не портит красоты картины, если все они — компоненты одной суперчастицы, и как число этих компонент, так и взаимодействие между ними определяется одним или несколькими фундаментальными принципами.

Другой возможный ответ заключается в том, что частицы, которые мы сегодня считаем элементарными, в действительности построены из каких-то более элементарных частиц. Вселенная — галактики — звезды — атомы — ядра — нуклоны — кварки — субкварки — такова в грубых чертах идея этого направления. Естественно думать при этом, что субкварки должны являться кирпичиками, из которых построены не только кварки, но также и другие частицы: лептоны, глюоны, фотоны и т. д. Поскольку эти частицы при уже доступных нам энергиях (переданных импульсах) выглядят как элементарные, то их размеры очень малы ($\ll 10^{-15}$ см). До эры квантовой хромодинамики любой теоретик сказал бы, что на таких малых расстояниях могут находиться лишь очень тяжелые частицы и что, следовательно, массы субкварков уж никак не меньше десятков ГэВ. Сегодня, когда так популярна идея небытия, вполне возможно думать о субкварках как о легких и даже безмассовых частицах, запертых на малых расстояниях. Но кинетические энергии этих частиц в силу соотношения неопределенностей должны быть велики (порядка обратных размеров лептонов, фотонов и т. д.), и, следовательно, должны быть велики расстояния между уровнями таких систем, состоящих из субкварков, т. е. между массами обычных элементарных частиц. Но как объяснить тогда малые разности между массами некоторых из этих частиц, наблюдаемые на опыте?

XII

27. ЧАСТИЦЫ И ВСЕЛЕННАЯ

Некоторые фундаментальные характеристики элементарных частиц с гораздо более высокой точностью могут быть получены из наблюдательных астрофизических данных, чем из лабораторных экспериментов. В качестве примеров упомянем верхние пределы для массы фотона и различных типов нейтрино, ограничения на массы и времена жизни гипотетических тяжелых нейтральных лептонов, верхнюю границу для числа возможных типов нейтрино и, наконец, аргументы в пользу небытия кварков, полученные на основе оценки остаточной концентрации реликтовых кварков. В этой главе мы рассмотрим некоторые из этих ограничений, основанных на теории горячей Вселенной.

Горячая Вселенная

На первый взгляд, больше всего в окружающей нас Вселенной протонов и электронов. При средней плотности вещества $\sim 10^{-30}$ г/см³ на несколько кубометров в среднем приходится один протон и один электрон (Вселенная электрически нейтральна). Однако наблюдения показали, что гораздо больше во Вселенной — фотонов. Их примерно в 10^9 раз больше, чем протонов (400 фотонов в 1 см³). Эти фотоны существуют в виде излучения с температурой примерно 2,7 К (или $2,5 \cdot 10^{-4}$ эВ), заполняющего всю Вселенную. Суммарная энергия этого радиоволнового излучения на четыре порядка меньше суммарной массы протонов. Так что хотя реликтовых фотонов много, их роль сегодня ничтожна по сравнению с ролью электронов и протонов.

Однако было время (около 10^{10} лет тому назад), когда эти фотоны были очень энергичными и в значительной мере определяли всю динамику Вселенной.

По красному смещению удаленных галактик установлено, что Вселенная расширяется. Это расширение напоминает увеличение масштабов на поверхности воздушного шарика, когда его надувают. Расстояния между двумя любыми точками растут, растут и длины волн фотонов, Вселенная расширяется и остывает. Если пойти вспять во времени t , то мы придем к точке $t=0$, когда плотность ρ и температура T были бесконечны. Как близко к

В 1980-е годы возникло и получило бурное развитие новое направление — теория суперструн. Суперструны — одномерно-протяженные объекты с характерными размерами порядка планковской длины $l_p = 1/m_p \sim 10^{-33}$ см, свойства которых удовлетворяют фермион-бозонной симметрии. С суперструнами связываются надежды на построение единой теории всех взаимодействий — так называемой «теории всего». Теории суперструн вызвали всплеск интереса к группе $E_8 \times E_8$ и к многомерным пространствам, особенно к десятимерному пространству, в котором шесть измерений компактифицированы до планковских размеров, а четыре оставшихся представляют наше пространство-время. К сожалению, надежды на то, что требование непротиворечивости теории при энергиях, много больших планковской, позволит однозначно установить ее свойства при «наших» энергиях, пока не оправдались.

Субкварки?

Что стоит за большим числом кварков, лептонов и других частиц, которые сегодня считаются элементарными? Возможно, что частицы эти действительно элементарны, а их большое количество не портит красоты картины, если все они — компоненты одной суперчастицы, и как число этих компонент, так и взаимодействие между ними определяется одним или несколькими фундаментальными принципами.

Другой возможный ответ заключается в том, что частицы, которые мы сегодня считаем элементарными, в действительности построены из каких-то более элементарных частиц. Вселенная — галактики — звезды — атомы — ядра — нуклоны — кварки — субкварки — такова в грубых чертах идея этого направления. Естественно думать при этом, что субкварки должны являться кирпичиками, из которых построены не только кварки, но также и другие частицы: лептоны, глюоны, фотоны и т. д. Поскольку эти частицы при уже доступных нам энергиях (переданных импульсах) выглядят как элементарные, то их размеры очень малы ($\ll 10^{-15}$ см). До эры квантовой хромодинамики любой теоретик сказал бы, что на таких малых расстояниях могут находиться лишь очень тяжелые частицы и что, следовательно, массы субкварков уж никак не меньше десятков ГэВ. Сегодня, когда так популярна идея невыедания, вполне возможно думать о субкварках как о легких и даже безмассовых частицах, запертых на малых расстояниях. Но кинетические энергии этих частиц в силу соотношения неопределенностей должны быть велики (порядка обратных размеров лептонов, фотонов и т. д.), и, следовательно, должны быть велики расстояния между уровнями таких систем, состоящих из субкварков, т. е. между массами обычных элементарных частиц. Но как объяснить тогда малые разности между массами некоторых из этих частиц, наблюдаемые на опыте?

27. ЧАСТИЦЫ И ВСЕЛЕННАЯ

Некоторые фундаментальные характеристики элементарных частиц с гораздо более высокой точностью могут быть получены из наблюдательных астрофизических данных, чем из лабораторных экспериментов. В качестве примеров упомянем верхние пределы для массы фотона и различных типов нейтрино, ограничения на массы и времена жизни гипотетических тяжелых нейтральных лептонов, верхнюю границу для числа возможных типов нейтрино и, наконец, аргументы в пользу невыедания кварков, полученные на основе оценки остаточной концентрации реликтовых кварков. В этой главе мы рассмотрим некоторые из этих ограничений, основанных на теории горячей Вселенной.

Горячая Вселенная

На первый взгляд, больше всего в окружающей нас Вселенной протонов и электронов. При средней плотности вещества $\sim 10^{-30}$ г/см³ на несколько кубометров в среднем приходится один протон и один электрон (Вселенная электрически нейтральна). Однако наблюдения показали, что гораздо больше во Вселенной — фотонов. Их примерно в 10^9 раз больше, чем протонов (400 фотонов в 1 см³). Эти фотоны существуют в виде излучения с температурой примерно 2,7 К (или $2,5 \cdot 10^{-4}$ эВ), заполняющего всю Вселенную. Суммарная энергия этого радиоволнового излучения на четыре порядка меньше суммарной массы протонов. Так что хотя реликтовых фотонов много, их роль сегодня ничтожна по сравнению с ролью электронов и протонов.

Однако было время (около 10^{10} лет тому назад), когда эти фотоны были очень энергичными и в значительной мере определяли всю динамику Вселенной.

По красному смещению удаленных галактик установлено, что Вселенная расширяется. Это расширение напоминает увеличение масштабов на поверхности воздушного шарика, когда его надувают. Расстояния между двумя любыми точками растут, растут и длины волн фотонов, Вселенная расширяется и остывает. Если пойти вспять во времени t , то мы придем к точке $t=0$, когда плотность ρ и температура T были бесконечны. Как близко к

этой точке можно экстраполировать нарастание T и ρ , неясно. Судя по успехам теории нуклеосинтеза, до величины $T \sim 1$ МэВ экстраполировать законно. Может быть, допустимо экстраполировать и до $T \sim m_p = G_N^{1/2} \approx 10^{19}$ ГэВ. От горячей фазы Вселенной и дошло до нас остывшее реликтовое фотонное излучение.

Установим связь между возрастом Вселенной, т. е. временем, протекшим от момента $t=0$, и ее температурой. Вообще для понимания свойств нестационарной Вселенной, нужно знать общую теорию относительности. Однако интересующую нас связь мы можем найти с помощью элементарных рассуждений. Рассмотрим однородную, бесконечную, плоскую Вселенную и мысленно вырежем в ней сферу радиуса R . Пусть на этой сфере лежит пробная частица с массой μ (рис. 27.1). Из-за расширения Вселенной все масштабы растут и растет наш радиус R . Так что $dR/dt > 0$. В системе отсчета, связанной с центром сферы, кинетическая энергия частицы равна

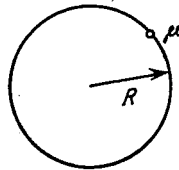


Рис. 27.1

$$T_{\text{kin}} = \frac{\mu}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2.$$

Рассмотрим теперь потенциальную энергию пробной частицы. Она определяется притяжением со стороны частиц (массивных и безмассовых), находящихся внутри сферы. (Все вещество, находящееся вне сферы, на частицу не действует.) Энергия этого притяжения равна

$$\dot{U} = -G_N \frac{4\pi R^3 \rho \mu}{3R},$$

где $G_N \approx 6 \cdot 10^{-39} m_p^{-2}$ — константа Ньютона, а ρ — средняя плотность энергии. (Напомним, что гравитирует энергия, а не масса.)

Выясним, какая критическая плотность ρ_c отвечает такому режиму расширения, когда сумма кинетической и потенциальной энергии пробной частицы равна нулю:

$$\frac{\mu}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = G_N \frac{4\pi R^3 \rho_c \mu}{3R}.$$

В этом режиме

$$\left(\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi G_N \rho_c}{3}.$$

Величина $H(t) = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$ оказывается не зависящей от R . Эта величина носит название постоянной Хаббла. Наблюдения дают $H(t) \approx 60$ км/с · мегапарсек ≈ 18 км/с · 10^6 световых лет. (Значение 60 км/с · Мпс считается наиболее правдоподобным, вообще же $45 < H < 120$). Величина $1/2H \approx 10^{10}$ лет характеризует время жизни Вселенной. Зная H , нетрудно найти критическую

плотность ρ_c :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G_N} \approx 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3 \approx 3m_p/m^3.$$

Плотность вещества во Вселенной близка к своему критическому значению ρ_c . Если бы выполнялось неравенство $\rho \gg \rho_c$, то расширение Вселенной уже давно сменилось бы сжатием. Если $\rho \ll \rho_c$, то расширение будет происходить неограниченно долго.

Наблюдаемая плотность светящегося вещества во Вселенной (звезды, газ) примерно на порядок меньше ρ_c . Наблюдательные данные о движении периферийных звезд в галактиках и о движении галактик в скоплениях галактик указывают на то, что гравитационные поля, в которых они движутся, значительно превышают те значения, которые обусловлены видимым светящимся веществом, и требуют для своего объяснения присутствия в галактиках и вокруг них какого-то невидимого темного гравитирующего вещества.

Если $\rho = \rho_c$, что кажется естественным с теоретической точки зрения, то Вселенная в основном заполнена невидимым темным веществом. Весьма правдоподобно, что темное вещество представляет собой в основном холодный газ каких-то инертных частиц. В качестве возможных кандидатов обсуждаются массивные нейтрино или какие-то не открытые пока массивные нейтральные частицы.

Обратимся теперь к первым мгновениям Большого взрыва, когда и T_{kin} и $|U|$ были несравнимо больше своих сегодняшних значений, в то время как $T_{\text{kin}} + U$ было тем же. Рассмотрим достаточно горячую фазу Вселенной, такую, чтобы в выражении для плотности ρ можно было пренебречь массами частиц по сравнению с их импульсами. Из размерных соображений ясно, что в этом случае $\rho = a/R^4$, где a — безразмерная константа. Подставив это выражение для ρ в уравнение

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi G_N \rho R^2}{3},$$

найдем, что

$$\frac{dR}{dt} = \left(\frac{8\pi G_N a}{3} \right)^{1/2} \frac{1}{R}.$$

Решив это уравнение, имеем

$$R^2 = \left(\frac{32\pi G_N a}{3} \right)^{1/2} t.$$

Возвращаясь к плотности энергии $\rho = a/R^4$, получаем

$$\frac{32\pi}{3} G_N a t^2 = 1.$$

Найдем теперь связь между ρ и температурой T Вселенной:

$$\rho = 4\sigma T^4;$$

здесь $\sigma = \pi^2/60$ — постоянная Стефана — Больцмана (напомним, что в нашей системе единиц $\hbar = c = 1$), а коэффициент κ сам является функцией T и определяется числом различных типов элементарных частиц, дающих вклад в полную плотность энергии при температуре T . Если бы в мире были только фотоны, то $\kappa = 1$. С учетом других частиц

$$\kappa = \kappa(T) = 1 + \frac{7}{8} N_\nu + \frac{7}{4} N_l(T) + \dots,$$

где N_ν — число различных типов двухкомпонентных безмассовых нейтрино ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \dots$), $N_l(T)$ — число различных четырехкомпонентных лептонов, для которых $2m_l \ll T$. Точками в выражении для κ обозначены вклады кварков, глюонов (при $T \gg 1$ ГэВ) и W - и Z -бозонов (при $T \gg 100$ ГэВ). Множитель $7/8$ учитывает различие плотностей фермиевского и бозевского распределений для ν и $\bar{\nu}$ соответственно. (Действительно,

$$\int_0^\infty \frac{z^n dz}{e^z - 1} - \int_0^\infty \frac{z^n dz}{e^z + 1} = 2 \int_0^\infty \frac{z^n dz}{e^{2z} - 1} = \frac{1}{2^n} \int_0^\infty \frac{y^n dy}{e^y - 1},$$

откуда

$$\int_0^\infty \frac{z^n dz}{e^z + 1} / \int_0^\infty \frac{z^n dz}{e^z - 1} = 1 - 2^{-n}.$$

При $n=3$ получаем $7/8$.)

Вклад электрона в два раза превышает вклад нейтрино, поскольку электрон четырехкомпонентен. Итак,

$$\frac{128\pi}{3} \sigma \kappa G_N T^4 t^2 = 1.$$

Отсюда получается известная связь между температурой и возрастом Вселенной:

$$t(\text{с}) \approx \frac{1}{T^2 (\text{МэВ}^2)}.$$

Верхний предел для массы нейтрино

Согласно теории горячей Вселенной число реликтовых нейтрино сегодня примерно того же порядка, что и число фотонов. Однако обнаружение реликтовых нейтрино — неизмеримо более трудная задача, и пока не видно, как можно было бы ее решить.

То обстоятельство, что теория дает нам современную концентрацию реликтовых нейтрино, позволяет установить верхнюю границу для массы этих частиц. Если бы $n_{\nu_\mu} \approx n_\nu$, где n — число частиц в 1 см^3 , то на один нуклон приходилось бы в окружающем нас мире примерно 10^9 нейтрино. Если бы, далее, каждое

нейтрино «весило», скажем, 10 эВ , то суммарная масса всех нейтрино превосходила бы в несколько раз массу всех протонов во Вселенной, и динамика расширения Вселенной определялась бы сегодня, как и несколько миллиардов лет тому назад, именно гравитационным действием этих холодных и в остальных отношениях никак себя не проявляющих нейтрино. Существенно больше 10 эВ масса нейтрино быть не может, так как при этом было бы $\rho \gg \rho_c$. Это означало бы в свою очередь, что расширение Вселенной раньше было существенно более быстрым, чем в стационарном случае. Такое заключение привело бы нас к противоречию, так как оказалось бы, например, что возраст Вселенной меньше, чем возраст старейших пород Земли, которым несколько миллиардов лет.

Выше мы исходили из того, что $n_{\nu_\mu} \approx n_\nu$. Найдем сейчас точное соотношение между этими величинами, предполагая, что в слабом взаимодействии участвуют лишь левые нейтрино. Пока ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ находились в равновесии, имело место соотношение: $n_{\nu_\mu} = 3n_\nu/4$ (см. выше интегралы для ферми- и бозе-распределений при $n=2$). Это соотношение сохранялось и после того, как нейтрино вышли из равновесия с электронами, позитронами и фотонами. Однако при аннигиляции электронов и позитронов величина n_ν возросла в $1 + 7/4 = 11/4$ раза в силу сохранения энтропии (энтропия $S \sim \rho/T$), так что с тех пор и до настоящего времени $n_{\nu_\mu}/n_\nu = 3/4 \cdot 4/11 = 3/11$. Это поднимает верхнюю границу для массы нейтрино примерно до 30 эВ . Заметим, что космологическая граница сравнима с лабораторной для ν_e и лучше, чем лабораторные границы для ν_μ и ν_τ , на 4 и 6 порядков соответственно.

О числе различных типов нейтрино

Выше мы установили соотношение между температурой T и возрастом t Вселенной:

$$t^2 = \frac{3}{128\pi\sigma\kappa G_N T^4},$$

где $\sigma = \pi^2/60$, $G_N \approx 6 \cdot 10^{-39} m_p^{-2}$, а $\kappa = \kappa(T)$ определяется числом элементарных частиц, массы которых удовлетворяют условию $T \gg m$. При $T \sim 14 \text{ МэВ}$, когда во Вселенной установилось наблюдаемое соотношение между распространенностью нейтронов (перешедших в основном в первичный ^4He) и распространенностью протонов (водорода), коэффициент κ имел вид

$$\kappa = 1 + 7/4 + 7/8 N_\nu.$$

Здесь слагаемое 1 отвечает вкладу фотонов, $7/4$ — электронно-позитронных пар, а $7/8 N_\nu$ — нейтрино. Это последнее слагаемое пропорционально числу возможных типов нейтрино — N_ν . (Заметим,

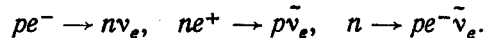
что равновесие между нейтрино различных типов и фотонами, электронами и позитронами устанавливается благодаря реакциям, идущим за счет нейтральных токов, например: $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^+ + e^-$.)

Мы видим, что при заданной температуре Вселенная тем моложе, чем больше число различных типов нейтрино N_ν . Иными словами, с ростом N_ν уменьшается временная шкала, возрастает темп расширения Вселенной:

$$t \rightarrow t' = t \sqrt{\kappa/\kappa'}.$$

Как мы сейчас убедимся, соотношение между нейтронами и протонами очень чувствительно к темпу расширения Вселенной, и поэтому по наблюдаемой распространенности ${}^4\text{He}$ можно судить о числе различных типов нейтрино.

При высоких температурах равновесное отношение между плотностями нейтронов и протонов равно $\exp(-\Delta m/T)$, где $\Delta m = m_n - m_p$. Эта равновесная величина поддерживается слабыми реакциями типа



Однако когда характерное время этих слабых реакций t_w становится большим по сравнению с временем t_c , характеризующим расширение Вселенной, происходит «закалка» или «замораживание» отношения распространенностей нейтронов и протонов, и при дальнейшем падении температуры оно не уменьшается. Из размерных соображений следует, что

$$1/t_w \sim G_F^2 T^5,$$

где $G_F = 10^{-5} m_p^{-2}$ — фермиевская константа слабого взаимодействия. Приравняв друг другу t_w и t_c , находим

$$G_F^2 T^5 \sim (\kappa G_N T^4)^{1/2}.$$

Мы видим, что температура T_n , при которой происходит закалка нейтронов, растет с ростом κ :

$$T_n \sim \kappa^{1/6} G_N^{1/6} G_F^{-2/3}.$$

При этом относительная концентрация нейтронов $\exp(-\Delta m/T)$ также растет с ростом κ .

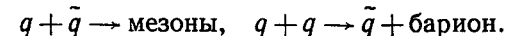
Если учесть, что нейтроны переходят в первичный ${}^4\text{He}$, то распространенность первичного гелия (по массе) равна удвоенной распространенности нейтронов. Астрофизические расчеты показывают, что распространенность первичного гелия близка к 0,24 (чему отвечает значение $n_n/n_p \sim 1/7$). Такая распространенность согласуется с космологической оценкой при $N_\nu = 3$. Легко проверить, что при этом каждое дополнительное нейтрино увеличивает распространенность гелия примерно на 1,5%. Несколько лет тому назад астрофизики считали, что максимально допустимая распространенность ${}^4\text{He}$ в празвездах могла быть и выше 30%. Однако со временем верхний предел для распространен-

ности понижается. Если предположить вслед за рядом авторов, что распространенность первичного гелия не превышала 25%, то в природе, кроме ν_e , ν_μ и ν_τ , может быть не больше чем еще одно безмассовое нейтрино. (Данные, полученные на e^+e^- -коллайдере ЛЭП в конце 1989 г., исключают существование четвертого нейтрино.)

Концентрация реликтовых кварков

Пока не существует последовательной теории пленения кварков (конфайнмента), основным аргументом против существования свободных дробнозаряженных кварков является отсутствие их в окружающем нас веществе. Дело в том, что в рамках теории горячей Вселенной можно оценить ожидаемую концентрацию реликтовых кварков, и она оказывается очень большой, существенно выше тех верхних пределов, которые дают опыты по поискам кварков. Ниже показано, как делаются указанные оценки.

Предположим, что кварк, запертый внутри адрона, весит гораздо меньше свободного кварка. (Абдус Салам назвал это явление эффектом Архимеда: погруженный в «адронную ванну» кварк становится легче. Если свободный кварк — бесконечно тяжелый, то это отвечает невылетанию.) Примем для оценок, что масса свободного кварка m_q порядка 10 ГэВ (как мы увидим, наш ответ будет не сильно зависеть от значения m_q), и рассмотрим Вселенную при $T \sim 100$ ГэВ. При такой температуре (она была через 10^{-10} секунды после первичного взрыва) кварки находятся в термодинамическом равновесии с другими фундаментальными частицами: фотонами и лептонами. При $T \sim m_q$ это равновесие нарушается: реакции рождения кварков выключаются и кварки начинают «выгорать». Это выгорание происходит за счет реакции типа



Это экзотермические реакции: в первой из них выделяется энергия порядка $2m_q$, во второй — порядка m_q . Пусть при скорости кварков, стремящейся к нулю, величина σv для этих реакций стремится к постоянному пределу σ_0 , как это обычно имеет место для экзотермических реакций. Тогда темпы выгорания кварков характеризуются величиной $n_q \sigma_0$, где n_q — концентрация свободных кварков. Выгорание замедлится, а затем прекратится, когда темп выгорания сравняется, а затем станет меньше темпа космологического расширения. При этом температура T все еще по порядку величины сравнима с m_q . Таким образом,

$$n_q \sim G_N^{1/2} T^2 / \sigma_0 \sim G_N^{1/2} m_q^2 / \sigma_0.$$

Удобно отнести эту концентрацию кварков к концентрации фотонов $n_\gamma \sim T^3 \sim m_q^3$:

$$\frac{n_q}{n_\gamma} \sim \frac{G_N^{1/2}}{\sigma_0 m_q} \sim \frac{10^{-18}}{m_p m_q \sigma_0} \sim 10^{-21}, \text{ если } \sigma_0 \approx m_\pi^{-2}.$$

При дальнейшем остывании и расширении Вселенной концентрации кварков и фотонов падают, однако их отношение остается неизменным, если расширение адиабатично. Малость отношения n_q/n_γ обусловлена тем, что даже при $T \sim 1$ ГэВ процесс расширения Вселенной происходит медленно по масштабам времени, характерным для элементарных частиц: $1/\text{ГэВ}$. Малым параметром здесь является гравитационная константа G_N , определяющая скорость расширения Вселенной. Пока происходит это медленное расширение, подавляющее большинство кварков успевает превратиться в адроны.

Учтем теперь, что на один протон приходится 10^9 фотонов. Тогда отношение распространенностей кварков и протонов должно составлять

$$n_q/n_p \sim 10^{-12}.$$

Это очень маленькое число тем не менее неприемлемо велико. Оно больше, чем распространенность золота. При такой распространенности кварки можно было бы, что называется, грести лопатами. Если сравнить это с экспериментальным пределом $n_q/n_p \leq 10^{-27}$, то трудно не прийти к заключению, что свободных дробно-заряженных кварков в природе нет. Чтобы получить приемлемо малую концентрацию кварков, необходимо предположить, что сечение их уничтожения σ_0 имеет, как минимум, атомные, а не ядерные масштабы.

О барионной асимметрии Вселенной

Если применить оценки, аналогичные только что приведенным, к процессу аннигиляции первичных барионов и антибарионов, то мы получим

$$n_p/n_\gamma \sim G_N^2 m_p \sim 10^{-18},$$

что на девять порядков меньше, чем наблюдаемое в природе отношение. Такая малая величина получается в предположении, что во-первых, в исходном состоянии барионный заряд Вселенной равен нулю, и что во-вторых, нет взаимодействий, нарушающих сохранение барионного заряда. Чтобы получить $n_p/n_\gamma \sim 10^{-9}$ в мире, где барионный заряд сохраняется, мы должны предположить, что с самого начала существовал небольшой избыток барионного заряда, так что $(n_q - n_{\bar{q}})/n_q \sim 10^{-9}$.

Кажется очень заманчивой другая точка зрения, согласно которой избыток барионов над антибарионами возник на ранних стадиях развития Вселенной из-за несохранения барионного заряда и несохранения CP . Эта идея, высказанная впервые в середине 60-х годов, обсуждается в целом ряде работ.

28. ПРИЛОЖЕНИЕ (НЕКОТОРЫЕ ПОЛЕЗНЫЕ ФОРМУЛЫ)

В этом приложении собраны некоторые определения и формулы, которые часто используются в основном тексте книги. Приложение состоит из следующих разделов.

1. Псевдоевклидова метрика.
2. Группы. 2.1. Некоторые определения 2.2. Группы $SU(n)$. 2.3. Группа $SU(2)$. 2.4. Тождества Фирца для матриц σ . 2.5. Группа $SU(3)$. 2.6. Тождества Фирца для матриц λ . 2.7. $SU(3)$ -мультиплеты.
3. Свойства матриц Дирака. 3.1. Матрицы γ . 3.2. След матриц γ . 3.3. Дираковский биспинор. 3.4. Четырехфермионные инварианты и тождества Фирца для матриц Дирака. 3.5. Вывод тождеств Фирца для матриц Дирака.
4. Правила расчета вероятностей. 4.1. S - и T -матрицы. 4.2. Вероятность и сечение. 4.3. Учет спина.

1. Псевдоевклидова метрика

Контравариантный вектор a^μ ; примеры:

$$\begin{aligned} x^\mu &\equiv x^0, x^1, x^2, x^3 \equiv t, x, y, z \equiv t, \mathbf{x}, \\ p^\mu &\equiv p^0, p^1, p^2, p^3 \equiv E, p_x, p_y, p_z \equiv E, \mathbf{p}. \end{aligned}$$

Ковариантный вектор a_μ ; примеры:

$$\begin{aligned} x_\mu &\equiv x_0, x_1, x_2, x_3 \equiv t, -\mathbf{x}, \\ p_\mu &\equiv p_0, p_1, p_2, p_3 \equiv E, -\mathbf{p}. \end{aligned}$$

Метрический тензор

$$a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu, \quad a^\mu = g^{\mu\nu} a_\nu,$$

где $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор, у которого отличны от нуля лишь диагональные компоненты: $g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu}$, $g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1$.

Скалярное произведение:

$$\begin{aligned} a^\mu b_\mu &= g^{\mu\nu} a_\mu b_\nu = g_{\mu\nu} a^{\mu\nu} = a^0 b_0 + a^i b_i = a^0 b^0 - a^i b^i = a^0 b^0 - \mathbf{ab}, \\ \mu, \nu &= 0, 1, 2, 3; \quad i, k = 1, 2, 3. \end{aligned}$$

Пример:

$$p^\mu x_\mu = Et - \mathbf{p}\mathbf{x}.$$

При дальнейшем остывании и расширении Вселенной концентрации кварков и фотонов падают, однако их отношение остается неизменным, если расширение адиабатично. Малость отношения n_q/n_γ обусловлена тем, что даже при $T \sim 1$ ГэВ процесс расширения Вселенной происходит медленно по масштабам времени, характерным для элементарных частиц: $1/\text{ГэВ}$. Малым параметром здесь является гравитационная константа G_N , определяющая скорость расширения Вселенной. Пока происходит это медленное расширение, подавляющее большинство кварков успевает превратиться в адроны.

Учтем теперь, что на один протон приходится 10^9 фотонов. Тогда отношение распространенностей кварков и протонов должно составлять

$$n_q/n_p \sim 10^{-12}.$$

Это очень маленькое число тем не менее неприемлемо велико. Оно больше, чем распространенность золота. При такой распространенности кварки можно было бы, что называется, грести лопатами. Если сравнить это с экспериментальным пределом $n_q/n_p \leq 10^{-27}$, то трудно не прийти к заключению, что свободных дробно-заряженных кварков в природе нет. Чтобы получить приемлемо малую концентрацию кварков, необходимо предположить, что сечение их уничтожения σ_0 имеет, как минимум, атомные, а не ядерные масштабы.

О барионной асимметрии Вселенной

Если применить оценки, аналогичные только что приведенным, к процессу аннигиляции первичных барионов и антибарионов, то мы получим

$$n_p/n_\gamma \sim G_N^{1/2} m_p \sim 10^{-18},$$

что на девять порядков меньше, чем наблюдаемое в природе отношение. Такая малая величина получается в предположении, что во-первых, в исходном состоянии барионный заряд Вселенной равен нулю, и что во-вторых, нет взаимодействий, нарушающих сохранение барионного заряда. Чтобы получить $n_p/n_\gamma \sim 10^{-9}$ в мире, где барионный заряд сохраняется, мы должны предположить, что с самого начала существовал небольшой избыток барионного заряда, так что $(n_q - n_{\bar{q}})/n_q \sim 10^{-9}$.

Кажется очень заманчивой другая точка зрения, согласно которой избыток барионов над антибарионами возник на ранних стадиях развития Вселенной из-за несохранения барионного заряда и несохранения CP . Эта идея, высказанная впервые в середине 60-х годов, обсуждается в целом ряде работ.

28. ПРИЛОЖЕНИЕ (НЕКОТОРЫЕ ПОЛЕЗНЫЕ ФОРМУЛЫ)

В этом приложении собраны некоторые определения и формулы, которые часто используются в основном тексте книги. Приложение состоит из следующих разделов.

1. Псевдоевклидова метрика.
2. Группы. 2.1. Некоторые определения 2.2. Группы $SU(n)$. 2.3. Группа $SU(2)$. 2.4. Тождества Фирца для матриц σ . 2.5. Группа $SU(3)$. 2.6. Тождества Фирца для матриц λ . 2.7. $SU(3)$ -мультиплеты.
3. Свойства матриц Дирака. 3.1. Матрицы γ . 3.2. След матриц γ . 3.3. Дираковский биспинор. 3.4. Четырехфермионные инварианты и тождества Фирца для матриц Дирака. 3.5. Вывод тождеств Фирца для матриц Дирака.
4. Правила расчета вероятностей. 4.1. S - и T -матрицы. 4.2. Вероятность и сечение. 4.3. Учет спина.

1. Псевдоевклидова метрика

Контравариантный вектор a^μ ; примеры:

$$x^\mu \equiv x^0, x^1, x^2, x^3 \equiv t, x, y, z \equiv t, \mathbf{x}, \\ p^\mu \equiv p^0, p^1, p^2, p^3 \equiv E, p_x, p_y, p_z \equiv E, \mathbf{p}.$$

Ковариантный вектор a_μ ; примеры:

$$x_\mu \equiv x_0, x_1, x_2, x_3 \equiv t, -\mathbf{x}, \\ p_\mu \equiv p_0, p_1, p_2, p_3 \equiv E, -\mathbf{p}.$$

Метрический тензор:

$$a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu, \quad a^\mu = g^{\mu\nu} a_\nu,$$

где $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор, у которого отличны от нуля лишь диагональные компоненты: $g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu}, g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1$.

Скалярное произведение:

$$a^\mu b_\mu = g^{\mu\nu} a_\mu b_\nu = g_{\mu\nu} a^\mu b^\nu = a^0 b_0 + a^i b_i = a^0 b^0 - a^i b^i = a^0 b^0 - \mathbf{ab}, \\ \mu, \nu = 0, 1, 2, 3; \quad i, k = 1, 2, 3.$$

Пример:

$$p^\mu x_\mu = Et - \mathbf{p}\mathbf{x}.$$

Оператор импульса в координатном представлении имеет вид

$$p^\mu = i \frac{\partial}{\partial x_\mu} = i \frac{\partial}{\partial t}, \quad -i \frac{\partial}{\partial x} = i \frac{\partial}{\partial t}, \quad \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial x}.$$

2. Группы

2.1. Некоторые определения. Группой \mathcal{G} называется множество элементов, в котором определены операция ассоциативного умножения, единичный элемент и каждому элементу отвечает обратный элемент. Если все элементы коммутируют между собой, то группа называется абелевой. Представлением G группы \mathcal{G} называется группа линейных преобразований (матриц) в некотором линейном пространстве (базисе представления, мультиплете), элементы которой находятся в однозначном соответствии с элементами группы \mathcal{G} . Группы, элементы которых аналитически зависят от конечного числа параметров, называются группами Ли. Число независимых параметров называется размерностью группы. Генераторами для данного представления называются операторы I_i , с помощью которых осуществляются преобразования, сколь угодно близкие к единичным: $G = 1 + d\omega_i I_i$. Максимальное число коммутирующих между собой операторов называется рангом группы. Число линейно независимых векторов в базисе (число компонент мультиплета) называется размерностью представления (размерность представления равна порядку матриц, его реализующих). Если при некотором выборе базиса представление разбивается на сумму независимых подгрупп, то оно называется приводимым; если этого нельзя достичь никаким выбором базиса, то — неприводимым. Фундаментальными называются представления, из которых с помощью перемножения можно построить все остальные представления группы. Размерность регулярного (присоединенного) представления равна порядку группы.

