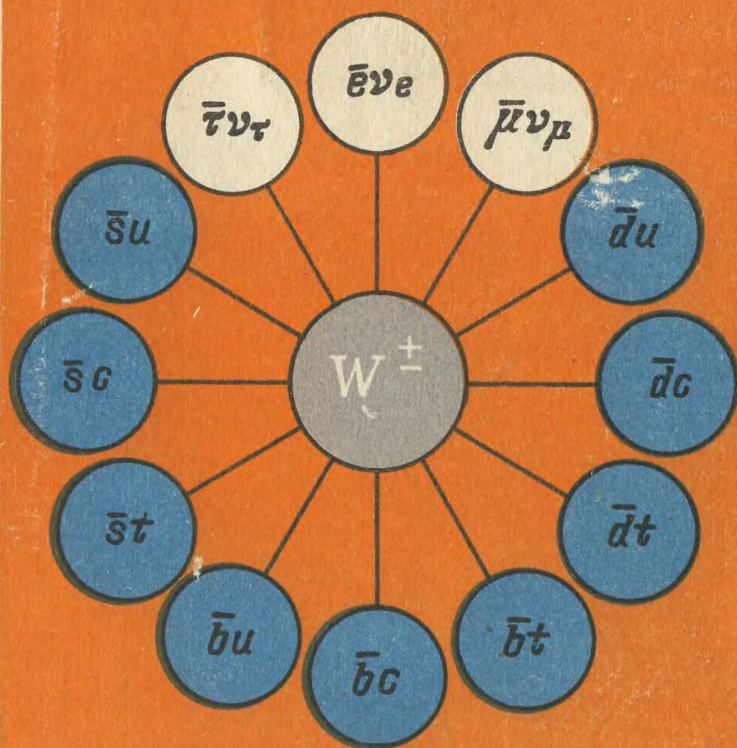


П
Н
Т
П

А.И. АХИЕЗЕР
М.П. РЕКАЛО

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ



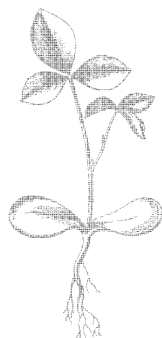
ПРОБЛЕМЫ НАУКИ
И ТЕХНИЧЕСКОГО ПРОГРЕССА

А. И. АХИЕЗЕР
М. П. РЕКАЛО

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ



МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1986



ББК 22.382
А95
УДК 539.12

Ахиезер А. И., Рекало М. П.

А 95 Элементарные частицы. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. — (Проблемы науки и технического прогресса). — 256 с.

Излагается история открытия различных элементарных частиц, рассматриваются свойства фундаментальных взаимодействий, которым подвержены элементарные частицы, — электромагнитного, сильного и слабого, а также выясняется взаимосвязь между симметриями и фундаментальными взаимодействиями. Книга завершается обсуждением единой схемы фундаментальных взаимодействий и возможной нестабильности протона.

Рассчитана на широкий круг читателей: физиков, работающих в области физики твердого тела, плазмы и радиофизики, математиков, естественников, интересующихся проблемами современной физики, преподавателей вузов и техникумов, студентов физических факультетов.

Табл. 6. Ил. 49.

А 1704020000 — 043
053(02)-86 175-85

ББК 22.382
539.12

Рецензенты:

член-корреспондент АН СССР Л. Б. Окунь,
член-корреспондент АН СССР С. С. Герштейн,
доктор физико-математических наук, профессор В. А. Матвеев

Александр Ильич Ахиезер, Михаил Петрович Рекало

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Редактор Л. П. Русакова

Художественный редактор Т. Н. Кольченко

Технический редактор И. Ш. Аксельрод

Корректоры Г. В. Подвольская, О. М. Березина

ИБ № 12041

Сдано в набор 14.06.85. Подписано к печати 27.01.86. Т-03373. Формат 84×108/32. Бумага тип. № 3. Гарнитура обыкновенная. Печать высокая. Усл. печ. л. 13,44. Усл. кр.-отт. 13,86. Уч.-изд. л. 14,15. Тираж 17 000 экз. Заказ № 790. Цена 85 коп.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071, Москва В-71, Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства «Наука»
630077 Новосибирск, 77, Станиславского, 25

© Издательство «Наука»,
Главная редакция
физико-математической литературы, 1986

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Введение	7
Глава I. Открытие элементарных частиц	11
Электрон, протон и фотон	11
Открытие нейтрона	14
Гипотеза нейтрино	18
Ядерные силы	22
Открытие пиона и мюона	24
Изотопическая инвариантность. Резонансы	27
Позитрон	30
Антипротон и антибарионы	34
Открытие странных частиц	37
Предсказание и открытие Ω^- -гиперона	42
«Очарованный» кварк и чармоний	45
Тяжелый лептон и ν -мезоны	51
Открытие W- и Z-бозонов	55
Глава II. Электромагнитное взаимодействие электронов и фотонов	67
Фотон	67
Квантовая механика электрона	69
Теория Дирака	75
Матрица рассеяния и язык диаграмм Фейнмана	75
Перенормировка массы и заряда электрона	81
Экспериментальная проверка квантовой электродинамики	90
Глава III. Сильное взаимодействие	102
Барионное число и изотопический спин	102
Странность	111
Резонансное рассеяние адронов	114
Дифракционное рассеяние адронов	117
Кварки и $SU(3)$ -симметрия	120
Унитарные мультиплеты	128
Чарм и очарованный кварк	132
Цветные кварки и глюоны	139
Глава IV. Слабое взаимодействие	149
Место слабого взаимодействия в физике	149
Взаимодействие слабых токов	152
Нейтрино и антинейтрино	160
Классификация слабых процессов	168
Несохранение пространственной четности	179

Нейтральные каоны	186
Взаимопревращения нейтральных каонов . .	193
Нейтринные осцилляции	198
Нарушение CP -инвариантности	202
Симметрии и взаимодействия	208
Точные и приближенные внутренние симметрии	208
Глобальные и локальные симметрии	219
Асимптотическая свобода	228
Единая теория слабого и электромагнитного вза- имодействий	235
Великое объединение	248
Нестабильный протон	254

ПРЕДИСЛОВИЕ

«Прежде чем вы начинаете чтение, вы вправе ожидать ответа на некоторые простые вопросы. С какой целью написана эта книга? Кто тот воображаемый читатель, для которого она предназначается?»

Трудно начать с ясного и последовательного ответа на эти вопросы. Гораздо легче ответить на них в конце книги, хотя это было бы совершенно лишним. Мы находим, что проще сказать, чем эта книга не стремится быть. Мы не писали учебника по физике. Здесь нет систематического изложения элементарных физических фактов и теорий. Скорее наше стремление состояло в том, чтобы широкими линиями обрисовать попытки человеческого разума найти связь между миром идей и миром явлений».

Эти слова А. Эйнштейна и Л. Инфельда из их «Эволюции физики» в той или иной степени относятся и к нашей небольшой книге, посвященной элементарным частицам.

Физика элементарных частиц за последние несколько десятилетий достигла огромных успехов — как в области эксперимента, так и в области теории. С помощью специально построенных машин — ускорителей заряженных частиц — были получены частицы гигантских энергий порядка десятков и сотен ГэВ и был открыт новый мир элементарных частиц, подверженных удивительным взаимодействиям и взаимопревращениям.

В теории возникли такие шедевры, как квантовая хромодинамика и единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий, и ситуация сейчас такова, что физика находится на кануне создания единой теории всех фундаментальных взаимодействий.

Можно смело сказать — достижения в физике элементарных частиц столь значительны, и в общезначимом и в общезначимом плане, что сейчас не может быть физика или математика и вообще естествознания, в

каких бы областях науки они ни работали, которые не знали бы, что происходит в мире элементарных частиц. Так же, как необходимым элементом общего физического образования является знакомство с основными идеями квантовой механики и теории относительности, так и основные сведения об элементарных частицах и их фундаментальных взаимодействиях должны стать общим достоянием всех естествоиспытателей.

Цель этой книги заключается в том, чтобы довести новейшие идеи и результаты физики элементарных частиц до широкой аудитории физиков, работающих в таких областях, как физика конденсированного состояния, физика плазмы, радиофизика, ядерная физика низких и средних энергий и т. п., а также математиков, преподавателей физики вузов, техникумов и старших классов средних школ и студентов — физиков и математиков.

Мы начинаем изложение с экскурса в историю открытия элементарных частиц и освещаем «биографию» таких частиц, как электрон, протон, фотон, нейтрон и нейтрино, позитрон и пион, антипротон и странные частицы. История «завершается» открытием очарованных частиц, тяжелого лептона и ψ -мезонов.

Следующие разделы книги посвящены рассмотрению свойств фундаментальных взаимодействий элементарных частиц — электромагнитного, сильного и слабого. В последнем разделе разъясняется связь фундаментальных взаимодействий с внутренними симметриями элементарных частиц. Здесь излагается единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий, кварк-глюонная теория адронов и описываются идеи возможного объединения слабого, сильного и электромагнитного взаимодействий в единое фундаментальное взаимодействие и вытекающая из такого объединения нестабильность протона.

Мы хотели бы выразить глубокую благодарность Л. Б. Окуню за его критические замечания и ценные советы, которые он сделал при ознакомлении с рукописью. Его великолепная книга «Лептоны и кварки» также сослужила нам большую службу. Мы благодарны С. С. Герштейну и В. А. Матвееву за их ценные критические замечания.

ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько десятилетий в физику «вошел» новый материальный мир — мир элементарных частиц. Некоторые из них были открыты в космических лучах, но большинство было «создано» искусственно, с помощью мощных ускорителей заряженных частиц — главного экспериментального орудия физики элементарных частиц.

«Создание» новых частиц в процессах столкновений между известными «старыми» частицами доказало возможность существования новых форм материи. Открытие таких форм материи и всевозможных процессов взаимопревращаемости различных форм материи — электромагнитного поля, электронов и позитронов и новых форм материи — является одним из величайших достижений науки, значение которого трудно переоценить.

В настоящее время насчитывается несколько сотен элементарных частиц. Число их значительно больше, чем число химических элементов в таблице Менделеева (число естественных и искусственных элементов составляет вместе 107). Но «элементарность» элементарных частиц не означает, что они являются последними и подлинными «кирпичиками» мироздания. Напротив, сейчас известно, что многие из них сами имеют сложную структуру, например, протон и нейтрон — составные частицы атомного ядра — построены сами из «более элементарных» частиц — кварков. Каждая из этих и других «элементарных» частиц существует всегда как нечто цельное и в процессах рождения и уничтожения частиц возникает и исчезает вся целиком.

Важнейшим достижением явилось установление замечательной иерархии взаимодействий, управляющих различными формами материи. Оказалось, что существует всего несколько четко очерченных типов фундаментальных взаимодействий, которым подвержены элементарные частицы: сильное, электромагнитное, слабое и гравита-

ционное взаимодействия. Они прежде всего резко отличаются интенсивностью, но для них различны также и радиусы действия, и присущие им внутренние симметрии.

Самым интенсивным и наиболее симметричным является сильное взаимодействие. Оно лежит в основе ядерных сил, действующих между частицами, входящими в состав атомных ядер, — протонами и нейтронами. Именно оно обуславливает структуру ядра. Нуклоны, т. е. частицы, входящие в состав ядра, подвержены сильному взаимодействию. Другие элементарные частицы — электрон, позитрон, мюон, тяжелые лептоны, нейтрино, фотон — «не чувствуют» сильного взаимодействия. Частицы, подверженные сильному взаимодействию, получили общее название адронов *). Испытывают это взаимодействие адроны только в том случае, если расстояние между ними очень мало — меньше или порядка 10^{-13} см; на больших расстояниях сильное взаимодействие не проявляется.

Группа адронов объединяет подавляющее число элементарных частиц. К этой группе относятся, в частности, протон и нейтрон, а также большие совокупности мезонов, гиперонов и резонансов.

В сильном взаимодействии не участвуют лептоны — группа частиц со спином $\frac{1}{2}$: электрон (e), мюон (μ), тау-лептон (τ) и соответствующие нейтрино ν_e , ν_μ и ν_τ .

Что касается электрического заряда, то адрон может его иметь или не иметь. Для сильного взаимодействия это неважно. Электрический заряд определяет следующее по интенсивности за сильным электромагнитное взаимодействие. Ему подвержены все электрически заряженные частицы и фотон, который не имеет электрического заряда. Кроме того, электромагнитное взаимодействие существует и между нейтральными частицами, обладающими магнитными моментами, например, между двумя нейтронами. Электрический заряд удивительным образом по неизвестным до сих пор причинам с точностью до знака одинаков у всех заряженных элементарных частиц.

Хотя электромагнитное взаимодействие играет роль и в ядерных силах, но главной его сферой являются атомы и молекулы, структура которых полностью определяется этим взаимодействием. Структура твердых тел также оп-

*) Слово «адрон» происходит от греческого $\alpha\delta\rho\omicron\varsigma$ (по-английски *hadron*, что означает «крупный, массивный»).

ределяется этим взаимодействием, вся химия основывается на электромагнитном взаимодействии. По интенсивности оно в сто раз уступает сильному взаимодействию, но зато радиус его действия не ограничен, как радиус сильного взаимодействия.

Еще меньше интенсивность слабого взаимодействия — примерно на десять порядков меньше интенсивности сильного взаимодействия. (Это значит, что эффективные сечения или вероятности слабых процессов, т. е. процессов, которые обусловлены слабым взаимодействием, примерно на десять порядков меньше сечений сильных процессов, обусловленных сильным взаимодействием.) Радиус действия слабого взаимодействия существенно меньше радиуса действия сильного взаимодействия.

Все элементарные частицы, за исключением фотона, т. е. адроны и лептоны, подвержены слабому взаимодействию. Но должны быть особые условия, чтобы слабое взаимодействие проявлялось на фоне сильного и электромагнитного взаимодействий. Оно наблюдается в распадах ряда элементарных частиц, являющихся нестабильными. Например, нестабилен свободный нейтрон, который за счет слабого взаимодействия распадается за время порядка 15 минут на протон, электрон и антинейтрино.

Слабое взаимодействие ответственно за β -распад ядер. Оно обуславливает также рассеяние нейтрино различными элементарными частицами.

Наименее интенсивным является гравитационное взаимодействие. Зато ему подвержена вся материя в целом — в этом состоит закон всемирного тяготения Ньютона. Радиус его действия бесконечен. Проявляется гравитационное взаимодействие главным образом между макроскопическими телами. Оно определяет движение планет и звезд. Структура Вселенной в целом определяется этим взаимодействием. В мире элементарных частиц гравитационное взаимодействие непосредственно не проявляется из-за сравнительно малой массы частиц. Например, сила гравитационного взаимодействия между двумя электронами меньше электрической силы между ними на том же расстоянии в 10^{45} раз. Не исключено, что гравитационному взаимодействию предназначена какая-то особая, существенная, но пока еще не известная роль и в мире элементарных частиц.

Чтобы сравнить интенсивности взаимодействий элементарных частиц, возьмем два протона, находящиеся на расстоянии $r \approx \hbar/m_p c$ (\hbar — постоянная Планка, c — ско-

рость света, m_p — масса протона). Тогда энергия их гравитационного взаимодействия будет порядка $10^{-38}m_p c^2$, энергия электромагнитного взаимодействия — порядка $10^{-2}m_p c^2$ и энергия слабого взаимодействия — порядка $10^{-5}m_p c^2$, в то время как энергия сильного взаимодействия — порядка $m_p c^2$.

Чтобы лучше войти в круг понятий и идей, с которыми имеет дело физика элементарных частиц, полезно предварительно сделать краткий экскурс в историю открытий элементарных частиц. С этого мы и начнем.

Глава I

ОТКРЫТИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Электрон, протон и фотон

Самые «старые» элементарные частицы — это электрон, протон и фотон.

Электрон — в идейном плане — «вошел» в физику в 1881 г., когда Герман Гельмгольц в своей речи в честь Майкла Фарадея указал, что атомная структура вещества вместе с законами электролиза Фарадея неизбежно приводит к мысли, что электрический заряд всегда должен быть кратен некоторому элементарному заряду, т. е. к выводу о квантовании электрического заряда.

Сам Фарадей был гораздо осторожнее. «Возможно,— писал он,— не следует высказываться по этому вопросу, не оговорив предварительно, что представленные факты будут обоснованы, но нельзя также и, может быть, даже бестактно не обсуждать его вообще. Хотя нам ничего не известно о структуре атома, все же трудно удержаться от искушения сформулировать некую идею о маленькой частице, в виде которой мы мысленно представляем его; и хотя в равной, если не в большей, степени мы не сведущи в электричестве, так как не можем сказать, является ли оно особым веществом или веществами, некой силой третьего рода или просто каким-то видом движения обычных материальных частиц, существует огромное множество фактов, оправдывающих наше предположение о том, что атомы в той или иной мере связаны с электрическими силами; именно этим силам они обязаны своими наиболее поразительными свойствами, в частности, взаимным химическим сходством...»¹⁾.

¹⁾ *Андерсон Д.* Открытие электрона.— М.: Атомиздат, 1968, с. 19.

И даже великий Максвелл, создавший фундаментальную теорию электрических и магнитных явлений и использовавший существенным образом экспериментальные результаты Фарадея, не принимал гипотезы атомарного электричества. В своём «Трактате об электричестве и магнетизме» он писал: «Эта теория молекулярного заряда служит методом, с помощью которого можно объяснить довольно большое число фактов об электролизе. Чрезвычайно невероятно, что, придя к пониманию действительной природы электролиза, мы сохраним в какой-либо форме теорию молекулярных зарядов, ибо тогда мы получим надёжную основу для корректного описания поведения электрических токов, в результате чего отпадает необходимость в этих временных теориях»¹⁾).

Между тем «временная» теория о существовании электрона была подтверждена в 1895 г. в экспериментах Дж. Дж. Томсона, в которых он отождествил так называемые катодные лучи с электронами и измерил заряд и массу электрона. Частицы катодных лучей Томсон называл «корпускулами» или изначальными атомами. Слово «электрон» первоначально использовалось для обозначения величины заряда «корпускулы». И только со временем электроном стали называть саму частицу.

Однако идея об электроне не сразу получила признание. Когда на лекции в Королевском обществе Дж. Дж. Томсон — первооткрыватель электрона — высказал предположение, что частицы катодных лучей следует рассматривать как возможные компоненты атома, некоторые его коллеги искренне считали, что он мистифицирует их. Сам Планк признался в 1925 г., что не верил тогда (в 1900 г.) в гипотезу об элементарной частице — электроне.

Можно сказать, что только после опытов Р. Милликена, измерившего в 1911 г. заряды индивидуальных электронов, эта первая элементарная частица получила право на существование.

Открытие протона связано с открытием атомного ядра. Оно было сделано Э. Резерфордом в 1919 г. в результате бомбардировки атомов азота высокоэнергетичными α -частицами. Резерфорд заключил, что «ядро атома азота распадается вследствие громадных сил, развивающихся

¹⁾ *Андерсон Д.* Открытие электрона.— М.: Атомиздат, 1968, с. 25,

при столкновении с быстрой α -частицей, и что освобождающийся водородный атом образует составную часть ядра азота». В 1920 г. ядра атома водорода были названы Резерфордом протонами (протон по-гречески означает простейший, первичный).

Заметим, что еще в 1886 г. У. Крукс предположил, что все атомы состоят из некой первичной субстанции, названной им *protyle*. Еще ранее, в 1815 г. У. Проут выдвинул предположение, что все атомы состоят из атомов водорода — он считал их первоматерией, из которой построена вся остальная материя. Впоследствии сотрудник Резерфорда Э. Марсден рассказывал, что при выборе нового названия ядра водорода Резерфорд преследовал цель, чтобы оно напоминало людям о Проуте.

Фотон — в некотором смысле особая частица. Дело в том, что масса его покоя, в отличие от других частиц, кроме нейтрино, равна нулю. Поэтому его стали считать частицей не сразу: вначале полагали, что наличие конечной и отличной от нуля массы покоя — обязательная черта элементарной частицы.

Фотон — это «оживленный» планковский квант света, т. е. квант света, несущий импульс.