2.2. Группы $SU(n)$. $SU(n)$ — группа комплексных матриц U , удовлетворяющих условию унитарности ($U^+U=1$) и унимодулярности ($\det U=1$), фундаментальным мультиплетом которой является n -компонентный спинор, а фундаментальным представлением — матрицы n -го порядка.

2.3. Группа $SU(2)$. Фундаментальным представлением группы $SU(2)$ являются матрицы

$$U = e^{\frac{i}{2} \sigma_i \omega_i}, \quad i = 1, 2, 3,$$

где σ_i — матрицы Паули, а ω_i — три реальных параметра. Обозначение σ_i используется при описании спина частиц (при описании изоспина обычно эти же матрицы обозначают τ_i). Матрицы Паули удовлетворяют коммутационным соотношениям:

$$\left[\frac{\sigma_i}{2}, \frac{\sigma_j}{2} \right] = i \varepsilon_{ijk} \frac{\sigma_k}{2},$$

где ε_{ijk} — полностью антисимметричный единичный тензор. Компоненты этого тензора являются структурными константами группы $SU(2)$. Обычно матрицы Паули выбирают в виде

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

Матрицы Паули удовлетворяют условию

$$\begin{aligned} \sigma_i \sigma_k &= \delta_{ik} \cdot 1 + i \varepsilon_{ikl} \sigma_l, \quad \text{где } 1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ \delta_{ik} &= \begin{cases} 1, & \text{если } i=k, \\ 0, & \text{если } i \neq k, \end{cases} \\ \delta_{ik} \delta_{ik} &= 3, \\ \varepsilon_{ikl} &= \begin{cases} 1, & \text{если } ikl = 123, 312, 231, \\ -1, & \text{если } ikl = 132, 213, 321, \\ 0, & \text{если } i=k, \text{ или } k=l, \text{ или } l=i, \end{cases} \\ \varepsilon_{ikl} \varepsilon_{i'k'l'} &= \begin{vmatrix} \delta_{ii'} & \delta_{ik'} & \delta_{il'} \\ \delta_{ki'} & \delta_{kk'} & \delta_{kl'} \\ \delta_{li'} & \delta_{lk'} & \delta_{ll'} \end{vmatrix}, \\ \varepsilon_{ikl} \varepsilon_{i'k'l'} &= \begin{vmatrix} \delta_{ii'} & \delta_{ik'} \\ \delta_{ki'} & \delta_{kk'} \end{vmatrix} = \delta_{ii'} \delta_{kk'} - \delta_{ik'} \delta_{ki'}, \\ \varepsilon_{ikl} \varepsilon_{i'kl} &= 2\delta_{ii'}, \\ \varepsilon_{ikl} \varepsilon_{ikl} &= 6. \end{aligned}$$

След матрицы σ :

$$\begin{aligned} \text{Tr } 1 &= 2, \\ \text{Tr } \sigma_i &= 0, \\ \text{Tr } \sigma_i \sigma_k &= 2\delta_{ik}, \\ \text{Tr } \sigma_i \sigma_k \sigma_l &= 2i \varepsilon_{ikl}, \\ \text{Tr } \sigma_i \sigma_k \sigma_l \sigma_m &= 2 [\delta_{ik} \delta_{lm} + \delta_{im} \delta_{kl} - \delta_{il} \delta_{km}]. \end{aligned}$$

Произвольное представление группы $SU(2)$ имеет три генератора, удовлетворяющих условию

$$[I_i, I_j] = i \varepsilon_{ijk} I_k.$$

Для регулярного (трехмерного) представления

$$I_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad I_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad I_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Очевидно, что ненулевые матричные элементы этих генераторов могут быть записаны в виде

$$(I_i)_{ab} = i \varepsilon_{iab},$$

где a — номер столбца, b — номер строки.

2.4. Тожества Фирца для матриц σ :

$$\delta_i^a \delta_a^i = \frac{1}{2} \delta_2^a \delta_2^i + \frac{1}{2} \sigma_2^a \sigma_2^i,$$

$$\sigma_2^a \sigma_2^i = \frac{3}{2} \delta_2^a \delta_2^i - \frac{1}{2} \sigma_2^a \sigma_2^i,$$

где $\sigma\sigma = \sigma_i \sigma_i$, $i = 1, 2, 3$. Эти соотношения легко проверить, умножив оба равенства на $\delta_2^a \delta_2^i$ и на $\delta_2^a \delta_2^i$. Из этих равенств следует, что

$$3\delta_2^a \delta_2^i + \sigma_2^a \sigma_2^i = +(3\delta_2^a \delta_2^i + \sigma_2^a \sigma_2^i),$$

$$\delta_2^a \delta_2^i - \sigma_2^a \sigma_2^i = -(\delta_2^a \delta_2^i - \sigma_2^a \sigma_2^i).$$

Действуя на произведения спиноров $\psi^b \varphi^d$, первое из этих выражений дает состояние со спином 1, а второе—со спином 0. Это согласуется с тем, что оператор, зануляющий состояние со спином S , имеет вид

$$S^2 - S(S+1) = \left(\frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)\right)^2 - S(S+1) = \\ = \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \sigma_1 \sigma_2 - S(S+1) = \begin{cases} \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \sigma_1 \sigma_2 & \text{при } S=0, \\ -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sigma_1 \sigma_2 & \text{при } S=1. \end{cases}$$

2.5. Группа $SU(3)$. Фундаментальным представлением группы $SU(3)$ являются матрицы

$$U = e^{\frac{i}{2} \lambda_i \omega_i}, \quad i = 1, 2, \dots, 8,$$

где λ_i —матрицы Гелл-Манна, а ω_i —восемь реальных параметров. Обычно матрицы λ_i выбирают в виде

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$

Матрицы λ удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\lambda_i \lambda_j = \frac{2}{3} \delta_{ij} \mathbf{1} + d_{ijk} \lambda_k + if_{ijk} \lambda_k, \quad [\lambda_i, \lambda_j]_- = 2if_{ijk} \lambda_k,$$

$$[\lambda_i, \lambda_j]_+ = \frac{4}{3} \delta_{ij} \mathbf{1} + 2d_{ijk} \lambda_k, \quad \text{где } i, j, k = 1, 2, \dots, 8,$$

$$\mathbf{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \text{Tr } \lambda_i \lambda_j = 2\delta_{ij}.$$

Здесь f_{ijk} —структурные константы группы $SU(3)$, d_{ijk} симметричны, а f_{ijk} антисимметричны относительно перестановок любой пары индексов. Прямым вычислением легко найти 54 ненулевые константы f_{ijk} и 58 ненулевых констант d_{ijk} :

ijk	f_{ijk}	ijk	d_{ijk}	ijk	d_{ijk}
123	1	118	$1/\sqrt{3}$	355	1/2
147	1/2	146	1/2	366	-1/2
156	-1/2	157	1/2	377	-1/2
246	1/2	228	$1/\sqrt{3}$	448	$-1/2\sqrt{3}$
257	1/2	247	-1/2	558	$-1/2\sqrt{3}$
345	1/2	256	1/2	668	$-1/2\sqrt{3}$
367	-1/2	338	$1/\sqrt{3}$	778	$-1/2\sqrt{3}$
458	$\sqrt{3}/2$	344	1/2	888	$-1/\sqrt{3}$
678	$\sqrt{3}/2$				

($54 = 9 \times 6$, где 6—число перестановок индексов $i \neq j \neq k$, $58 = 4 \times 6 + 11 \times 3 + 1$). Заметим, что $d_{ijk} = 0$, если среди i, j, k нечетное число раз встречаются индексы 2, 5, 7. Напротив, $f_{ijk} = 0$, если индексы 2, 5, 7 встречаются четное число раз. Эта выделенность индексов 2, 5, 7 связана с тем, что соответствующие матрицы λ антисимметричны.

2.6. Тожества Фирца для матриц λ . Пользуясь полнотой девяти трехрядных матриц $\delta_\beta^\alpha, \lambda_\beta^\alpha$, запишем, введя неопределенные коэффициенты:

$$\delta_\beta^\alpha \delta_\delta^\gamma = A \delta_\delta^\alpha \delta_\beta^\gamma + B \lambda_\delta^\alpha \lambda_\beta^\gamma,$$

$$\lambda_\beta^\alpha \lambda_\delta^\gamma = C \delta_\delta^\alpha \delta_\beta^\gamma + D \lambda_\delta^\alpha \lambda_\beta^\gamma,$$

где $\lambda\lambda = \lambda_i \lambda_i$, $i = 1, \dots, 8$. Умножив оба равенства на $\delta_\alpha^\delta \delta_\gamma^\beta$, получим

$$3 = 9A, \quad 16 = 9C.$$

Умножив их же на $\delta_\alpha^\beta \delta_\gamma^\delta$, получим

$$9 = 3A + 16B, \quad 0 = 3C + 16,$$

откуда следует

$$\delta_\beta^\alpha \delta_\delta^\gamma = \frac{1}{3} \delta_\delta^\alpha \delta_\beta^\gamma + \frac{1}{2} \lambda_\delta^\alpha \lambda_\beta^\gamma,$$

$$\lambda_\beta^\alpha \lambda_\delta^\gamma = \frac{16}{9} \delta_\delta^\alpha \delta_\beta^\gamma - \frac{1}{3} \lambda_\delta^\alpha \lambda_\beta^\gamma.$$

Теперь нетрудно найти, что

$$8\delta_\beta^\alpha \delta_\delta^\gamma + 3\lambda_\beta^\alpha \lambda_\delta^\gamma = +(8\delta_\delta^\alpha \delta_\beta^\gamma + 3\lambda_\delta^\alpha \lambda_\beta^\gamma)$$

$$4\delta_\beta^\alpha \delta_\delta^\gamma - 3\lambda_\beta^\alpha \lambda_\delta^\gamma = -(4\delta_\delta^\alpha \delta_\beta^\gamma - 3\lambda_\delta^\alpha \lambda_\beta^\gamma).$$

Действуя на произведение двух триплетных спиноров, первое из этих выражений отбирает состояние 6, а второе— $\bar{3}$ (напомним, что $3 \times 3 = 6 + \bar{3}$).

2.7. SU(3)-мультиплеты. Контравариантный трехкомпонентный спинор t^α преобразуется матрицами $U = e^{i\omega_i \lambda_i / 2}$; мы будем обозначать его $\bar{3}$. Ковариантный спинор t_α преобразуется по комплексно-сопряженному представлению: $U^* = e^{-i\omega_i \lambda_i^* / 2}$, мы будем обозначать его 3 . Пользуясь инвариантными тензорами δ_β^α , $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ и $\epsilon^{\alpha\beta\gamma}$, можно построить из 3 и $\bar{3}$ представления более высоких размерностей:

$$3 \times \bar{3} = 8 + 1$$

$$\text{синглет, } 1 \sim t^\alpha t_\beta \delta_\alpha^\beta; \quad \text{октет, } 8 \sim T_\beta^\alpha = t^\alpha t_\beta - \frac{1}{3} \delta_\beta^\alpha (t_\gamma t^\gamma);$$

$$3 \times 3 = \bar{3} + 6$$

$$\text{антитриплет, } \bar{3} \sim T_\gamma = t^\alpha t^\beta \epsilon_{\alpha\beta\gamma}; \quad \text{секстет, } 6 \sim T^{\alpha\beta} = t^\alpha t^\beta + t^\beta t^\alpha;$$

$$6 \times 3 = 8 + 10$$

$$\text{октет, } 8 \sim T_\delta^\gamma = t^\alpha T^{\beta\gamma} \epsilon_{\alpha\beta\delta}, \quad \text{декуплет, } 10 \sim T^{\alpha\beta\gamma};$$

$$6 \times \bar{3} = 3 + 15$$

$$3 \sim T^\gamma = t_\alpha T^{\alpha\gamma}; \quad 15 \sim T_\alpha^{\beta\gamma};$$

$$8 \times 8 = 1 + 8 + 8 + 10 + \bar{10} + 27$$

$$\bar{10} \sim T_{\alpha\beta\gamma}; \quad 27 \sim T_{\alpha\beta}^\delta.$$

Произвольный тензор может быть записан в виде

$$T_p^q = T_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_p}^{\beta_1 \beta_2 \dots \beta_q},$$

где отдельно по всем верхним и по нижним индексам проведена симметризация, и след по любой паре $\alpha_i \beta_k$ равен нулю. Нетрудно найти N —полное число компонент мультиплета T_p^q :

$$N = \frac{1}{2} (p+1)(q+1)(p+q+2).$$

Примеры физических SU(3)-мультиплетов:

$$q^\alpha = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix} \text{—триплет кварков,}$$

$$\bar{q}_\alpha = (\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}) \text{—(анти)триплет антикварков,}$$

$$P_\beta^\alpha = \begin{pmatrix} \frac{\eta^0}{\sqrt{6}} + \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & \frac{\eta^0}{\sqrt{6}} - \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2\eta^0}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \text{—октет псевдоскалярных мезонов,}$$

$$B_\beta^\alpha = \begin{pmatrix} \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} - \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2\Lambda^0}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \text{—октет барионов.}$$

Выделяя изотопическую подгруппу SU(2) группы SU(3), удобно изображать частицы мультиплета на так называемых T_3 -Y-диаграммах, примеры которых приведены на рис. П.1—П.3.

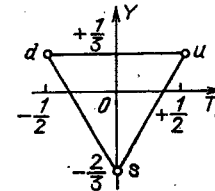


Рис. П.1

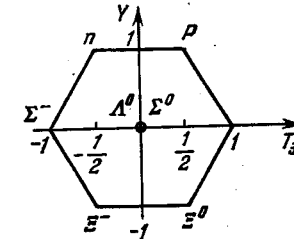


Рис. П.2

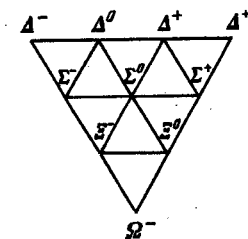


Рис. П.3

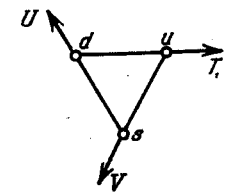


Рис. П.4

Объединяя в SU(2)-дублеты d- и s-кварки (или s- и u-кварки), можно выделить из группы SU(3) подгруппы U- и V-спина (рис. П.4)*. Как видно из рис. П.1—П.4, частицы, входящие в один U-мультиплет, имеют одинаковые заряды. Заметим, что в октете состояния Σ^0 и Λ^0 имеют определенный T-спин и не имеют определенного U-спина. Определенный U-спин имеют их линейные суперпозиции:

$$\Sigma_U^0 = -\frac{1}{2} \Sigma^0 + \frac{\sqrt{3}}{2} \Lambda^0, \quad U=1, \quad \Lambda_U^0 = -\frac{\sqrt{3}}{2} \Sigma^0 - \frac{1}{2} \Lambda^0, \quad U=0.$$

* Иногда для обеспечения положительности матричных элементов повышающих операторов той или иной SU(2)-подгруппы, перед некоторыми частицами SU(3)-мультиплета ставят знак минус (см. де Сварт Дж. // УФН.—1964.—Т. 84.—С. 651).

3. Свойства матриц Дирака

3.1. Матрицы γ . Матрицы γ^μ удовлетворяют условию

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \cdot 1, \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3.$$

Мы используем представление

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}$$

или, что то же:

$$\gamma = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ -\sigma & 0 \end{pmatrix},$$

$$\gamma_5 = \gamma^5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = -\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad 1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

(В определении знака матрицы γ_5 — единственное отличие наших обозначений от обозначений известной книги Бьёркена и Дрелла.)

$$\gamma^\mu \gamma^5 = -\gamma^5 \gamma^\mu, \quad (\gamma^5)^2 = 1.$$

«Скалярное произведение» матриц γ^μ и 4-вектора A^μ :

$$\hat{A} \equiv A^\mu \gamma_\mu \equiv A_\mu \gamma^\mu \equiv A^0 \gamma_0 - A\gamma.$$

Умножая $\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \cdot 1$ на $g_{\mu\nu}$, на $A_\mu B_\nu$ и на A_ν , получим соответственно

$$\begin{aligned} \gamma^\mu \gamma_\mu &= 4 \cdot 1, \\ \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A} &= 2AB \cdot 1, \\ \gamma^\mu \hat{A} + \hat{A}\gamma^\mu &= 2A^\mu \cdot 1. \end{aligned}$$

Если последнее равенство умножить справа на $R\gamma_\mu$, где R — произвольное матричное выражение, то получится

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

Отсюда получаем:

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

3.2. След матриц γ . След (Tr) — сумма диагональных элементов матрицы:

$$\text{Tr } \gamma^\mu = 0, \quad \text{Tr } \gamma^5 = 0, \quad \text{Tr } 1 = 4.$$

По определению

$$\text{Tr } \gamma^{\alpha_1} \gamma^{\alpha_2} \dots \gamma^{\alpha_{n-1}} \gamma^{\alpha_n} = \text{Tr } \gamma^{\alpha_2} \dots \gamma^{\alpha_{n-1}} \gamma^{\alpha_n} \gamma^{\alpha_1}.$$

Отсюда, используя соотношения $(\gamma^5)^2 = 1$ и $\gamma^5 \gamma^\mu = -\gamma^\mu \gamma^5$, легко получить, что след произведения нечетного числа матриц равен

нулю:

$$\begin{aligned} \text{Tr } \gamma^{\alpha_1} \gamma^{\alpha_2} \dots \gamma^{\alpha_{n-1}} \gamma^{\alpha_n} &= \text{Tr } \gamma^5 \gamma^5 \gamma^{\alpha_1} \gamma^{\alpha_2} \dots \gamma^{\alpha_{n-1}} \gamma^{\alpha_n} = \\ &= \text{Tr } \gamma^5 \gamma^{\alpha_1} \gamma^{\alpha_2} \dots \gamma^{\alpha_{n-1}} \gamma^{\alpha_n} \gamma^5 = -\text{Tr } \gamma^{\alpha_1} \gamma^{\alpha_2} \dots \gamma^{\alpha_{n-1}} \gamma^{\alpha_n} = 0. \end{aligned}$$

Если воспользоваться соотношением $\gamma^\alpha \gamma^\beta + \gamma^\beta \gamma^\alpha = 2g^{\alpha\beta} \cdot 1$, то аналогичным приемом для случая, когда n четно, нетрудно получить следующую редукционную формулу:

$$\begin{aligned} \text{Tr } \gamma^{\alpha_1} \gamma^{\alpha_2} \dots \gamma^{\alpha_{n-1}} \gamma^{\alpha_n} &= \\ &= g^{\alpha_1 \alpha_2} \text{Tr } \gamma^{\alpha_2} \gamma^{\alpha_3} \dots \gamma^{\alpha_{n-1}} \gamma^{\alpha_n} - g^{\alpha_1 \alpha_3} \text{Tr } \gamma^{\alpha_2} \gamma^{\alpha_4} \dots \gamma^{\alpha_{n-1}} \gamma^{\alpha_n} + \dots + \\ &\quad + (-1)^n g^{\alpha_1 \alpha_n} \text{Tr } \gamma^{\alpha_2} \gamma^{\alpha_3} \dots \gamma^{\alpha_{n-1}}. \end{aligned}$$

Для $n=2$ и $n=4$ имеем

$$\begin{aligned} \text{Tr } \gamma^\alpha \gamma^\beta &= 4g^{\alpha\beta}, \\ \text{Tr } \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma \gamma^\delta &= 4(g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} + g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma} - g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta}). \end{aligned}$$

Из определения $\gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ следует, что

$$\text{Tr } \gamma^5 \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma \gamma^\delta = 4i \varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta},$$

где $\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ — полностью антисимметричный тензор четвертого ранга ($\varepsilon^{0123} = 1$):

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

Если умножить это на δ_δ^δ , то получим

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

(Мы использовали при этом, что $\delta_\alpha^\alpha \delta_\beta^\beta = \delta_\alpha^\alpha$, $\delta_\alpha^\alpha \delta_\beta^\beta = 4$.)

Аналогично получают соотношения

$$\begin{aligned} \varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} \varepsilon_{\mu\nu\rho\delta} &= -2 \begin{vmatrix} \delta_\mu^\alpha & \delta_\nu^\alpha \\ \delta_\mu^\beta & \delta_\nu^\beta \end{vmatrix}, \\ \varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} \varepsilon_{\mu\beta\gamma\delta} &= -6\delta_\mu^\alpha, \\ \varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} &= -24. \end{aligned}$$

3.3. Дираковский биспинор. Уравнение Дирака для свободной частицы с массой m и 4-импульсом p имеет вид

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

где u — четырехкомпонентный спинор (биспинор):

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

Определим сопряженный биспинор следующим образом:

$$\bar{u} = u^+ \gamma^0 = (u_1^*, u_2^*, -u_3^*, -u_4^*).$$

Он удовлетворяет уравнению

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

3.4. Четырехфермионные инварианты и тождества Фирца для матриц Дирака. Из биспиноров \bar{a} и b , описывающих, вообще говоря, две разные частицы, можно составить 16 билинейных комбинаций, которые группируются в пять различных лоренц-ковариантных величин:

Ковариантная величина	Число компонент
$\bar{a}b$ — скаляр	1
$\bar{a}\gamma^\alpha b$ — вектор	4
$\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{a}\sigma^{\alpha\beta} b$ — тензор	6
$\bar{a}\gamma^5 \gamma^\alpha b$ — аксиал	4
$\bar{a}\gamma^5 b$ — псевдоскаляр	1

Здесь

$$\sigma^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} (\gamma^\alpha \gamma^\beta - \gamma^\beta \gamma^\alpha).$$

Множитель $1/\sqrt{2}$ в определении тензора введен для того, чтобы каждая из шести компонент тензора была нормирована на единицу (точнее на -1):

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\alpha\beta} \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma^{\alpha\beta} &= \frac{1}{4} (\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha) \gamma^\alpha \gamma^\beta = \\ &= \frac{1}{4} (\gamma_\alpha \gamma_\beta \gamma^\alpha \gamma^\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha \gamma^\alpha \gamma^\beta) = -6 \cdot 1. \end{aligned}$$

Так же нормированы остальные коварианты:

$$1 \cdot 1 = 1, \quad \gamma_\alpha \gamma^\alpha = 4 \cdot 1, \quad \gamma_\alpha \gamma_5 \gamma^\alpha \gamma^5 = -4 \cdot 1, \quad \gamma_5 \gamma^5 = 1.$$

Можно было бы иметь полное единообразие, если ввести в определение тензора и аксиала множитель i , но по традиции этого обычно не делают.

Из четырех биспиноров \bar{a}, b, \bar{c}, d лоренцев скаляр можно построить пятью способами:

$$\begin{aligned} (\bar{a}b)(\bar{c}d) &\text{— } S\text{-вариант,} \\ (\bar{a}\gamma_\alpha b)(\bar{c}\gamma^\alpha d) &\text{— } V\text{-вариант,} \\ \frac{1}{2} (\bar{a}\sigma_{\alpha\beta} b)(\bar{c}\sigma^{\alpha\beta} d) &\text{— } T\text{-вариант,} \\ (\bar{a}\gamma_\alpha \gamma_5 b)(\bar{c}\gamma^\alpha \gamma^5 d) &\text{— } A\text{-вариант,} \\ (\bar{a}\gamma_5 b)(\bar{c}\gamma^5 d) &\text{— } P\text{-вариант.} \end{aligned}$$

16 матриц $(1, \gamma_\alpha, \sigma_{\alpha\beta}, \gamma_5 \gamma_\alpha, \gamma_5)$ образуют полную систему, поэтому любой из вариантов может быть представлен как линейная суперпозиция вариантов с измененным порядком спиноров:

$$(\bar{a}O_i b)(\bar{c}O^i d) = \sum_k C_{ik} (\bar{a}O_k d)(\bar{c}O^k b),$$

где $O_S = 1, O_V = \gamma_\alpha, O_T = \sigma_{\alpha\beta}/\sqrt{2}, O_A = \gamma_5 \gamma_\alpha, O_P = \gamma_5$.

Можно показать (см. следующий раздел), что коэффициенты C_{ik} имеют значения, приведенные в таблице.

Матрица Фирца *)

Варианты	S	V	T	A	P
S	1/4	1/4	-1/4	-1/4	1/4
V	1	-1/2	0	-1/2	-1
T	-3/2	0	-1/2	0	-3/2
A	-1	-1/2	0	-1/2	1
P	1/4	-1/4	-1/4	1/4	1/4

*) Знаки в таблице отвечают случаю коммутирующих спиноров (с-чисел); для случая q-чисел все коэффициенты меняют знак.

Отметим, что таблица симметрична по отношению к отражениям относительно центральной клетки C_{TT} . Отметим также, что таблицу следует читать слева направо, но не сверху вниз; это связано с тем, что пять инвариантных амплитуд, по которым производится разложение, не ортогональны друг другу: матрица Фирца не является матрицей ортогонального поворота. Глядя на матрицу Фирца, легко проверить, что при перестановке $b \leftrightarrow d$ две комбинации вариантов переходят сами в себя со знаком плюс, а три — со знаком минус (если предположить, что биспиноры коммутируют):

$$\begin{aligned} 3(S+P) - T, \quad 2(S-P) + V - A &\text{ симметричны,} \\ V + A, \quad S + P + T, \quad 2(S-P) - (V - A) &\text{ антисимметричны.} \end{aligned}$$

В нерелятивистском пределе симметричные комбинации переходят в выражение $3 + \sigma\sigma$, а антисимметричные — в $1 - \sigma\sigma$. (Действительно, в нерелятивистском пределе $S \rightarrow V \rightarrow 1$, $A \rightarrow T \rightarrow -\sigma\sigma$, $P \rightarrow 0$.)

Напомним, что для системы двух спиноров выражение $(3 + \sigma_1\sigma_2)/4$ является проекционным оператором состояния с полным спином S , равным единице, а выражение $(1 - \sigma_1\sigma_2)/4$ — проекционный оператор состояния с $S = 0$. Это легко увидеть, если возвести в квадрат равенство $S = \frac{1}{2}\sigma_1 + \frac{1}{2}\sigma_2$:

$$S(S+1) = \frac{1}{4}\sigma_1^2 + \frac{1}{4}\sigma_2^2 + \frac{1}{2}\sigma_1\sigma_2 = \frac{1}{2}(3 + \sigma_1\sigma_2).$$

Мы видим, таким образом, что имеется полное согласие между нерелятивистскими и релятивистскими свойствами симметрии: ведь состояние с $S = 0$ антисимметрично при перестановке образующих его спиноров, а состояние с $S = 1$ симметрично.

До сих пор мы рассматривали пять лоренцевых скаляров. Точно такая же матрица Фирца связывает между собой пять лоренцевых псевдоскаляров. В этом легко убедиться, если в рассмотренных выше четырехфермионных выражениях заменить, скажем, d на $\gamma_5 d$.

В расчетах слабых процессов особенно часто встречаются два соотношения:

$$\begin{aligned} \bar{a}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)b \cdot \bar{c}\gamma^\alpha(1 + \gamma_5)d &= -\bar{a}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)d \cdot \bar{c}\gamma^\alpha(1 + \gamma_5)b, \\ \bar{a}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)b \cdot \bar{c}\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)d &= +2\bar{a}(1 - \gamma_5)d \cdot \bar{c}(1 + \gamma_5)b. \end{aligned}$$

Эти соотношения легко получаются из фирцевского разложения V -варианта. Для получения первого надо сделать замены:

$$\bar{a} \rightarrow \bar{a}(1 - \gamma_5), \quad b \rightarrow (1 + \gamma_5)b, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{c}(1 - \gamma_5), \quad d \rightarrow (1 + \gamma_5)d.$$

Для получения второго надо сделать замены:

$$\bar{a} \rightarrow \bar{a}(1 - \gamma_5), \quad b \rightarrow (1 + \gamma_5)b, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{c}(1 + \gamma_5), \quad d \rightarrow (1 - \gamma_5)d.$$

3.5. Вывод тождеств Фирца для матриц Дирака. В этом разделе приведем явный вывод матрицы Фирца. Рассмотрим сначала некоторые вспомогательные соотношения. Разложим произвольную 4×4 -матрицу γ по 16 матрицам γ_A ,

$$\gamma = \frac{1}{4} \sum_A C_A \gamma_A, \quad A = 1, \dots, 16:$$

$A = 1$	1 — единичная матрица,	S -вариант,
$A = 2, 3, 4, 5$	$\gamma^0, \gamma^1, \gamma^2, \gamma^3$	V -вариант,
$A = 6, 7, 8, 9, 10, 11$	$\sigma^{10}, \sigma^{20}, \sigma^{30}, \sigma^{12}, \sigma^{23}, \sigma^{31}$	T -вариант,
$A = 12, 13, 14, 15$	$\gamma^5\gamma^0, \gamma^5\gamma^1, \gamma^5\gamma^2, \gamma^5\gamma^3$	A -вариант,
$A = 16$	γ^5	P -вариант.

Тогда

$$C_A = \Delta_A \text{Tr} \gamma \gamma_A,$$

где

$$\Delta_A = \frac{1}{4} \text{Tr} \gamma_A \gamma_A.$$

Легко проверить, что

$$\begin{aligned} \Delta_A &= +1 \quad \text{для } A = 1, 2, 6, 7, 8, 13, 14, 15, 16 \\ \Delta_A &= -1 \quad \text{для } A = 3, 4, 5, 9, 10, 11, 12. \end{aligned}$$

Таким образом,

$$\gamma = \frac{1}{4} \sum_A \Delta_A \text{Tr} (\gamma \gamma_A) \gamma_A,$$

или, явно выписывая матричные индексы,

$$\gamma^i_k = \frac{1}{4} \sum_A \Delta_A (\gamma^i_m \gamma^m_{Al}) \gamma^i_{Ak}.$$

Последнее равенство будет иметь место, если

$$\frac{1}{4} \sum_A \Delta_A \gamma^m_{Al} \gamma^i_{Ak} = \delta^m_k \delta^i_l.$$

Сделав в этом выражении замену $m \rightarrow m', l \rightarrow l'$ и умножив его на тензор $F^m_i G^{l'}$, где F и G — некоторые матричные выражения, получим основное соотношение, с помощью которого вычисляются коэффициенты матрицы Фирца:

$$F^m_i G^{l'} = \frac{1}{4} \sum_A \Delta_A (F \gamma_A G)^m_i (\gamma_A)^{l'}_k.$$

Если рассмотреть это выражение в спинорных обкладках $\bar{a}^k, b_m, \bar{c}^l, d_i$, то получится именно то, что нам нужно: при переходе от левой части равенства к правой спиноры b_m и d_i меняют своих партнеров. Рассмотрим теперь, как получаются отдельные строки матрицы Фирца.

Скалярный вариант. В этом случае $F = G = 1$. Отрицательные значения $\Delta_3, \Delta_4, \Delta_5$ обеспечивают правильный знак в скалярном произведении $\gamma^\alpha \gamma_\alpha = \gamma_0 \gamma_0 - \gamma \gamma$. Отрицательный знак C_{SA} обусловлен тем, что $\Delta_{12} = -1$. Отрицательный знак C_{ST} легко проверить, если учесть, что в сумму $\sigma^{\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta}$ слагаемое $\sigma^{10} \sigma_{10}$ входит со знаком минус (из-за псевдоевклидовой метрики).

Псевдоскалярный вариант. $F = G = \gamma_5$. Из-за антикоммутации γ^α с γ^5 $C_{PV} = -C_{SV}, C_{PA} = -C_{SA}$.
Векторный вариант. $F = \gamma^\alpha, G = \gamma_\alpha$. Коэффициенты второй строки матрицы Фирца определяются следующими

соотношениями:

$$\begin{aligned} \gamma^\alpha \gamma_A \gamma_\alpha &= 4\gamma_A & \text{для } \gamma_A &= 1, \\ &= -2\gamma_A & \text{для } \gamma_A &= \gamma^\mu, \\ &= 0 & \text{для } \gamma_A &= \sigma^{\mu\nu}, \\ &= 2\gamma_A & \text{для } \gamma_A &= \gamma^5 \gamma^\mu, \\ &= -4\gamma_A & \text{для } \gamma_A &= \gamma^5. \end{aligned}$$

Аксиальный вариант. $F = \gamma^5 \gamma^\alpha$, $G = \gamma^5 \gamma_\alpha$. Выкладки аналогичны предыдущему случаю.

Тензорный вариант. $F = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma^{\alpha\beta}$, $G = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\alpha\beta}$. При получении коэффициентов использованы соотношения:

$$\begin{aligned} \sigma^{\alpha\beta} \gamma_A \sigma_{\alpha\beta} &= -12\gamma_A & \text{для } \gamma_A &= 1, \\ &= 0 & \text{для } \gamma_A &= \gamma^\mu, \\ &= -4\gamma_A & \text{для } \gamma_A &= \sigma^{\mu\nu}, \\ &= 0 & \text{для } \gamma_A &= \gamma^5 \gamma^\mu, \\ &= -12\gamma_A & \text{для } \gamma_A &= \gamma^5. \end{aligned}$$

Чтобы получить соотношения Фирца для продольных спинов, надо взять

$$F = \gamma^\alpha (1 + \gamma_5), \quad G = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5),$$

или

$$F = \gamma^\alpha (1 - \gamma_5), \quad G = \gamma_\alpha (1 - \gamma_5).$$

4. Правила расчета вероятностей

4.1. S- и T-матрицы. Рассмотрим набор 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 всех 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_i и p_f — 4-импульсы начального и конечного состояний, а δ -функция в явном виде выражает закон сохранения энергии-импульса:

$$\delta^4(p_f - p_i) = \delta(p_f^0 - p_i^0) \delta(p_f^1 - p_i^1) \delta(p_f^2 - p_i^2) \delta(p_f^3 - p_i^3) \delta(E_f - E_i).$$

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

4.2. Вероятность и сечение. Квадрат модуля T_{fi} определяет вероятность перехода из начального состояния i в конечное f :

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

Для вычисления $\bar{\omega}_{fi}$ 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 $d\Phi$, который имеет вид

$$d\Phi = \prod_{i=1}^n \frac{dk_i V}{(2\pi)^3},$$

где n — число частиц в конечном состоянии, k_i — 3-импульс i -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

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

Чтобы получить нормированную вероятность, следует разделить $\bar{\omega}_{fi}$ на величину N , равную

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

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

$$d\omega_{fi} = \frac{\bar{\omega}_{fi}}{T} \frac{d\Phi}{N} = \frac{V |M|^2}{\prod_{i=1}^k (2E_i V)} d\Phi,$$

где

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \prod_{i=1}^n \frac{dk_i}{(2\pi)^3 2E_i}.$$

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

$$d\Gamma = \frac{1}{2E_a} |M|^2 d\Phi,$$

где E_a — энергия распадающейся частицы. Столкновение двух частиц ($k=2$) характеризуется обычно сечением, которое определяется следующим образом:

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

где j — плотность потока частиц. В лабораторной системе координат, где частица a покоится, а частица b налетает на нее со скоростью v_b , плотность потока равна

$$j = v_b N.$$

В результате для сечения получаем

$$d\sigma = \frac{d\omega_{fi}}{j} = \frac{1}{2m_a 2E_b v_b} |M|^2 d\Phi.$$

Величина $I = m_a E_b v_b = m_a |p_b|$ может быть записана в инвариантном виде

$$I = V \sqrt{(p_a p_b)^2 - p_a^2 p_b^2},$$

и окончательно имеем

$$d\sigma = \frac{1}{4V \sqrt{(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}} |M|^2 d\Phi.$$

4.3. Учет спина. До сих пор мы обсуждали случай бесспиновых частиц. Полученные выше формулы легко обобщаются на случай частиц с произвольным спином. Наиболее часто приходится вычислять Γ и σ для ситуаций, когда поляризационные состояния начальных частиц не фиксированы, а конечных — не измеряются. В этом случае

$$d\Gamma = \frac{1}{2J_a + 1} \frac{1}{2E_a} |M|^2 d\Phi,$$

где J_a — спин распадающейся частицы;

$$d\sigma = \frac{1}{(2J_a + 1)(2J_b + 1)} \frac{1}{4V \sqrt{(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}} |M|^2 d\Phi,$$

где J_a и J_b — спины сталкивающихся частиц. Черта над $|M|^2$ означает суммирование по спиновым состояниям как начальных, так и конечных частиц. Множители $1/(2J_a + 1)$ и $1/(2J_b + 1)$ учитывают, что в действительности по поляризационным состояниям начальных частиц проводится не суммирование, а усреднение.

В случае частиц со спином $1/2$ суммирование по поляризационным состояниям легко осуществляется с помощью релятивист-

ски-инвариантной матрицы плотности:

$$\sum_s u_i(s) \bar{u}^*(s) = (\hat{p} + m)_i^k,$$

где p — 4-импульс частицы, а m — ее масса. Если s — спиновое состояние частицы — фиксировано, то

$$u(s) \bar{u}(s) = \frac{1}{2} (\hat{p} + m) (1 - \gamma_5 \hat{s})$$

(для античастицы с 4-импульсом p :

$$v(s) \bar{v}(s) = \frac{1}{2} (\hat{p} - m) (1 - \gamma_5 \hat{s}),$$

где

$$s^\mu = \begin{cases} s^0 = p^\xi m, \\ \mathbf{s} = \boldsymbol{\xi} + (p^\xi) \mathbf{p} / m(m + E), \end{cases}$$

а $\boldsymbol{\xi}$ — единичный вектор в направлении поляризации частицы в системе координат, где она покоится. Легко проверить, что

$$s^2 = -1, \quad sp = 0.$$

Для массивной частицы со спином 1 релятивистски-инвариантная матрица плотности, просуммированная по спиновым состояниям, имеет вид

$$\sum_s \Phi_\mu(s) \Phi_\nu^*(s) = - \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m^2} \right),$$

а для фотона

$$\sum_s e_\mu(s) e_\nu^*(s) = -g_{\mu\nu}.$$

Проект ДЮМАНД

Березинский В. С., Зацепин Г. Т. // УФН.— 1977.— Т. 122.— С. 3.
Обзор, посвященный проекту ДЮМАНД.

Березинский В. С., Газизов А. З. // Письма в ЖЭТФ.— 1977.— Т. 25.— С. 276.

Теоретическое рассмотрение реакции $\nu_e \rightarrow W$ в условиях установки ДЮМАНД.

Сведения о развитии и состоянии проекта ДЮМАНД содержатся в трудах конференции «Нейтрино-88»:

Proc. of the 14-th Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics. Boston, June 5—11, 1988.— Singapore: World Scientific, 1988.

XV**30. ТАБЛИЦЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ*)**

Эта глава содержит справочные таблицы основных физических констант и экспериментальных величин, характеризующих свойства элементарных частиц и их взаимодействий.

За основу таблиц взяты сведения из обзора: Review of Particle Properties. Particle Data Group // Phys. Lett.—1988.—V. B204.

Неточности констант и экспериментальных данных указываются в скобках и относятся к последним значащим цифрам числа. В тех случаях, когда известны лишь верхние или нижние пределы, они приводятся на 90%-ном уровне достоверности.

Глава состоит из пяти разделов:

1. Физические константы и единицы. 1.1. Фундаментальные константы \hbar и c . 1.2. Константы фундаментальных взаимодействий. 1.3. Массы электрона и протона и производные константы. 1.4. Единицы энергии и массы: эВ и эВ/ c^2 . 1.5. Константы Авогадро и Больцмана. 1.6. Система единиц $c, \hbar, k=1$.

2. Таблицы стабильных частиц. 2.1. Нейтрино. 2.2. Заряженные лептоны. 2.3. Стабильные барионы. 2.4. Стабильные мезоны.

3. Нелептонные распады гиперонов и правило $\Delta T=1/2$. 3.1. Амплитуды нелептонных распадов гиперонов. 3.2. Отношение амплитуд с $\Delta T=3/2$ и $\Delta T=1/2$. 3.3. Соотношения Ли—Сугавары.

4. Дискретные симметрии. 4.1. Нарушение CP -инвариантности в K^0 -распадах. 4.2. Проверка сохранения C -, T - и CPT -инвариантности.

5. Лептонные и кварковые ароматы. 5.1. Поиски осцилляций нейтрино. 5.2. Двойной бета-распад. 5.3. Сохранение лептонных квантовых чисел μ и τ . 5.4. Распады адронов, запрещенные в стандартной электрослабой теории.

6. Параметры основных e^+e^- -, pp^- и ep -коллайдеров.

Данные, содержащиеся в разделах 1, 2, 4, 5.3, 5.4, почерпнуты из вышеуказанного обзора; раздел 3 взят целиком из аналогичного обзора 1982 г. (Particle Data Group // Phys. Letters.— 1982.—V.111B). Исключениями являются: а) дополнительные сведения о фазах ϕ_{+-} и ϕ_{00} отношений амплитуд распадов $K_L, s \rightarrow 2\pi$ (раздел 4.1), б) все сведения в разделах 5.1 и 5.2; соответствующие данные взяты из доклада Гибсона (25-th Anniversary of the Discovery of CP Violation.— Chateau de Blois, France, May 1989; см. Gibson V. // CERN-EP/89-94) и из обзорных докладов на двух Международных конференциях— «Нейтрино-88» (13th Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics.— Boston, June 5—11, 1988) и «Лептоны и фотоны» (XIV Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions.— Stanford, August 1988).

*) Глава 30 написана И. С. Цукерманом.

1. Физические константы и единицы

1.1. Фундаментальные константы \hbar и c

$c = 2,99792458 \cdot 10^8$ м/с *)
 $\hbar = h/2\pi = 1,05457266 (63) \cdot 10^{-34}$ Дж·с = $6,5821220 (20) \cdot 10^{-22}$ МэВ·с
 $\hbar c = 197,327053 (59)$ МэВ·Ф, $1\text{Ф} \equiv 10^{-15}$ м = 10^{-13} см
 $(\hbar c)^2 = 0,38937966 (23)$ ГэВ²·мб, $1\text{мб} \equiv 10^{-31}$ м² = 10^{-27} см²

*) В 1983 г. Генеральная Конференция Мер и Весов приняла новое определение метра: он равен расстоянию, которое проходит свет в вакууме за 1/299792458 с.

1.2. Константы фундаментальных взаимодействий

$e = 1,60217733 (49) \cdot 10^{-19}$ Кл = $4,8032068 (15) \cdot 10^{-10}$ CGSE
 $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137,0359895 (61)$
 $G_N = 6,67259 (85) \cdot 10^{-11}$ м³/кг·с² = $6,70711 (86) \cdot 10^{-39}$ $\hbar c/(\text{ГэВ}/c^2)^2$
 $m_{\text{Planck}} \equiv (\hbar c/G_N)^{1/2} = 1,221047 (79) \cdot 10^{19}$ ГэВ/ c^2 = $2,17671 (14) \cdot 10^{-8}$ кг
 $G_F = 1,16637 (2) \cdot 10^{-5}$ $(\hbar c)^3/\text{ГэВ}^2$
 $\sin^2 \theta_W = 1 - m_W^2/m_Z^2 = 0,230 (5)$

1.3. Массы электрона и протона и производные константы

$m_e = 0,51099906 (15)$ МэВ/ c^2 = $9,1093897 (54) \cdot 10^{-31}$ кг
 $m_p = 938,27231 (28)$ МэВ/ c^2 = $1,6726231 (10) \cdot 10^{-27}$ кг = $1836,152701 (37)$ m_e
 $\hbar/m_e c = 3,86159323 (35) \cdot 10^{-13}$ м
 $\hbar^2/m_e e^2 = 0,529177249 (24) \cdot 10^{-10}$ м
 $e^2/m_e c^2 = 2,81794092 (38) \cdot 10^{-15}$ м
 $e\hbar/2m_e c = 5,78838263 (52) \cdot 10^{-11}$ МэВ/Тл
 $e\hbar/2m_p c = 3,15245166 (28) \cdot 10^{-14}$ МэВ/Тл
 $m_e e^4/2\hbar^2 = 13,6056981 (40)$ эВ

1.4. Единицы энергии и массы: эВ и эВ/ c^2

$1 \text{ эВ} = 1,60217733 (49) \cdot 10^{-19}$ Дж
 $1 \text{ эВ}/c^2 = 1,78266270 (54) \cdot 10^{-36}$ кг

1.5. Константы Авогадро и Больцмана

$N_A = 6,0221367 (36) \cdot 10^{23}$ моль⁻¹
 $k = 1,380658 (12) \cdot 10^{-23}$ Дж/град = $8,617385 (73) \cdot 10^{-5}$ эВ/град

1.6. Система единиц $c, \hbar, k = 1$

$\hbar/m_p c^2 \approx 0,7 \cdot 10^{-24}$ с	$1 \text{ ГэВ}^{-1} \approx 0,66 \cdot 10^{-24}$ с
$\hbar/m_p c \approx 2,1 \cdot 10^{-16}$ м	$1 \text{ ГэВ}^{-1} \approx 2,0 \cdot 10^{-16}$ м
$m_p c^2/k \approx 1,1 \cdot 10^{13}$ град	$1 \text{ ГэВ} \approx 1,16 \cdot 10^{13}$ град
$G_F \approx 1,03 \cdot 10^{-5} m_p^{-2} \approx$ $\approx 1,17 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$	$G_N \approx 5,9 \cdot 10^{-39} m_p^{-2} \approx$ $\approx 6,7 \cdot 10^{-39} \text{ ГэВ}^{-2}$

2. Таблицы стабильных частиц *)

2.1. Нейтрино

ν_e	ν_μ	ν_τ
$m \leq 18$ эВ (95% с. л.)	$m \leq 0,25$ МэВ	$m < 35$ МэВ
$\tau/m > 3 \cdot 10^2$ секунд электронвольт	$\tau/m > 0,11$ секунд электронвольт	(95% с. л.)

2.2. Заряженные лептоны *)

e^-	$m = 0,51099906 (15)$ МэВ		
μ^-	$m = 105,65839 (6)$ МэВ $\tau = 2,19703 (4) \cdot 10^{-6}$ с	$\nu\nu$ 100% $\nu\nu\nu$ 1,4 (4) %	$\nu\nu e + e^-$ 3,4 (4) $\cdot 10^{-3}$
τ^-	$m = 1784,1 \left(\begin{smallmatrix} 2,7 \\ 3,6 \end{smallmatrix} \right)$ МэВ $\tau = 3,04 (9) \cdot 10^{-13}$ с	$\nu\nu$ 17,5 (4) % $\mu\nu$ 17,8 (4) % $\nu\nu$ 10,8 (6) % $\rho\nu$ 22,3 (1,1) %	$\pi\pi + \pi^- \geq 0 \nu$ 13,19 (26) % $\pi\pi^0 \pi^0 \nu$ 3,0 (2,7) % $\pi\pi + \pi^- \pi^0 \nu$ 4,4 (1,6) % $\pi^0 \nu$ 1,6 (5) %
K^-	$K^- \nu$ 0,66 (19) %	$\pi\pi^0 \nu/\text{NR}$ 0,30 $\left(\begin{smallmatrix} 30 \\ 19 \end{smallmatrix} \right)$ %	$\pi\pi + \pi^- \geq 1 \nu$ 6,4 (6) %
K^{*-}	$(892) \nu$ 1,43 (31) %	$\pi\pi + \pi^- \nu$ 6,8 (6) %	$3\pi^- 2\pi + \nu$ 0,56(16) $\cdot 10^{-3}$
$K^- \pi^+ \pi^- \geq 0 \pi^0 \nu$	0,22 $\left(\begin{smallmatrix} 16 \\ 13 \end{smallmatrix} \right)$ %	$\pi\rho^0 \nu$ 5,4 (1,7) %	$3\pi^- 2\pi + \pi^0 \nu$ 0,51(22) $\cdot 10^{-3}$
$K^- K^+ \pi \nu$	0,22 $\left(\begin{smallmatrix} 17 \\ 11 \end{smallmatrix} \right)$ %	$\pi\pi^0 \pi^0 \nu$ 7,5 (9) %	

*) В распадах τ -лептона указаны только полностью идентифицированные и зарегистрированные моды.

*) Приведены значения масс m , времен жизни τ и относительных вероятностей распадов. Индексы нейтрино и знаки зарядов, когда они очевидны, опущены. Среди продуктов части распадов идентифицированы не только стабильные адроны, но и резонансы, соответствующие их взаимодействию в конечном состоянии: см., например, моды $\tau \rightarrow \pi\pi^+ \pi^- \nu$ и $\pi\rho^0 \nu$ в табл. 2.2. Первая мода охватывает как нерезонансное рождение, так и вторую моду. Отдельно измеренное нерезонансное рождение (например, $\tau \rightarrow \pi\pi^0 \nu/\text{NR}$) отмечено символом NR. Моды, запрещенные стандартными законами сохранения, не приводятся.

2.3. Стабильные барыоны *)

p	$m=938,27231(28)$ МэВ $\tau > 10^{31} \pm 3 \cdot 10^{32}$ лет		
n	$m=939,56563(28)$ МэВ $\tau=896(10)$ с	pev 100%	
Λ	$m=1115,63(5)$ МэВ $\tau=2,631(20) \cdot 10^{-10}$ с	$p\pi^-$ 64,1(5) % $n\pi^0$ 35,7(5) % $n\gamma$ 0,102(33) %	pev $8,34(14) \cdot 10^{-4}$ $p\mu\nu$ $1,57(35) \cdot 10^{-4}$ $p\pi\gamma$ $8,5(1,4) \cdot 10^{-4}$
Σ^+	$m=1189,37(6)$ МэВ $\tau=0,799(4) \cdot 10^{-10}$ с	$p\pi^0$ 51,57(30) % $n\pi^+$ 48,30(30) %	$p\gamma$ $1,24(8) \cdot 10^{-3}$ $n\pi\gamma$ $0,45(5) \cdot 10^{-3}$ Δev $2,0(5) \cdot 10^{-3}$
Σ^0	$m=1192,55(9)$ МэВ $\tau=7,4(7) \cdot 10^{-10}$ с	$\Lambda\gamma$ 100%	$\Lambda\gamma\gamma$ $<3\%$
Σ^-	$m=1197,43(6)$ МэВ $\tau=1,479(11) \cdot 10^{-10}$ с	$n\pi^-$ $99,848 \left(\frac{6}{8}\right) \%$ $n\pi^-\gamma$ $0,46(6) \cdot 10^{-3}$	pev $1,017 \left(\frac{32}{37}\right) \cdot 10^{-3}$ $p\mu\nu$ $0,45(4) \cdot 10^{-3}$ Δev $5,73(27) \cdot 10^{-3}$
Ξ^0	$m=1314,9(6)$ МэВ $\tau=2,90(10) \cdot 10^{-10}$ с	$\Lambda\pi^0$ 100% $\Lambda\gamma$ 0,5(5) % $\Sigma^0\gamma$ $<7\%$	Σ^+ev $<1,1 \cdot 10^{-3}$ $\Sigma^+\mu\nu$ $<1,1 \cdot 10^{-3}$
Ξ^-	$m=1321,32(13)$ МэВ $\tau=1,639(15) \cdot 10^{-10}$ с $\Sigma^-\gamma$ $0,23(10) \cdot 10^{-3}$	$\Lambda\pi^-$ 100% Δev $5,5(3) \cdot 10^{-4}$ $\Lambda\mu\nu$ $3,5(3,5) \cdot 10^{-4}$	Σ^0ev $0,87(17) \cdot 10^{-4}$ $\Sigma^0\mu\nu$ $<0,8 \cdot 10^{-3}$ Σ^0ev $<2,3 \cdot 10^{-3}$
Ω^-	$m=1672,43(32)$ МэВ $\tau=0,822(12) \cdot 10^{-10}$ с Ξ^0ev 0,56(28) %	ΔK^- 67,8(7) % $\Xi^0\pi^-$ 23,6(7) % $\Sigma^-\pi^0$ 8,6(4) %	$\Xi^0(1530)\pi^-$ $0,64 \left(\frac{51}{20}\right) \cdot 10^{-3}$ $\Xi^-\pi^+\pi^-$ $0,43 \left(\frac{34}{13}\right) \cdot 10^{-3}$ $\Xi^-\gamma$ $<2,2 \cdot 10^{-3}$
Λ_c^+	$m=2284,9(1,5)$ МэВ $\tau=1,79 \left(\frac{23}{17}\right) \cdot 10^{-13}$ с	$p\bar{K}^0$ 1,5(6) % $pK^-\pi^+$ 2,6(9) % $p\bar{K}^{*0}(892)$ $0,56 \left(\frac{31}{28}\right) \%$ Δ^++K^- $0,53 \left(\frac{28}{26}\right) \%$ $\Delta\pi^+$ $\Delta\pi^+\pi^+$ $1,7(7) \%$	$p\bar{K}^0\pi^+\pi^-$ 7,4(3,5) % $pK^-\pi^+\pi^0$ $\Delta\bar{K}^*(892)$ $\Sigma^+\pi^+$ $\Sigma^+\pi^+\pi^-$ $10(8) \%$
Ξ_c^+	$m=2460(19)$ МэВ $\tau=4,3 \left(\frac{1,7}{1,2}\right) \cdot 10^{-13}$ с		$\Delta K^-\pi^+\pi^+$ $\Delta\bar{K}^*(892)$ $\Sigma^+\pi^+$ $\Sigma^+\pi^+\pi^-$ $10(8) \%$

*) В распадах барыонов указаны все идентифицированные моды; для Λ_c^+ даны также некоторые инклюзивные моды (символ X обозначает любые частицы).

2.4. Стабильные мезоны *)

π^+	$m=139,56755(33)$ МэВ $\tau=2,6029(23) \cdot 10^{-8}$ с	$\mu\nu$ 100% $e\nu$ $1,228(22) \cdot 10^{-4}$	$\mu\nu\gamma$ $1,24(25) \cdot 10^{-4}$ $e\nu\gamma$ $5,6(7) \cdot 10^{-5}$ $e\nu\pi^0$ $1,025 \left(\frac{33}{34}\right) \cdot 10^{-5}$
π^0	$m=134,9734(25)$ МэВ $\tau=0,84(6) \cdot 10^{-16}$ с	$\gamma\gamma$ 98,798(32) % γe^+e^- 1,198(32) %	e^+e^- $1,8 \left(\frac{7}{8}\right) \cdot 10^{-7}$ $e^+e^-\pi^0$ $3,24 \cdot 10^{-3}$
η	$m=548,8(6)$ МэВ $\tau=0,609(107) \cdot 10^{-13}$ с	$\gamma\gamma$ 38,9(4) % $\pi^0\pi^0\pi^0$ 31,90(34) % $\pi^+\pi^-\pi^0$ 23,7(5) % $\pi^+\pi^-\gamma$ 4,91(13) %	$e^+e^-\gamma$ 0,50(12) % $\mu^+\mu^-\gamma$ $3,1(4) \cdot 10^{-4}$ $\pi^0\gamma\gamma$ $7,1(1,4) \cdot 10^{-4}$ $\mu^+\mu^-$ $6,5(2,1) \cdot 10^{-5}$
K^-	$m=493,646(9)$ МэВ $\tau=1,2371(28) \cdot 10^{-12}$ с $\pi\pi^0$ 21,17(15) % $\pi\pi^+\pi^0$ 1,73(4) % $\pi\pi^+\pi^-$ 5,589(28) % $\pi\pi^0\gamma$ 2,75(15) $\cdot 10^{-4}$ $\pi\pi^+\pi^-\gamma$ 1,0(4) $\cdot 10^{-4}$	$\mu\nu$ 63,51(16) % $\mu\nu\pi^0$ 3,18(6) % $\mu\nu\pi^+\pi^-$ $1,4(9) \cdot 10^{-3}$ $\mu\nu\gamma$ 0,540(30) % $\mu\nu\pi^0\gamma$ $<0,6 \cdot 10^{-4}$ $\mu\nu e^+e^-$ $1,05(31) \cdot 10^{-3}$	$e\nu$ $1,54(7) \cdot 10^{-3}$ $e\nu\pi^0$ 4,82(5) % $e\nu\pi^+\pi^0$ $1,99 \left(\frac{49}{34}\right) \cdot 10^{-3}$ $e\nu\pi^+\pi^-$ $3,90(14) \cdot 10^{-3}$ $e\nu\gamma$ $\sim 1,5 \cdot 10^{-3}$ $e\nu\pi^0\gamma$ $2,72(19) \cdot 10^{-4}$ $e\nu e^+e^-$ $0,21 \left(\frac{31}{11}\right) \cdot 10^{-3}$
K_S^0	$\tau=0,8922(20) \cdot 10^{-10}$ с $m=497,671(30)$ МэВ $\Delta m=3,521(14) \cdot 10^{-12}$ МэВ	$\pi^+\pi^-$ 68,61(26) % $\pi^0\pi^0$ 31,39(26) %	$\pi^+\pi^-\gamma$ $1,85(10) \cdot 10^{-3}$ $\gamma\gamma$ $0,24(12) \cdot 10^{-3}$
K_L^0	$\tau=5,18(4) \cdot 10^{-8}$ с	$\pi^0\pi^0\pi^0$ 21,7(7) % $\pi^+\pi^-\pi^0$ 12,37(18) % $p\mu\nu$ 27,01(34) % pev 38,6(4) % $pev\gamma$ 1,3(8) %	$\pi^0\pi^0$ 0,909(29) $\cdot 10^{-3}$ $\pi^+\pi^-$ $2,04(4) \cdot 10^{-3}$ $\pi^0\pi^0ev$ $6,2(2,0) \cdot 10^{-3}$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $4,41(32) \cdot 10^{-3}$ $\gamma\gamma$ $5,70(23) \cdot 10^{-4}$
D^+	$m=1869,3(6)$ МэВ $\tau=10,69 \left(\frac{34}{32}\right) \cdot 10^{-12}$ с $\mu\nu$ $<0,07\%$ $e+X$ $19,2 \left(\frac{2,3}{1,6}\right) \%$ $e+\nu$ $<2,5\%$ $K^-\pi^+\pi^0ev$ $4,4 \left(\frac{5,2}{1,5}\right) \%$ $\bar{K}^0\pi^+\pi^-ev$ $2,2 \left(\frac{5,0}{0,7}\right) \%$	$\bar{K}^0\pi^+$ 2,8(4) % $K^-\pi^+\pi^+$ $7,8 \left(\frac{1,1}{0,8}\right) \%$ $\bar{K}^0\pi^0\pi^+$ $8,3 \left(\frac{1,8}{1,7}\right) \%$ $\bar{K}^0\rho^+$ $6,6 \left(\frac{1,7}{1,6}\right) \%$ $\bar{K}^{*0}(892)\pi^+$ 1,7(8) % $K^-\pi^+\pi^0\pi^0$ $3,7 \left(\frac{1,5}{0,8}\right) \%$ $\bar{K}^0\pi^+\pi^+\pi^-$ $7,0 \left(\frac{2,3}{2,1}\right) \%$	$K^-\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ $2,2 \left(\frac{5,0}{0,9}\right) \%$ $\bar{K}^0\pi^+\pi^+\pi^0$ $4,4 \left(\frac{5,2}{1,5}\right) \%$ \bar{K}^0K^+ 0,84 $\left(\frac{28}{25}\right) \%$ $K^-\pi^+\pi^+$ $0,96 \left(\frac{18}{13}\right) \%$ $\phi\pi^+$ $0,57 \left(\frac{11}{9}\right) \%$ $\bar{K}^{*0}(892)K^+$ $0,44 \left(\frac{10}{9}\right) \%$ $\pi^+\pi^+\pi^-$ $0,33 \left(\frac{15}{14}\right) \%$

*) В распадах мезонов данные по неидентифицированным и по незарегистрированным модам, как правило, не приводятся.

Продолжение табл. 2.4*)

D^0	$m=1864,5(6)$ МэВ	$\bar{K}^0\pi^0$ 2,8 $^{(1,3)}_{(1,2)}$ %	\bar{K}^0K+K^- 1,16 $^{(25)}_{(22)}$ %
	$ m(D_1^0) - m(D_2^0) < 1,3 \cdot 10^{-10}$ МэВ	$K^-\pi^+$ 3,77 $^{(37)}_{(32)}$ %	$\bar{K}^0\phi$ 0,83 $^{(18)}_{(16)}$ %
		$\bar{K}^0\pi^+\pi^-$ 5,6 $^{(7)}_{(6)}$ %	$K^-\pi^+\pi^-$ 7,9 $^{(1,0)}_{(0,9)}$ %
	$\tau=4,28(11) \cdot 10^{-12}$ с	$K^-\pi^0\pi^+$ 12,5 $^{(1,5)}_{(1,3)}$ %	$K^-\pi^+\pi^0$ 15(5) %
	$e+X$ 7,7(1,1) %	$K^*(892)\pi^+$ 4,8(7) %	$K^-\pi^+\rho^0$ 6,7 $^{(1,2)}_{(1,1)}$ %
	$\pi^+\nu$ <5%	$\bar{K}^{*0}(892)\pi^0$ 2,1(6) %	$\bar{K}^{*0}(892)\rho^0$ 1,2 $^{(1,3)}_{(1,2)}$ %
	$\pi^+\pi^-$ 0,13(4) %	$K^-\rho^+$ 8,2 $^{(1,2)}_{(1,1)}$ %	$K^-\nu$ <5%
$\pi^+\pi^-\pi^0$ 1,1(4) %	$\bar{K}^0\rho^0$ 0,47 $^{(30)}_{(21)}$ %	K^-K^+ 0,45(8) %	
$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ 1,01 $^{(71)}_{(26)}$ %		$K^*\mp(892)K^\pm$ 0,8(4) %	
D_s^+	$m=1969,3(1,1)$ МэВ	$\phi\pi^+$ 8(5) %	$\phi\pi^+\pi^-$ 4(3) %
	$\tau=4,36^{(38)}_{(32)} \cdot 10^{-12}$ с	$\bar{K}^{*0}(892)K^+$ 8(5) %	$\rho^0\pi^+$ <2%
		$K^-K^+\pi^+/NR$ 2(1,4) %	$\mu\nu$ <3%
B^-	$m=5277,6(1,4)$ МэВ	$D^0\pi^-$ 0,47 $^{(19)}_{(15)}$ %	$J/\psi K^-$ 0,080(28) %
		$D^{*0}(2010)\pi^-$ 0,27(44) %	$J/\psi K^-\pi^+\pi^-$ 0,11(7) %
		$D^+\pi^-\pi^-$ 0,25 $^{(48)}_{(24)}$ %	$\psi(2S)K^-$ 0,22(17) %
		$D^{*+}(2010)\pi^-\pi^-$ 0,25 $^{(15)}_{(13)}$ %	
		$D^{*+}(2010)\pi^-\pi^-\pi^0$ 4,3(2,9) %	
\bar{B}^0	$m=5279,4(1,5)$ МэВ	$D^{*+}(2010)l^-\nu$ 14(4) %	$D^{*+}(2010)\pi^-\pi^0$ 1,5(1,1) %
		$D^+\pi^-$ 0,59 $^{(38)}_{(32)}$ %	$D^{*+}(2010)\rho^-$ 8 $^{(7)}_{(4)}$ %
		$D^{*+}(2010)\pi^-$ 0,33 $^{(12)}_{(10)}$ %	$D^{*+}(2010)\pi^-\pi^-\pi^+$ 3,3(1,8) %
B^-/\bar{B}^0	$ m(B_1^0) - m(B_2^0) = 3,7(1,0) \cdot 10^{-10}$ МэВ	$J/\psi\bar{K}^{*0}(892)$ 0,37(13) %	
		$\tau=13,1^{(1,4)}_{(1,3)} \cdot 10^{-12}$ с	
		$e-\nu$ адроны 12,3(8) %	D^+X 17(6) %
		$\mu-\nu$ адроны 11,0(9) %	D^0X 39(6) %
		K^-X 85(11) %	D_s^+X 14(3) %
		K^0X 63(8) %	

*) Верхние границы для вероятностей приведены лишь для некоторых незапрещенных мод; X обозначает любые частицы, NR — нерезонансный распад. Символ B^-/\bar{B}^0 означает, что данные относятся как к заряженным, так и к нейтральным B-мезонам — продуктам распада $\Gamma(4S)$ -резонанса.

3. Нелептонные распады гиперонов и правило $\Delta T = 1/2$ *)

3.1. Амплитуды нелептонных распадов гиперонов

Амплитуды A и B нелептонного распада бариона, отвечающие S- и P-волнам (см. с. 64—66), определяются из анализа экспериментальных данных с точностью до знака. Амплитуда $A(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$ выбирается положительной; тогда знаки других волновых амплитуд берутся такими, чтобы лучше удовлетворить соотношению треугольника (см. с. 65—66)

$$\sqrt{2}A(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) + A(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+) = A(\Sigma^- \rightarrow n\pi^-)$$

и соотношению Ли — Сугавары (на с. 69 в этом соотношении используется другой выбор знаков амплитуд)

$$\sqrt{3}A(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) + A(\Lambda \rightarrow p\pi^-) = 2A(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-).$$

Распад	$\Lambda \rightarrow p\pi^-$	$\Lambda \rightarrow n\pi^0$	$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^+$	$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$	$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$
A	1,47 $\pm 0,01$	-1,07 $\pm 0,01$	0,06 $\pm 0,01$	1,48 $\pm 0,05$	1,93 $\pm 0,01$	1,55 $\pm 0,03$	2,04 $\pm 0,01$
B	9,98 $\pm 0,24$	-7,14 $\pm 0,56$	19,07 $\pm 0,07$	-12,04 $\pm 0,58$	-0,65 $\pm 0,07$	-5,56 $\pm 0,33$	-7,49 $\pm 0,28$

Соотношение треугольника для амплитуд A и B в распадах $\Sigma \rightarrow N\pi$:

$$\sqrt{2}A_0 + A_+ - A_- = 0,22 \pm 0,09, \quad \sqrt{2}B_0 + B_+ - B_- = 2,7 \pm 1,0$$

(индексы 0, +, -, совпадающие со знаками зарядов π -мезонов, отвечают амплитудам распадов $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^+, \Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ соответственно).