Кванты света ввел М. Планк в 1901 г. для того, чтобы объяснить законы «черного» излучения. Но они были не частицами, а только минимально возможными «порциями» энергии света той или иной частоты.

«Живыми» фотоны, или кванты, сделала теория относительности Эйнштейна, который в 1905 г. показал, что кванты должны иметь не только энергию, но и импульс, и что они являются в полном смысле частицами, только особенными, так как масса покоя их равна нулю и движутся они со скоростью света.

Представления об электроне, протоне и фотоне буквально пронизывают весь «организм» современной физики.

Они являются достоянием всей физики, а не только физики элементарных частиц. К этим «старым» частицам настолько привыкли, что их даже не считают специфическими объектами физики элементарных частиц. Более того, «начало» физики элементарных частиц обычно датируют не 1895-м годом, когда был открыт электрон, и не 1901-м — годом открытия фотона — его «отсчитывают» с 1932 г., когда Дж. Чэдвик нашел четвертую элементарную частицу — нейтрон. Это, наряду с протоном, «кирпичик», из которого строится атомное ядро.

Открытие нейтрона

Гипотеза о существовании нейтрона была впервые высказана Э. Резерфордом еще в 1920 г. в Бейкериянской лекции «Ядерное строение атома». Тогда Резерфорд сказал: «Предполагается возможность существования атома с массой 1 и нулевым зарядом ядра. Подобная атомная структура представляется вполне возможной... Такой атом обладал бы весьма своеобразными свойствами. Его внешнее поле было бы практически равно нулю повсюду, за исключением области, прилегающей непосредственно к ядру, благодаря чему он мог бы проходить свободно через вещество. Существование таких атомов, вероятно, трудно было бы обнаружить с помощью спектроскопа, и их невозможно было бы сохранять в герметически закрытом сосуде. С другой стороны, они должны легко проникать в недра атома и могут либо соединяться с ядром, либо распадаться под действием интенсивного поля ядра, результатом чего будет, вероятно, испускание Н-атома или электрона или же обоих вместе»¹⁾).

Резерфорд предполагал, что нейтрон, названный им нейтральным атомом, представляет собой сильносвязанное состояние электрона и протона (Н-ядра, по его терминологии).

Предпринятые после этого экспериментальные поиски нейтрона не увенчались успехом. Как вспоминал впоследствии Чэдвик, Резерфорд «...указывал на трудность понять строение ядра, полагая единственными существующими элементарными частицами протон и электрон, и на необходимость в связи с этим прибегнуть к помощи нейтрона. Резерфорд охотно допускал, что многое в этом было лишь чистым домыслом, и, будучи чуждым спекуляциям, не основанным на эксперименте, редко, за исключением частных бесед, говорил об этом. Кажется, только один раз после Бейкериянской лекции он снова публично высказал свои взгляды на роль нейтрона. Однако он не отказался от своей идеи и заразил ею меня. В течение последующих лет, время от времени, иногда вместе, порой я один, мы продолжали проводить эксперименты в надежде найти признаки существования нейтро-

¹⁾ Резерфорд Э. Ядерное строение атома: Бейкериянская лекция.— В кн.: Нейтрон: Предыстория, открытие, последствия.— М.: Наука, 1975, с. 139.

на в момент ли его образования, или в момент его испускания из ядра атома»¹⁾).

История открытия нейтрона полна драматизма. Нейтрон не «давался» физикам, «ускользал» от них. В 1930 г. В. Боте и Г. Бекер наблюдали излучение нейтронов при облучении бериллия α -частицами, но отождествили это явление с испусканием γ -лучей. Год спустя супруги Жолио-Кюри наблюдали выбивание протонов из веществ под действием нейтронов, но интерпретировали это выбивание как результат взаимодействия с высокоэнергетическими γ -квантами.

Сразу же после появления сообщения Кюри Чэдвик приступил к работе. Он вспоминает: «Мне было ясно, что наблюдения Кюри-Жолио нельзя приписать эффекту Комптона, с которым мне не раз приходилось сталкиваться. Я был уверен, что здесь нечто новое и незнакомое. Несколько дней напряженной работы оказалось достаточно, чтобы показать, что эти странные эффекты обязаны своим происхождением нейтральной частице; мне удалось также измерить ее массу. Нейтрон, существование которого предположил Резерфорд в 1920 г., наконец обнаружил себя»²⁾).

Донейтронная физика знала в мире атомов и молекул только электромагнитные силы и сводила или пыталась свести все, что происходит в этом мире, к электромагнитному взаимодействию. Дело в том, что квантовая механика достигла грандиозных успехов в понимании структуры атомов и молекул, при этом все фактически базировалось на единственном предположении о том, что силы, действующие между электронами и ядрами, имеют электростатическое происхождение и подчиняются закону Кулона.

Успех был настолько велик, что даже атомное ядро захотели «втиснуть» в электромагнитную картину мира. Так как единственными частицами с отличной от нуля массой покоя были протон и электрон, то возникло желание считать их структурными «кирпичиками» ядра, т. е. полагать, что ядро состоит из протонов и электронов, между которыми действуют электрические силы. Этим

¹⁾ Чэдвик Дж. Воспоминания о поисках нейтрона.— Там же, с. 5.

²⁾ Чэдвик Дж. Воспоминания о поисках нейтрона.— Там же, с. 9.

отдавалась дань старой гипотезе Прюта о том, что все атомы в конечном счете состоят из атомов водорода.

Но гипотеза о протонно-электронной структуре атомного ядра была не столько физической, сколько метафизической, ибо она противоречила самой своей сущностью квантовой механике. Это разъяснил в 1926 г. В. Гейзенберг, который показал, что электрон не может «жить» в столь малом объеме пространства, какое занимает ядро. Дело в том, что если R — линейные размеры ядра, то, согласно принципу неопределенности Гейзенберга, неопределенность в импульсе ядерного электрона будет порядка \hbar/R (\hbar — квантовая постоянная). Умножив эту величину на скорость электрона в ядре, равную по порядку величины скорости света c , мы найдем неопределенность в кинетической энергии электрона $c\hbar/R$. Эта величина должна быть, естественно, меньше, чем энергия связи ядра, приходящаяся на одну ядерную частицу. Но энергия связи составляет примерно 8 МэВ, а неопределенность в кинетической энергии электрона при $R \approx 10^{-13}$ см составляет 200 МэВ. Таким образом, неопределенность в кинетической энергии больше энергии связи и, следовательно, электрон не может находиться в ядре.

Противоречие возникало не только с таким общим принципом, как принцип неопределенности, — были и более прямые противоречия между гипотезой о протонно-электронной структуре ядра и экспериментальными фактами. К их числу относится так называемая азотная катастрофа. Она заключается в следующем. В протонно-электронной модели ядро атома азота ^{14}N состоит из 14 протонов и 7 электронов (заряд ядра ^{14}N равен 7 протонным зарядам). Таким образом, всего в ядро ^{14}N входит 21 частица, а так как спин каждой из них равен $1/2$, то суммарный спин ядра будет полуцелым. Но существует фундаментальная теорема Паули о связи между спином и статистикой: если одинаковые частицы имеют полуцелый спин, то они подчиняются статистике Ферми — Дирака; если же они имеют целый спин, то подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. Поэтому, если справедлива протонно-электронная модель ядра, то ядра азота должны подчиняться статистике Ферми — Дирака. Это легко проверить, изучая полосатый спектр молекулярного азота, связанный с колебаниями ядер азота. Колебательный спектр ^{14}N обусловлен переходами молекулы из одного колебательного состояния в другое. Если ядро обладает целым спином, то более интенсивными будут переходы

между состояниями с четными значениями момента количества движения; если же спин ядра — полуцелый, то более интенсивными будут переходы между состояниями с нечетными значениями момента. Для молекул азота более интенсивны линии, соответствующие переходам между состояниями с четными значениями момента. Это показывает, что спин ядра ^{14}N — целый, а не полуцелый, как должно было быть в протонно-электронной модели. Этой модели ядра противоречат также и значения магнитных моментов ядер. Если бы в состав ядра входили электроны, то магнитный момент ядра был бы порядка магнитного момента электрона, т. е. порядка боровского магнетона $e\hbar/2m_e c$ (m_e — масса электрона). Между тем магнитный момент ядер порядка протонного, или, как говорят, ядерного, магнетона $e\hbar/2m_p c$ (m_p — масса протона), который в тысячу раз меньше электронного магнитного момента.

Таковы противоречия донейтронной физики, но все они были устранены после открытия нейтрона. Для этого оказалось достаточным предположения, что в состав ядра входят наряду с протонами не электроны, а нейтроны. Гипотеза эта была высказана Д. Д. Иваненко и В. Гейзенбергом спустя несколько месяцев после открытия Дж. Чэдвака.

Важно подчеркнуть, что именно Иваненко первым высказал важное допущение о том, что нейтрон является элементарной частицей, как и протон обладающей спином $1/2$. В небольшой заметке, направленной 21 апреля 1932 г. в английский журнал *Nature*, он писал: «Наибольший интерес представляет вопрос, насколько нейтроны можно рассматривать как элементарные частицы (чем-то подобными протонам или электронам). Нетрудно подсчитать число α -частиц, протонов и нейтронов, имеющих в каждом ядре, и получить таким образом представление об угловом моменте ядра (полагая угловой момент нейтрона равным $1/2$)»¹).

Таким образом, здесь содержатся три важных момента: 1) ядра состоят из α -частиц, протонов и нейтронов, 2) нейтрон является элементарной частицей, 3) спин нейтрона равен $1/2$ (в единицах \hbar).

Гипотеза об элементарности нейтрона имела принципиальное значение, ибо после его открытия и Резерфорд,

¹) *Ivanenko D. The neutron hypothesis.— Nature, 1932, v. 129, p. 798.*

и Чэдвик, и Гейзенберг считали, что нейтрон представляет собой связанное состояние электрона и протона.

Интересно, что еще до опытов Чэдвика к правильной интерпретации результатов экспериментов В. Боте и Ф. Жолио-Кюри пришел итальянский теоретик Э. Майорана. «Майорана стал развивать модель ядра,— пишет Э. Сегре,— построенного только из протонов и „нейтральных протонов“ (т. е. нейтронов.— *Авт.*), и весьма далеко продвинулся в описании сил, действующих между этими частицами. Он рассказал Ферми и некоторым своим друзьям об этой работе. Ферми сразу же осознал ее важность и стал торопить Майорану с публикацией, но тот колебался, считая, что достигнутые им к тому времени результаты являются слишком неполными. Он сказал, что пока не хотел бы писать статью по этому поводу. Ферми попросил у Майораны разрешения сообщить (конечно, ссылаясь на него) результаты на Парижской конференции».

Нейтрон в отличие от протона и электрона нестабилен. Теперь мы знаем, что свободный нейтрон «живет» всего около 15 мин и распадается на электрон, протон и нейтрино — точнее, антинейтрино. Что касается нейтрона в ядре, то из-за его связи он, как правило, не может распасться. Поэтому большинство ядер стабильно относительно β -распада, т. е. излучения электронов. Но в некоторых случаях нейтрон может распадаться и в связанном состоянии. Это бывает при определенном соотношении между массами начального и конечного ядра, которое образуется в результате β -распада; именно масса начального ядра должна превышать массу конечного хотя бы на $0,5 \text{ МэВ}/c^2$ — массу электрона (c — скорость света).

Гипотеза нейтрино

При β -распаде ядер, как мы уже говорили, кроме электронов образуется еще нейтрино. Так мы приходим к пятой элементарной частице. Частица эта сначала была введена в физику теоретически. Именно существование нейтрино было постулировано В. Паули в 1929 г., за много лет до его экспериментального открытия (1956 г.). Нейтрино — нейтральная частица с нулевой (или ничтожно малой) массой — понадобилось Паули для того, чтобы «спасти» закон сохранения энергии в процессе β -распада атомных ядер.

Чтобы разъяснить сложившуюся к 1929 г. ситуацию, рассмотрим, например, β -распад ядра ${}_{83}^{210}\text{Ra}$, в котором впервые были убедительно продемонстрированы трудности с законом сохранения энергии. При β -распаде ${}_{83}^{210}\text{RaE} \rightarrow {}_{84}^{210}\text{RaF} + e^-$ наблюдался целый спектр электронов, энергия которых начиналась от нулевой и кончалась некоторой максимальной энергией, определяемой разностью масс ΔM начального и конечного ядер. Между тем из закона сохранения энергии следовало, что в этом распаде должны образовываться монохроматические электроны с энергией ΔMc^2 . Более того, как впервые заметил Паули, в этом распаде не сохраняется также и спин. Действительно, спины ядер RaE и RaF равны единице и нулю соответственно. Поэтому при переходе $\text{RaE} \rightarrow \text{RaF}$ угловой момент должен измениться на целое число. Если считать, что в β -распаде образуется только один электрон, спин которого равен $1/2$, то угловой момент в этом распаде не сохраняется.

В 1932 г. Н. Бор склонялся к мысли о том, что в β -распаде не сохраняется энергия: «...на современном этапе развития атомной теории мы можем сказать, что не существует эмпирических или теоретических аргументов для подтверждения закона сохранения энергии в случае β -распада, и попытки сделать это даже приводят к осложнениям и трудностям. Конечно, радикальный отход от этого закона заключал в себе странные следствия в случае, если бы такой процесс мог быть обращен. В самом деле, если бы в некотором процессе столкновения электрон мог бы поглотиться ядром с потерей его механической индивидуальности и, следовательно, мог быть воссоздан, как β -частица, мы нашли бы, что энергия этой β -частицы вообще отличалась бы от энергии исходного электрона. Точно так же, как учет таких аспектов строения атома существен для объяснения обычных физических и химических свойств материи и означает отказ от классического идеала причинности, еще не вскрытые особенности стабильности атомов, ответственные за существование и свойства атомных ядер, могут заставить нас отказаться от самой идеи сохранения энергии»¹⁾).

Первоначально Паули назвал гипотетическую нейтральную частицу, образующуюся при β -распаде ядер,

¹⁾ Бор Н. Химия и квантовая теория строения атома.— Избр. тр.— М.: Наука, 1971, т. 2, с. 109.

нейтроном (это было до открытия Чадвика) и предположил, что она входит в состав ядра.

Насколько трудно было прийти к гипотезе нейтрино, образующихся в самом акте распада нейтрона, видно хотя бы из того, что всего за год до появления своей фундаментальной статьи о свойствах слабого взаимодействия Ферми, выступая с докладом о современном состоянии физики атомного ядра на V Международной конференции по электричеству в июле 1932 г., использовал термин «нейтрон» для обозначения двух частиц, которые называются сейчас нейтроном и нейтрино. «Например, согласно предложению Паули,— говорит Ферми,— было бы возможно вообразить, что внутри атомного ядра находятся нейтроны, которые испускались бы одновременно с β -частицами. Эти нейтроны могли бы проходить через большие толщи вещества, практически не теряя своей энергии, и поэтому были бы практически ненаблюдаемы. Существование нейтрона, несомненно, могло бы просто объяснить некоторые пока непонятные вопросы, такие, как статистика атомных ядер, аномальные собственные моменты некоторых ядер, а также, быть может, природу проникающего излучения»¹⁾.

«После открытия нейтрона,— говорил Паули,— на семинарах в Риме мою новую частицу, испускаемую при β -распаде, Ферми стал называть „нейтрино“, чтобы отличить ее от тяжелого нейтрона. Это итальянское название стало общепринятым»²⁾.

Э. Сегре так описывает возникновение названия «нейтрино»: «Вообще-то термин „нейтрино“ был введен в физику именно на Римской конференции. До этого времени была некоторая путаница между гипотетическим нейтроном, который еще не был открыт, и частицей, обеспечивающей сохранение энергии и импульса при бета-распаде. Слово «нейтрино» предложил Ферми в неофициальных разговорах; это слово — пример употребления увеличительного и уменьшительного окончаний *one* и *ino* в итальянском языке. Итальянское слово нейтрон (*neutrone*) означает нечто большое, нейтральное, а нейтрино (*neutrino*) — нечто маленькое, нейтральное. Термин был вскоре подхвачен в Римском университете, а оттуда распространился по всему физическому миру»³⁾.

1) Ферми Э. Научные труды.— М.: Наука, т. 1, с. 468.

2) Паули В. Физические очерки.— М.: Наука, 1975, с. 110—111.

3) Сегре Э. Энрико Ферми — физик.— М.: Мир, 1975, с. 93.

И только в 1933 г. в докладах Сольвеевского конгресса, посвященного физике атомного ядра, было опубликовано выступление В. Паули о нейтринно и его свойствах.

Последующему «утверждению» нейтринно способствовал новый подход в теории β -распада, развитый Ферми в гениальной работе «К теории β -лучей», появившейся в 1933 г. После нее β -распад стали рассматривать не как результат освобождения электрона, первоначально находящегося в нейтроне, а как следствие квантового перехода, иными словами — аналогично процессу излучения фотона атомом (фотон не находится в недрах атома, а появляется в результате квантового перехода).

Успехи теории β -распада, развитой Ферми, побудили Н. Бора окончательно отказаться от гипотезы о несохранении энергии в атомных и ядерных процессах. «...Нужно отметить,— писал Бор в 1936 г.,— что основания для серьезных сомнений в строгой справедливости законов сохранения при испускании β -лучей атомным ядром сейчас в основном устранены благодаря многообещающему согласию между быстро увеличивающимися экспериментальными данными по явлениям β -излучения и следствиями нейтринной гипотезы Паули, столь блестяще развитой в теории Ферми»¹).

Паули так описывает эволюцию взглядов Бора на проблему нейтринно: «Возражения Бора по сравнению с его фарадеевской лекцией стали заметно слабее. Проявив большую осторожность в вопросе о нарушении закона сохранения энергии, он ограничился более общим утверждением: никто, дескать, не знает, какие сюрпризы в этой области еще могут нам встретиться в будущем. Впрочем, справедливость закона сохранения энергии и существование нейтринно он признал полностью только в 1937 г., когда уже была с успехом развита теория Ферми»²).

В 30-е годы теория Ферми была обобщена на позитронный распад (Дж. Вик, 1934 г.) и на переходы с изменением углового момента ядра (Дж. Гамов и Э. Теллер, 1937 г.).

«Судьбу» нейтринно можно сравнить с «судьбой» электрона. Обе частицы были вначале гипотетическими —

¹) Бор Н. Законы сохранения в квантовой теории.— Избр. науч. тр.— М.: Наука, 1971, т. 2, с. 203.

²) Паули В. Физические очерки.— М.: Наука, 1971, с. 114.

электрон был введен, чтобы привести атомную структуру вещества в соответствие с законами электролиза, а нейтрино — для спасения закона сохранения энергии в процессе β -распада. И только значительно позже они были открыты как реально существующие.

Ядерные силы

Протонно-нейтронная модель ядра поставила перед физикой новую проблему первостепенной важности — проблему ядерных сил. Дело в том, что нейтрон является электрически нейтральной частицей, т. е. не обладает электрическим зарядом. Но нейтрон может находиться в ядре, следовательно, он притягивается к протонам и нейтронам, из которых составлены ядра. Иными словами, между нейтроном и протоном, а также между двумя нейтронами действуют силы явно не электрического происхождения, так как электрический заряд нейтрона равен нулю. Что же это за сила?

Квантовая механика выяснила природу химических сил, действующих между нейтральными атомами. Например, потенциальной энергией молекулы водорода, точнее, ее ядер, будет полная энергия обоих электронов, зависящая от расстояния между ядрами как параметра. Эта энергия существенно определяется симметрией электронной волновой функции, которая, в свою очередь, зависит от взаимной ориентации спинов электронов. При нулевом суммарном спине энергия имеет минимум как функция расстояния между ядрами. Этот минимум соответствует связанному состоянию молекулы. Электроны при этом коллективизированы, т. е. принадлежат обоим ядрам. Наглядно дело происходит так, как если бы ядра «обменивались» электронами. На этом основании говорят об обменном характере химических сил.