3.2. Отношение амплитуд с $\Delta T = 3/2$ и $\Delta T = 1/2$ *)

пад	$\Lambda \rightarrow N\pi$	$\Xi \rightarrow \Lambda\pi$	$\Sigma \rightarrow N\pi^{**})$
A_3/A_1	0,027 $\pm 0,008$	-0,046 $\pm 0,014$	-0,061 $\pm 0,024$
B_3/B_1	0,030 $\pm 0,037$	-0,01 $\pm 0,04$	-0,074 $\pm 0,027$

*) Индексы 1 и 3 амплитуд соответствуют переходам с $\Delta T = 1/2$ и $3/2$.

***) В предположении действительности амплитуд и в пренебрежении амплитудами с $\Delta T = 5/2$.

3.3. Соотношения Ли — Сугавары

Для S- и P-волновых амплитуд соотношения Ли — Сугавары таковы:

$$\sqrt{3}A(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) + A(\Lambda \rightarrow p\pi^-) - 2A(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-) = -0,05 \pm 0,11,$$

$$\sqrt{3}B(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) + B(\Lambda \rightarrow p\pi^-) - 2B(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-) = 4,1 \pm 1,8.$$

*) См. Review of Particle Properties. Particle Data Group//Phys. Letters—1982.—V. 111B.

4. Дискретные симметрии

4.1. Нарушение CP-инвариантности в K⁰-распадах

$\frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \equiv \eta_{+-} e^{i\varphi_{+-}} \approx \varepsilon + \varepsilon'$	$ \eta_{+-} = (2,266 \pm 0,018) \cdot 10^{-3}$ $\varphi_{+-} = (44,6 \pm 1,2)^{\circ}$
$\frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} \equiv \eta_{00} e^{i\varphi_{00}} \approx \varepsilon - 2\varepsilon'$	$ \varepsilon'/\varepsilon = (3,2 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$ $ \eta_{00} = (2,245 \pm 0,019) \cdot 10^{-3}$ $ \varphi_{00} = (54 \pm 5)^{\circ}$
$\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \equiv \eta_{+-0} ^2 < 0,12$	
$\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)} \equiv \eta_{000} ^2 < 0,1$	
$\frac{A(K^0 \rightarrow \pi^+l^-\nu)}{A(K^0 \rightarrow \pi^-l^+\nu)} = x; \text{Re } x = 0,006 \pm 0,018, \text{Im } x = -0,003 \pm 0,026$	
$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^-l^+\nu) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+l^-\nu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^-l^+\nu) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+l^-\nu)} \equiv \delta(l); \delta(e) = (0,333 \pm 0,014) \%$	
	$\delta(\mu) = (0,32 \pm 0,04) \%$

*) Последние измерения дали: $\varphi_{+-} = 46,8 \pm 1,4 \pm 1,1^\circ$, $\varphi_{00} = 47,1 \pm 2,1 \pm 1,0^\circ$.

Модель сверхслабого взаимодействия Волфенштейна отвечает следующим значениям параметров:

$$\varphi_{+-} = \varphi_{00} = \arctg [2\Delta m \cdot \tau(K_S^0)/\hbar] = (43,67 \pm 0,13)^\circ,$$

$$\text{Re } \varepsilon = |\eta_{+-}| [1 + 2\Delta m \cdot \tau(K_S^0)/\hbar] = (1,639 \pm 0,014) \cdot 10^{-3}.$$

Экспериментальное значение последней величины равно:

$$\text{Re } \varepsilon = (\delta/2) |1-x|^2 / (1-|x|^2) = (1,630 \pm 0,083) \cdot 10^{-3};$$

величины δ и x см. в табл. 4.1 выше.

4.2. Проверка сохранения C-, T- и CPT-инвариантности *)

C	Относительные вероятности распадов позитрония и π^0 -мезона	$\text{BR}((e^+e^-)_{J=1} \rightarrow 3\gamma) < 1 \cdot 10^{-6}$ $\text{BR}(\pi^0 \rightarrow 3\gamma) < 4 \cdot 10^{-7}$
T и P	Дипольные электрические моменты электрона и нейтрона	$d_e < 3 \cdot 10^{-24} \text{ e}\cdot\text{см}$ $d_n = (-1,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-26} \text{ e}\cdot\text{см}$
T	Коэффициент тройной корреляции $s_n \cdot [p_p p_e]$ в распаде нейтрона	$(-0,7 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}$
CPT	Относительное различие: масс, g-факторов, магнитных моментов, времен жизни для частиц и античастиц	$ m(e^+) - m(e^-) / m(e) < 4 \cdot 10^{-8}$ $ m(\bar{K}^0) - m(K^0) / m(K^0) < 6 \cdot 10^{-10}$ $ g(e^+) - g(e^-) / g(e) = (2,2 \pm 6,4) \cdot 10^{-12}$ $ \mu(\bar{p}) - \mu(p) / \mu(p) = (-1 \pm 7) \cdot 10^{-3}$ $ \tau(\mu^+) - \tau(\mu^-) / \tau(\mu) = (3 \pm 8) \cdot 10^{-6}$ $ \tau(\pi^+) - \tau(\pi^-) / \tau(\pi) = (5 \pm 7) \cdot 10^{-4}$

*) Приведены наиболее жесткие ограничения для свойств частиц.

5. Лептонные и кварковые ароматы

5.1. Поиски осцилляций нейтрино

Данные об осцилляциях (см. рис. 30.1 и 30.2) получены в простейшем предположении, что два физических сорта нейтрино типа i и j являются смесью состояний 1 и 2 с массами m_1 и m_2 соответственно:

$$\nu_i = \nu_1 \cos \theta + \nu_2 \sin \theta,$$

$$\nu_j = -\nu_1 \sin \theta + \nu_2 \cos \theta; \Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|.$$

Экспериментальные ограничения параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ даны в виде границ, разделяющих на 90%-ном уровне достоверности разрешенные и запрещенные области; последние находятся справа от границ. На рис. 30.1

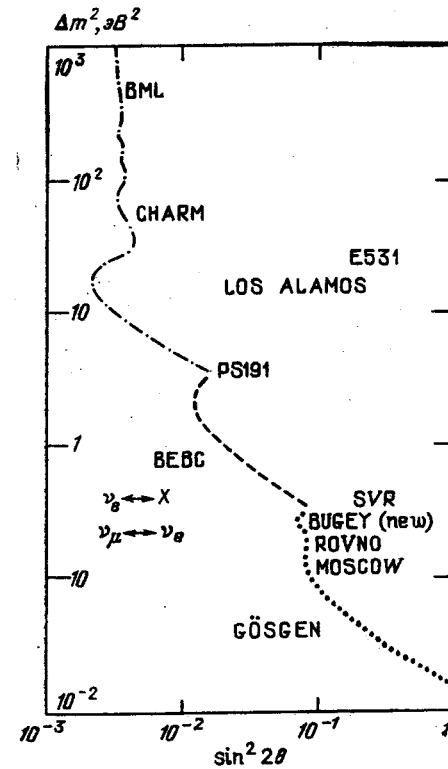


Рис. 30.1. Ограничения на параметры переходов $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, полученные на ускорителях и реакторах

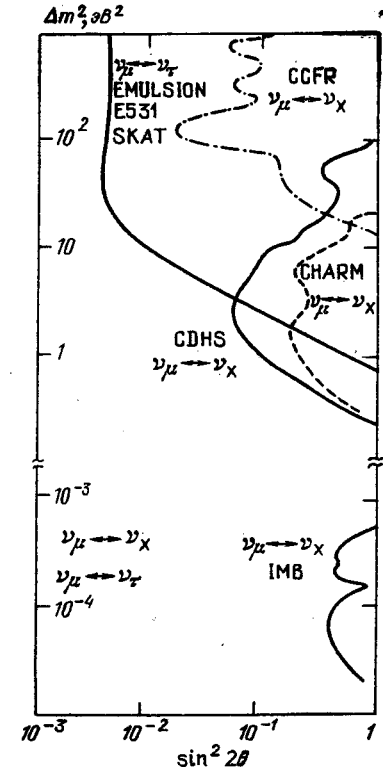


Рис. 30.2. Ограничения на параметры переходов $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, полученные на ускорителях и в космических лучах

показаны результаты, отвечающие поискам осцилляций электронного нейтрино (антинейтрино) в мюонное и в любые сорта нейтрино, на рис. 30.2 — аналогичные данные для осцилляций мюонного нейтрино в τ -нейтрино и в любые сорта нейтрино. У соответствующих участков границ приведены сокращенные названия экспериментальных групп. Оба рисунка заимствованы из раппортерского доклада на Международной конференции «Нейтрино'88».

5.2. Двойной бета-распад *)

Эксперимент	Распад; E , МэВ	$T_{1/2}^{0\nu}$, лет	$T_{1/2}^{0\nu M}$, лет	$T_{1/2}^{2\nu}$, лет
UCSB/LBL	$^{76}\text{Ge} \rightarrow \text{Se}$; 2,04	$> 1,1 \cdot 10^{24}$	$> 1,4 \cdot 10^{21}$	$> 8 \cdot 10^{19}$
ITEP/Yerevan	»	$> 1,3 \cdot 10^{24}$	$> 7,5 \cdot 10^{21}$	$(9 \pm 1) \cdot 10^{20}$
CAL/Neuchâtel/SIN	»	$> 2,7 \cdot 10^{23}$	$> 1,7 \cdot 10^{21}$	$> 1,2 \cdot 10^{20}$
Columbia	$^{48}\text{Ca} \rightarrow \text{Ti}$; 4,27	$> 2,0 \cdot 10^{21}$	$> 8,6 \cdot 10^{20}$	$> 3,6 \cdot 10^{19}$
Beijing	»	$> 3,6 \cdot 10^{21}$		
UCI	$^{82}\text{Se} \rightarrow \text{Kr}$; 3,01	$> 1,1 \cdot 10^{22}$	$> 7,3 \cdot 10^{20}$	$(11 \pm 8) \cdot 10^{18}$
LBL/Hol/UNM	$^{100}\text{Mo} \rightarrow \text{Ru}$; 3,03	$> 1,3 \cdot 10^{22}$	$> 3,3 \cdot 10^{20}$	$> 3,8 \cdot 10^{18}$
Baksan	»	$> 4,4 \cdot 10^{20}$	$> 2,8 \cdot 10^{19}$	$> 6,2 \cdot 10^{18}$
Milan	$^{136}\text{Xe} \rightarrow \text{Ba}$; 2,48	$> 2,6 \cdot 10^{22}$	$> 6 \cdot 10^{20}$	
Baksan	»	$> 3,3 \cdot 10^{21}$	$> 1,9 \cdot 10^{20}$	$> 7,8 \cdot 10^{19}$

*) Приведены только измеренные значения и наиболее жесткие ограничения для $T_{1/2}$.

Таблица основана на данных из обзорного доклада И. В. Кирпичникова (см.: Proc. of the XIV Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions. — Stanford, August 7—12, 1989). В первом столбце приводятся сокращенные названия экспериментальных групп, во втором — 2β -переход и суммарная кинетическая энергия его продуктов E , в третьем, четвертом и пятом — времена полураспада для $2\beta^{0\nu}$, $2\beta^{0\nu M}$ и $2\beta^{2\nu}$ -распадов (M означает майорон). Приведенный результат группы UCSB/LBL для $T_{1/2}^{0\nu}$ основан на измерениях флуктуации фона.

5.3. Сохранение лептонных квантовых чисел μ и τ *)

Относительные вероятности распадов мюон \rightarrow электрон	$\text{BR}(\mu^- \rightarrow e^- \gamma) < 1,7 \cdot 10^{-11}$ $\text{BR}(\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-) < 1,0 \cdot 10^{-13}$
Отношение R сечений перехода $\mu \rightarrow e$ на ядре и μ -захвата	$R(\mu^- \rightarrow e^-; \text{Ti}) < 4,6 \cdot 10^{-13}$ $R(\mu^- \rightarrow e^-; ^{32}\text{S}) < 7 \cdot 10^{-11}$
Относительные вероятности распадов τ -лептон \rightarrow электрон или мюон	$\text{BR}(\tau^- \rightarrow e^- \gamma) < 6 \cdot 10^{-4}$ $\text{BR}(\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma) < 6 \cdot 10^{-4}$ $\text{BR}(\tau^- \rightarrow e^- \rho^0) < 4 \cdot 10^{-5}$ $\text{BR}(\tau^- \rightarrow \mu^- \rho^0) < 4 \cdot 10^{-5}$

*) Приведены наиболее жесткие ограничения в процессах различного типа.

5.4. Распады адронов, запрещенные в стандартной электрослабой теории *)

$\Delta S = \Delta Q$	Отношение x амплитуд распадов $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu$ и отношение y вероятностей распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu e \nu$ с $\Delta S = \pm \Delta Q$ и $\Delta S = \mp \Delta Q$.	$\text{Re } x = 0,006 \pm 0,018$, $\text{Im } x = -0,003 \pm 0,026$; $y < 3 \cdot 10^{-4}$
$\Delta S = 2$	Относительные вероятности распадов гиперонов с $\Delta S = 2$	$\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow p \pi^-) < 4 \cdot 10^{-5}$ $\text{BR}(\Xi^- \rightarrow n \pi^-) < 1,9 \cdot 10^{-5}$
NC , $\Delta S = 1$	Относительные вероятности распадов K^0 и K^+ -мезонов с нейтральными токами	$\text{BR}(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 3,2 \cdot 10^{-7}$ $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (9,5_{-1,5}^{+2,4}) \cdot 10^{-9}$ $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \nu^-) < 1,4 \cdot 10^{-7}$
$\Delta C = \Delta Q$	Отношение вероятностей распадов D^0 -мезонов с $\Delta C = -\Delta Q$ и $\Delta C = +\Delta Q$	$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K \pi)} < 0,004$
NC , $\Delta C = 1$	Относительная вероятность D^0 -распада с нейтральными токами с $\Delta C = 1$	$\text{BR}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 1,1 \cdot 10^{-6}$
$\Delta B = \Delta Q$	Отношение вероятностей распадов B^0 -мезонов с $\Delta B = -\Delta Q$ и $\Delta B = +\Delta Q$	$\frac{\Gamma(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow \mu^- X)}{\Gamma(B^0 \rightarrow \mu^+ X)} = 0,17 \pm 0,05$
NC , $\Delta B = 1$	Относительная вероятность B^0 -распада с нейтральными токами с $\Delta B = 1$	$\text{BR}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 5 \cdot 10^{-5}$

*) Приведены наиболее жесткие ограничения для амплитуд и вероятностей распадов различных типов, которые запрещены в стандартной электрослабой теории:

$$S(\bar{s}) = +1, \quad C(\bar{c}) = +1, \quad B(\bar{b}) = +1.$$

6. Параметры основных e^+e^- , $p\bar{p}$ - и ep -коллайдеров *)

Коллайдер Научный центр	Тип	Год пуска	E , ГэВ	$\Delta E/E$, 10^{-3}	\mathcal{L} , $10^{30}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$	N	H , Тесла	L , км
SPEAR SLAC	e^+e^-	1972	4	1	10^1)	2	1,1	0,23
DORIS DESY	e^+e^-	1973	5,6	1,2 ²⁾	30^2)	2	1,5	0,29
CESR Cornell	e^+e^-	1979	6 ³⁾	0,6	90^4)	2	0,3 ⁵⁾	0,77
PEP SLAC	e^+e^-	1980	15	1	$50 \rightarrow 80$	1	0,36	2,2
TRISTAN KEK	e^+e^-	1987	30	1,6	10	4	0,41	3,02
SLC SLAC	e^+e^-	1989	50	2	6^6)	1	0,60	1,45+ +1,47
BEPC IHEP, Peking	e^+e^-	1988	2,8	0,74	17	2	0,903	0,24
ВЭПП-4М ИЯФ СО АН	e^+e^-	1990	6	1	50	1	0,6	0,37
LEP CERN	e^+e^-	1989	60	1,0	17	4	0,135	26,7
SppS CERN	$p\bar{p}$	1981	315 ⁷⁾	0,35	$0,3$ $3(1988)$	2	1,4 ⁷⁾	6,9
TEVATRON FNAL	$p\bar{p}$	1987	900— —1000	0,15	0,5—1,0	$2+2^8)$	4,4	6,28
HERA DESY	ep	1990	e : 26 p : 820	0,91 0,4	15	3	0,274 4,65	6,34

Обозначения: E и ΔE — максимальная энергия и разброс энергии пучка, \mathcal{L} — светимость, N — число мест столкновения пучков, H — пиковое значение отклоняющего магнитного поля, L — периметр коллайдера.

Примечания:

1) При 3 ГэВ. 2) При 5 ГэВ. 3) 8 ГэВ — по проекту. 4) При 5,3 ГэВ. 5) При 8 ГэВ: нормальное поле 0,3 Т, максимальное 0,8 Т. 6) 0,6 на первом году. 7) В пульсирующем режиме $E=450$ ГэВ и $H=2$ Т. 8) С высоким и с низким \mathcal{L} .

*) Приведены главные характеристики (округленные значения) существующих и закрывающихся строительством коллайдеров

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Адемолло — Гатто теорема 46, 47, 292
Аксиальный заряд 38, 41, 50
— ток см. Ток аксиальный
— —, сохранение см. Сохранение тока

Аналогия между слабым и электромагнитным взаимодействием 8, 30, 31, 35, 37, 38, 109, 110, 112, 114, 162, 163, 166, 168, 174, 203

Аннигиляционные кварковые диаграммы 53, 70, 80, 128, 129

Аннигиляция e^+e^- см. e^+e^-

Аномалия треугольная 238

Антикварковое «море» 163, 166, 171, 228

Аромат кварковый 9, 56, 61, 109, 132—134, 206, 235, 238, 248, 255, 256

Асимптотическая свобода 54, 126, 163, 249

Астрофизические процессы 5, 158, 320

Барийная асимметрия Вселенной 266, 321

Барийный заряд см. Заряд барионный

Бозоны голдстоновские 40, 190, 192, 193, 291

— промежуточные см. Промежуточные бозоны

— хиггсовы см. Хиггсовы бозоны

— X, Y 246, 250—252

Бьёркеновский скейлинг 171, 301

Вайнберга правила сумм 119

— угол 20, 156, 157, 201—203, 205, 207, 209—219, 221, 222, 224, 233, 248, 249

Вайнштейна — Захарова — Шифмана лагранжиан 61, 293

Вакуум 187—193, 196, 201, 204, 231, 233, 252, 253, 320

Векторный ток см. Ток векторный; см. также Сохранение тока

Великий синтез 242, 243, 256, 313

Взаимодействие гравитационное 173, 181, 185, 243, 257, 259, 263, 265, 266, 317, 321, 323, 326, 327

— миллислабое 96, 100

— сверхслабое 100, 106, 332

— сильное см. Сильное взаимодействие и Квантовая хромодинамика

— слабое см. Слабое взаимодействие

— электромагнитное см. Аналогия между слабым и электромагнитным взаимодействием

— электрослабое см. Электрослабое взаимодействие

Вильсона операторное разложение 54, 293

Встречные пучки, проекты установок 228

Гиперзаряд 198—200, 203, 206, 246, 247, 249, 273

Гиперонов распады 10, 12, 29, 42, 43, 48, 53, 54, 62, 70, 107, 292, 328, 330, 335

Глэшоу — Иллиопулоса — Майани механизм 87, 145

Глубоко неупругие процессы 163, 164, 168, 170, 301

Глюонные эффекты 53—62, 82, 90, 102, 103, 124, 125, 129, 130, 146, 163, 164, 167, 171, 227, 235, 237—239, 246, 293, 311

Голдбергера — Треймана соотношение 40

Голдстоновские бозоны 40, 190, 192, 193, 291

Гравитационное взаимодействие 181, 185, 243, 257, 259, 263, 265, 266, 317, 321, 323, 326, 327

Гравитино 245, 257

Гравитоны 183, 1с5, 200, 239, 257

Дилептонные события 121, 170

Дипольный момент нейтрона 105, 296, 332

ДЮМАНД 229, 324

- Заряд аксиальный 38, 41
 — барионный 85, 179—181, 194, 250, 255, 266, 314, 321, 328
 — лептонный 85, 175, 179—181, 250, 305—307, 333, 334
 — слабый *см.* Слабый заряд
 — электрический 85, 179, 180, 193, 245, 321; *см. также* Сохранение электрического заряда
 Заряженный ток *см.* Ток заряженный
- Изовекторный ток *см.* Ток изовекторный
 Изоскалярный ток *см.* Ток изоскалярный
 Изотопическая инвариантность 31, 32, 35, 44, 46, 51, 61, 131, 185, 209; *см. также* $SU(2)$
 Исключительные группы 255, 313
 Истинно нейтральные частицы 85, 256
- Кабиббо угол 19, 29, 37, 44, 88, 110—113, 115—120, 122, 127, 133, 136—138, 141, 145, 165, 169, 206—208, 223, 241, 292
 Калибровочные поля 181, 183, 185, 186, 193, 197—200, 202, 203, 286, 309
 Каллана — Треймана соотношение 48, 292
 Квантовая хромодинамика 54, 56, 57, 109, 118, 127, 138, 163, 171, 185, 227, 258
 — электродинамика 59, 173, 180, 186, 285
 Кварки, классификация 9, 19, 206, 243, 245, 254, 297, 298
 —, массы *см.* Масса
 — перемешивание 19, 88, 139—142, 206—208, 301
 — правые 73
 — реликтовые 265, 319
 — тяжелые *см.* b -, c - и t -кварки
 Квинтоны 245
 Классификация кварков *см.* Кварки
 — лептонов *см.* Лептоны
 Кобаяши — Маскавы матрица *см.* Кварки, перемешивание
 Коллайдеры 228, 336
 Константы связи, «бегущие» 221, 222, 246
 Конфайнмент *см.* Невылетание
 Космологические эффекты 193, 252, 259, 262, 263, 265, 266, 317
 Кроссинг-симметрия 152, 153, 184, 212
- Лептоны, классификация 8, 19, 198, 206, 243, 253—255
- Лептоны перемешивание 19, 305—307, 333, 334
 Ли — Сугавары соотношение 69, 292, 331
- Магнетизм слабый 37, 38, 291
 Масса, жесткое введение 194
 — кварков 32, 58, 74, 88, 126, 208, 209, 236, 241, 253, 254
 — лептонов 200, 205, 206, 231, 241, 253, 254, 259
 —, мягкое введение 187, 194, 195
 — недиагональная 97—100, 194
 — нейтрино 108, 200, 206, 253, 262, 307, 318
 — нуклона 237—239
 — промежуточных бозонов 186, 194—196, 201, 205, 221, 310
 — фотона 177, 180, 186
 — хиггсовых бозонов 231, 241
 Матрица плотности 22, 24, 111, 283
 — рассеяния 59, 66, 67, 280
 — Кобаяши — Маскавы *см.* Кварки, перемешивание
 Мезонов распады *см.* K - и π -мезоны
 Миллс-слабое взаимодействие 96
 Мишеля параметр 24, 109
 Монополь глюонный 57, 293
 — магнитный 322
 «Море» антикварковое 163, 166, 171, 228
 Мысленные эксперименты 85, 106
 Мюона захват 13, 29, 33, 38, 41
 — распад 8, 11, 14, 21, 290, 327
- Неабелев фотон 183, 185—187, 195
 Невылетание (пленение цвета) 59, 165, 241
 Недиагональная масса 97—100, 194
 Недиагональные нейтральные токи 19, 45, 207
 Нейтральный ток *см.* Ток нейтральный
 Нейтринные осцилляции 306, 307, 333
 — реакции 8, 11, 12, 36, 150, 161, 209, 211, 215, 301—303
 Нейтрино масса 108, 200, 206, 253, 262, 307, 318
 — правое 198, 200, 206, 244, 319
 — реликтовое 262
 Нейтрон, дипольный момент 105, 296, 332
 —, распад 29, 31, 36, 328
 Нелептонные процессы *см.* Слабые процессы
 Несохранение четности в атомах 219, 304
 — в ядерных силах 217, 220, 294

- Октет барионов 48, 49, 68, 273
 — мезонов 44, 68, 272
 — токов 44, 48
 Октетное усиление 61, 68, 134, 292
 Операторное разложение 54, 293
 Осцилляции нейтрино 306, 307, 333
 — странности 91, 294
 Очарованные частицы 12, 121, 169, 297—299, 328—330
- Партонная картина 118, 120, 123—125, 129, 130, 163—166, 171, 226, 227, 301
 Перенормируемость 172, 185—187, 192—195, 197, 201, 234, 257, 310
 «Пингвинные» диаграммы 57, 102, 103, 125, 126, 139
 Планковская масса 257, 326
 Пленение цвета *см.* Невылетание
 Поколение фермионов 103, 206, 243, 253, 262, 263
 Полулептонные процессы *см.* Слабые процессы
 Полус π -мезонный 39, 40
 Померанчука теорема 156
 Поперечность 31, 35, 39, 40, 114, 176, 177, 181, 186
 Правила отбора $\Delta S=0$ 42, 50, 51, 106, 122, 133, 135, 291
 — $\Delta S=1$ 43, 50, 51, 54, 61, 96, 100, 291, 335
 — $\Delta S=2$ 85, 88—90, 99, 100, 106, 144, 335
 — $\Delta S=\Delta Q$ 43, 91, 98, 291, 335
 — $\Delta T=1/2$ 54, 55, 57, 61, 64, 71, 75, 76, 79, 83, 291, 292, 331
 — $\Delta T=3/2$ 54, 55, 57, 61, 64, 71, 75, 76, 79, 84, 103, 135, 331
 Промежуточные бозоны в великом синтезе 243, 245, 250—252
 — в слабом взаимодействии 8, 10, 11, 13, 53—55, 87, 88, 110, 174, 197, 198, 233, 234
 —, массы 186, 193, 194, 196, 205, 221, 326
 —, рождение и распады 222—225, 228, 229, 310
 —, свойства 174, 176, 178, 211, 212, 215, 217, 310
 Протона нестабильность 246, 250, 313, 314, 321, 328
 Псевдоскаляр эффективный 38, 291
 Пятая сила 182
- Распады *см.* по названию частицы, а также Формфакторы
 Рассеяния матрица 59, 66, 67, 101, 280
 Регенерация K^0 -мезонов 92, 294
- Реликтовые кварки 265, 319
 — монополи 322
 — нейтрино 262, 318
 — фотоны 259, 320
- Сверхслабое взаимодействие 100, 106, 332
 — перемешивание 97, 98, 148
 Секстетное усиление 133, 298
 Сильное взаимодействие 32, 38, 55, 57, 61, 102, 103, 118, 124—126, 129, 130, 246 *см. также* Изотопическая инвариантность и $SU(3)$
 Симметрия абелева 179, 180, 182, 192, 197
 — глобальная 179, 185, 187, 190, 192
 — калибровочная 172, 179, 184, 185, 187, 192, 196, 201, 222, 253, 308
 — киральная 32, 40, 119, 291
 — локальная 179, 180, 182, 186, 187, 192—195, 197, 200, 257
 — неабелева 179, 183, 185, 196, 308
 — цветовая 10, 246
см. также E_8 , $SU(10)$, $SU(2)$, $SU(3)$, $SU(4)$, $SU(5)$, $SU(6)$, $SU(n)$, $U(1)$ и Исключительные группы
 Синтез великий 242, 243, 256, 313
 Система K^0 — \bar{K}^0 77, 85, 96, 144, 294, 332
 — D^0 — \bar{D}^0 , B^0 — \bar{B}^0 , 136, 138, 139, 146
 Скаляр эффективный 38
 Слабое взаимодействие, в атомах 20, 219, 304
 —, константы 31, 37, 54, 87, 88, 99, 106, 145, 148, 172, 174, 197, 203, 204, 221, 246, 290, 292, 308, 326
 —, лагранжиан 15, 53, 55, 61, 70, 71, 74, 80, 82, 88, 98, 199, 210, 293
 —, четырехфермионное 14, 15, 58, 155, 173, 174, 215, 218, 308, 311
 — в ядерных силах 217, 220, 294
 —, $SU(2)$ -симметрия *см.* $SU(2)$
 —, $V-A$ 16, 18, 47, 58, 108, 109, 211, 289
 Слабые процессы, лептонные 11, 21, 108, 135, 150, 174, 209, 211, 212, 290, 327
 —, нелептонные 12, 53, 62, 70, 77, 96, 104, 121—123, 127
 —, полулептонные 12, 29, 33, 43, 98, 109—111, 114, 118, 120, 122—124, 125, 127, 135, 161, 215, 217—219
 Слабый заряд 31, 35—37, 41, 45, 174, 198, 203, 209, 215, 219, 224
 Сохранение тока аксиального 32, 39
 — векторного 30, 31, 35, 36, 175, 176, 178, 194, 198, 291

- Сохранение электрического заряда 193, 197, 198, 324
 Спектральная плотность 115—119
 Спин *см. U-* и *V-*спин
 Спиральность 14, 17, 26, 129, 156, 166, 216
 Спонтанное нарушение симметрии 14, 33, 40, 187, 252, 291, 309, 320
 Субкварки 258
 Супергравитация 245, 257, 258, 316
 Суперсимметрия 241, 256, 316
- Тахион 188
 Теория возмущений 44, 54, 99, 172—175, 184, 233, 257
 Техницвет 241, 255, 312
 Ток аксиальный 16, 40, 110, 114, 117, 216—219, 234, 292
 — векторный 16, 35, 36, 110, 114, 117, 217, 234
 — заряженный 8—12, 15, 16, 18, 58, 88, 109, 139, 154, 156, 159, 161, 165, 168, 198, 204, 207—209, 220, 301; *см. также* Универсальность заряженного тока
 — изовекторный 30, 35, 37, 44, 114, 162, 217
 — изоскалярный 30, 37, 38, 44, 114
 — кварковый 9—11, 18, 19, 29, 206, 217
 — левый 16, 32, 44, 154, 170, 198, 217
 — лептонный 8, 11, 12, 18, 29, 156, 170, 204
 — нейтральный 9—12, 15, 19, 20, 45, 138, 154, 156—157, 197, 198, 206, 207, 209—221, 264, 298, 302, 303
 — правый 18, 20, 32, 198, 207, 217, 218
 — странный 12, 44, 53, 55
см. также Сохранение тока
 Треугольника соотношение 65, 66, 131, 132, 331
- Универсальность заряженного тока 18, 109, 172, 291
 — μ — e , μ — τ 47, 135, 161
 Унитарный предел 174, 234, 308
- Фермионов поколение 206, 243, 253, 262, 263
 Фирца преобразование 21, 27, 58, 62, 72, 81, 89, 157, 211, 213, 270, 271, 276, 278
 Формфакторы в распадах гиперонов 42, 48, 71, 72, 292
 — нейтрона 36—41, 51, 162
 — K -мезона 45—48, 81, 82, 87, 293
- Формфакторы в распадах π -мезона 33—35, 39, 41, 110, 293
 Фотона масса 177, 180, 186
 Фотоны барионные и лептонные 181, 321
 — неабелевы 183, 185—187, 195
 — реликтовые 259, 318
- Хиггса механизм 187, 193, 195, 196, 197, 202, 231, 252, 309
 Хиггсовы бозоны в великом синтезе 252
 —, свойства 207—209, 231
- Цвета кварков 10, 11, 55, 71—73, 109, 117, 123, 125—127, 133, 143, 223, 226, 235, 244—246
- Четность *см. C-, G-, CP-, P-, T-*четность
 Четырехфермионное взаимодействие *см. Слабое взаимодействие*
- Шпурион 65, 66, 68, 79, 131
- Электризм слабый 38
 Электрический дипольный момент нейтрона 105, 296, 332
 — заряд, сохранение 193, 197, 198, 324; *см. также U* (1)
 Электрослабое взаимодействие 14, 20, 138, 156, 185, 197, 209, 221, 231, 246, 309
- Янга—Миллса теория 179, 308

- b -кварк 9—12, 19, 138, 139, 143, 224, 235, 300
 β -распад 18, 29, 36, 305, 308
 c -кварк 9—12, 19, 57, 58, 88, 102, 121, 140, 169, 297—299
 C -четность 7, 18, 26, 54, 69, 84, 100, 104, 212, 332
 CP -четность 7, 18, 54, 66, 77, 78, 84, 85, 96, 138, 139, 148, 221, 266, 295, 320, 321, 332
 CPT -инвариантность 41, 66, 97, 101, 103, 105, 295, 332
 CVC 31, 291; *см. также* Сохранение тока 184, 212, 217—220, 289, 294, 304, 332
 $PCAC$ 33, 34, 39, 48, 291, 292; *см. также* Сохранение тока

- π -мезонов распады 29, 33, 45, 291, 329
 S -матрица 280
 SO (10) 254, 313—315
 SU (2) 44, 61, 131, 179, 182, 187, 192, 195, 197, 246; *см. также* Изотопическая инвариантность
 SU (3) 44—52, 61, 68, 72, 120, 132—134, 186, 246, 247, 252, 270, 272, 292
 SU (4) 298, 313, 316
 SU (5) 243—254, 313—315
 SU (6) 51
- SU (n) 209, 268
 t -кварк 19, 102, 139, 300
 T -инвариантность 41, 42, 64, 66, 67, 105, 332
 τ -лептона распады 108, 300, 327
 U - и V -спин 46, 273
 U (1) 179, 180, 187, 190, 194, 197, 246, 247
 V — A -теория
 Υ -мезон 143, 235, 300

29. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Приведенный ниже обзор литературы не претендует на полноту: охватить даже не в очень коротком обзоре все существенные работы практически невозможно.

Работы, указанные в обзоре, помогут читателю более детально ознакомиться с современным состоянием, а в ряде случаев также и с историей вопросов, рассмотренных или упомянутых в книге.

Составление библиографии к первому изданию книги было завершено в 1980 г. Ко второму изданию были сделаны добавления. В тех разделах, где развитие после 1980 г. носило эволюционный характер и не привело к крупным открытиям, дополнительные ссылки даются в основном на обзоры. В тех разделах, где имели место крупные экспериментальные открытия или выдвинуты новые теоретические идеи, ссылки даются также на оригинальные статьи.

Обзор литературы делится на следующие разделы.

1. **Монографии. Конференции.** Монографии по теории слабого взаимодействия. Монографии по релятивистской квантовой теории. Монографии по различным вопросам физики элементарных частиц. Книжки и статьи по теории групп. Основные конференции 1960—1988 гг.

2. **Из истории физики элементарных частиц.** Список оригинальных работ (1896—1964 гг.). Книжки по истории физики элементарных частиц.

3. **Распады лептонов и адронов.** Распад мюона. Лептонные распады с сохранением странности. Лептонные распады с изменением странности. Нелептонные распады странных частиц. Нарушение четности в ядерных силах. Нейтральные K -мезоны. Нарушение CP -инвариантности. Очарованный кварк до открытия J/ψ -мезона. Очарованные частицы после открытия J/ψ -мезона: 1974—1980 гг. Очарованные частицы: 1981—1988 гг. Распады t -лептона. Свойства b - и t -кварков. Матрица кварковых токов.

4. **Слабые реакции и свойства нейтрино.** Взаимодействие нейтрино с нуклонами, заряженные токи. Взаимодействие нейтрино с нуклонами, нейтральные токи. Взаимодействие нейтрино с электронами. Рождение мюонной пары под действием нейтрино в кулоновом поле ядра. Несохранение четности в атомах; взаимодействие электронов с нуклонами. Феноменологический анализ данных по нейтральным токам. Поиски несохранения лептонного числа: двойной бета-распад. Поиски нейтринных осцилляций. Теория осцилляций нейтрино в веществе. О возможном магнитном моменте нейтрино. Масса электронного нейтрино.

5. **Слабое взаимодействие при высоких энергиях.** Четырехфермионное взаимодействие и унитарный предел. Калибровочная симметрия. Спонтанное нарушение калибровочной симметрии. Стандартная модель электрослабого взаимодействия. Рождение и распады W - и Z -бозонов (расчеты). Открытие и исследование W - и Z -бозонов на опыте. Свойства хиггсовых бозонов. Составные хиггсовы бозоны и модель техницвета. Радиационные поправки в электро-слабой теории.

6. **Модели великого синтеза и суперсимметрия.** Модель, основанная на группе $SU(4) \times SU(2) \times SU(2)$. Модель, основанная на группе $SU(5)$. Модель,

основанная на группе $SO(10)$. Модели, основанные на исключительных группах. Модели простого объединения. Массы нейтрино в моделях великого объединения. Модели великого объединения и распад протона. Различные вопросы великого объединения. Суперсимметрия и супергравитация.

7. **Частицы и Вселенная.** Общая теория относительности и теория горячей Вселенной. Горячая Вселенная и лептоны. Горячая Вселенная и кварки. Космология и спонтанное нарушение симметрии. Астрофизика и фотоны. Сверхновая SN 1987A. Возможное несохранение барионного заряда и барионная асимметрия Вселенной. Магнитные монополи и космология.

8. **Разное.** Неизменность фундаментальных констант во времени. Проверка закона Ньютона (поиски «пятой силы»). О сохранении электрического заряда. Проект ДЮМАНД.

1. Монографии. Конференции

Монографии по теории слабого взаимодействия

Биленький С. М. Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов.— М.: Энергоиздат, 1981.

Комминс Ю., Буксбаум Ф. Слабые взаимодействия лептонов и кварков.— М.: Энергоатомиздат, 1987.

Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц.— М.: Физматгиз, 1963.

Слабые взаимодействия. / Под редакцией М. Гайяр, М. Николича: Пер. с англ.— М.: Энергоатомиздат, 1983.

Тейлор Дж. Калибровочные теории слабых взаимодействий: Пер. с англ.— М.: Мир, 1978.

Хриплович И. Б. Несохранение четности в атомных явлениях.— М.: Наука, 1988.

Bailin D. Weak Interactions.— Sussex University Press, 1977.

Georgi H. Weak Interactions and Modern Particle Theory.— The Benjamin/Cummings Co., 1984.

Marshak R. E., Riazuddin, Ryan C. P. Theory of Weak Interactions in Particle Physics.— Willey Interscience, 1969.

Pietschmann H. Weak Interactions—Formulae, Results and Derivations.— Springer-Verlag, 1983.

Sachs R. G. The Physics of Time Reversal.— Chicago University Press, 1987.

Монографии по релятивистской квантовой теории

Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.— М.: Наука, 1981.

Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.— М.: Наука, 1969.

Ахиезер А. И., Пелетминский С. В. Поля и фундаментальные взаимодействия.— Киев: Наук. думка, 1986.

Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский К. П.— Квантовая электродинамика.— М.: Наука, 1980.

- Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В.* Квантовые поля.— М.: Наука, 1980.
Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей.— М.: Наука, 1984.
- Бёрген Дж., Дрелл С. Д.* Релятивистская квантовая теория.— Т. I, II: Пер. с англ.— М.: Наука, 1978.
- Ициксон К., Зюбер Ж. Б.* Квантовая теория поля.— Т. I, II: Пер. с англ.— М.: Мир, 1984.
- Новожилов Ю. В.* Введение в теорию элементарных частиц.— М.: Наука 1972.
- Славнов А. А., Фаддеев Л. Д.* Введение в квантовую теорию калибровочных полей.— М.: Наука, 1988.
- Рамон П.* Теория поля. Современный вводный курс: Пер. с англ.— М.: Мир, 1984.
- Фейнман Р.* Теория фундаментальных процессов: Пер. с англ.— М.: Наука, 1978.
- Фейнман Р.* Квантовая электродинамика: Пер. с англ.— М.: Наука, 1964.
- Швингер Ю.* Частицы. Источники. Поля.— М.: Мир.— Т. I, 1973; Т. II, 1976.
- Lee T. D.* Particle Physics and Introduction to Field Theory.— Harwood Academic Publishers, 1981.
- Polyakov A. M.* Gauge Fields and Strings.— Harwood Academic Publishers, 1987.

Монографии по различным вопросам физики элементарных частиц

- Белокуров В. В., Ширков Д. В.* Теория взаимодействия частиц.— М.: Наука, 1986.
- Богуш А. А.* Введение в полевую теорию элементарных частиц.— Минск: Наука и техника, 1981.
- Волошин М. Б., Тер-Мартirosян К. А.* Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
- Гольданский В. И., Никитин Ю. П., Розенталь И. Л.* Кинематические методы в физике высоких энергий.— М.: Наука, 1987.
- Ермолов П. Ф.* Лептонные взаимодействия при высоких энергиях.— М.: Изд-во МГУ, 1987.
- Иоффе Б. Л., Липатов Л. Н., Хозе В. А.* Глубоконеупругие процессы. Феноменология. Кварк-партоновая модель.— М.: Энергоатомиздат, 1983.
- Огава С., Савада С., Накагава М.* Составные модели элементарных частиц: Пер. с яп.— М.: Мир, 1983.
- Окунь Л. Б.* Физика элементарных частиц.— М.: Наука, 1988.
- Пилькун Х.* Физика релятивистских частиц: Пер. с англ.— М.: Мир, 1983.
- Райдер Л.* Элементарные частицы и симметрия: Пер. с англ.— М.: Наука, 1983.

- Хелзен Ф., Мартин А.* Кварки и лептоны: Пер. с англ.— М.: Мир, 1987.
- Клауз Ф.* Кварки и партоны: введение в теорию: Пер. с англ.— М.: Мир, 1982.
- Sakurai J. J.* Invariance Principles and Elementary Particles.— Princeton University Press, 1964.
- Gottfried K., Weisskopf V.* Concepts of Particle Physics.— Oxford University press.— V. I, 1984; V. II, 1986.
- Perkins D.* Introduction to High Energy Physics.— Addison-Wesley, 1982.
- Quigg C.* Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions.— Benjamin/Cummings, 1983.
- Cheng T.-P., Li L.-F.* Gauge Theory of Elementary Particle Physics.— Oxford University Press, 1984.

Книги и статьи по теории групп

- Березин Ф. А.* Полупростые группы Ли и их линейные представления // Элементарные частицы. Восьмая школа физики ИТЭФ.— Вып. 2.— М. Энергоиздат, 1981.— С. 64.
- Барут А., Рончча Р.* Теория представлений групп и ее приложения.— Т. I, II: Пер. с англ.— М.: Мир, 1980.
- Гюрши Ф.* Введение в теорию групп. // Теория групп и элементарные частицы: Пер. с англ. / Под ред. Д. Д. Иваненко.— М.: Мир, 1967.
- Желобенко Д. П.* Лекции по теории групп.— М.: Дубна. Изд-е ОИЯИ, 1965.
- Желобенко Д. П., Штерн А. И.* Представления групп Ли.— М.: Наука, 1983.
- Любарский Г. Я.* Теория групп и физика.— М.: Наука, 1986.
- Май Вэй К.* Группы симметрии в физике // УФН.— 1967.— Т. 91.— С. 121.
- Behrends R. E., Dreitlein J., Fronsdal C., Lee W.* Simple Groups and Strong Interaction Symmetries // Rev. Mod. Phys.— 1962—V. 34.— P. 5.
- Georgi H.* Lie Algebras in Particle Physics. From Isospin to Unified Theories.— The Benjamin/Cummings Publ. Co., 1982.
- Gourdin M.* Basics of Lie Groups.— Editions Frontieres, 1982.
- Racah S.* Group Theory and Spectroscopy. Preprint of Lectures Delivered at the Institute of Advanced Study, Princeton in Spring 1951.— Preprint/CERN.— Geneva, 6 March 1961.— № 61—8.
- Salam A.* The Formalism of Lie Groups // Полупростые группы и систематика элементарных частиц.— М.: Дубна. Изд-е ОИЯИ Р—1944, 1965.— Т. I.— С. 51.

Основные конференции 1960—1988 гг.

При изучении того, что происходило в физике высоких энергий за три последних десятилетия, незаменимы рапортерские доклады, содержащиеся в трудах регулярных международных конференций.

Рочестерские конференции по физике высоких энергий. Первые 7 конференций прошли в Рочестерском университете; последующие: Женева—1958 (VIII), Киев—1959 (IX), Рочестер—1960 (X), Женева—1962 (XI), Дубна—1964 (XII), Беркли—1966 (XIII), Вена—1968 (XIV), Киев—1970 (XV), Батавия—1972 (XVI), Лондон—1974 (XVII), Тбилиси—1976 (XVIII), Токио—1978 (XIX), Медисон—1980 (XX), Париж—1982 (XXI), Лейпциг—1984 (XXII), Беркли—1986 (XXIII), Мюнхен—1988 (XXIV).

Европейские конференции по физике элементарных частиц. Экс-ан-Прованс—1961, Сиенна—1963, Оксфорд—1965, Гейдельберг—1967, Лунд—1969, Амстердам—1971, Экс-ан-Прованс—1973, Палермо—1975, Будапешт—1977, Женева—1979, Лиссабон—1981, Брайтон—1983, Бари—1985, Уппсала—1987, Мадрид—1989.

Конференции «Нейтрино»—19. . . Москва—1968, Кортена—1970, Балатонфюред—1972, Филадельфия—1974, Балатонфюред—1975, Аахен—1976, Долина Баксана—1977, Вест Лафайетт—1978, Берген—1979, Эриче—1980, Голлоду—1981, Будапешт—1982, Дортмунд—1984, Сендай—1986, Бостон—1988, ЦЕРН—1990.

Конференции «Фотоны и лептоны». Кембридж—1963, Гамбург—1965, Стенфорд—1967, Дэрсбери—1969, Корнуэлл—1971, Бонн—1973, Стенфорд—1975, Гамбург—1977, Батавия—1979, Бонн—1981, Итака—1983, Киото—1985, Гамбург—1987, Стенфорд—1989.

Оригинальные и обзорные доклады по широкому кругу вопросов физики слабого взаимодействия содержатся в трудах конференций:

Flavor Mixing in Weak Interactions / Ed. by Ling-Lie Chau.—Plenum Press, 1984.

Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei / Ed. by H. V. Klapdor.—Springer-Verlag, 1986.

2. Из истории физики элементарных частиц

Список оригинальных работ (1896—1964 гг.)

Ниже перечислены некоторые из работ, сыгравших особо важную роль в установлении современной картины физики элементарных частиц:

Becquerel A. // Compt. Rend.—1896.—V. 122.—P. 501, 509.
Открытие радиоактивности солей урана (β -лучей тория).

Rutherford E. // Phil. Mag.—1911.—Ser. 6.—V. 21.—
Открытие атомного ядра.

Chadwick J. // Nature.—1932.—V. 129.—P. 321.
Открытие нейтрона.

Anderson C. D. // Science.—1932.—V. 76.—P. 238.
Открытие позитрона.

Pauli W. // Noyaux Atomiques (VII Conseil de Physique Solvay 1933)—Paris, 1934.—P. 324.
Гипотеза о существовании нейтрино.

Fermi E. // Zeitschrift f. Physik.—1934.—V. 88.—161.
Теория β -распада (векторный вариант).

Anderson C. D., Neddermeyer S. H. // Phys. Rev.—1937.—V. 51.—P. 894.
Открытие «тяжелого электрона» (мюона).

Lattes C. M. J., Muirhead H., Occhialini J. P. S., Powell C. F. // Nature.—1947.—V. 159. P. 694.
Открытие заряженных пионов.

Rochester J. D., Butler C. C. // Nature.—1947.—V. 160.—P. 855.
Первое наблюдение «вилок» от распадов нейтральных странных частиц.

Yang C. N., Mills R. L. // Phys. Rev.—1954.—V. 96.—P. 191.
Сформулирована неабелева калибровочная теория.

Klein O. On the Theory of Charged Fields// New Theories in Physics.—Warsaw, 1938.—P. 66.

Первая калибровочная неабелева теория слабых процессов с тремя векторными промежуточными бозонами и изотопическими дублетами p , n и ν , e . Была предложена накануне второй мировой войны О. Клейном на конференции в Варшаве, но прошла незамеченной. Об этом докладе О. Клейна вспомнили лишь в 1980 г.

Lee T. D., Yang C. N. // Phys. Rev.—1956.—V. 104.—P. 254.
Сформулирован вопрос о несохранении четности в слабых взаимодействиях.

Ambler E., Hayward R. W., Hoppes D. D., Hudson R. R., Wu C. S. // Phys. Rev.—1957.—V. 105.—P. 1413.

Открыта P -нечетная угловая асимметрия электронов при распаде поляризованных ядер ^{60}Co .

Garwin R. L., Lederman L. M., Weinrich M. // Phys. Rev.—1957.—V. 105.—P. 1415.

Friedman J. J., Telegdi V. L. // Phys. Rev.—1957.—V. 105.—P. 1681.
Открытие поляризации мюонов и асимметрии электронов в распадах.

Feynman R. P., Gell-Mann M. // Phys. Rev.—1958.—V. 109.—P. 193.
Marshak R. E., Sudarshan E. C. G. // Phys. Rev.—1958.—V. 109.—P. 1860.

Sakurai J. J. // Nuovo Cimento.—1958.—V. 7.—P. 649.
 $V-A$ -теория слабого взаимодействия.

Danby G., Gaillard J. M., Goulianos K., Lederman L. M., Mistry N., Schwartz M., Steinberger J. // Phys. Rev. Lett.—1962.—V. 9.—P. 36.

Наблюдение нейтринных реакций при высоких энергиях и открытие мюонного нейтрино.

Gell-Mann M. // Phys. Lett.—1964.—V. 8.—P. 214.
Zweig G. Preprints / CERN.—Geneva, 1964. № 401, 412.

Предложена кварковая модель адронов.

Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L., Turlay R. // Phys. Rev. Lett.—1964.—V. 13.—P. 138.

Открытие распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, нарушающего CP -инвариантность.

Книги по истории физики элементарных частиц

International Colloquium on the History of Particle Physics 21—23 Juille 1982, Paris (France). Les editions de physique.
Труды международной конференции, посвященной истории физики элементарных частиц с 1930-х до 1950-х гг.

Pais A. Inward Bound. Of Matter and Forces in the Physical World.—Oxford: Clarendon Press, 1986.

Фундаментальный исторический обзор физики элементарных частиц от открытия X -лучей до открытия Z -бозонов. (Слова Inward Bound характеризуют обычно линии городского транспорта, направленные к центру.)

Crease R. P., Mann C. C. The Second Creation. Makers of the Revolution in Twentieth-century Physics. Macmillan Publishing Co.—1986.

Научковед и журналист на основе 125 интервью представили яркие портреты физиков, сделавших основные открытия в физике элементарных частиц, и описали сами эти открытия.

Fifty Years of Weak-Interaction Physics.—Bologna: Italian Physical Soc., 1984.

Сборник содержит исторические обзоры и репринты основных работ итальянских физиков по физике слабого взаимодействия.

The Development of Weak Interaction Theory / Ed. R. K. Kabir.—N. Y.; London: Gordon and Breach, 1963.

Сборник репринтов 39 избранных работ по теории слабого взаимодействия с 1934 г. по 1961 г.

Ахиезер А. И., Рекало М. П. Элементарные частицы.—М.: Наука, 1986. Популярно-исторический очерк; справочного аппарата книга не имеет.

Окунь Л. Б. Введение в калибровочные теории.—М.: Изд-во МИФИ, 1984.

В приложении к пяти лекциям приведены целиком или в избранных отрывках репринты статей В. А. Фока, Ф. Лондона, О. Клейна и Г. Вейля по калибровочным теориям, опубликованные в 1919—1938 гг. На английском языке лекции (с приложением) вышли в виде репринта (ITEP-43, Moscow 1984), в трудах школы ЦЕРН—ОИЯИ (1983 JINR—CERN School of Physics. Tabor 5—18 June 1983. Dubna, 1984.—V. II.—P. 3) и были перепечатаны в виде отдельного выпуска в журнале: Surveys in High Energy Physics.—1986.—V. 5, № 3.

3. Слабые распады лептонов и адронов

Распад мюона

Michel L. // Proc. Phys. Soc.—1950.—V. A63.—P. 154; 1371.
Расчет спектра электронов в распаде мюона.

Вайсенберг А. О. Мю-мезон. // М.: Наука, 1964.
Фейнберг Дж., Ледерман Л. М. Мюон и мюонное нейтрино. // Нейтрино: Пер. с англ.—М.: Наука, 1970.
Рассмотрены наиболее важные экспериментальные данные о мюонах.

Berman S. M., Sirlin A. // Ann. Phys. (N. Y.).—1962.—V. 20. P. 20.
Sirlin A. // Rev. Mod. Phys.—1978.—V. 50. P. 573.
Радиационные поправки к распаду мюона.

Fetscher W., Gerber H. J., Johnson K. F. // Phys. Lett.—1986.—V. 173B.—P. 102.

Одно из последних фитирований всех данных по распаду мюона и реакции $\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_e$ с помощью наиболее общей амплитуды с десятью комплексными константами подтверждает V—A-вариант и дает ограничения на вклад других вариантов.

Carr J. et al. // Phys. Rev. Lett.—1983.—V. 51.—P. 627.
Точное измерение спектра позитронов при распаде поляризованных мюонов вблизи верхней границы спектра, когда спин мюона и импульс позитрона направлены в противоположные стороны.

Armenise N. et al. // Phys. Lett.—1979.—V. 84B.—P. 137.
Jonker M. et al. // Phys. Lett.—1980.—V. 93B.—P. 203.
Bergsma F. et al. // Phys. Lett.—1983.—V. 122B.—P. 465.

Измерение сечения реакции $\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_e$.

Bardin D. Yu., Dokuchaeva V. A. // Nucl. Phys.—1987.—V. B287.—P. 839.
Расчет радиационных поправок к реакции $\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_e$.

Лептонные распады с сохранением странности

Герштейн С. С., Зельдович Я. Б. // ЖЭТФ.—1955.—Т. 29.—С. 698*
Feynman R. P., Gell-Mann M. // Phys. Rev.—1958.—V. 109.—P. 193*
Сохранение векторного тока, кеперенормируемость векторной константы и предсказание вероятности распада π_{e3} .

Gell-Mann M. // Phys. Rev.—1958.—V. III.—P. 362.
Слабый магнетизм.

Nambu Y. // Phys. Rev. Lett.—1960.—V. 4.—P. 380.
Nambu Y., Jona-Lasinio G. // Phys. Rev.—1961.—V. 122.—P. 345.
Вакс В. Г., Ларкин А. И. // ЖЭТФ.—1961.—Т. 40.—С. 282.
Goldstone J. // Nuovo Cimento.—1961.—V. 19.—P. 154.
Спонтанное нарушение киральной симметрии и безмассовые бозоны.

Goldberger M. L., Treiman S. B. // Phys. Rev.—1958.—V. 110.—P. 1178; V. III.—P. 354.

Чжоу Гуан-Чжао. // ЖЭТФ.—1960.—Т. 39.—С. 703.
Эффективный псевдоскаляр и дисперсионные соотношения.

Gell-Mann M., Levy M. // Nuovo Cimento.—1960.—V. 16.—P. 705.
Гипотеза о частичном сохранении аксиального тока.

Описание развития теории мягких пионов и частичного сохранения аксиального тока см. в обзоре:
Вайнштейн А. И., Захаров В. И. // УФН.—1970.—Т. 100.—С. 225;
и в книгах:

Адлер С., Дашен Р. Алгебры токов и их применение в физике частиц: Пер. с англ.—М.: Мир, 1970.
Бернштейн Дж. Элементарные частицы и их токи: Пер. с англ.—М.: Мир, 1970.
Трейман С., Джекив Р., Гросс Д. Лекции по алгебре токов: Пер. с англ.—М.: Атомиздат, 1977.

Лептонные распады с изменением странности

Gell-Mann M. // Proc. Rochester Conf.—1956.—Part VIII.—P. 25.
На основе предположения, что слабые распады сильнодействующих частиц обусловлены токами np и Δp , предложены правила отбора $|\Delta S|=1$ и $\Delta T=1/2$ для полулептонных распадов странных частиц.

Sakata S. // Progr. Theor. Phys.—1956.—V. 16.—P. 686.
Предложена составная модель, в которой π -мезоны, K -мезоны, Σ - и Ξ -гипероны представлены состоящими из протона, нейтрона и Λ -гиперона.

Окунь Л. Б. // ЖЭТФ.—1958.—Т. 34.—С. 469.
Okun L. B. // International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles e 43° Congresso Nazionale di Fisica. Comunicazioni. Padova—Venezia, 22—28 Settembre 1957.—Padova: Ciclografia Borghero, 1957. P. V—55.
Предложено обобщение составной модели Сакаты, согласно которому все адроны, включая физические протон, нейтрон и Λ -гиперон, построены из трех фундаментальных «сакатонов» с квантовыми числами ρ , n и Λ . На этой основе предсказано существование нонета псевдоскалярных мезонов, свойства двух его недостающих компонент (η - и η' -мезонов) и сформулированы правила отбора для полулептонных распадов странных частиц: $|\Delta S|=1$, $\Delta Q=\Delta S$, $\Delta T=1/2$. Для полулептонных распадов с $\Delta S=0$ сформулировано

правило $\Delta T=0,1$, а в дальнейшем (Okun L. B. // Proc. VIII Rochester Conf.—1958.—CERN.—P. 223) доказано, что сохранение нестранный векторного тока, постулированное ранее С. С. Герштейном, Я. Б. Зельдовичем, Р. Фейнманом и М. Гелл-Манном, должно обязательно иметь место в рамках предложенной составной модели.

Cabibbo N. // Phys. Rev. Lett.—1963.—V. 10.—P. 531.

Единое описание лептонных распадов мезонов и барионов на основе $SU(3)$ -симметрии с помощью одного параметра—угла θ_c . См. также:

Gell-Mann M., Levy M. // Nuovo Cimento.—1960.—V. 16. P. 705.

Gell-Mann M. // Phys. Rev.—1962.—V. 125.—P. 1067.

Введена суперпозиция токов $\bar{p}n \cos \theta + \bar{p}\Lambda \sin \theta$ и сформулирована идея модифицированной универсальности слабого взаимодействия.

Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. // ЖЭТФ.—1962.—Т. 42.—С. 1400.

На основе $SU(3)$ -симметрии сильного взаимодействия и сравнения вероятностей распадов $\pi_{\mu 2}$, $\pi_{e 3}$, $K_{\mu 2}$, $K_{\mu 3}$ показано равенство констант векторного и аксиального токов с изменением странности.

Ademollo M., Gatto R. // Phys. Rev. Lett.—1964.—V. 13.—P. 264.

Теорема о равенстве нулю поправок первого порядка по нарушению $SU(3)$ -симметрии к векторным вершинам.

Различные вопросы, связанные с $SU(3)$ -симметрией, см. в книге:

Gell-Mann M., Ne'eman Y. The Eightfold Way.—N. Y.; Amsterdam: W. A. Benjamin, Inc., 1964.

Callan C. C., Treiman S. B. // Phys. Rev. Lett.—1966.—V. 16.—P. 153
Соотношения между амплитудами K_{12^-} , K_{13^-} и K_{14^-} -распадов.

Chounet L. M., Gaillard J. M., Gaillard M. K. // Phys. Rep.—1972.—V. 4C.—P. 199.

Обзор лептонных распадов мезонов и гиперонов.

Tanenbaum W. et al. // Phys. Rev. Lett.—1977.—V. 33.—P. 175.

Decamp D. et al. // Phys. Lett.—1977.—V. 66B.—P. 295.

Эксперименты по определению $|g_A/g_V|$ для распада $\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$.

Hsuehs S. Y. et al. // Phys. Rev. Lett.—1985.—V. 54.—P. 2399.

Измерен коэффициент асимметрии α_e вылета электронов при распаде поляризованных Σ^- -гиперонов. Он находится в согласии с предсказаниями, основанными на $SU(3)$ -симметрии (схеме Кабиббо). Тем самым устранено последнее серьезное расхождение между теорией и экспериментальными данными по лептонным распадам гиперонов.

Нелептонные распады странных частиц

Gell-Mann M., Pais A. Proc. Glasgow Conf., 1954.—London: Pergamon Press, 1955.—P. 342.

Выдвинута гипотеза о существовании правила $\Delta T=1/2$.

Lee B. W. // Phys. Rev. Lett.—1964.—V. 12.—P. 83.

Sugawara H. // Progr. Theor. Phys.—1964.—V. 31.—P. 231.

Gell-Mann M. // Phys. Rev. Lett.—1964.—V. 12.—P. 155.

Выдвинута гипотеза октетного усиления амплитуд нелептонных распадов с изменением странности. Получено соотношение Ли—Сугавары.

Ellias P. K., Taylor C. // Nuovo Cimento.—1966.—V. 44.—P. 518.

Hara Y., Nambu Y. // Phys. Rev. Lett.—1966.—V. 16.—P. 875.

Suzuki M. // Phys. Rev.—1966.—V. 144.—P. 1154.

Долгов А. Д., Захаров В. И. // Ядерная физика. 1968.—Т. 7.—С. 352.
Связь между амплитудами распадов $K \rightarrow 2\pi$ и $K \rightarrow 3\pi$ на основе техники мягких пионов. В последней работе показано, что в наклонных спектрах пионов в распадах $K \rightarrow 3\pi$ должно иметь место сильное ($\sim 50\%$) нарушение правила $\Delta T=1/2$.

Devlin T. J., Dickey J. O. // Rev. Mod. Phys.—1979.—V. 51.—P. 237.
Обзор экспериментальных и теоретических результатов, относящихся к распадам $K \rightarrow 2\pi$ и $K \rightarrow 3\pi$.

Sugawara H. // Phys. Rev. Lett.—1965.—V. 15.—P. 870.

Suzuki M. // Phys. Rev. Lett.—1965.—V. 15.—P. 986.

Hara Y., Nambu Y., Schechter T. // Phys. Rev. Lett.—1966.—V. 16.—P. 380.

Badier S., Bouchiat C. // Phys. Lett.—1966.—V. 20.—P. 259.

Применение техники мягких пионов к нелептонным распадам гиперонов.

Schwinger J. // Phys. Rev. Lett.—1964.—V. 12.—P. 630.

Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. // Ядерная физика.—1965.—Т. 1.—С. 1134.

Феноменологические оценки матричных элементов распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ и $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, полученные путем перемножения адронных амплитуд, взятых из полуплептонных распадов K_{13} , $\pi_{\mu 2}$ и $\Lambda \rightarrow p e \bar{\nu}$.

Wilson K. // Phys. Rev.—1969.—V. 179.—P. 1499.

Операторное разложение и его применение к правилу $\Delta T=1/2$.

Gaillard M. K., Lee B. W. // Phys. Rev. Lett.—1974.—V. 33.—P. 108.

Altarelli G., Maiani L. // Phys. Lett.—1974.—V. 52B.—P. 351.

Показано, что жесткие виртуальные глюоны усиливают амплитуду с $\Delta T=1/2$ и ослабляют амплитуду с $\Delta T=3/2$.

Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А. // ЖЭТФ.—1977.—Т. 72.—С. 1275.

Глюонно-монопольный механизм нелептонных распадов, удовлетворяющий правилу $\Delta T=1/2$; полный эффективный лагранжиан.

Finjord J. // Phys. Lett.—1978.—V. 76B.—P. 116.

Сопоставление предсказаний глюонно-монопольного механизма с экспериментальными данными по распаду Ω -гиперона.

Finjord J., Gaillard M. K. // Phys. Rev. D.—1980.—V. 22.—P. 778.
Расчеты нелептонных и лептонных распадов гиперонов.

Donoghue J., Golowich E., Ponce W., Holstein B. // Phys. Rev. D.—1980.—V. 21.—P. 186.

Анализ нелептонных распадов π правило $\Delta T=1/2$.

Maiani L., Martinelli G., Rossi G., Testa M. // Nucl. Phys.—1987.—V. B289.—P. 505.

Детальное обсуждение проблем, возникающих при попытках конструирования нелептонного октетного гамильтониана с $\Delta S=\pm 1$ в КХД на решетке.

Donoghue J. F., Golowich E., Holstein B. // Phys. Rep.—1985.—V. C131.—P. 319.

Обзор расчетов матричных элементов нелептонных переходов с изменением странности.

Нарушение четности в ядерных силах

Abov Yu. G., Krupchitsky P. A., Oratovsky Yu. A. // Phys. Lett.—1964.— V. 12.— P. 25.

Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А., Оратовский Ю. А. // Ядерная физика.— 1965.— Т. 1.— С. 479.

Открытие *P*-нечетной корреляции импульса γ -кванта со спином нейтрона в реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$.

Лобашов В. М., Назаренко В. А., Саенко Л. Ф., Смотрицкий Л. М., Харкевич Г. И. // Письма в ЖЭТФ.—1966.— Т. 3.— С. 268.

Открытие *P*-нечетной циркулярной поляризации γ -квантов в распаде ядра ^{181}Ta .

Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А. // УФН.—1976.— Т. 118.— С. 141.
Обзор экспериментов по исследованию *P*-нечетных ядерных сил.

Lobashov V. M. et al. // Nucl. Phys.—1972.— V. A197.— P. 241.
Измерение циркулярной поляризации фотонов в реакции $np \rightarrow d\gamma$. Теоретическое обсуждение этого эффекта см. в статье:

Данилов Г. С. // УФН.—1980.— Т. 131.— С. 329.

Данилян Г. В. и др. // Ядерная физика.—1978.— Т. 27.— С. 42.

Данилян Г. В. // УФН.—1980.— Т. 131.— С. 329.
Несохранение четности в делении.

Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро: Пер. с англ.— М.: Мир, 1976.

Desplanques B. // Nucl. Phys.—1980.— V. A335.— P. 147.
Ядерные силы, не сохраняющие четность. Обзор.

Алфименко В. П. // УФН.—1984.— Т. 144.— С. 361.

Сушков О. И., Фламбаум В. В. // УФН.—1982.— Т. 136.— С. 3.
Нарушение четности во взаимодействии нейтронов с ядрами.

Нейтральные *K*-мезоны

Gell-Mann M., Pais A. // Phys. Rev.—1955.— V. 97.— P. 1387.

Введено представление о K_1^0 и K_2^0 как о зарядово-четной и зарядово-нечетной суперпозициях состояний K^0 и \bar{K}^0 .

Pais A., Piccioni O. // Phys. Rev.—1955.— V. 100.— P. 1487.

Теоретическое предсказание осцилляций в пучке нейтральных *K*-мезонов и эффекта регенерации.

Lande K., Booth E. T., Impeduglia J., Lederman L. M., Chinowsky W. // Phys. Rev.—1956.— V. 103.— P. 1901.

Наблюдение долгоживущих нейтральных *K*-мезонов.

Иоффе Б. Л., Окунь Л. Б., Рудик А. П. // ЖЭТФ.—1957.— Т. 32.— С. 396.

Ландау Л. Д. // ЖЭТФ.—1957.— Т. 32.— С. 405.

Lee T. D., Yang C. N., Oehme R. // Phys. Rev. 1957.— V. 106.— С. 340.

Анализ вопроса о K_1^0 и K_2^0 с учетом несохранения *C*- и *P*-четностей; K_1^0 и K_2^0 рассматриваются как состояния с $CP=+1$ и $CP=-1$ соответственно.