Переходя к ядру, хотелось бы прежде всего рассматривать протон и нейтрон не как две различные частицы, а как два электрона в молекуле H_2 , которые отличаются там только тем, что ориентации их спинов различны. Так возникла идея — она принадлежала Гейзенбергу — рассматривать протон и нейтрон как два состояния единой частицы — нуклона, — различающиеся проекцией некоторого вектора. Этот вектор должен иметь только две проекции, т. е. должен вести себя как спин. Он введен Гейзенбергом в 1933 г. и назван позже изотопическим спином.

Можно считать, например, что проекция изотопического спина протона равна $1/2$, а нейтрона — минус $1/2$. Заметим, что если прибавить к проекции изотопического спина $1/2$, то мы получим заряд частицы в единицах протонного заряда. В дальнейшем изотопический спин оказался необходимым приписать и другим элементарным частицам — адронам, и понятие изотопического спина приобрело фундаментальное значение.

Но если хоть в какой-то мере возможно проводить аналогию между ядром и молекулой, то, может быть, и ядерные силы, так же как и химические, можно считать имеющими обменное происхождение?

Впервые мысль об обменном характере взаимодействия протона и нейтрона высказал Гейзенберг в своей первой статье, посвященной протонно-нейтронной модели ядра (1933). Он писал: «При сближении нейтрона и протона на расстояние, сравнимое с ядерным, происходит по аналогии с ионом H^+2 перемена места отрицательного заряда... Это изменение места можно сделать наглядным с помощью представления об электроне, не обладающем спином и подчиняющемся статистике Бозе»¹⁾.

Здесь как бы содержится неявное допущение о существовании некоторой частицы, обмен которой обуславливает взаимодействие между протоном и нейтроном, — ведь гипотетическим бесспиновым «электроном» Гейзенберга и оказался псевдоскалярный π -мезон, открытый спустя 15 лет после опубликования статьи Гейзенберга и лежащий в основе ядерных сил.

Но слава открытия этой частицы связана не с именем Гейзенберга, а с именем Х. Юкавы, который в 1934 г. предложил мезонную теорию ядерных сил. Согласно этой теории взаимодействие протона и нейтрона является результатом обмена между ними некоторыми заряженными частицами. Юкава предсказал значение массы этих частиц, которые можно интерпретировать как кванты ядерного поля. Он исходил при этом из фундаментального предположения, что радиус действия сил должен быть обратно пропорционален массе обмениваемых частиц и может быть оценен по формуле $R = \hbar/mc$ (m — масса частицы). Если подставить сюда вместо R размеры ядра $R \approx 10^{-13}$ см, то для массы частицы получится значение, превышающее массу электрона примерно в 200 раз.

¹⁾ Гейзенберг В. О строении атомных ядер. — В кн.: Нейтрон: Предыстория, открытие, последствия. — М.: Наука, 1975, с. 147—148.

Существование такой частицы и предсказал Юкава. Но в то время она не была известна, и Юкава писал: «Так как квант с такой большой массой в эксперименте никогда не наблюдался, то вышеизложенная теория, кажетс^я, находится на ложном пути»¹⁾).

Первым, кто пытался реализовать в количественном плане идею Гейзенберга об обменном характере ядерных сил, был И. Е. Тамм. Он предположил, что обмен электроном и нейтрино между нейтроном и протоном является источником их сильного притяжения. «Уже в первом сообщении (1934 г.) И. Е. Тамм привел полученную им формулу для потенциала взаимодействия, возникающего между нуклонами, и показал, что это взаимодействие очень мало по сравнению с реально существующими ядерными силами. Следовательно, хотя эти β -силы, конечно, существуют, не они обеспечивают устойчивость ядер. Однако, отпрявляясь от этой работы, Юкава вскоре показал, что ядерные силы могут обуславливаться обменом частицами, если эти частицы гораздо тяжелее электрона. Так были предсказаны, а затем обнаружены «ядерные» сильновзаимодействующие мезоны. Работа И. Е. Тамма послужила прообразом и основой как этой мезонной теории ядерных сил, так и других подобных исследований, которые все строились в общем по той же теоретической схеме, что и теория β -сил, созданная Игорем Евгеньевичем»²⁾).

Между тем в серии экспериментов, выполненных в 1936—1938 гг., К. Андерсон и С. Неддермайер показали, что в составе космических лучей присутствуют положительные и отрицательные частицы, масса которых заключена в интервале между массами электрона и протона. Естественно было отождествить эти частицы с предсказанными Юкавой квантами ядерного поля. Вначале эти частицы называли мезотронами, а потом — мезонами.

Открытие пиона и мюона

Между тем дальнейшие исследования свойств частиц, открытых К. Андерсоном, показали, что отождествление их с мезонами Юкавы было несколько преждевременным. Дело в том, что в 1947 г. М. Конверси, Э. Панчини и

¹⁾ *Yukawa H.*— Collected papers from Osaka University, 1935, v. 2, p. 52.

²⁾ *Тамм И. Е.* Собрание научных трудов.— М.: Наука, 1975, т. 1, с. 12.

О. Пиччиони, изучая взаимодействие мезонов космических лучей с атомными ядрами, обнаружили, что отрицательные частицы не захватываются ядрами, как это следовало из теории Юкавы, а распадаются с испусканием электронов. Из этого Э. Ферми, Э. Теллер и В. Вайскопф сделали вывод, что частицы, столь слабо взаимодействующие с ядрами, не могут служить для передачи мощных ядерных сил. Поэтому С. Саката, а также Х. Бете и Р. Маршак выдвинули предположение, что наблюдаемые частицы не являются частицами Юкавы, а представляют собой только продукты их распада.

В 1947 г. С. Пауэлл наблюдал в фотоэмульсиях следы заряженных частиц, которые были интерпретированы как мезоны Юкавы и названы π -мезонами или пионами. Продукты распада заряженных пионов, представляющие собой также заряженные частицы, были названы μ -мезонами или мюонами. Именно отрицательные мюоны и наблюдались в опытах Конверси: в отличие от пионов мюоны, как и электроны, не взаимодействуют сильно с атомными ядрами.

Так как при распаде остановившихся пионов всегда образовывались мюоны строго определенной энергии, отсюда следовало, что при переходе $\pi \rightarrow \mu$ должна образовываться еще одна нейтральная частица (масса ее оказалась очень близкой к нулю). С другой стороны, эта частица практически не взаимодействует с веществом, поэтому был сделан вывод, что она не может быть фотоном. Таким образом, физики столкнулись с новой нейтральной частицей, масса которой равна нулю.

Несколько ранее, как мы уже знаем, Паули высказал предположение о существовании такой частицы. Еще до того, как она была наблюдаена, частица получила наименование нейтрино (и стала обозначаться ν). Поэтому теперь нейтральная частица, появляющаяся в результате распада π -мезона, была отождествлена с нейтрино.

Итак, был открыт заряженный мезон Юкавы, распадавшийся на мюон и нейтрино, $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$. Время жизни π -мезона относительно этого распада оказалось равным $2 \cdot 10^{-8}$ с. (Нестабильность кванта ядерного взаимодействия была предсказана в свое время Юкавой.) Частица должна была распадаться на электрон и нейтрино, однако этот распад оказался сильно подавленным по сравнению с распадом $\pi \rightarrow \mu + \nu$. Выяснилось, что и мюон не стабилен, что в результате его распада образуется электрон, время жизни мюона оказалось порядка

10^{-6} с. Так как электрон, образующийся при распаде мюона, не имеет строго определенной энергии, то был сделан вывод, что наряду с электроном при распаде мюона образуются два нейтрино, $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \nu_e$: электронное (ν_e) и мюонное (ν_μ). Вывод оказался правильным.

Нестабильность мюона установлена в опытах с космическими лучами еще до того, как было понято отличие пиона от мюона. Так, в 1938 г. было замечено, что при прохождении в атмосфере космические лучи поглощаются сильнее, чем в воде (при таком же количестве вещества). Это аномальное поглощение Куленкампф интерпретировал как результат нестабильности частиц космических лучей (чтобы иметь в атмосфере такое же количество вещества, как и в более плотной воде, частицы должны пройти существенно большее расстояние). Но нестабильные частицы при прохождении большего расстояния будут иметь большую вероятность распасться! На основании анализа аномального поглощения было определено время жизни мюона — около 10^{-6} с — это подтвердилось более точными поздними измерениями. Эта величина характеризует время жизни покоящегося мюона. Но в специальной теории относительности скорость распада движущихся мюонов должна замедляться тем больше, чем ближе скорость мюона к скорости света. Подобное замедление и было обнаружено Б. Росси в 1939 г.

«Стоит упомянуть о довольно нелепом случае, — рассказывает в этой связи Гейзенберг, — когда мюоны помогли решению весьма фундаментального вопроса. Здесь, в Германии, перед самой войной правительство не одобряло теории относительности, в особенности релятивистское замедление времени в движущихся телах, о котором было сказано, что это абсурдная, чисто теоретическая спекуляция. Дело дошло даже до судебных разбирательств по поводу допустимости преподавания теории относительности в университетах. При одном из таких разбирательств я имел возможность высказаться о том, что время распада мюона должно зависеть от его скорости: мюоны, которые движутся почти со скоростью света, должны распадаться медленнее тех мюонов, которые движутся с меньшими скоростями, — согласно предсказанию теории относительности. Экспериментальные результаты подтвердили такое предсказание: замедление времени могло наблюдаться на опыте непосредственно, и этот факт

открыл двери для теории относительности в Германии. Поэтому я всегда чувствую признательность мюонам»¹⁾).

По своим свойствам мюон оказался подобным электрону, эти две частицы отличаются только массой. Такие фундаментальные величины, как спин, электрический заряд, магнитный момент, а также свойства взаимодействия электрона и мюона с другими частицами оказались полностью тождественными. Причина такого совпадения до сих пор не выяснена. Возможно, это отражение каких-то неизвестных пока свойств симметрии в мире элементарных частиц, которые смогут быть поняты только после создания единой теории всех взаимодействий.

Изучение взаимодействия заряженных пионов с нуклонами позволило установить, что пионы являются псевдоскалярными частицами, т. е. имеют нулевой спин и отрицательную пространственную четность.