Окунь Л. Б., Понтекорво Б. // ЖЭТФ.—1957.— Т. 32.— С. 1587.

Малая разность масс $K_1^0-K_2^0$ означает отсутствие переходов с $|\Delta S|=2$.

Окин Л. В. // Proceedings of 1960 Annual International Conf. on High Energy Phys. at Rochester.— University of Rochester, 1960.— P. 743.

Из малой разности масс K_1^0 и K_2^0 -мезонов получена величина обрезания порядка 1 ГэВ для петли второго порядка теории возмущений по слабому взаимодействию.

Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. // ЖЭТФ.—1960.— Т. 39.— С. 605.

Обсуждение возможных экспериментов для выяснения вопроса о том, что тяжелее: K_1^0 или K_2^0 .

Good M. L. // Phys. Rev.—1957.— V. 106.— P. 591; 1958.— V. 110.— P. 550.
Описание осцилляций K^0 -мезонов в среде.

Muller F. et al. // Phys. Rev. Lett.—1960.— V. 4.— P. 418.

Первое измерение разности масс $K_1^0-K_2^0$.

Geweniger C. et al. // Phys. Lett.—1974.— V. 52B.— P. 108.

Одно из наиболее точных измерений Δm_{LS} .

Day T. // Phys. Rev.—1961.— V. 121.— P. 1204.

Квантовомеханическая редукция пакета на больших расстояниях на примере пары $K^0\bar{K}^0$. См. также:

Einstein A., Podolsky B., Rosen N. // Phys. Rev. 1935.— V. 47.— P. 777.
(Русский перевод в книге: *Эйнштейн А.* Собрание научных трудов.— Наука, 1966.— Т. III.— С. 604.)

Feinberg G. // Phys. Rev.—1958.— V. 109.— P. 1381.

Зельдович Я. Б. // ЖЭТФ.—1959.— Т. 36.— С. 1381.

Теория регенерации $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ на электронах.

Molzon W. R. et al. // Phys. Rev. Lett.—1978.— V. 41.— P. 1213.

Экспериментальное наблюдение регенерации $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ на электронах.

Нарушение *CP*-инвариантности

Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L., Turlay R. // Phys. Rev. Lett.—1964.— V. 13.— P. 138.

Открытие распада $KL^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Christenson J. D. et al. // Phys. Rev. Lett.—1979.— V. 43.— P. 1212.
Измерение η_{00} и η_{+-} .

Граверт Г., Людерс Г., Рольник Г. // УФН.—1960.— Т. 71.— С. 289.
Теорема *CPT* и ее применение. Обзор.

Паули В. Принцип запрета, группа Лоренца, отражение пространства, времени и заряда (*CPT*-теорема) // Нильс Бор и развитие современной физики: Пер. с англ. / Под ред. В. Паули.— М.: ИЛ, 1958.— С. 46.

Wolfenstein L. // Phys. Rev. Lett.—1964.— V. 13.— P. 562.
Модель сверхслабого нарушения *CP*-инвариантности.

Burkhardt H. et al. // Phys. Lett.—1988.— V. 206B.— P. 169.

Прецизионное измерение отношения ϵ'/ϵ дало первое указание на отклонение от модели сверхслабого нарушения *CP*-инвариантности: $\epsilon'/\epsilon=(3,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$.

Wu T. T., Yang C. N. // Phys. Rev. Lett.—1964.— V. 13.— P. 380.

Bell J. S., Steinberger J. // Proc. Int. Conf. on Elementary Particles.— Oxford, 1965.— Chilton: Rutherford High Energy Lab., 1966.— P. 193.
Феноменологический анализ нарушения *CP*-инвариантности в распадах K^0 -мезонов.

Обзоры:

Доклады, прочитанные на Международном семинаре по нарушению CP -инвариантности. Москва, январь 1968 // УФН.— 1968.— Т. 95, № 3, 4.

Okun L. B., Rubbia C. // Proc. Heidelberg Intern. Conf. on Elementary Particles. / Ed. H. Filtuth.— Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1968.— P. 299.

Kleinknecht K. // Proc. of 17-th International Conf. on High Energy Physics, London, 1974.— Chilton: Rutherford High Energy Lab., 1974.— P. 3—23.

Cronin J. W. // Rev. Mod. Phys.— 1981.— V. 53.— P. 373.

Wolfenstein L. // Ann. Rev. Nucl. Sci.— 1986.— V. 36.— P. 137.

Barmin V. V. et al. // Nucl. Phys.— 1984.— V. B247.— P. 293.

Вывод о том, что ненулевая разность фаз параметров η_{+-} и η_{00} означает нарушение CPT -инвариантности. Дополнительные соображения о проверке CPT -инвариантности и дополнительные ссылки см. в монографии:

Sachs R. G. The Physics of Time Reversal.— Chicago University Press, 1987.

Верхняя граница для дипольного момента нейтрона:

Dress W. et al. // Phys. Rev.— 1977.— V. D15.— P. 9.

$d_n < e \cdot 3 \cdot 10^{-24}$ см.

Алтарев И. С. и др. // Письма в ЖЭТФ.— 1979.— Т. 29.— С. 794.

$d_n < e \cdot 1,6 \cdot 10^{-24}$ см.

Алтарев И. С. и др. // Письма в ЖЭТФ.— 1986.— Т. 44.— С. 360.

$d_n < e \cdot 2,6 \cdot 10^{-25}$ см. (Уровень достоверности 95 %.)

Lamoreaux S. K., Jacobs J. P., Heckel B., Raab F. J., Fortson E. N. // Phys. Rev. Lett.— 1987.— V. 59.— P. 2275.

$d(^{199}\text{Hg}) = e \cdot (0,7 \pm 1,5) \cdot 10^{-26}$ см.

Хриплович И. Б. // УФН.— 1988.— Т. 158.— С. 80.

Экспериментальные поиски дипольных моментов атомных ядер и их интерпретация. Обзор.

Шабалин Е. П. // Ядерная физика.— 1977.— Т. 28.— С. 151.

Ellis J., Gaillard M. K. // Nucl. Phys.— 1979.— V. B150.— P. 141.

Оценки дипольного момента нейтрона в модели шести кварков.

Шабалин Е. П. // Ядерная физика.— 1980.— Т. 32.— С. 443.

Оценки дипольного момента нейтрона в модели шести кварков с учетом хиггсовских бозонов и сильного взаимодействия.

Нарушение CP -инвариантности в модели шести кварков (см. раздел «Свойства b - и t -кварков»).

CP -нечетный гравитационный момент протона:

Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. // ЖЭТФ.— 1962.— Т. 43.— С. 1904.

Leitner J., Okubo S. // Phys. Rev.— 1964.— V. 136B.— P. 1542.

Васильев Б. В. // Письма в ЖЭТФ.— 1969.— Т. 9.— С. 299.

Lee T. D. // Phys. Rev.— 1973.— V. D8.— P. 1266.

Lee T. D. // Phys. Rep.— 1974.— V. 9.— P. 143.

Модель спонтанного нарушения CP -симметрии.

Weinberg S. // Phys. Rev. Lett.— 1976.— V. 37.— P. 657.

Anselm A. A., Dyakonov D. I. // Nucl. Phys.— 1978.— V. B145.— P. 271.

Нарушение CP в модели с двумя дублетами хиггсовских бозонов и двумя дублетами кварков.

Ансельм А. А., Уральцев Н. Г. // Ядерная физика.— 1979.— Т. 30.— С. 465. Спонтанное нарушение CP -инвариантности в модели с тремя дублетами кварков и несколькими мультиплетными хиггсовскими полями.

Senjanovic G. // Proc. of the XX-th International Conf. on High Energy Physics, Madison, July 1980.

Обзор теорий мягкого (спонтанного) нарушения CP -инвариантности.

Liu J., Wolfenstein L. // Nucl. Phys.— 1987.— V. B289.— P. 1.

В модели двух хиггсовских дублетов дано совместное обсуждение трех механизмов нарушения CP : во взаимодействии нейтрального хиггсова бозона, меняющего странность, во взаимодействии заряженных хиггсовских бозонов и во взаимодействии W -бозонов.

Высоцкий М. И. // Ядерная физика.— 1980.— Т. 31.— С. 1535.

Guberina B., Peccei R. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B163. P. 289.

Gilman F. G., Wise M. B. // Phys. Lett.— 1980.— V. 93B.— P. 129.

Переход $K^0 - \bar{K}^0$ в модели шести кварков с учетом глюонных поправок.

Eichten E., Lane K., Preskill J. // Phys. Rev. Lett.— 1980.— V. 45.— P. 225.

Нарушение CP -инвариантности в моделях без элементарных скалярных полей.

Bander M., Silverman D., Soni A. // Phys. Rev. Lett.— 1980.— V. 43.— P. 242.

Житницкий А. Р. // Ядерная физика.— 1980.— Т. 32.— С. 434.

Анализ возможных CP -нечетных эффектов в распадах тяжелых частиц.

Baluni V. // Phys. Rev.— 1979.— V. D19.— P. 2227.

Crewther R., Di Vecchia P., Veneziano G., Witten E. // Phys. Lett.— 1979.— V. 88B.— P. 123.

Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B166.— P. 493.

P - и T -неинвариантные эффекты, обусловленные так называемым θ -членом в лагранжиане квантовой хромодинамики.

Cheng H.-Y. // Phys. Rep.— 1988.— V. 158.— P. 1.

Обзор проблемы возможного нарушения CP в $K\bar{K}$ Д, обусловленного так называемым θ -членом. Подробно обсуждается механизм восстановления CP -симметрии аксионными и другими механизмами.

Wolfenstein L. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.— 1986.— V. 36.— P. 137.

Crimus W. // Fortschritte der Physik.— 1988.— V. 36.— P. 20.

Обзоры CP -нарушения в минимальной стандартной модели и ее обобщениях: суперсимметричном, лево-право-симметричном, с несколькими хиггсами и с калибровочной горизонтальной симметрией.

Chau L. L. // Phys. Rep.— 1983.— V. C95.— P. 62.

Уральцев Н. Г., Хозе В. А. // УФН.— 1985.— Т. 146.— С. 507.

Обзоры по проблеме нарушения CP -инвариантности.

Donoghue J. F. et al. // Phys. Lett.— 1986.— V. 178B.— P. 319.

Предложение измерять CP -неинвариантные эффекты, сравнивая распады гиперонов и антигиперонов в реакции $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$.

Очарованный кварк до открытия J/ψ -мезона

Замечание о том, что симметрия между лептонами и кварками требует существования четвертого кварка, было сделано в статье, в которой введены три кварка:

Gell-Mann M. // Phys. Lett.— 1964.— V. 8.— P. 214.

Вслед за этим модель четырех кварков обсуждали:

Hara Y. // Phys. Rev.— 1964.— V. B134.— P. 701.

Amati D., Vacry H., Nuyts J., Prentki J. // Phys. Lett.— V. 11.— P. 190.

Термин «чарм» был введен в работе:

Bjorken J. D., Glashow S. L. // Phys. Lett.—V. 11.—P. 255.

Классификация $SU(4)$ -мультиплетов мезонов и барионов:

Владимирский В. В.—Препринты/ИТЭФ.—М. 1964, № 262 и 299; 1965, № 353.

Предложение искать очарованные («суперзаряженные») частицы по мультилептонным событиям в нейтринных экспериментах:

Okun L. B. // Phys. Lett.—1964.—V. 12.—P. 250.

Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L. // Phys. Rev.—1970.—V. D2.—P. 1285.

Слабое взаимодействие (тогда еще гипотетического) c -кварка и $SU(4)$ -симметрии сильного взаимодействия использованы для объяснения того, почему на опыте отсутствуют нейтральные слабые токи с изменением странности.

Проблема этих токов стала особенно острой после работы:

Иоффе Б. Л., Шабалин Е. П. // Ядерная физика.—1967.—Т. 6.—С. 828,

в которой было доказано, что модель трех кварков предсказывает слишком большую величину разности масс K_L^0 - и K_S^0 -мезонов и вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Дальнейшее обсуждение этого вопроса:

Вайнштейн А. И., Хриплович И. Б. // Письма в ЖЭТФ.—1973.—Т. 18.—С. 141.

Gaillard M. K., Lee B. W. // Phys. Rev.—1974.—V. D10.—P. 897.

Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Нозиков В. А., Шифман М. А. // Ядерная физика.—1976.—Т. 23.—С. 1024.

Очарованные частицы после открытия J/ψ -мезона: 1974—1980 гг.

Aubert J. J. et al. // Phys. Rev. Lett.—1974.—V. 33.—P. 1404.

Сообщение об открытии J -мезона группой Тинга.

Augustin J. E. et al. // Phys. Rev. Lett.—1974.—V. 33.—P. 1406.

Сообщение об открытии ψ -мезона группой Рихтера.

Рихтер Б. // УФН.—1978.—Т. 125.—С. 201.

Тинг С. // УФН.—1978. Т. 125.—С. 227.

Нобелевские лекции.

Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V. // Nucl. Phys.—1975.—V. B100.—P. 313.

Cabibbo N., Maiani L. // Phys. Lett.—1978.—V. 73B.—P. 418.

Волошин М. Б., Захаров В. И., Окунь Л. Б. // Письма в ЖЭТФ.—1975.—Т.: 21.—С. 403; Ядерная физика.—1975.—Т. 22.—С. 166.

Kingsley R. L., Treiman S. B., Wilczek F., Zee A. // Phys. Rev.—1975.—V. D11.—P. 1919.

Einhorn M. B., Quigg C. // Phys. Rev.—1975.—V. D12.—P. 2015.

Кварковые диаграммы и секстетное усиление для нелептонных распадов очарованных частиц.

Peruzzi I. et al. // Phys. Rev. Lett.—1976.—V. 37.—P. 569.

Goldhaber G. et al. // Phys. Rev. Lett.—1976. V. 37. P. 255.

Открытие D -мезонов.

Okun L. B., Zakharov V. I., Pontecorvo B. M. // Lett. Nuovo Cimento.—1975.—V. 13.—P. 218.

Pais A., Treiman S. B. // Phys. Rev.—1975.—V. D12.—P. 2744.

Феноменологическое описание возможного перемешивания $D^0-\bar{D}^0$ (с учетом нарушения CP) при рождении пар $D^0 \bar{D}^0$ на встречных пучках.

Peruzzi I. et al. // Phys. Rev. Lett.—1977. V. 39.—P. 1301.

Измерение $B(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ и $(D^+ \rightarrow \bar{K}^0\pi^+)$ и некоторых других парциальных ширин D -мезонов.

Bacino W. et al. // Phys. Rev. Lett.—1980.—V. 45.—P. 329.

Первые экспериментальные данные о различиях относительных ширин полуплептонных распадов D^+ и D^0 -мезонов.

Bander M., Silverman D., Soni A. // Phys. Rev. Lett.—1980.—V. 44.—P. 7.

Fritzsch H., Minkowski P. // Phys. Lett.—1980.—V. 90B.—P. 455.

Barger V., Leveille J. P., Stevenson P. M. // Phys. Rev. D.—1980.—V. 22.—P. 693.

Глюонное усиление нелептонных распадов D^0 -мезонов.

Dulyan L. S., Khodjamirian A. Yu. Препринт ЕФИ-410 (17), 1980.

Различие времен жизни D^0 - и D^+ -мезонов интерпретируется в модели кварковых диаграмм, отвечающих распаду c -кварка.

Rosen S. P. // Phys. Rev. D.—1980.—V. 22.—P. 776.

Следствие правила $\Delta T=1$ для распадов очарованных мезонов.

Tosa Y., Okubo S. // Phys. Rev. D.—1980.—V. 22.—P. 168.

Обсуждение инклюзивных распадов очарованных мезонов.

Rosen S. P. // Phys. Rev. Lett.—1980.—V. 44. P. 1.

Секстетное усиление и различие времен жизни очарованных мезонов.

Lipkin H. // Phys. Rev. Lett.—1980.—V. 44. P. 710.

Взаимодействие в конечных состояниях в распадах очарованных мезонов.

Abrams G. S. et al. // Phys. Rev. Lett.—1979.—V. 43.—P. 481.

Наблюдение распадов $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $D^0 \rightarrow K^+K^-$.

Обсуждение этих распадов см. в работах:

Barger V., Pakvasa S. // Phys. Rev. Lett.—1979.—V. 43. P. 812.

Wang L. L., Wilczek F. // Phys. Rev. Lett.—1979.—V. 43. P. 816.

Buccella F., Oliver L. // Nuclear Phys.—1980.—V. B162.—P. 237.

Феноменологические ограничения на нейтральные токи с изменением чарма.

Очарованные частицы: 1981—1988 гг.

Hitlin D. G. Weak decays of charmed quarks. An experimental review.—Preprint CALT—68—1463. Lectures presented at the Charm Physics Symposium, Beijing, China, June 4—16, 1987.

Шифман М. А. Очарованные и прелестные частицы. // УФН.—1987.—Т. 151.—С. 194.

Bigi I. I. SLAC—PUB—4349. On charm decays—present status and future goals. Lectures given at the Charm Physics Symposium, Beijing, China, June, 4—16, 1987.

Экспериментальный и теоретический обзоры распадов очарованных частиц.

Adler J. et al. (The Mark III Collaboration) // Phys. Rev. Lett.—1988.—V. 60.—P. 89.

Уточненное определение относительных вероятностей распадов D -мезонов.

Распады τ -лептона

Первые экспериментальные указания на существование τ -лептона, полученные в Стенфорде:

Perl M. L. et al. // Phys. Rev. Lett.—1975.—V. 35.—P. 1489.

Perl M. L. et al. // Phys. Lett.—1976.—V. 63B.—P. 466.

Подтверждение существования τ -лептона:

Burmester J. et al. // Phys. Lett.—1977.—V. 68B.—P. 297, 301.

Brandelik R. et al. // Phys. Lett.—1977.—V. 70B.—P. 125.

Сводка экспериментальных данных о τ -лептонах:

Feldman G. J. // Proc. of XIX Intern. Conf. on High Energy Physics. August 23—30.—Tokyo, 1978.—P. 777.

Теоретические работы:

Tsai Y. S. // Phys. Rev.—1971.—V. D4.—P. 2821.

Связь между шириной распада $\tau \rightarrow \nu + 2\pi$ и аннигиляцией $e^+e^- \rightarrow 2\pi$.

Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А. // УФН.—1978.—Т. 124.—С. 459.

Обзор.

Perl M. L. // Annual Rev. Nucl. Particle Sci.—1980.—V. 30.—P. 299.

Barish B. C., Stroynowski R. // Phys. Reports.—1988.—V. 157.—P. 1. Обзор.

Свойства b - и t -кварков

Herb S. W. et al. // Phys. Rev. Lett.—1977. V. 39.—P. 252.

Открытие Υ -мезона в спектре димюонов в реакции: $p + \text{ядро} \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$.

Berger Ch. et al. // Phys. Lett.—1978.—V. 76B.—P. 243.

Darden C. W. et al. // Phys. Lett.—1978.—V. 76B.—P. 246.

Наблюдение Υ -мезона на встречных пучках e^+e^- .

Gaillard M. K., Nanopoulos D. V., Rudaz S. // Nucl. Phys.—1977.—V. B131.—P. 285.

Shrock R. E., Wang L. L. // Phys. Rev. Lett.—1978.—V. 41.—P. 1692.

Феноменологический анализ экспериментальных пределов для углов матрицы Кобаяши—Маскавы.

Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V. // Nucl. Phys.—1976.—V. B109.—P. 213.

Анализ эффектов нарушения CP -инвариантности в рамках модели шести кварков.

Georgi H., Glashow S. // Nucl. Phys.—1980.—V. B167.—P. 173.

Анализируются распады b -адронов в моделях, не содержащих t -кварка.

Bose S. K., Paschos E. // Nucl. Phys.—1980.—V. B169.—P. 384.

Переходы $K^0 - \bar{K}^0$, $D^0 - \bar{D}^0$ и $B^0 - \bar{B}^0$ в модели восьми кварков.

Волошин М. Б., Зайцев Ю. М. // УФН.—1987.—Т. 152.—С. 361. Физика Υ -резонансов.

ARGUS Collab., Albrecht H. et al. // Phys. Lett.—1987.—V. 192B.—P. 245.

Наблюдение перемешивания $B^0 - \bar{B}^0$.

UA1 Collab., Albajar C. et al. // Phys. Lett.—1987.—V. 186B.—P. 247.

Наблюдение избытка дилептонов одного знака, указывающего на существование перемешивания $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.

Du D., Dunietz I., Wu D. // Phys. Rev.—1986.—V. D34.—P. 3414.

Bigi I. I., Sanda A. I. Nucl. Phys.—1987.—V. B281.—P. 41.

Уральцев Н. Г., Хозе В. А. // Ядерная физика.—1988.—Т. 47.—С. 1684.

Некоторые из теоретических работ, посвященных анализу возможных эффектов нарушения CP в распадах B -мезонов и $B^0 - \bar{B}^0$ перемешивания.

Матрица кварковых токов

Kobayashi M., Maskawa T. // Progr. Theor. Phys.—1973.—V. 49.—P. 652.

Maiani L. // Phys. Lett.—1976.—V. 62B.—P. 183.

Maiani L. // Proc. Int. Symp. on Lepton-Photon Interaction.—Hamburg. DESY, 1977.—P. 867.

Wolfenstein L. // Phys. Rev. Lett.—1983.—V. 51.—P. 1945.

Chau L. L., Keung W.—Y. // Phys. Rev. Lett.—1984.—V. 53.—P. 1802.

Jarlskog C. // Phys. Rev. Lett.—1985.—V. 55.—P. 1039.

Jarlskog C. // Phys. Rev.—1987.—V. 35D.—P. 1685.

Fritzsch H. // Phys. Rev.—1985.—V. D32.—P. 3058.

Bjorken J. D., Dunietz I. // Phys. Rev.—1988.—V. 36D.—P. 1209.

Различные параметризации 3×3 матрицы кварковых токов. Последняя статья содержит обобщение на случай матриц $n \times n$, подробный разбор случая 4×4 и полный список статей, посвященных фазовой репараметризации матриц кварковых токов.

4. Слабые реакции и свойства нейтрино

Взаимодействие нейтрино с нуклонами. Заряженные токи

Cowen C. L., Cruse H. W., Harrison F. B., Mc Guire A. D., Reines F. // Science.—1956.—V. 124.—P. 103.

Первое измерение сечения реакции $\bar{\nu} p \rightarrow e^+ n$ (на реакторе).

Danby G., Gaillard J. M., Goulianos L. M., Mistry M., Schwartz M., Steinberger J. // Phys. Rev. Lett.—1962.—V. 9.—P. 36.

Открытие мюонного нейтрино.

Bjorken J. D. // Phys. Rev.—1969.—V. 179.—P. 1547.

Теория скейлинга в глубоко неупругих взаимодействиях лептонов с нуклонами.

Bloom E. D. et al. // Phys. Rev. Lett.—1969.—V. 23.—P. 930.

Breidenbach M. et al. // Phys. Rev. Lett.—1969.—V. 23. P. 935.

Открытие скейлинга в глубоко неупругом ep -рассеянии.

Партонная модель:

Bjorken J. D., Paschos E. A. // Phys. Rev.—1969.—V. 185.—P. 1975.

Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами: Пер. с англ.—М.: Мир, 1975.

Feynman R. P. Neutrino 1974. // Ed. C. Baltay—N. Y.: American Inst. of Phys., 1974.—P. 299.

Партоновая модель предложена в неопубликованной работе Р. Фейнмана в 1969 г.

Обзоры по физике нейтрино высоких энергий:

Llewellyn Smith C. H. // Phys. Rep.—1972.—V. 3.—P. 261.

Barish B. C. Phys. Rep.—1978. V. 39.—P. 279.

Steinberger J. Four Lectures presented at the Summer Institute, Cargese, 4—23 July.—Preprint/CERN, 1977.

Взаимодействие нейтрино с нуклонами. Нейтральные токи

Hasert F. J. et al. // Phys. Lett.—1973.—V. B46.—P. 138.

Hasert F. J. et al. // Nucl. Phys.—1974.—V. B73.—P. 1.

Открытие нейтральных токов в нейтринном опыте на ускорителе ЦЕРН в пузырьковой камере «Гаргамель».

Benvenuti A. et al. // Phys. Rev. Lett.—1974.—V. 32.—P. 800.

Aubert B. et al. // Phys. Rev. Lett.—1974.—V. 32.—P. 1454.

Barish B. C. et al. // Phys. Rev. Lett.—1975.—V. 34.—P. 538.

Наблюдение нейтральных токов на ускорителе в Батавии.

Cline D. et al. // Phys. Rev. Lett.—1976.—V. 37.—P. 252, 648.

Lee W. et al. // Phys. Rev. Lett.—1976.—V. 37.—P. 186.

Williams H. H. et al. // Proceedings Topical Conference «Neutrino Phys. at Accelerators», Oxford, July, 1978.

Pohl M. et al. // Phys. Lett.—1978.—V. 72B.—P. 489.

Наблюдение упругого рассеяния нейтрино на протоне.

Шехтер В. М. // УФН.—1976.—Т. 119.—С. 593.

Обзор по нейтральным токам (эксперимент и теория).

Ермолов П. Ф., Мухин А. И. // УФН.—1978.—Т. 124.—С. 385.

Обзор нейтринных экспериментов.

Holder M. et al. // Phys. Lett.—1977.—V. 71B.—P. 254.

Wanderer P. et al. // Phys. Rev.—1978.—V. D17.—P. 1679.

Экспериментальное исследование инклюзивных реакций под действием нейтринного нейтрального тока при высоких энергиях, соответственно в ЦЕРНе и ФНАЛе.

Kluttig H. et al. // Phys. Lett.—1977.—V. 71B.—P. 446.

Krenz W. et al. // Nucl. Phys.—1978. V. B135.—P. 45.

Erriques O. et al. // Phys. Lett.—1978.—V. 73B.—P. 350.

Наблюдение одиночных пионов, рожденных нейтральным нейтринным током.

Pasierb E., Gurr A. S., Lathrop J., Reines F., Sobel H. W. // Phys. Rev. Lett.—1979.—V. 43.—P. 96.

Обнаружение нейтральных токов во взаимодействии реакторных $\bar{\nu}_e$ с дейтонами.

Sehgal L. M. // Phys. Lett.—1977.—V. 71B.—P. 99.

Hung P. Q., Sakurai J. J. // Phys. Lett.—1977. V. 72B.—P. 208.

Abbot L. F., Barnett R. M. // Phys. Rev. Lett.—1978.—V. 40.—P. 1303.

Sidhu D. P., Langacker P. // Phys. Rev. Lett.—1978.—V. 41.—P. 732.

Bjorken J. D. // Phys. Rev.—1978.—V. D18.—P. 3239.

Sakurai J. J. // UCLA preprint, 1978, TEP/27.

Феноменологический анализ данных по нейтральным токам. В этих работах векторные и аксиальные константы нейтральных токов извлекаются из экспериментальных данных вне рамок стандартной модели электрослабого взаимодействия.

Kim J. E., Langacker P., Levine M., Williams H. // Rev. Mod. Phys.—1981.—V. 53.—P. 211.

Обзор по электрослабой стандартной модели.

Allaby J. V. et al. // Z. Phys. C.—1987.—V. 36.—P. 611.

Abramowicz H. et al. // Phys. Rev. Lett.—1986.—V. 57.—P. 298.

Bogert D. et al. // Phys. Rev. Lett.—1985.—V. 55.—P. 1969.

Reutens P. et al. // Phys. Lett.—1985.—V. 152B.—P. 404.

Результаты измерения отношения сечений нейтральных и заряженных токов для мюонных нейтрино коллаборациями CHARM, CDHS (обе—CERN) и FMMF CCFRR (обе—FNAL) соответственно.

Взаимодействие нейтрино с электронами

Reines F. et al. // Phys. Rev. Lett.—1976.—V. 37.—P. 315.

Наблюдение рассеяния $\bar{\nu}_e e$ на ядерном реакторе

Avignone F. T. III, Greenwood Z. D. // Phys. Rev.—1977.—V. D16.—P. 2383.

Уточнение обработки данных эксперимента Райнеса по $\bar{\nu}_e e$ -рассеянию.

Hasert F. J. et al. // Phys. Lett.—1973.—V. 46B.—P. 121.

Наблюдение первого события $\nu_{\mu e}$ -рассеяния в камере «Гаргамель».

Faissner H. et al. // Phys. Rev. Lett.—1978.—V. 41.—P. 213.

Snaps A. M. et al. // Phys. Rev. Lett.—1978.—V. 41.—P. 357.

Измерение сечения $\nu_{\mu e}$ -рассеяния. Статьи содержат ссылки на более ранние работы.

Bergsma F. et al. // Phys. Lett.—1984.—V. 147B.—P. 481.

Измерение отношений сечений $\nu_{\mu e}$ - и $\nu_{\mu e}$ -рассеяния.

Dolgov A. D., Okun L. B., Zakharov V. I. // Nucl. Phys.—1972.—V. B41.—P. 197.

Ma E., Okada J. // Phys. Rev. Lett.—1978.—V. 41.—P. 197.

Gaemers K., Gastmans R., Renard F. // Phys. Rev.—1979.—V. D19.—P. 1605.

Расчет сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Измерение сечения рождения одиночных фотонов ($e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{«ничто»}$) позволяет определить сечение $e^-e^+ \rightarrow \nu\bar{\nu}$ и тем самым, в частности, найти N_ν —число различных сортов нейтрино.

Рождение мюонной пары под действием нейтрино в кулоновом поле ядра

Бадалян А. М., Чжоу Гуан-чжао // ЖЭТФ.—1960.—Т. 38.—С. 664. Оценка сечения без учета размеров ядра.

Кожушнер М. А., Шабалин Е. П. // ЖЭТФ.—1961.—Т. 41. С. 949.

Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. // ЖЭТФ.—1961.—Т. 41.—С. 1205.

Шабалин Е. П. // ЖЭТФ.—1962.—Т. 43. С. 175.

Czyz W., Walecka J. D. // Phys. Lett.—1964.—V. 8.—P. 77.

Czyz W., Sheppey G. G., Walecka J. D. // Nuovo Cim.—1964.—V. 34.—P. 404.

Оценки и расчеты с учетом ядерного формфактора.

Маринов М. С., Никитин Ю. П., Ореков Ю. П., Шабалин Е. П. // Ядерная физика.—1966.—Т. 3.—С. 678; список опечаток; Т. 15.—С. 1086. Численные расчеты для $E_\nu = 50$ ГэВ.

Асратян А. Э., Кубанцев М. А. // Ядерная физика.—1977.—Т. 25.—С. 1051.

Анализ имеющихся экспериментальных данных показал, что для обнаружения процесса $\nu Z \rightarrow \nu\mu^+\mu^-Z$ статистика должна быть увеличена на два порядка.

Brown R. W., Hobbs R. H., Smith J., Stanko N. // Phys. Rev. D.—1972.— V. 6.— P. 3273.

Fujikawa K. // Phys. Rev. D.—1973.— V. 8.— P. 1623.

Asratyan A. E. Preprint ITEP-113.— Moscow. 1979.

Belusevic R., Smith J. // Phys. Rev.—1988.— V. D37.— P. 2419.

Расчеты с учетом интерференции заряженных и нейтральных токов.

CHARM Collab., *Bergsma F. et al.* // Phys. Lett.—1983.— V. 122B.— P. 185.

Первое экспериментальное указание на наличие деструктивной интерференции вкладов W- и Z-обменов (сигнал $1,7 \pm 1,7$ события).

Weizsacker C. // Z. Physik.—1934.— V. 88.— S. 612.

Williams E. // Phys. Rev.—1934.— V. 45.— P. 729.

Формула Вайцеккера—Вильямса.

Pomeranchuk I. Ya., Shmuskevich I. M. // Nucl. Phys.—1961.— V. 23.— P. 452.

Грибов В. Н., Колкунов В. А., Окунь Л. Б., Шехтер В. М. // ЖЭТФ.—1961.— Т. 41.— С. 1839.

Ковариантные вывод и представление формулы Вайцеккера—Вильямса. Ковариантное представление этой формулы использовано в тексте данной книги для оценки сечения рождения мюонной пары под действием нейтрино в кулоновом поле ядра.

Несохранение четности в атомах; взаимодействие электронов с нуклонами

Зельдович Я. Б. // ЖЭТФ.—1959.— Т. 36.— С. 964.

Теоретическое рассмотрение P-нечетного взаимодействия электронов с нуклонами. Предсказан эффект слабой оптической активности атомов. См. также: *Bludman S. A.* // Nuovo Cimento.—1958.— V. 9.— P. 433.

Байер В. Н., Хриплович И. Б. // ЖЭТФ.—1960.— Т. 39.— С. 1374.

Bouchiat M., Bouchiat C. // Phys. Lett.—1974.— V. 48.— P. 111.

Хриплович И. Б. // Письма в ЖЭТФ.—1974.— Т. 20.— С. 686.

Предложение экспериментов по поискам оптической активности тяжелых атомов. В последней работе, в частности, предложен эксперимент по измерению вращения плоскости света в парах таллия и висмута.

Обзоры теоретических работ по несохранению четности в атомной физике:

Алексеев В. А., Зельдович Б. Я., Собельман И. И. // УФН.—1976.— Т. 118.— С. 385.

Москалев А. Н., Рындин Р. М., Хриплович И. Б. // УФН.— Т. 118.— С. 409.

Барков Л. М., Золоторев М. С. // Письма в ЖЭТФ.—1978.— Т. 26.— С. 544.

Измерение вращения плоскости поляризации света в парах висмута.

Baird P. E. et al. // Phys. Rev. Lett.—1977.— V. 39.— P. 798.

Lewis L. L. et al. // Phys. Rev. Lett.—1977.— V. 39.— P. 795.

Эксперименты в Сياتле и Оксфорде соответственно, не обнаружившие эффекта вращения плоскости поляризации в висмуте.

Conti R. et al. // Phys. Rev. Lett.—1978.— V. 42.— P. 343.

Наблюдение оптической активности таллия.

Prescott C. Y. et al. // Phys. Lett.—1978.— V. 77B.— P. 347.

Prescott C. Y. et al. // Phys. Lett.—1979.— V. 84B.— P. 524.

Наблюдение несохранения четности в неупругом рассеянии поляризованных электронов нуклонами.

Barkov L. M., Zolotarev M. S. // Phys. Lett.—1979.— V. 85B.— P. 308.

Повторные измерения вращения плоскости поляризации света в парах атомарного висмута согласуются с прежними измерениями тех же авторов и с моделью электрослабого взаимодействия.

Богданов Ю. В., Собельман И. И., Сорокин В. Н., Струк И. И. // Письма в ЖЭТФ.—1980.— Т. 31.— С. 234, 556.

Ожидаемое вращение плоскости поляризации света в атомарном висмуте не наблюдалось.

Барков Л. М., Золоторев М. С., Хриплович И. Б. // УФН.—1980.— Т. 132.— С. 409.

Бушья М.-А., Потье Л. // УФН.—1988.— Т. 155.— С. 299.

Хриплович И. Б. // УФН.—1988.— Т. 155.— С. 323.

Хриплович И. Б. Несохранение четности в атомных явлениях.— М.: Наука, 1988.

Обзоры теоретических и экспериментальных работ по количественному исследованию несохранения четности в атомах висмута, таллия, цезия, самария.

Поиски несохранения лептонного числа: двойной бета-распад

Egger J. // Nucl. Phys.—1980.— V. A335.— P. 87.

Проверка сохранения лептонных чисел. Обзор.

Bryman D., Picciotto C. // Rev. Mod. Phys.—1978.— V. 50.— P. 11.

Обзор экспериментальных данных и теоретических результатов по двойному β -распаду.

Primakoff H., Rosen S. P. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.—1981.— V. 31.— P. 145.

Haxton W. C., Stephenson Jr. // Progr. Part. Nucl. Phys.—1984.— V. 12.— P. 409.

Шенкин М. Г. // УФН.—1984.— Т. 143.— С. 513.

Doi G., Kotani T., Takasugi E. Progress of Theor. Phys.—1985. Supplemento № 83.

Vergados J. D. // Phys. Rep.—1986.— V. 133.— P. 1.

Обзоры экспериментальных данных и теоретических результатов по двойному бета-распаду.

Kirsten T., Richter H., Jessberger E. // Phys. Rev. Lett.—1983.— V. 50.— P. 474.

Геохимические данные о $2\beta 2\nu$ -распаде теллура (^{128}Te , ^{130}Te).

Kirsten T. et al. // Proc. Int. Symp. on Nuclear Beta Decays and Neutrino. World Sci.—Singapore, 1986.— P. 81.

Mannuel O. K. // Ibid.— P. 81.

Геохимические данные о $2\beta 2\nu$ -распаде селена (^{82}Se).

Elliot S. R., Hahn A. A., Moe M. K. // Phys. Rev. Lett.—1987.— V. 59.— P. 2020.

Сообщение о наблюдении $2\beta 2\nu$ -распада селена (^{82}Se) в лаборатории.

Grotz K., Klapdor H. V. // Nucl. Phys.—1986.— V. A460.— P. 395.

Vogel P., Zirnbauer M. R. // Phys. Rev. Lett.—1986.— V. 57.— P. 3148.

Civitarese O., Faessler A., Tomada T. // Phys. Lett.—1987.— V. 194B.— P. 11.

Показано, что учет деструктивной интерференции ядерных матричных элементов уменьшает примерно на два порядка прежние оценки вероятности $2\beta 2\nu$ -распада ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{128}Te , ^{130}Te .

Engel J., Vogel P., Zirnbauer M. // Phys. Rev.—1988.— V. C37.— P. 731.

Предсказывается очень сильное подавление вероятностей $2\beta 0\nu$ -распадов.

Tomada T., Faessler A. // Phys. Lett.—1987.— V. 199B.— P. 475.

Предсказывается подавление вероятностей $2\beta 0\nu$ -распадов примерно на 20%.

Поиски нейтринных осцилляций

Понтекорво Б. М. // ЖЭТФ.—1958.— Т. 33.— С. 549.

Gribov V., Pontecorvo B. // Phys. Lett.—1969.— V. B28.— P. 493.

Биленький С. М., Понтекорво Б. М. // УФН.—1977.— Т. 123.— С. 181.

Теория нейтринных осцилляций.

Bahcall J. N. // Rev. Mod. Phys.—1978.— V. 50.— P. 881.

Bahcall J. N., Ulrich R. K. // Rev. Mod. Phys.—1988.— V. 60.— P. 297.

Обзоры по проблеме солнечных нейтрино. Наблюдаемое в эксперименте Дэвиса число ($2,0 \pm 0,3$) SNU сопоставляется с результатом теоретического расчета: ($7,9 \pm 2,6$) SNU (1 SNU = 10^{-36} ν -захватов в ^{37}Cl на атом мишени в секунду).

Reines F., Sobel H., Passierb E. // Phys. Rev. Lett.—1980.— V. 45.— 1307.

Данные по нейтральным и заряженным токам в $\bar{\nu}_e d$ -взаимодействии интерпретируются как указание на ν -осцилляции.

De Rujula A., Lusignoli M., Maiani L., Petcov S., Petronzio R. // Nucl. Phys.—1980.— V. B168.— P. 54.

Barger V., Whisnant K., Cline D., Phillips R. // Phys. Lett.—1980.— V. 93B.— P. 194.

Феноменологический анализ данных о возможных нейтринных осцилляциях.

Bilenky S. M., Pontecorvo B. // Phys. Lett.— V. 95B.— P. 233.

Кобзарев И. Ю., Мартемьянов Б. В., Окунь Л. Б., Щепкин М. Г. // Ядерная физика.—1980.— Т. 32.— С. 1286.

Barger V., Langacker P., Leveille J., Pakvasa S. // Phys. Rev. Lett.—1980.— V. 45.— P. 692.

Перемешивание дираковых и майорановых масс у нейтрино.

Мартемьянов Б. В., Хлопов М. Ю., Щепкин М. Г. // Письма в ЖЭТФ.—1980.— Т. 32.— С. 484.

Влияние ν -осцилляций на $\nu_{\mu e}$ - и $\nu_e e$ -рассеяние.

Зацепин Г. Т., Смирнов А. Ю. // Ядерная физика.—1978.— Т. 28.— P. 1569.

De Rujula A., Glashow S. L.—Preprint/MIT CTP.—May 1980.— № 852.

Обсуждение фотонных распадов нейтрино.

Алиев Т. М., Высоцкий М. И. // УФН.—1981.— Т. 135.— С. 709.

О возможности регистрации фотонов от распада реликтовых нейтрино.

Melott A. L., Mc Kay D. W., Ralston J. P. // Astrophys. Journ. Lett.—1988.— V. 324.— P. 43.

Интерпретация данных о свечении водородного облака в созвездии Льва на основе гипотезы о распаде реликтовых нейтрино.

Теория осцилляций нейтрино в веществе

Wolfenstein L. // Phys. Rev.—1978.— V. D17.— P. 2369.

Barger V., Whisnant K., Pakvasa S., Phillips R. // Phys. Rev.—1980.— V. D22.— P. 2718.

Рассмотрение осцилляций нейтрино в среде.

Михеев С. П., Смирнов А. Ю. // Ядерная физика.—1985.— Т. 42.— С. 1441.

Михеев С. П., Смирнов А. Ю. // ЖЭТФ.—1986.— Т. 91.— С. 7.

Mikheev S. P., Smirnov A. Yu. // Nuovo Cimento. Ser. C.—1986.— V. 9.— P. 17.

Рассмотрение резонансных осцилляций нейтрино в среде с переменной плотностью.

Bethe H. // Phys. Rev. Lett.—1986.— V. 56.— P. 1305.

Rosen S. P., Gebb J. M. // Phys. Rev.—1986.— V. D34.— P. 969.

Bouches J. et al. // Zs. Phys. Kl. C.—1986.— Bd. 32.— S. 499.

Оценки эффекта резонансных осцилляций нейтрино в Солнце.

Михеев С. П., Смирнов А. Ю. // УФН.—1987.— Т. 153.— С. 3.

Bilenky S. M., Petcov S. T. // Rev. Mod. Phys.—1987.— V. 59.— P. 671; Erratum. Rev. Mod. Phys.—1988.— V. 60.— P. 575.

Обзоры возможных эффектов резонансных осцилляций нейтрино в Солнце, в Земле, в коллапсирующих звездах.

О возможном магнитном моменте нейтрино

Толоконников С. В., Фаянс С. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1973.— Т. 27.— С. 2667.

Kuuldjiev A. V. // Nucl. Phys.—1984.— V. B243.— P. 384.

Сечение νe -рассеяния с учетом возможного магнитного момента нейтрино и ссылки на предшествующие работы.

Волошин М. Б., Высоцкий М. И. // Ядерная физика.—1986.— Т. 44.— С. 845.

Окунь Л. Б. // Ядерная физика.—1986.— Т. 44.— С. 847.

Волошин М. Б., Высоцкий М. И., Окунь Л. Б. // ЖЭТФ.— Т. 91.— С. 754.

Веселов А. И., Высоцкий М. И., Юров В. П. // Ядерная физика.—1986.— Т. 45.— С. 1392.

Гипотеза о том, что взаимодействие магнитного момента нейтрино с магнитным полем конвективной зоны Солнца, может вызывать периодические вариации свойств потока солнечных нейтрино.

Масса электронного нейтрино

Козик В. С., Любимов В. А., Новиков Е. Г., Нозик В. З., Третьяков Е. Ф. // Ядерная физика.—1980.— Т. 31.— С. 301.

Либитов В. А. et al. // Phys. Lett.—1980.— V. 94B.— P. 266.

Любимов В. А. и др. // ЖЭТФ.—1981.— Т. 81.— С. 1158.

Boris S. et al. // Phys. Lett.—1985.— V. 159B.— P. 217.

Результаты опытов группы ИТЭФ по измерению спектра электронов распада трития: $17 \text{ эВ} < m_{\nu_e} < 40 \text{ эВ}$.

Fritschi M., Holzschuh E., Kundig W., Petersen J. W., Pixley R. E., Stussi H. // Phys. Lett.—1986.— V. 173B.— P. 485.

Результат опытов группы SIN (Цюрих) по измерению спектра электронов в распаде трития: $m_{\nu_e} < 18 \text{ эВ}$.

5. Слабое взаимодействие при высоких энергиях

Четырехфермионное взаимодействие и унитарный предел

Heisenberg W. // Zeitschr. Phys.—1936.—V. B101.—P. 533.

Указано, что слабое четырехфермионное взаимодействие растет с энергией частиц и становится сильным при энергии порядка 10^3 ГэВ.

Landau L. D. // ЖЭТФ.—1940.—Т. 10.—С. 718 (см. Собрание научных трудов.—Т. 1.—М.: Наука, 1969.—С. 322).

Введено понятие унитарного предела, в частности, в применении к векторным мезонам.

Блохинцев Д. И. // УФН.—1957.—Т. 62.—С. 49; ЖЭТФ.—1958.—Т. 35.—С. 53; Nuovo Cimento.—1958.—V. 9.—P. 925.

Обсуждается роль слабых взаимодействий в электромагнитных процессах при энергиях порядка 10^3 ГэВ.

Валуев Б. Н. // ЖЭТФ.—1959.—Т. 36.—С. 1578.

Иоффе Б. Л. // ЖЭТФ.—1960.—Т. 38.—С. 1608.

Markov M. A. // Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys. at Rochester.—Rochester: Interscience Inc.—1960.—P. 578.

Шабалин Е. П. // Ядерная физика.—1967.—Т. 6.—С. 547.

Обсуждаются эффекты высших порядков слабого взаимодействия в процессах $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow 3e$ и равенство констант β -распада и μ -распада.

Иоффе Б. Л., Окунь Л. Б., Рудик А. П. // ЖЭТФ.—1964.—Т. 47.—С. 1905.

Долгов А. Д., Захаров В. И., Окунь Л. Б. // Ядерная физика.—1971.—Т. 14.—С. 1044; Т. 14.—С. 1247.

Dolgov A. D., Okun L. B., Zakharov V. I. // Nucl. Phys.—1972.—V. B37.—P. 493; V. B41.—P. 197; Phys. Lett.—1972.—V. B37.—P. 298.

Теоретическое рассмотрение слабых взаимодействий на встречных пучках e^+e^- в районе унитарного предела.

Аналогичное рассмотрение для νe -взаимодействий:

Appelquist T., Bjorken J. D. Phys. Rev.—1971.—V. D4.—P. 3726.

Дисперсионная теория слабых процессов выше унитарного предела заложена в работе:

Померанчук И. Я. // Ядерная физика.—1970.—Т. 11. С. 852.

Дальнейшее развитие см. в работе:

Dolgov A. D., Gribov V. N., Okun L. B., Zakharov V. I. // Nucl. Phys.—1973.—V. B59.—P. 611.

Калибровочная симметрия

Неабелева калибровочная симметрия была введена в работе:

Yang C. N., Mills R. L. // Phys. Rev.—1954.—V. 96.—P. 191.

Перевод этой статьи имеется в сборнике: Элементарные частицы и компенсирующие поля: Пер. с англ. / Под ред. Д. И. Иваненко.—М.: Мир, 1964. Этот сборник содержит ряд других важных статей, в частности:

Utiyama R. // Phys. Rev.—1956.—V. 101.—P. 1597.

Sakurai J. J. // Ann. of Phys.—1960.—V. 11.—P. 1.

Glashow S. L., Gell-Mann M. // Ann. of Phys.—1961.—V. 15.—P. 437.

Ne'eman Y. // Nucl. Phys.—1961.—V. 26.—P. 222.

Salam A., Ward J. C. // Nuovo Cimento.—1959.—V. 11.—P. 568; 1961.—V. 19.—P. 165.

Schwinger J. // Phys. Rev.—1962.—V. 125.—P. 397, 1043; V. 127.—P. 324.

Kibble T. W. // J. of Math.—1961.—V. 2.—P. 212.

Первая попытка калибровочного описания теории не только электромагнитного, но и слабого взаимодействий была предложена Оскаром Клейном в 1938 г. на конференции в Варшаве:

Klein O. New Theories in Physics. Conference organized in collaboration with the International Union of Physics and the Polish Intellectual Cooperation Committee.—Warsaw, May 30-th—June 3-d, 1938.—P. 66.

Текст этой статьи, вместе со статьями и отрывками статей Г. Вейля, В. Фока и Ф. Лондона воспроизведен в приложении к лекциям:

Окунь Л. Б. Введение в калибровочные теории.—М.: Изд-во МИФИ, 1984 (см. конец раздела 2. Из истории физики элементарных частиц).

Современное изложение теории калибровочных полей см. в монографии: Славнов А. А., Фаддеев Л. Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей.—М.: Наука, 1988.

Калибровочным полям посвящены также книги:

Попов В. Н. Континуальные интегралы в квантовой теории поля и статистической физике.—М.: Атомиздат, 1976.

Коноплева Н. П., Попов В. Н. Калибровочные поля.—М.: Атомиздат, 1980.

Квантовая теория калибровочных полей:

Сборник статей: Пер. с англ. / Под редакцией Н. П. Коноплевой.—М.: Мир, 1977.

Сборник содержит прекрасные обзоры по калибровочным теориям:

Coleman S. // Laws of Hadronic Matter (Proceed. of the 11-th Course of «Ettore Majorana» Intern. School) / Ed. A. Zichichi.—Acad. Press, 1975.

Bernstein J. // Rev. Mod. Phys.—1974.—V. 46.—P. 7.

Abers E. S., Lee B. W. // Phys. Rep. C—1973.—V. 9.—P. 1.

Наше изложение восходит к работе:

Вайнштейн А. И., Хриплович И. Б. // Ядерная физика.—1971.—Т. 13.—С. 198.

Спонтанное нарушение калибровочной симметрии

Higgs P. W. // Phys. Rev. Lett.—1964.—V. 12.—P. 508; Phys. Rev.—1966.—V. 145.—P. 1156.

Englert F., Brout R. // Phys. Rev. Lett.—1964.—V. 13.—P. 321.

Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. // Phys. Rev. Lett.—1964.—V. 13.—P. 585.

Kibble T. W. // Phys. Rev.—1967.—V. 155.—P. 1554.

Нерелятивистский аналог явления Хиггса—возникновение «массы фотона» в сверхпроводнике:

Гинзбург В. Л., Ландау Л. Д. // ЖЭТФ.—1950.—Т. 20.—С. 1064.

Стандартная модель электрослабого взаимодействия

Glashow S. L. // Nucl. Phys.—1961.—V. 22.—P. 579.

Weinberg S. // Phys. Rev. Lett.—1967.—V. 19.—P. 1264.

Salam A. // Elementary Particle Theory. / Ed. N. Svartholm.—Almqvist and Wiksell, 1968.—P. 367.

Другие ранние работы, в которых обсуждалось объединение слабого и электромагнитного взаимодействий:

Salam A., Ward J. C. // Phys. Lett.—1964.—V. 13.—P. 168.

Salam A., Ward J. C. // Nuovo Cimento.—1959.—V. 11.—P. 568.

- Lopes J. L.* // Nucl. Phys.—1958.—V. 8.—P. 234.
Schwinger J. // Ann. of Phys. (NY), 1957.—V. 2.—P. 407.

История вопроса:

- Veltman M.* // Proc. of the VI-th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies. Bonn. August 1973. / Eds H. Rollnik, W. Pfeil.—Amsterdam: North Holland, 1974.—P. 429.

'tHooft G. // Nucl. Phys.—1971.—V. B33.—P. 173; V. B35.—P. 167.
 Доказательство перенормируемости стандартной модели электрослабого взаимодействия.

Bjorken J. D., Llewellyn Smith C. H. // Phys. Rev.—1973.—V. D7.—P. 887.
 Основы «моделирования»: классификации различных обобщений стандартной модели.

- Вайнберг С.* // УФН.—1980.—Т. 132.—С. 201.
Глэшоу Ш. // УФН.—1980.—Т. 132.—С. 219.
Салам А. // УФН.—1980.—Т. 132.—С. 229.
 Нобелевские лекции по физике 1979.

Рождение и распады W - и Z -бозонов (расчеты)

- Ранние теоретические расчеты рождения W -бозонов:
Окунь Л. Б. // Ядерная физика.—1966.—Т. 3.—С. 59.
Yamaguchi Y. // Nuovo Cimento.—1966.—V. 43.—P. 193.
- Расчеты рождения W - и Z -бозонов в рамках партонной модели:
Palmer R., Paschos E., Samios N., Wang L. L. // Phys. Rev.—1976.—V. D14.—P. 118.
Peierls R. F., Trueman T. L., Wang L. L. // Phys. Rev.—1977.—V. D16.—P. 1397.
Okun L. B., Voloshin M. B. // Nucl. Phys.—1977.—V. B120.—P. 459.
Quigg C. // Rev. Mod. Phys.—1977.—V. 49.—P. 297.
Bjorken J. D. // Proc. of International Symposium on Lepton and Photon Interactions.—Hamburg, 1977.

Открытие и исследование свойств W - и Z -бозонов на опыте

- Astbury A. et al.* Preprint CERN, 1978, CERN/SPSC/78-06, SPSC/P92.
 Предложение детектора для pp -коллайдера с энергией в центре масс 540 ГэВ.
- Arnison G. et al.* (UA1-Collaboration) // Phys. Lett.—1983.—V. 122B.—P. 103.
Banner M. et al. (UA2-Collaboration) // Phys. Lett.—1983.—V. 122B.—P. 476.
 Открытие W -бозонов.
- Arnison G. et al.* (UA1) // Phys. Lett.—1983.—V. 126B. P. 398.
Bagnaia P. et al. (UA2) // Phys. Lett.—1983.—V. 129B.—P. 310.
 Открытие Z -бозонов.
- Arnison G. et al.* (UA1) // Phys. Lett.—1983.—V. 129B.—P. 273.
Bagnaia P. et al. (UA2) // Z. Phys.—1984.—V. 24C.—P. 1.
Arnison G. et al. (UA1) // Phys. Lett.—1984.—V. 124B.—P. 469.
Arnison G. et al. (UA1) // Phys. Rev. Lett.—1985.—V. 166B.—P. 484.
Appel J. et al. (UA2) // Z. Phys.—1986.—V. 30C.—P. 1.
 Некоторые статьи групп UA1 и UA2 по исследованию свойств W - и Z -бозонов.

Свойства хиггсовых бозонов

Первые феноменологические обсуждения свойств H -бозонов как физических частиц:

- Богомольный Е. Б.* // Ядерная физика.—1973.—Т. 18.—С. 574; 1974.—Т. 20.—С. 984.
Resnick L., Sundaresan M. K., Watson P. J. S. // Phys. Rev.—1973.—V. D8.—P. 172.
Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V. // Nucl. Phys.—1976.—V. B106.—P. 292.

Нижняя граница массы H -бозона:

- Линде А. Д.* // Письма в ЖЭТФ.—1976.—Т. 23.—С. 73.
Linde A. D. // Phys. Lett.—1977.—V. 70B.—P. 306.
Weinberg S. // Phys. Rev. Lett.—1976.—V. 36.—P. 294.
Frampton P. H. // Phys. Rev. Lett.—1976.—V. 37.—P. 1378.

Роль H -бозонов при высоких энергиях:

- Богомольный Е. Б., Захаров В. И., Окунь Л. Б.* // Элементарные частицы (Первая школа физики ИТЭФ).—М.: Атомиздат, 1973.—Вып. 1.—С. 49.
Dicus D. A., Mathur V. S. // Phys. Rev.—1973.—V. D7.—P. 311.
Lee B. W., Quigg C., Thacker H. // Phys. Rev. Lett.—1977.—V. 38.—P. 883.

Veltman M. // Acta Phys. Polon.—1977.—V. B8—P. 475; Phys. Lett.—1977.—V. 70B.—P. 253.
 Показано, что сильное взаимодействие в хиггсовом секторе дает пренебрежимо малые поправки (порядка m_f^2/m_W^2 , где m_f —масса фермиона) к эффективному четырехфермионному лагранжиану при низких энергиях.

Weinberg S. // Phys. Rev.—1979.—V. D19.—P. 1277.
 Соотношение $m_W = m_Z \cdot \cos \theta_W$ при сильном взаимодействии в хиггсовом секторе.

Appelquist T., Bernard C. // Phys. Rev. D.—1980.—V. 22.—P. 200.
Longhitano A. C. // Phys. Rev. D.—1980.—V. 22.—P. 1166.
 Детальный анализ влияния виртуальных тяжелых сильно взаимодействующих хиггсовых бозонов на слабые взаимодействия при низких энергиях.

Взаимодействие H -бозонов с глюонами:

- Wilczek F.* // Phys. Rev. Lett.—1977.—V. 39.—P. 1304.
 Здесь также обсуждаются распады $\Gamma \rightarrow H + \gamma$.
Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I. // Phys. Lett.—1978.—V. 78B.—P. 443.
 В этой работе дано также решение вопроса о хиггсовом заряде нуклона.
Georgi H. M., Glashow S. L., Machacek M. E., Nanopoulos D. V. // Phys. Rev. Lett.—1978.—V. 40.—P. 692.
 Партонные расчеты рождения H -бозонов двумя глюонами в pp -столкновении.

Взаимодействие H -бозонов с Z - и W -бозонами:

- Иоффе Б. Л., Хозе В. А.* // ЭЧАЯ.—1978.—Т. 9, вып. 1.—С. 118.
Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V. // Nucl. Phys.—1976.—V.—B106.—P. 292.
Glashow S. L., Nanopoulos D. V., Yildiz A. // Phys. Rev.—1978.—V. 18.—P. 1724.
 Расчет процесса $e^+e^- \rightarrow Z + H$. В последней работе вычислены также сечения ассоциированного рождения $W + H$ и $Z + H$ в pp - и $\bar{p}p$ -столкновениях.

Схемы с двумя или несколькими дублетами H -бозонов:
Вайнштейн А. И., Волошин М. Б., Захаров В. И., Шифман М. А. // Ядерная физика.— 1979.— Т. 30.— С. 1368.
 В этой работе рассмотрены распады $H \rightarrow 2\gamma$. См. также:
Wilczek F. // Phys. Rev. Lett.— 1977.— V. 39.— P. 1304.
Golowich E., Yang T. C. // Phys. Lett.— 1979.— V. 80. P. 245.
 Обсуждаются свойства легких заряженных H -бозонов.

Обзоры по H -бозонам:
Gaillard M. K. // Comments Nucl. Part. Phys.— 1978.— V. 8.— P. 31.
Weinberg S. // Physics Today.— April 1977.— P. 42.
Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А. // УФН.— 1980.— Т. 131.— С. 537.
Ансельм А. А., Уральцев Н. Г., Хозе В. А. // УФН.— 1985.— Т. 145.— С. 185.

Составные хиггсовы бозоны и модель техницвета

Susskind L. // Phys. Rev.— 1979.— V. 20. P. 2619.
Dimopoulos S., Susskind L. // Nucl. Phys.— 1979.— V. B155.— P. 237.
 Предложена модель техницвета. См. также:
Weinberg S. // Phys. Rev.— 1976.— V. D13.— P. 974.
Мигдал А. А., Поляков А. М. // ЖЭТФ.— 1966.— Т. 51.— С. 135.
Schwinger J. // Phys. Rev.— 1962.— V. 125.— P. 397.

Динамическое нарушение симметрии:
Raby S., Dimopoulos S., Susskind L. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B169.— P. 373.
 Схема обрушивающихся симметрий.

't Hooft G. Lectures given at the Cargese Summer Institute.— 1979.
 Необходимое условие равенства аномалий для составных безмассовых фермионов и составляющих их прапварков.

Eichten E., Lane K. // Phys. Lett.— 1980.— V. 90B.— P. 125.
Di Vecchia P., Veneziano G. Preprint / TH 2868-GERN.— May 1980.
Dimopoulos S. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B168.— P. 69.
 Обсуждаются свойства техниадронов.

Farhi E., Susskind L. // Phys. Rep.— 1981.— V. 74.— P. 277.
Kaul R. K. // Rev. Mod. Phys.— 1983.— V. 55.— P. 499.
 Обзоры по техницвету.

Радиационные поправки в электрослабой теории

Marciano W. // Phys. Rev.— 1979.— V. D20.— P. 274.
Sirlin A. // Phys. Rev. D.— 1980.— V. 22.— P. 971.
Marciano W., Sirlin A. // Phys. Rev.— 1983.— V. D27.— P. 552.
Wetzel W. // Nucl. Phys.— 1983.— V. B227.— P. 1.

Радиационные поправки в $SU(2) \times U(1)$ -теории.

Green M., Veltman M. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B169.— P. 137.
 Радиационные поправки к μ -распаду и νe -рассеянию.

Greco M., Pancheri-Srivastava G., Srivastava Y. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B171.— P. 118.

Радиационные поправки к процессу $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Veltman M. // Phys. Lett.— 1980.— V. 91B.— P. 95.
Antonelli F., Consoli M., Corbo G. // Phys. Lett.— 1980.— V. 91B.— P. 95.
 Радиационные поправки к m_W, Z ($\Delta m \approx +3$ ГэВ).

Bardin D. Yu., Dokuchaeva O. M. Preprint / JINR E2—86—260.— 1986.
Бардин Д. Ю. // Прецизионные проверки стандартной теории. Лекции для молодых ученых ОИЯИ, вып. № 46; прочитаны в 1986 г. P2—88—189.
 Дубна: Изд-е ОИЯИ, 1988.
 Радиационные поправки к нейтральным токам.

6. Модели великого синтеза и суперсимметрия

Модель, основанная на группе $SU(4) \times SU(2) \times SU(2)$

Pati J. C., Salam A. // Phys. Rev.— 1973.— V. D8.— P. 1240.

Модель, основанная на группе $SU(5)$

Georgi H., Glashow S. L. // Phys. Rev. Lett.— 1974.— V. 32.— P. 438.
Georgi H., Quinn H. R., Weinberg S. // Phys. Rev. Lett.— 1974. V. 33.— P. 451.

Nanopoulos D. V. Preprint/CERN.— 1978.— TH. 2534.
 Краткий обзор $SU(5)$ -модели.

Jarlskog C., Yndurain F. J. // Nucl. Phys.— 1979.— V. B149.— P. 29.
Goldman T. J., Ross D. A. // Phys. Lett.— V. 84B.— P. 208.
 Детальная оценка времени жизни и каналов распада протона.

Gildener E. // Phys. Rev.— 1976.— V. D14.— P. 1667.
Mahanthappa K. T., Unger D. G. // Phys. Lett.— 1978.— V. 78B.— P. 604.
Weinberg S. // Phys. Lett.— 1979.— V. 82B.— P. 387.
 Проблема иерархии вакуумных средних в моделях великого синтеза.

Antoniadis I., Ellis J., Hagelin J., Nanopoulos D. // Phys. Lett.— 1987.— V. 194B.— P. 23.
 «Перевернутая $SU(5)$ »: модель с группой $SU(5) \times U(1)$, получаемая из обычной $SU(5)$ -модели заменой $u \leftrightarrow d, \nu \leftrightarrow e$.

Модель, основанная на группе $SO(10)$

Fritzsch H., Minkowski P. // Ann. of Phys.— 1975.— V. 93.— P. 506.

Chanowitz M. S., Ellis J., Gaillard M. K. // Nucl. Phys.— 1977.— V. B128.— P. 506.

Georgi H., Nanopoulos D. V. // Nucl. Phys.— 1979.— V. B155.— P. 152

Модели, основанные на исключительных группах

Gursey F. // Kyoto Symp. on Mathematical Problems in Theoretical Physics. / Ed. H. Araki.— Heidelberg: Springer Verlag, 1975.
Gunaydin M., Gursey M. // Phys. Rev.— 1974.— V. D9.— P. 3387.
 О роли исключительных групп в физике частиц.

Gursey F., Sikivie P. // Phys. Rev. Lett.— 1976.— V. 36.— P. 775.
Ramond P. // Nucl. Phys.— 1977.— V. B126.— P. 509.
 Анализ представлений группы E_7 .

Achiman Y., Stech B. // Phys. Lett.— V. 77B.— P. 389.
 Модель, основанная на группе E_6 .

Огиевецкий В. И., Цейтлин В. Ю. // Ядерная физика.— 1978.— Т. 28.— С. 1616.

Модели, основанные на исключительных группах, со стабильным протоном.

Дьяконов Д. И. // Ядерная физика.— 1977.— Т. 26.— С. 845.

Формула для угла Вайнберга в единой теории с произвольной группой симметрии, в частности, в группе E_7 .

Модели простого объединения

Weinberg S. // Phys. Rev.— 1972.— V. D5.— P. 1962.

Bjorken J. D., Lane K. // Neutrino-77 (Proc. of the Intern. Conf. on Neutrino Phys. and Neutrino Astrophys.)— M: Nauka, 1978.— V. 2.— P. 412.

Fritzsch H. Preprint / CERN.— 1977.— TH. 2309. (Invited talk at the XII Rencontre de Moriond.)

Массы нейтрино в моделях великого объединения

Barbieri R., Ellis J., Gaillard M. K. // Phys. Lett.— 1980.— V. 90B.— P. 249.

Массы нейтрино и осцилляции в $SU(5)$.

Gell-Mann M., Ramond P., Slansky R. // Supergravity. / Ed. P. van Nieuwenhuizen, D. Z. Freedman.— North Holland Publ. Comp.— 1979.— P. 315.

Gell-Mann M. Preprint / CERN.— 1980.— TH. 2855 (Closing Remarks at the Jerusalem Einstein Centennial Symposium.— March 1979).

Barbieri R., Nanopoulos D. V., Morchio G., Strocchi F. // Phys. Lett.— 1980.— V. 90B.— P. 91.

Witten E. // Phys. Lett.— 1980.— V. 91B.— P. 81.

Массы нейтрино в $SO(10)$.

Mohapatra R. N., Senjanovic G. // Phys. Rev. Lett.— 1980.— V. 44.— P. 912.

Масса нейтрино в модели $SU(2) \times SU(2) \times U(1)$.

Модели великого объединения и распад протона

Goldman T., Ross D. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B171.— P. 273.

Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V., Rudaz S.— Nucl. Phys.— 1980.— V. B176.— P. 69.

Неопределенности времени жизни протона.

Berezinsky V. S., Smirnov A. Yu. // Phys. Lett.— 1980.— V. 97B.— P. 371.

Практически стабильный протон в $SU(5)$ -модели.

Смирнов А. Ю. // Письма в ЖЭТФ.— 1980.— Т. 31.— С. 781.

Сверхтяжелые фермионы и время жизни протона.

Machacek M. // Nucl. Phys.— 1979.— V. B159.— P. 37.

Каналы распада протона.

Segre G., Weldon H. A. // Phys. Rev. Lett.— 1980.— V. 44.— P. 1737.

$U(5)$ -модель со стабильным протоном.

Асатрян Г. М., Матинян С. Г. // Ядерная физика.— 1980.— Т. 31.— С. 1381.