Интересно, что гипотеза о псевдоскалярной природе пиона обсуждалась Н. Кеммером еще в 1938 г., но была отвергнута им. Как он сам отмечает, он допустил две ошибки. Во-первых, игнорировал так называемые тензорные ядерные силы, во-вторых, сделал вывод, что обмен псевдоскалярным мезоном приводит якобы к дейтрону со спином нуль, а не единица, как следовало из опыта.

В 1950 г. на ускорителе в Беркли и одновременно при изучении космических лучей были получены указания о существовании нейтрального пиона π^0 -мезона. Затем было установлено, что π^0 -мезон нестабилен, что основным способом его распада является распад на два фотона со временем жизни порядка $2 \cdot 10^{-16}$ с.

Изотопическая инвариантность. Резонансы

Открытие нейтрального пиона имело решающее значение для ядерной физики, так как оно подтвердило мезонную теорию зарядовой независимости ядерных сил.

Так как π -мезон сильно взаимодействует с нуклонами, то при рассеянии протонов достаточно больших энергий на ядрах должны интенсивно рождаться пионы. Подобно тому как фотоны, являющиеся квантами электромагнитного взаимодействия, рождаются при рассеянии заряженных частиц, так и пионы, являющиеся квантами ядерного взаимодействия, рождаются при рассеянии протонов. Правда, из-за не равной нулю массы пионов это

¹⁾ Гейзенберг В. Космическое излучение и фундаментальные проблемы физики.— УФН, 1972, т. 121, с. 671.

рождение начинается с некоторой энергии протонов — пороговой энергии. Пионы за время своей жизни успевают пройти расстояние порядка нескольких метров от точки рождения. Этого расстояния достаточно, чтобы сформировать пучки заряженных пионов и изучить их взаимодействие с нуклонами. Поэтому уже в 1951—1952 гг. такие пучки были получены в лаборатории на протонном ускорителе. В эти же годы под руководством Ферми были выполнены замечательные эксперименты по исследованию рассеяния π -мезонов на нуклонах. Важным итогом этих исследований явилось доказательство изотопической инвариантности сильного взаимодействия, т. е. взаимодействия между нуклонами и пионами. Именно, было показано, что если нуклонам приписать изотопический спин $1/2$, а π -мезонам — изотопический спин 1, то во всех процессах взаимодействия π -мезонов с нуклонами изотопический спин будет сохраняться.

Закон сохранения изотопического спина представляет собой общую формулировку принципа зарядовой независимости ядерных сил. Этот закон позволил объяснить наблюдаемые на опыте соотношения между дифференциальными сечениями процессов рассеяния π -мезонов на протонах,

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p, \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^- + p, \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n.$$

На опыте оказалось, что вероятность (π^+, p) -рассеяния почти в десять раз превышает вероятность (π^-, p) -рассеяния в интервале энергий π -мезонов 100—200 МэВ.

Это отношение дифференциальных сечений рассеяния π -мезонов протонами было объяснено Ферми, предположившим, что в исследованной области энергий π -мезоны взаимодействуют с нуклонами особенно сильно в том состоянии, которое имеет полный изотопический спин, равный $3/2$.

Состояние нуклона и π -мезона характеризуется не только величиной полного изотопического спина, но и величинами полного углового момента и пространственной четности. Рассеяние π -мезона на нуклонах в состоянии с определенными значениями этих квантовых чисел характеризуется так называемой фазой рассеяния. Последняя зависит от энергии взаимодействующих частиц, а также от их полного изотопического спина, полного углового момента и пространственной четности. Случай нулевой фазы рассеяния соответствует отсутствию взаимодействий, а случай, когда фаза равна $\pi/2$, — макси-

мально сильному взаимодействию. Таким образом, знание фаз рассеяния исключительно важно для понимания механизма взаимодействия π -мезонов с нуклонами.

«Можно попытаться,— писал Ферми,— феноменологически интерпретировать рассеяние как обусловленное силой, действующей между нуклоном и пионом. Беглый взгляд на полученные фазовые сдвиги сразу обнаруживает, что эта сила должна быть различной в различных состояниях. Предполагая вновь, что первое решение правильно, мы смогли бы далее заключить, что сила очень велика для состояний с изотопическим спином $3/2$ и моментом $3/2$ »¹⁾.

Сильное взаимодействие π -мезона и нуклона в состоянии с полным изотопическим спином $3/2$ и моментом $3/2$ приводит к появлению у нуклона возбужденного состояния, которое в течение очень короткого времени порядка 10^{-23} с «распадается» на нуклон и π -мезон. Поскольку это состояние имеет вполне определенные квантовые числа, как и стабильные элементарные частицы, естественно считать его частицей. Чтобы подчеркнуть очень малое время жизни этого состояния, его и подобные ему другие короткоживущие состояния стали называть *резонансами*.

Нуклонный резонанс, открытый Э. Ферми в 1952 г., стали называть Δ -изобарой (чтобы выделить тот факт, что изотопический спин Δ -изобары равен $3/2$). Открытие Δ -резонанса имело важнейшее значение для физики элементарных частиц. Так как время жизни резонансов незначительно, их нельзя наблюдать непосредственно, как наблюдают «обычные» протон, π -мезоны или мюоны (по их следам в трековых приборах). Резонансы обнаруживают по характерному поведению сечений рассеяния частиц, а также изучая свойства продуктов их распада. Большинство известных элементарных частиц относится именно к группе резонансов.

Заметим, что возбужденные состояния (или резонансы) являются известными объектами в физике. Так, они были известны в атомной и ядерной физике, где их существование связано с составной природой атома и ядра. Свойства атомных состояний определяются электромагнитным взаимодействием и малые вероятности их распада связаны с малостью константы электромагнитного взаимодействия.

¹⁾ Ферми Э. Научные труды.— М.: Наука, 1972, т. 2, с. 562.

Возбужденные состояния существуют не только у нуклона — в этом случае говорят о его изобарных состояниях, но и у π -мезона и других мезонов — в этом случае говорят о мезонных резонансах.

Позитрон

В 1928 г. П. Дирак создал релятивистскую квантовую механику электрона, сформулировав уравнение, играющее для релятивистского электрона такую же роль, как уравнение Шредингера для нерелятивистской частицы. Из этого уравнения, носящего имя Дирака, следовало, что для свободного электрона возможны два типа состояний: один — с положительной, а другой — с отрицательной энергией. Состояния с отрицательной энергией, казалось бы, не отвечают реальным состояниям частицы, и поэтому вначале было желание их просто отбросить. Однако это сделать невозможно в силу основных принципов квантовой механики — в этом случае совокупность решений уравнений Дирака была бы неполной. Чтобы устранить эту трудность, Дирак изменил понятие вакуума: физический вакуум — это не пустота, а бесконечное множество электронов в состояниях с отрицательными значениями энергии. Это множество само по себе не наблюдается, но если в нем образуется «дырка» (т. е. электрон из вакуума уходит в состояние с положительной энергией), то дырка будет вести себя как положительно заряженная частица с положительной энергией. Это будет частица, называемая позитроном. Таким образом, становится возможен процесс рождения электронно-позитронной пары, например, фотоном. Если же электрон уходит в дырку, то будет наблюдаться аннигиляция пары и превращение ее в фотоны.

«На первый взгляд это предположение (о свойствах вакуума — *Авт.*), — писал Л. Купер, — вызывает больше вопросов, чем дает ответов. Совершенно неожиданно вакуум превратился из пустоты Демокрита, Гассенди и Ньютона в нечто, напоминающее скорее *plenum* Аристотеля или Декарта. Теперь нельзя уже сказать, что вакуум ничего не содержит. Это очень сложная система, содержащая в некотором смысле половину всего сущего, система, все отрицательные уровни энергии которой заполнены электронами. (Со временем представление о вакууме несколько изменилось, так как явная асимметрия между заполненными и пустыми уровнями исчезла, одна-

ко динамика современного вакуума и его сложность тесно связана с тем вакуумом, который был предложен Дираком.) Сразу же возникает несколько очевидных вопросов. Прежде всего каждый электрон обладает зарядом e , так что бесчисленное количество электронов имело бы бесконечный заряд. Таким образом, предположенный Дираком вакуум, в котором заполнены все уровни с отрицательной энергией, должен обладать бесконечным зарядом. Дирак не отрицает этого. Однако, говорит он, мы воспринимаем этот бесконечный заряд как нормальное состояние вещей. Ощущаем же мы лишь отклонения от этого состояния. Помимо заряда вакуум должен обладать бесконечной массой и бесконечной энергией. Все это, по мнению Дирака, нормальное состояние вещей; воспринимаются лишь отклонения от этого состояния»¹⁾).

Таким образом, теоретически было предсказано существование античастиц — вначале антиэлектрона — позитрона, а в дальнейшем и других античастиц.

Для каждой частицы существует своя античастица, но могут быть случаи, когда античастица совпадает с частицей. Тогда говорят об истинно нейтральных частицах. Все заряды — электрический, барионный, лептонный — для истинно нейтральной частицы строго равны нулю. Примером истинно нейтральной частицы является фотон.

Позитрон как реально существующая частица был открыт в космических лучах К. Андерсоном в 1932 г.

В этих экспериментах использовалась камера Вильсона, помещенная в сильное магнитное поле, в которой по кривизне оставляемого следа (трека) можно было определить импульс заряженной частицы, а также установить знак ее электрического заряда. Впервые заряженные частицы в космических лучах обнаружил в 1927 г. Д. В. Скобельцын, который первым применил камеру Вильсона в магнитном поле для анализа свойств космических лучей.

Однако теория Дирака не оказала никакого влияния на работу Андерсона. «Открытие позитрона,— писал К. Андерсон,— было совершенно случайным, хотя релятивистская теория электрона Дирака предсказывала также и существование позитрона и это было хорошо известно почти всем физикам; в открытии позитрона теория не сыграла существенной роли. Цель эксперимента, который привел к открытию, состояла просто в измерении

¹⁾ Купер Л. Физика для всех.— М.: Мир, 1974, т. 2, с. 263—264.

энергетического спектра вторичных электронов, образующихся в атмосфере и других материалах, благодаря приходящему из космоса излучению»¹⁾).

После открытия позитрона в космических лучах позитрон был «создан» на Земле. Это произошло в 1933 г., когда Дж. Чэдвик, П. Блэкетт и Дж. Оккиалини в Англии, Ирен и Фредерик Жолио-Кюри во Франции наблюдали фоторождение электронно-позитронной пары в кулоновском поле ядра, т. е. процесс образования электрона и позитрона при взаимодействии высокоэнергетических фотонов с ядрами. В том же году Ф. Жолио-Кюри и Тибо экспериментально доказали, что позитрон, сталкиваясь с электроном, аннигилирует, и образуются фотоны.

В 1934 г. Х. Бете и В. Гайтлер на основе теории Дирака создали теорию процессов образования электронно-позитронных пар при взаимодействии фотонов с ядрами.

Эта теория явилась ключом к пониманию явлений взаимодействия фотонов и электронов больших энергий с веществом. Но вначале возникли серьезные противоречия между теорией и экспериментом. На основе расчетов Бете и Гайтлера сначала невозможно было понять, почему электроны больших энергий порождают большое число вторичных электронов и позитронов — ливни космических лучей, а также почему электроны проникают через большие толщи вещества. Эти противоречия считались столь серьезными, что Бете и Гайтлер даже пришли к выводу о том, что «квантовая теория явно несправедлива для электронов таких высоких энергий».

Однако такое заключение оказалось преждевременным. Простая идея о возникновении каскадного процесса помогла доказать, что теория Бете и Гайтлера вопреки мнению самих авторов полностью объясняет взаимодействие электронов и фотонов больших энергий с веществом.

Каскадная теория электронно-позитронных и фотонных ливней основывается на том, что фотон, попадая в слой вещества и пройдя небольшое расстояние, рождает электронно-позитронную пару, компоненты которой, поделив между собой энергию фотона, движутся дальше и излучают новые фотоны, которые, в свою очередь, снова рождают пары и т. д. Теория эта нашла блестящее подтверждение на опыте.

¹⁾ *Anderson C. D.* — *Amer. J. Phys.*, 1961, v, 29, p. 825—830.

«Бете и Гайтлер, Дж. Карлсон и Оппенгеймер в США,— пишет Б. Росси,— практически одновременно объяснили природу ливней космических лучей. Создание подробной теории каскадного процесса, объясняющей развитие ливня за счет рождения пар фотонами и излучение фотонов электронами при торможении в поле ядер, было связано с большими математическими трудностями. Среди многих ученых, которые внесли вклад в решение этой проблемы, следует упомянуть советских физиков Л. Д. Ландау, И. Е. Тамма и С. З. Белецкого, американских физиков Х. Снайдера, Р. Сербера, В. Х. Фарри, индийских ученых Х. Бабу и С. Чакрабарта»¹⁾.

Медленный позитрон, сталкиваясь с электроном, не сразу аннигилирует. Электрон и позитрон могут образовывать своеобразную атомную систему — позитроний, в которой роль положительного ядра играет позитрон. Экспериментально позитроний открыл М. Дейч в 1951 г. Атом оказался нестабильным. Он распадается на два или три фотона в зависимости от взаимной ориентации спинов электрона и позитрона. Парапозитроний с антипараллельными спинами электрона и позитрона распадается на два фотона, а ортопозитроний с параллельными спинами электрона и позитрона — на три фотона, причем время жизни парапозитрония на три порядка меньше времени жизни ортопозитрония. Время жизни орто- и парапозитрония равны соответственно $1,4 \cdot 10^{-7}$ и 10^{-10} с. Теория позитрония была развита Л. Д. Ландау и В. Б. Берестецким.

Интересно заметить, что существование позитрона было предсказано Эйнштейном за несколько лет до Дирака — в 1928 г. Эйнштейн при этом исходил из инвариантности уравнений, описывающих электрон, относительно обращения времени и пришел к выводу, что «если существует решение, которое соответствует отрицательному электрону с массой μ и зарядом $-\epsilon$, то существует также и решение, которому соответствует электрон с массой μ и зарядом $+\epsilon$ »²⁾. Но электрон с другим знаком электрического заряда и тем же значением массы и является позитроном. Между тем Эйнштейн рассматривал предсказание позитрона как недостаток своей теории: «Наши поиски удовлетворительного выхода из этой трудности были безуспешны»³⁾.

¹⁾ Росси Б. Космические лучи.— М.: Атомиздат, 1966, с. 90—92.

²⁾ Эйнштейн А. Собрание научных трудов.— М.: Наука, 1966, т. 2, с. 168.

³⁾ Там же, с. 168.

Предсказание позитрона имело принципиальное значение для самых основ физики, а также для философии естествознания. Открытие явлений рождения электрона и позитрона фотоном больших энергий, а также аннигиляции электронно-позитронной пары в фотоны положило конец «статичности», царившей до этого в физике со времени античных философов. «До этого открытия физики придерживались, пусть более или менее неосознанно, философии греческого мыслителя Демокрита. Всякая попытка раздробить материю на все более и более мелкие части, полагали они, в итоге должна приводить к самым малым частям материи, далее не подверженным делению и поэтому называемым атомами. Атомы эти считались неделимыми, неизменными единицами материи, как бы строительными блоками, из которых строится вся материя вообще, а сами атомы, говоря по-современному — элементарные частицы, должны определять видимые свойства различных видов материи соответственно своим размещениям в пространстве и движении. Вся эта картина, как бы ни казалась она правдоподобной, была полностью разрушена теорией Дирака и следствиями из этой теории, начиная с открытия позитрона. При этом существенным было отнюдь не открытие еще одной, до того неизвестной, частицы — было открыто еще множество частиц без сколько-нибудь серьезных последствий для оснований физики; существенным было открытие новой симметрии, сопряженности частиц — античастиц, тесно связанной с лоренцевой группой специальной теории относительности, а также с превращением кинетической энергии сталкивающихся частиц в массу покоя новых частиц и обратно»¹⁾.

Антипротон и антибарионы

Массы других частиц значительно больше массы электрона. Поэтому, чтобы создать искусственно другие античастицы, нужны большие энергии. Чтобы получить их, нужно соорудить мощные ускорители заряженных частиц. Решение этой задачи приобрело широкий размах с 1955 г., когда был введен в строй бэватрон, ускоряющий протоны до энергии 6 ГэВ ($1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$).

¹⁾ Гейзенберг В. Космическое излучение и фундаментальные проблемы. — УФН, 1977, т. 121, с. 669.

С вводом в строй мощных ускорителей существенно увеличился темп исследований в области физики элементарных частиц. В частности, на новой базе стала экспериментально решаться проблема «создания» античастиц. Первым крупнейшим достижением в этой области было «создание» антипротона. Это сделали Э. Сегре и С. Чемберлен с сотрудниками в 1955 г. Опыт сводился к идентификации антипротона, рожденного при взаимодействии пучка ускоренных протонов с ядрами.

Согласно теории Дирака антипротон должен иметь массу, равную массе протона, но отличаться от него знаком электрического заряда. Знак заряда в опыте Сегре определялся по отклонению частиц в магнитном поле. Так как наряду с антипротонами в протонно-ядерных столкновениях рождается большее число отрицательных пионов, то для идентификации антипротона необходимо было достоверно различать антипротоны и отрицательные пионы. Для этого сравнивались скорости антипротона и мезона, обладающие одинаковым импульсом. Так как масса антипротона почти в семь раз превышает массу π^- -мезона, то антипротон при том же импульсе, что и π^- -мезон, должен иметь меньшую скорость по сравнению со скоростью π^- -мезона. В опыте были проведены и другие ухищрения с целью отличать антипротоны от π^- -мезонов. В результате антипротон был надежно идентифицирован.

В 1956 г. был открыт антинейтрон. Для этого использовалась реакция перезарядки при рассеянии антипротонов на протонах: $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + p$.

После открытия антипротона и антинейтрона были обнаружены античастицы и у более тяжелых барионов, получивших название *гиперонов*.

Можно считать экспериментально доказанным, что у каждой частицы есть соответствующая античастица. «В результате теперь стало привычным считать открытие антипротона тривиальным студенческим упражнением. Если подойти с этими «новыми мерками» к классическим работам Чэдвика и Андерсона, то следовало бы сказать, что они вообще ничего не открыли нового, так как нейтрон — это просто другое изоспиновое состояние протона, а андерсоновский позитрон — это просто совершенно очевидный антиэлектрон. В подтверждение нетривиальности открытия группой Сегре антипротона достаточно сказать, что один из наиболее выдающихся известных мне физиков, занимающихся высокими энергиями и не

веривших в возможность рождения антипротона, держал пари на 500 долларов со своим коллегой, который тогда отстаивал теперь уже общепринятую точку зрения, что каждой частице соответствует античастица¹⁾).

Д. Фриш и А. Торндайк, первыми наблюдавшие странные частицы на ускорителе, подтверждают нетривиальность открытия антипротона: «Мнения относительно того, существуют ли антипротоны вообще, резко разделились. Теоретики, как правило, склонялись к тому, что они должны быть, в то время как экспериментаторы считали, что до тех пор, пока нет положительных экспериментальных доказательств, надо проявлять скептицизм и допускать, что нуклоны, возможно, ведут себя иначе. В Брукхейвене сторонники этих двух течений Хартленд Снайдер и Морис Гольдхабер довели дискуссию до высшей точки, поспорив на 500 долларов, безусловно, очень большую сумму по отношению к зарплате физиков. Снайдер, самоуверенный теоретик, поддерживал положительное мнение, Гольдхабер, скептик-экспериментатор, подчеркивал, что в физике надо иметь неоспоримые доказательства²⁾).

Признанием важности заслуг Сегре и Чемберлена в открытии антипротона явилось присуждение им за это открытие в 1959 г. Нобелевской премии, как в свое время Нобелевская премия была присуждена Чэдвику за открытие нейтрона (1935) и Андерсону — за открытие позитрона (1936).

50-е годы завершаются открытием антигиперонов: в 1958 г. был открыт анти- Λ -гиперон (М. Бальдо-Чеолин, Д. Праус), в 1960 г. — анти- Σ^0 -гиперон (Дж. Баттон), анти- Σ^+ -гиперон (Э. Амальди), анти- Σ^- -гиперон (В. И. Векслер), в 1962 г. — анти- Ξ^- -гиперон (Х. Барди, Б. Кульвик, У. Б. Фаулер) и, наконец, в 1963 г. — анти- Ξ^0 -гиперон (С. Белти, С. Сендвайс).