Смешивание ароматов и распад протона.

Marshak R. E., Mohapatra R. N. // Phys. Rev. Lett.— 1980.— V. 44.— P. 1316.

Казарновский М. В., Кузьмин В. А., Четыркин К. Г., Шапошников М. Е. // Письма в ЖЭТФ.— 1980.— Т. 32.— С. 88.

Осцилляция нейтрон—антинейтрон. См. также:

Кузьмин В. А. // Письма в ЖЭТФ.— 1970.— Т. 13.— С. 335.

Cline D., Rubbia C. Preprint, 1978: Harvard University and University of Wisconsin.

Предложение экспериментальной установки, которая могла бы зарегистрировать распад $p \rightarrow \pi^0 e^+$, если его вероятность больше 10^{-34} лет⁻¹.

Модели великого объединения и несохранение барионного числа (обзоры):

Langacker P. // Phys. Rep.— 1981.— V. 72.— P. 185.

Ross G. G. // Rep. Progr. Phys.— 1981.— V. 44.— P. 655.

Различные вопросы великого объединения

Gell-Mann M., Ramond P., Slansky R. // Rev. Mod. Phys.— 1978.— V. 50.— P. 721. Перевод в журнале: УФН.— 1980.— Т. 130.— С. 459.

Обзор, содержащий детальный анализ представлений исключительных групп и различных вариантов единых калибровочных теорий.

Narari H. // Phys. Rep.— 1978.— V. 42, № 4.— P. 235.

Обзор различных схем великого синтеза.

Матинян С. Г. // УФН.— 1980.— Т. 130.— С. 3.

Обзор $SU(5)$ -модели.

Nanopoulos D. V. Preprint / CERN. TH. 2896.— 1980.

Обзор моделей $SU(5)$, $SO(10)$ и E_6 .

Пирогов Ю. Ф. // Ядерная физика.— 1980.— Т. 31.— С. 547.

$SU(8) \times SU(8)$ -модель.

Frampton P., Nandi S. // Phys. Rev. Lett.— 1979.— V. 43.— P. 1460.

Модель $SU(9)$.

Ледницки П., Цейтлин В. // Ядерная физика.— 1980.— Т. 31.— С. 1036.

Нейтральные токи в E_7 -модели.

Bars I., Gunaydin M. // Phys. Rev. Lett.— 1980.— V. 45.— P. 85.

Модель E_8 .

Ellis J., Gaillard M. K., Peterman B., Sachruda C. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B164.— P. 253.

Иерархия калибровочных иерархий.

Gildener E. // Phys. Lett.— 1980.— V. 92B.— P. 111.

Проблема иерархий.

Frampton P. H. // Phys. Rev. Lett.— 1979.— V. 43.— P. 1912.

О невозможности включения техницвета в великое объединение.

Davidson A., Wali K., Mannheim P. // Phys. Rev. Lett.— 1980.— V. 45.— P. 1135.

$SO(10) \times SO(10)$ -модель, содержащая четыре поколения фермионов и техницвет.

Liede I., Ross M. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B167.— P. 397.

Анализ экспериментальных данных по нейтральным токам указывает на противоречие с $SU(5)$ -моделью.

Weinberg S. // Phys. Lett.— 1980.— V. 91B.— P. 51.

Пороговые эффекты в зависимости калибровочных зарядов от импульса.

Суперсимметрия и супергравитация

Гольфанд Ю. А., Лихтман Е. П. // Письма в ЖЭТФ.— 1971.— Т. 13.— С. 452.

Gervais J., Sakita B. // Nucl. Phys.— 1971.— V. B34.— P. 632.

Волков Д. В., Акулов В. П. // Письма в ЖЭТФ.— 1972.— Т. 16.— С. 621.

Wess J., Zumino B. // Nucl. Phys.— 1974.— V. B70.— P. 39.

Первые работы по суперсимметрии.

Freedman D. Z., van Nieuwenhuizen P., Ferrara S. // Phys. Rev.— 1976.— V. D13.— P. 3214.

Deser S., Zumino B. // Phys. Lett.— 1976.— V. 62B.— P. 335.

Первые работы по супергравитации.

Audeev L. V., Tarasov O. V., Vladimirov A. A. // Phys. Lett.— 1980.— V. 96B.— P. 94.

Grisaru M., Rocek M., Siegel W. // Phys. Rev. Lett.— 1980.— V. 45.— P. 1063.

В трехпетлевом приближении показано зануление функции Гелл-Манна — Лоу для $SU(4)$ -суперсимметричной калибровочной модели.

Kallos R. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B165.— P. 119.

Сокращение расходимостей для $N=1$ супергравитации в самодуальных внешних полях.

Fradkin E. S., Vasiliev M. A. // Phys. Lett.— 1979.— V. 85B.— P. 47.

Breitenlohner P., Sohnius M. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B165.— P. 483.

Формулировка $N=2$ супергравитации вне массовой поверхности.

Barbiellini G. et al. Preprint CERN 79/67.— October 1979.

Суперсимметричные частицы на встречных пучках LEP.

Fayet P. Preprint/CERN.— TH— 2864.— May 1980.

Обсуждаются возможные поиски голдстино, фотино и глюино с помощью ускорителей.

Scherk J. // Phys. Lett.— 1979.— V. 88B.— P. 265.

Антигравитация на основе супергравитации.

Огиевецкий В. И., Сокачев Е. С. // Ядерная физика.— 1980.— Т. 32.— С. 862.

Кручение и кривизна в терминах аксиального гравитационного суперполя.

Sohnius M., Stelle K. S., West P. C. // Phys. Lett.— 1980.— V. 92B.— P. 123.

$SU(4)$ -суперсимметрия вне массовой поверхности.

Березин Ф. А. // Ядерная физика.— 1979.— Т. 29.— С. 1670.

Schwarz A. S. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B171.— P. 154.

Равноправное введение координат и полей в квантовой теории поля.

Gremmer E., Julia B. // Nucl. Phys.— 1979.— V. B159.— P. 141.

Скрытая локальная $SU(8)$ -симметрия в $N=8$ супергравитации.

Curtright T., Freund P. // Supergravity: Proceedings of Supergravity Workshop at Stony Brook, Sept. 1979. / Eds P. van Nieuwenhuizen, D. Z. Freedman.— Amsterdam: North-Holland, 1979.— P. 197.

Феноменология $SU(8)$ -симметрии.

Ellis J., Gaillard M. K., Zumino B. // Phys. Lett.— 1980.— V. 94B.— P. 343.

$SU(5)$ из нарушенной $N=8$ супергравитации.

Fayet P., Ferrara S. // Phys. Rep. C.— 1977.— V. 32, No. 5.— P. 249.

Славнов А. А. // УФН.— 1978.— Т. 124.— С. 487.

Огиевецкий В. И., Мезинческу Л. // УФН.— 1975.— Т. 117.— С. 637.

Фридман Д., ван Ньюенхайзен П. // УФН.— 1979.— Т. 128.— С. 137.

Salam A., Strathdee J. // Fortsch. Phys.— 1978.— V. 26.— P. 57.

Обзоры 1970-х годов по суперсимметрии и супергравитации.

Высоцкий М. И. // УФН.— 1985.— Т. 146.— С. 591.

Ходос А. // УФН.— 1985.— Т. 146.— С. 647.

Арефьева И. Я., Волович И. В. // УФН.— 1985.— Т. 146.— С. 655.

Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А. // УФН.— 1985.— Т. 146.— С. 683.

Schwarz J. W. // Comments on Nuclear and Particle Physics.— 1984.— V. 13.— P. 103.

van Nieuwenhuizen P. // Phys. Rep.— 1981.— V. 68.— P. 189.

Nilles H. P. // Phys. Rep.— 1984.— V. 110.— P. 1.

Haber H., Kane J. // Phys. Rep.— 1985.— V. 117.— P. 75.

Fradkin E. S., Tseytlin A. A. // Phys. Rep.— 1985.— V. 119.— P. 233.

Sohnius M. // Phys. Rep.— 1985.— V. 128.— P. 39.

Некоторые обзоры 1980-х годов по суперсимметрии, супергравитации, суперструнам и моделям типа Калуцы — Клейна.

Schwarz J. H. // Superstrings.— Singapore: World Scientific, 1985.

Green M. B., Gross D. J. Unified String Theories.— Singapore: World Scientific, 1985.

7. Частицы и Вселенная**Общая теория относительности и теория горячей Вселенной**

Einstein A. // Ann. Phys.— 1916.— V. 49.— P. 769. Русский перевод:

Эйнштейн А. Собрание научных трудов.— М.: Наука.— 1965.— Т. 1.— С. 452.

Основы общей теории относительности.

Friedman A. A. // Zs. Phys.— 1922.— Bd. 11.— S. 377.

Фридман А. А. // ЖРФХО.— 1924.— Т. 56.— С. 59. (Перепечатано в журнале УФН.— 1963.— Т. 80.— С. 439.)

Теория нестационарной Вселенной.

Gamow G. // Phys. Rev.— 1946.— V. 70.— P. 572.

Гипотеза горячей Вселенной и оценка ожидаемой температуры реликтового излучения.

Penzias A. A., Wilson R. W. // Astroph. Journ.— 1965.— V. 142.— P. 419. Открытие радиоволнового реликтового излучения.

Книги и обзоры по космологии:

Weinberg S. The First Three Minutes. A Modern View of the Origin of the Universe.— N. Y.: Basic Books Inc., 1977.

Зельдович Я. Б. // УФН.— 1966.— Т. 89.— С. 647.

Общедоступное изложение теории горячей Вселенной:

Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной.— М.: Наука, 1975.

Новиков И. Д. Эволюция Вселенной.— М.: Наука, 1969.

Вайнберг С. Гравитация и космология: Пер. с англ.— М.: Мир, 1975.

Космология. Теории и наблюдения: Пер. с англ. / Под ред. Я. Б. Зельдовича и И. Д. Новикова.— М.: Мир, 1978. (Тр. симпозиума № 63 Международного астрономического союза.— Краков. Сентябрь, 1973).

Космология и элементарные частицы. Обзоры:
 Долгов А. Д., Зельдович Я. Б. // УФН.—1980.—Т. 130.—С. 559.
 Steigman G. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.—1979.—V. 29.—P. 313.
 Ellis J., Gajillard M. K., Nanopoulos D. V. Preprint/Ref. TH. 2858 —
 CERN.—LAPP—TH—19.—1980.
 Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Сажин М. В. Космология ранней Вселенной.—М.: Изд-во МГУ, 1988.

Горячая Вселенная и лептоны

Герштейн С. С., Зельдович Я. Б. // Письма в ЖЭТФ.—1966.—Т. 4.—
 С. 174.
 Cowick R., McClelland J. // Phys. Rev. Lett.—1972.—V. 29.—P. 699.
 Szalay A. S., Marx G. // Astronomy and Astrophys.—1976.—V. 49.—
 P. 437.

Космологические ограничения на массу нейтрино.

Высоцкий М. И., Долгов А. Д., Зельдович Я. Б. // Письма в ЖЭТФ.—
 1977.—Т. 26.—С. 200.
 Dolgov A. D., Vysotsky M. I., Zeldovich Ya. B. // Neutrino-77 (Proc. of
 the Intern. Conf. on Neutrino Phys. and Neutrino Astrophys.)—М.: Nauka.—
 1978.—V. I.—P. 42.
 Lee B. W., Weinberg S. // Phys. Rev. Lett.—1977.—V. 39.—P. 165.
 Hut P. // Phys. Lett.—1977.—V. 69B.—P. 85.
 Sato K., Kobayashi M. // Progr. Theor. Phys.—1977.—V. 58.—P. 1775.
 Gunn J. E., Lee B. Y., Lerche I., Schramm D. N., Steigman G. // Astro-
 phys. Journ.—1977.—V. 223.—P. 1015.

Космологические ограничения для масс тяжелых нейтральных лептонов (стабильных и нестабильных); см. также:

Dicus D. A., Kolb E. N., Teplitz V. L. // Phys. Rev.—1978.—V. D17.—
 P. 1529.

Шварцман В. Ф. // Письма в ЖЭТФ.—1969.—Т. 9.—С. 315.
 Steigman G., Schramm D. N., Gunn J. E. // Phys. Lett.—1977.—V. 66B.—
 P. 202.

Космологическое ограничение числа различных сортов нейтрино, полученное из данных по распространенности первичного гелия на основе теории первичного нуклеосинтеза.

Обзор по теме: лептоны и горячая Вселенная:

Schramm D. N. Preprint/Fermi Institute.—78—25.—1978.

Гравитационное взаимодействие правых нейтрино:
 Gell-Mann M. // La Theorie Quantique de Champs: Deuxieme Conseil de
 Physique. / Ed. R. Stoops.—Bruxelles, 1962.—P. 135.

Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. // ЖЭТФ.—1962.—Т. 43.—С. 1904. См. также сборник: Проблемы теоретической физики.—М.: Наука. 1972.—С. 219.

Нейтрино и астрофизика:

Рудерман М. А. // Нейтрино: Пер. с англ.—М.: Наука, 1970.—С. 168.

Масса нейтрино и скрытая масса во Вселенной:
 Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А., Хлопов М. Ю. // Письма в Астрон. журн.—1980.—Т. 6.—С. 465.

Bond J., Estabrook G., Silk J. Preprint/Univ. of Calif.—1980.

Sato H., Takahara F. Preprint/RISP—400.—1980.

Новиков И. Д., Бисноватый-Коган Г. С. Препринт/ИКИ № 514 (ISR)—
 1980.

Обсуждается роль массивных нейтрино в образовании скоплений галактик и их скрытой массы. $M \sim m_p^2/m_\nu$, где M —массы так называемых блинов, m_p —масса Планка, m_ν —масса нейтрино. Оценку скрытой массы в коронах галактик см. в работе:

Einasto J., Kaasik A., Saar D. // Nature.—1974.—V. 250.—P. 309.

Yanagida T., Yoshimura M. // Phys. Rev. Lett.—1980.—V. 45.—P. 71.
 Майорановы массы нейтрино в космологии.

Зельдович Я. Б., Клыпин А. А., Хлопов М. Ю., Четкин В. М. // Ядерная физика.—1980.—Т. 31.—С. 1286.
 Астрофизические ограничения на массы тяжелых нейтральных лептонов.

Frampton P., Glashow S. // Phys. Rev. Lett.—1980.—V. 44.—P. 1481.
 Ограничения на возможные свойства гипотетических долгоживущих тяжелых частиц.

Горячая Вселенная и кварки

Зельдович Я. Б., Окунь Л. Б., Пикельнер С. Б. // УФН.—1965.—
 Т. 87.—С. 115.

Оценка концентрации реликтовых кварков.

De Rújula A., Giles R. C., Jaffe R. L. // Phys. Rev.—1978.—V. D17.—
 P. 285.

Гипотеза о существовании свободных дробнозаряженных кварков с большой массой и большим радиусом.

Поиски свободных дробнозаряженных кварков:

Ландсберг Л. Г. // УФН.—1973.—Т. 109.—С. 569.

Огородников Д. Д., Самойлов И. М., Солнцев А. М. // ЖЭТФ.—1977.—
 Т. 72.—С. 1633.

Масс-спектрометрические поиски: меньше 1 кварка на 10^{27} нуклонов.

La Rue G. S., Fairbank W. M., Phillips J. D. // Phys. Rev. Lett.—
 1979.—V. 32.—P. 142, Err. P. 1019.

Сообщение об обнаружении дробнозаряженных частиц в шариках из ниобия.

Куквадзе Г. М., Мемелова Л. Я., Суворов Л. Я. // ЖЭТФ.—1964.—
 Т. 49.—С. 389.

Alvager T., Nauman R. A. // Phys. Lett.—1967.—V. 24B.—P. 647.

Muller R. A., Alvarez L. W., Holley W. R., Stephenson E. J. // Science.—
 1977.—V. 196.—P. 521.

Smith R. F., Bennett J. R. J. // Nucl. Phys.—1979.—V. B149.—P. 525.

Smith P. F. et al. // Nucl. Phys.—1982.—V. B206.—P. 333.

Масс-спектрометрические поиски аномально тяжелого водорода (целозарядных кварков).

Космология и спонтанное нарушение симметрии

Киржниц Д. А. // Письма в ЖЭТФ.—1972.—Т. 15.—С. 745.

Kirzhnits D. A., Linde A. D. // Phys. Lett.—V. 42B.—P. 471.

Linde A. D. // Reports on Progress in Physics.—1979.—V. 42.—P. 389.
 Восстановление спонтанно нарушенной калибровочной симметрии в горячей Вселенной.

Зельдович Я. Б., Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. // ЖЭТФ.—1974.—
 Т. 67.—С. 3; Phys. Lett.—1974.—V. 50B.—P. 340.

Спонтанное нарушение CP-симметрии и вакуумные домены.

Теория нестабильного вакуума:
Волюшин М. Б., Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. // Ядерная физика.— 1974.— Т. 20.— С. 1229.

Frampton P. // Phys. Rev.— 1977.— V. D15.— P. 2922.

Coleman S. // Phys. Rev.— 1977.— V. D15.— P. 2929; V. D16.— P. 1248 (E).

Callan C., Coleman S. // Phys. Rev.— 1977.— V. D16.— P. 1762.

Кобзарев И. Ю. // Элементарные частицы (Вторая школа физики ИТЭФ).— М.: Атомиздат, 1975, вып. 3.— С. 44.
 Обзорная лекция.

Kim J. E. // Phys. Rep.— 1987.— V. 150.— P. 1.

Легкие псевдоголдстоновы бозоны (аксоны, майороны и т. д.) в космологии. Обзор.

Астрофизика и фотоны

Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. // УФН.— 1968.— Т. 95.— С. 131.

Goldhaber A. S., Nieto M. M. // Rev. Mod. Phys.— 1971.— V. 43.— P. 277.
 Обзоры по массе фотона.

Plimpton S. J., Lawton W. E. // Phys. Rev.— 1936.— V. 50.— P. 1066.

Bartlett D. F., Goldhagen P. E., Phillips E. A. // Phys. Rev.— 1970.— V. 2D.— P. 483.

Эксперименты по поискам ненулевого электромагнитного поля внутри заряженной сферы (лабораторные ограничения на массу фотона).

Davis L. Jr., Goldhaber A. S., Nieto M. M. // Phys. Rev. Lett.— 1975.— V. 35.— P. 1402.

Ограничение для массы фотона на основе данных о магнитном поле Юпитера: $1/m_\gamma > 5 \cdot 10^{10}$ см.

Чибисов Г. В. // УФН.— 1976.— Т. 119.— С. 551.

Ограничение для массы фотона на основе данных о межгалактических магнитных полях: $1/m_\gamma > 10^{22}$ см.

Окунь Л. Б. // ЖЭТФ.— 1982.— Т. 83.— С. 892.

Гипотеза о двух осциллирующих фотонах ("парафотоны").

Georgi H., Ginsparg P., Glashow S. // Nature.— 1983.— V. 306.— P. 765.
 Осциллирующие фотоны и спектр реликтового излучения.

Сверхновая SN 1987A

Bionta R. M. et al. // Phys. Rev. Lett.— 1987.— V. 58.— P. 1494.

Hirata K. et al. // Phys. Rev. Lett.— 1987.— V. 58.— P. 1490.

Aglietta M. et al. // Europhys. Lett.— 1988.— V. 3.— P. 315.

Алексеев Е. Н. и др. // Письма в Астрон. журн.— 1988.— Т. 14.— С. 99.

Сообщения о наблюдении ν от SN 1987A.

Bahcall J. N., Glashow A. // Nature (London).— 1987.— V. 326.— P. 135.

Kolb E., Stebbins A., Turner M. // Phys. Rev.— 1987.— V. 35D.— P. 3598.

Arnott W., Rosner J. // Phys. Rev. Lett.— 1987.— V. 58.— P. 1906.

Некоторые из многочисленных оценок m_ν из данных о SN 1987A.

На возможность получения ограничений на массу нейтрино или изменения этой массы путем анализа корреляции между энергией нейтрино от сверхновой и временем его регистрации было указано в работе:

Зацепин Г. Т. // Письма в ЖЭТФ.— 1968.— Т. 8.— С. 333.

Longo M. J. // Phys. Rev.— 1987.— V. 36.— P. 3276.

$|1 - v_\nu/c| \leq 2 \cdot 10^{-9}$.

De Rújula A. // Phys. Lett.— 1987.— V. 193.— P. 514.

Сценарий двойного взрыва SN 1987A.

Ишеник В. С., Надежин Д. К. // УФН.— 1988.— Т. 157.— С. 561.

Моррисон Д. // УФН.— 1988.— Т. 157.— С. 719.

Обзоры по SN 1987A.

Возможное несохранение барионного заряда и барионная асимметрия Вселенной

Сахаров А. Д. // Письма в ЖЭТФ.— 1967.— Т. 5.— С. 32.

Кузьмин В. А. // Письма в ЖЭТФ.— 1970.— Т. 12.— С. 335.

Гипотеза о том, что наблюдаемая барионная асимметрия Вселенной обусловлена CP-инвариантными процессами, нарушающими сохранение барионного заряда на ранней стадии взрыва горячей Вселенной.

Pati J. C., Salam A. // Phys. Rev. Lett.— 1973.— V. 31.— P. 661.

Несохранение барионного заряда в модели целозарядных кварков.

Reines F., Crouch M. F. // Phys. Rev. Lett.— 1974.— V. 32.— P. 493.

Learned J., Reines F., Soni A. // Phys. Rev. Lett.— 1979.— V. 43.— P. 907.

Экспериментальный нижний предел для времени жизни протона.

Okun L. B., Zeldovich Ya. B. // Comments on Nucl. and Part. Physics.— 1976.— V. 6.— P. 69.

Отмечено, что в статистически равновесной ситуации несохранение барионного заряда и CP-инвариантности не приводит к избытку барионов над антибарионами.

Ignatiev A. Yu., Krasnikov N. V., Kuzmin V. A., Tavhelidze A. N. // Phys. Lett.— 1978.— V. 76B.— P. 436; а также в сборнике: Neutrino-77 (Proc. of the Intern Conf. of Neutrino Phys. and Astrophys.— М.: Nauka.— 1977.— V. 2.— P. 293).

Yoshimura H. // Phys. Rev. Lett.— 1978.— V. 41.— P. 281; Err. 1979.— V. 42.— P. 746.

Dimopoulos S., Suskind L. // Phys. Lett.— 1979.— V. 81B.— P. 416.

Toussaint D., Treiman S. B., Wilczek F., Zee A. // Phys. Rev.— 1979.— V. D19.— P. 1036.

Toussaint D., Wilczek F. // Phys. Lett.— 1979.— V. 81B.— P. 294.

Weinberg S. // Phys. Rev. Lett.— 1979.— V. 42.— P. 850.

Сахаров А. Д. // ЖЭТФ.— 1979.— Т. 76.— С. 1172.

Долгов А. Д. // Письма в ЖЭТФ.— 1979.— Т. 29.— С. 254.

Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V. // Phys. Lett.— 1979.— V. 80B.— P. 360. Err. 1979.— V. 82B.— P. 464.

Обсуждение различных механизмов, усиливающих и ослабляющих барионную асимметрию в горячей Вселенной. Попытки получить наблюдаемое отношение $n_p/n_\nu \sim 10^{-9}$ на основе различных модельных лагранжианов, в том числе в моделях великого синтеза.

Kolb E., Wolfram S. // Nucl. Phys.— 1980.— V. B172.— P. 224.

Kuzmin V. A., Shaposhnikov M. E. // Phys. Lett.— 1980.— V. 92B.— P. 115.

Yanagida T., Yoshimura M. // Nucl. Phys.—1980.—V.—B168.—P. 534.
Расчеты отношения n_p/n_γ в моделях великого объединения.

Несохранение барионного числа в электрослабой теории при высокой температуре:

Kuzmin V. A., Rubakov V. A., Shaposhnikov M. E. // Phys. Lett.—1985.—V. B155.—P. 36.

Shaposhnikov M. E. // Nucl. Phys.—1987.—V. B287.—P. 757.

Matveev B. A., Rubakov V. A., Tavkhelidze A. H., Шапошников М. Е. // УФН.—1988.—Т. 156—С. 253.

Несохранение барионного числа в электрослабой теории за счет треугольной аномалии и пертурбативных эффектов:

'tHooft G. // Phys. Rev. Lett.—1976.—V. 37.—P. 8.

Преобразование плотной материи из лептонов и кварков в калибровочное поле W - и Z -бозонов:

Рубаков В. А., Таххелидзе А. Н. // ТМФ.—1985.—Т. 65.—С. 250.

Rubakov V. A., Tavkhelidze B. N. // Phys. Lett.—1985.—V. 165.—P. 109.

Rubakov V. A. // Progr. Theor. Phys.—1986.—V. 75.—P. 366.

Matveev B. A., Rubakov V. A., Tavkhelidze A. H., Токарев В. Ф. // ТМФ.—1986.—Т. 69.—С. 13.

Магнитные монополи и космология

'tHooft G. // Nucl. Phys.—1974.—V. B79.—P. 276.

Поляков А. М. // Письма в ЖЭТФ.—1974.—Т. 20.—С. 430.

Магнитный монополи как классическое решение в теории со спонтанно нарушенной локальной $SU(2)$ -симметрией.

Богомольный Е. Б., Маринов М. С. // Ядерная физика.—1976.—Т. 23.—С. 676.

Вычисление массы монополя.

Kibble T. W. B. // J. Phys.—1976.—V. A9.—P. 1387.

Zeldovich Ya. B., Khlopov M. Yu. // Phys. Lett.—1978.—V. 79B.—P. 239.

Preskill J. P. // Phys. Rev. Lett.—1979.—V. 43.—P. 1365.

Langacker P., Pi S.—Y. // Phys. Lett.—1980.—V. 45.—P. 1.

Монополи и космология.

Cho Y. M. // Phys. Rev. Lett.—1980.—V. 44.—P. 1115.

Цветные монополи.

Daniel M., Lazarides G., Shafi Q. // Nucl. Phys.—1980.—V. B170.—P. 156.

$SU(5)$ -монополи и конфайнмент.

Scott D. M. // Nucl. Phys.—1980.—V. 171.—P. 95, 109.

Монополи в теориях великого объединения.

Linde A. D. Preprint/University of Bielefeld.—80/20.—August 1980.

Конфайнмент монополей при высоких температурах.

Монопольный катализ распада протона:

Рубаков В. А. // Письма в ЖЭТФ.—1981.—Т. 33.—С. 658.

Rubakov V. A. // Nucl. Phys.—1982.—V. B203.—P. 311.

Callan C. G. // Phys. Rev.—1982.—V. D25.—P. 2141; V. 26.—P. 2058.

Callan C. G. // Nucl. Phys.—1983.—V. B212.—P. 391.

Groom D. // Phys. Rep.—1986.—V. 140.—P. 323.

Поиски сверхмассивных магнитных монополей. Обзор.

Rich J., Owen D., Spiro M. // Phys. Rep.—1987.—V. 151.—P. 239.
Экспериментальная физика частиц без ускорителей. Обзор. Содержание: нейтрино, нейтроны, распад протона, нарушение четности в атомах, физика космических лучей, магнитные монополи, дробнозаряженные частицы, тяжелые частицы, связанные в ядрах, новые силы с макроскопическим радиусом действия. Невидимое вещество в галактиках.

8. Разное

Неизменность фундаментальных констант во времени

Shlyakhter A. I. // Nature.—1976.—V. 264.—P. 340.

Анализ резонансного поглощения нейтронов в естественном ядерном реакторе Окло; см. также обзор:

Петров Ю. В. // УФН.—1977.—Т. 123.—С. 473.

Проверка закона Ньютона (поиски «пятой» силы)

Lee T. D., Yang C. N. // Phys. Rev.—1955.—V. 98.—P. 1501.

Окунь Л. Б. // Ядерная физика.—1969.—Т. 10.—С. 358.

Геофизические и астрофизические ограничения возможных свойств гипотетических, барионных, лептонных и мюонных фотонов, в частности, из экспериментов:

Eotvos R. V., Pekar D., Fekete E. // Ann. Phys.—1922.—V. 68.—P. 11.

Dicke R. H., Roll P. G., Krotkov G. // Ann. Phys. (N. Y.). 1964.—V. 26.—P. 422.

Брагинский В. Б., Панов В. И. // ЖЭТФ.—1971.—Т. 61.—С. 873.

Spero R., Hoskins J. K., Newman R., Pellam J., Schultz J. // Phys. Rev. Lett.—1980.—V. 44.—P. 1645.

Зависимость r^{-2} для гравитационной силы проверена в интервале от 2 до 5 см.

Панов В. И., Фронтов В. Н. // ЖЭТФ.—1979.—Т. 77.—С. 1701.

Независимость константы гравитационного взаимодействия проверена в интервале от 0,4 до 10 м с процентной точностью.

Blinnikov S. I. // Astrophysics and Space Science.—1978.—V. 59.—P. 13.

Соотношение между массой и радиусом белых карликов исключает изменение G_N в интервале от 10 м до 1 км, большее 10 %.

О сохранении электрического заряда

Potansky A. A. // Proc. of the Intern. Conf. Aachen 1976./Ed. Faissner H., Reithler H., Zerwas P.—Braunschweig: Vieweg, 1977.—P. 671.

Окунь Л. Б., Зельдович Я. В. // Phys. Lett.—1978.—V. 78B.—P. 597.

Волюшин М. Б., Окунь Л. Б. // Письма в ЖЭТФ.—1978.—Т. 28.—С. 156.

Проверка сохранения электрического заряда:

Барабанов И. П. и др. // Письма в ЖЭТФ.—1980.—Т. 32.—С. 384.

Установлен верхний предел для времени жизни Ga по отношению к распадам ${}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}: T_{1/2} \geq 2,3 \cdot 10^{23}$ лет.

Norman B. E., Seamster A. G. // Phys. Rev. Lett.—1979.—V. 43.—P. 1226.
 $T_{1/2} ({}^{87}\text{Rb} \rightarrow {}^{87}\text{Sr}) \geq 1,9 \cdot 10^{18}$ лет.

Проект ДЮМАНД

Березинский В. С., Зацепин Г. Т. // УФН.— 1977.— Т. 122.— С. 3.
Обзор, посвященный проекту ДЮМАНД.

Березинский В. С., Газизов А. З. // Письма в ЖЭТФ.— 1977.— Т. 25.— С. 276.

Теоретическое рассмотрение реакции $\nu_e \rightarrow W$ в условиях установки ДЮМАНД.

Сведения о развитии и состоянии проекта ДЮМАНД содержатся в трудах конференции «Нейтрино-88»:

Proc. of the 14-th Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics. Boston, June 5—11, 1988.— Singapore: World Scientific, 1988.

XV**30. ТАБЛИЦЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ *)**

Эта глава содержит справочные таблицы основных физических констант и экспериментальных величин, характеризующих свойства элементарных частиц и их взаимодействий.

За основу таблиц взяты сведения из обзора: Review of Particle Properties. Particle Data Group // Phys. Lett.—1988.—V. B204.

Неточности констант и экспериментальных данных указываются в скобках и относятся к последним значащим цифрам числа. В тех случаях, когда известны лишь верхние или нижние пределы, они приводятся на 90%-ном уровне достоверности.

Глава состоит из пяти разделов:

1. Физические константы и единицы. 1.1. Фундаментальные константы \hbar и c . 1.2. Константы фундаментальных взаимодействий. 1.3. Массы электрона и протона и производные константы. 1.4. Единицы энергии и массы: эВ и эВ/ c^2 . 1.5. Константы Авогадро и Больцмана. 1.6. Система единиц $c, \hbar, k=1$.

2. Таблицы стабильных частиц. 2.1. Нейтрино. 2.2. Заряженные лептоны. 2.3. Стабильные барионы. 2.4. Стабильные мезоны.

3. Нелептонные распады гиперонов и правило $\Delta T=1/2$. 3.1. Амплитуды нелептонных распадов гиперонов. 3.2. Отношение амплитуд с $\Delta T=3/2$ и $\Delta T=1/2$. 3.3. Соотношения Ли—Сугавары.

4. Дискретные симметрии. 4.1. Нарушение CP -инвариантности в K^0 -распадах. 4.2. Проверка сохранения C -, T - и CPT -инвариантности.

5. Лептонные и кварковые ароматы. 5.1. Поиски осцилляций нейтрино. 5.2. Двойной бета-распад. 5.3. Сохранение лептонных квантовых чисел μ и τ . 5.4. Распады адронов, запрещенные в стандартной электрослабой теории.

6. Параметры основных e^+e^- -, $p\bar{p}$ - и $e\bar{p}$ -коллайдеров.

Данные, содержащиеся в разделах 1, 2, 4, 5.3, 5.4, почерпнуты из вышеуказанного обзора; раздел 3 взят целиком из аналогичного обзора 1982 г. (Particle Data Group // Phys. Letters.— 1982.—V. 111B). Исключениями являются: а) дополнительные сведения о фазах ϕ_{+-} и ϕ_{00} отношений амплитуд распадов $K_L, S \rightarrow 2\pi$ (раздел 4.1), б) все сведения в разделах 5.1 и 5.2; соответствующие данные взяты из доклада Гибсона (25-th Anniversary of the Discovery of CP Violation.— Chateau de Blois, France, May 1989; см. Gibson V. // CERN-EP/89-94) и из обзорных докладов на двух Международных конференциях — «Нейтрино-88» (13th Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics.— Boston, June 5—11, 1988) и «Лептоны и фотоны» (XIV Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions.— Stanford, August 1988).

*) Глава 30 написана И. С. Цукерманом.