В 1965 г. группа Л. Ледермана получила антидейтрон. В 1970 г. на ускорителе в Серпухове Ю. Д. Прокошкин с сотрудниками получили антигелий. В 1974 г. на этом же ускорителе наблюдалось рождение ядер антитрития ($^3\bar{\text{H}}$) при взаимодействии протонов с ядрами алюминия.

¹⁾ Альварес Л. Современное состояние физики элементарных частиц. — УФН, 1970, т. 100, с. 93.

²⁾ Фриш Д., Торндайк А. Элементарные частицы. — М.: Атомиздат, 1966, с. 85.

Все эти опыты доказывают возможность существования антивещества в согласии с инвариантностью сильного и электромагнитного взаимодействия относительно замены частиц на античастицы, называемой *C*-инвариантностью.

Открытие странных частиц

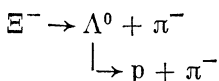
В 1947 г. К. Батлер и Дж. Рочестер в камере Вильсона наблюдали две частицы, названные *V*-частицами, — два трека, как бы образующие латинскую букву *V*. Образование двух треков свидетельствовало о том, что частицы нестабильны и распадаются на другие, более легкие. Одна из *V*-частиц была нейтральной и распадалась на две заряженные частицы с противоположными зарядами. Позже она была отождествлена с нейтральным *K*-мезоном, который распадается на положительный и отрицательный пионы. Другая была заряженной и распадалась на заряженную частицу с меньшей массой и нейтральную частицу. Позже она была отождествлена с заряженным K^+ -мезоном, который распадается на заряженный и нейтральный пионы.

Заметим, что если экспериментальное открытие π -мезона было в каком-то смысле «запрограммированным» и «ожидаемым» в связи с необходимостью объяснить природу нуклонных взаимодействий, то открытие *V*-частиц, как и открытие мюона, оказалось полной неожиданностью. В «естественной» теории строения ядер, как она представлялась в 1947 г., странные частицы были «лишними», и только значительно позже они нашли свое место в картине строения вещества.

Открытие *V*-частиц и определение их самых «элементарных» характеристик растянулось более чем на десятилетие. После первого наблюдения этих частиц в 1947 г. Рочестер и Батлер продолжали свои опыты еще два года, но им не удалось наблюдать ни одной частицы. И только после того как аппаратуру подняли высоко в горы, были снова обнаружены *V*-частицы, а также открыты и новые частицы.

В 1953 г. К. Коуэн наблюдал необычный процесс, в котором тяжелая заряженная частица, масса которой превышает массу нуклона, распадалась на нейтральную частицу и отрицательный пион, а затем нейтральная частица, в свою очередь, распадалась на отрицательный пион и протон. Этот процесс был интерпретирован как

каскадный двухступенчатый распад тяжелой частицы, названной Ξ^- -гипероном,



Из-за двухступенчатого распада Ξ^- -частицу называют иногда каскадным гипероном.

К 1953 г. с помощью изучения космических лучей были открыты θ - и τ -мезоны, Λ^- , Σ^{+} , Σ^- и Ξ^- -гипероны. (Позже выяснилось, что τ - и θ -мезоны связаны с различными распадами одной и той же частицы — К-мезона.) Были измерены массы этих частиц и времена их жизни. Оказалось, что живут они примерно 10^{-10} с. Выяснилось, что они довольно интенсивно рождаются в космических лучах: V-частицы образуются приблизительно в нескольких процентах от общего числа всех процессов, вызванных космическими частицами высоких энергий. Отсюда был сделан вывод, что V-частицы сильно взаимодействуют с ядрами и пионами. Но в таком случае время их жизни должно составлять 10^{-22} — 10^{-23} с, что на много порядков меньше их действительного времени жизни.

Такое «поведение» V-частиц при рождении и последующем распаде привело к тому, что их стали называть *странными*.

«Стремясь преодолеть указанную трудность, Намбу, Нишиджима и Ямагучи, а также Онеда выдвинули в 1951 г. гипотезу о парном рождении странных частиц. Аналогичное предположение в 1952 г. высказал Пайс. Во всех этих теориях предполагалось, что странные частицы рождаются парами, поэтому сильные взаимодействия включают четное число странных частиц. Ясно, что в таком случае распад странных частиц на обыкновенные частицы оказывается запрещенным, поскольку в сильных взаимодействиях число странных частиц может измениться лишь на 2, 4 и т. д. Относительно же слабых взаимодействий, вызывающих распад, предполагалось, что они могут включать нечетное число странных частиц»¹⁾.

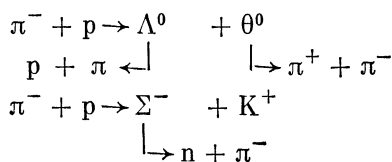
Таким образом, гипотеза совместного, или, как говорят, ассоциативного, рождения странных частиц предсказывала, что в нуклон-нуклонных или пион-нуклонных взаимодействиях странные частицы должны рождаться

¹⁾ Нишиджима К. Фундаментальные частицы.— М.: Мир, 1965, с. 260.

парами. В экспериментах с космическими лучами эта гипотеза не могла быть проверена, потому что в этих экспериментах можно было наблюдать только случаи распада отдельных странных частиц. Поэтому оказалось исключительно своевременным введение в строй двух протонных ускорителей: космотрона с энергией ускоренных протонов 3 ГэВ в Брукхейвене (1953 г.) и бэватрона с энергией ускоренных протонов 6 ГэВ в Беркли (1954 г.).

«Ирония судьбы состоит в том, что параметры бэватрона были установлены, и решение его строить принято еще тогда, когда ни один из физиков, работавших в Беркли, не верил в существование странных частиц. Однако, если вспомнить теперь тогдашние аргументы, становится очевидным, что качество данных в экспериментах с космическими лучами было хорошим, и вывод о существовании странных частиц был обоснованным. Даже если бы мы поверили в существование или, пожалуй, было бы правильное сказать, в важность этих частиц, мы все равно не знали бы, какова должна быть энергия бэватрона, необходимая для рождения: предложенный Пайсом механизм генерации странных частиц и его экспериментальное подтверждение Фаулером и др. были тогда еще делом будущего. Таким образом, то, что за небольшим числом известных исключений бэватрон внес самый значительный вклад в физику странных частиц, было обусловлено стечением ряда весьма благоприятных обстоятельств»¹⁾).

Странные частицы в лаборатории впервые были получены в 1954 г. У. Б. Фаулером, Р. Шаттом, А. Торндайком и У. Виттемором, которые, используя пучок пионов от Брукхейвенского космотрона с начальной энергией 1,5 ГэВ, наблюдали реакции ассоциативного образования странных частиц:



Важность этого эксперимента заключалась также и в том, что в нем нашло отчетливое подтверждение существование Σ^- -частиц.

¹⁾ Альварес Л. Современное состояние физики элементарных частиц.— УФН, 1970, т. 100, с. 93.

Далее возникла проблема, как интерпретировать ассоциативное рождение странных частиц. Может быть, его можно связать с какими-либо иными фундаментальными свойствами взаимодействий частиц? «Совместное рождение указывает,— писали М. Гелл-Манн и М. Розенбаум,— что сильные реакции, в которых участвует одна частица, являются запрещенными. Когда природа исключает какое-либо явление, ее предписание часто принимает форму какого-нибудь закона сохранения. То-то и то-то не может происходить, потому что что-то должно сохраняться.

Когда правило совместного рождения было установлено, естественно, возник вопрос: не скрывается ли за этим правилом какой-нибудь закон сохранения. Если бы такой закон был обнаружен, мы смогли бы узнать значительно больше о странных частицах. Принцип совместного рождения утверждает, что странные частицы образуются всегда в количестве не меньше двух одновременно. Но являются ли все сочетания странных частиц допустимыми или некоторые из них запрещены? И на этот вопрос мог бы ответить закон сохранения»¹⁾).

Гипотеза ассоциативного образования странных частиц, несмотря на экспериментальное подтверждение, встретила с рядом трудностей. Одна из них была связана с распадом каскадного гиперона $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$. В этом распаде число странных частиц не изменялось, поэтому согласно гипотезе ассоциативного рождения он должен был бы быть быстрым, т. е. протекать за время порядка 10^{-23} с. Между тем скорость этого распада оказалась такой же, как и скорость распада $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, в котором число странных частиц изменяется на единицу.

В рамках гипотезы ассоциативного рождения нельзя было объяснить, почему в космических лучах положительных К-мезонов образовалось существенно больше, чем отрицательных. И, наконец, не были ясны причины, из-за которых при энергиях порядка 1 ГэВ странные частицы охотнее образуются в пион-нуклонных, чем в нуклон-нуклонных соударениях.

Ответ на все эти вопросы был найден после введения нового квантового числа элементарных частиц, названного *странностью*. «Гелл-Манн, и независимо Нишиджима, внес первый из своих значительных вкладов,— пишет

¹⁾ Гелл-Манн М., Розенбаум М. Элементарные частицы.— УФН, 1958, т. 64, с. 391.

Л. Альварес,— в физику элементарных частиц, верно угадав законы, по которым происходит рождение и распад всех странных частиц. Я употребил слово «угадав» с тем же благоговением, какое я испытываю, когда говорю, что Шампольон угадал значение иероглифов на Розетском камне. Работами моей группы были окончательно подтверждены все предсказания Гелл-Манна и Нишиджимы. Причем многие из них впервые. Мы до сих пор не перестаем восхищаться их лаконичной элегантностью¹⁾).

Введение сохраняющегося квантового числа странности позволило очень просто объяснить гипотезу ассоциативного рождения странных частиц. Для этого достаточно было приписать пионам и нуклонам нулевую, а странным частицам — отличную от нуля странность.

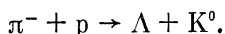
Чтобы запретить сильный распад $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, достаточно приписать Ξ и Λ различные значения странности, а именно: странность Ξ была выбрана равной -2 , а странность Λ -гиперона — равной -1 .

Если положительным K -мезонам приписать странность, равную $+1$, сразу же объясняется их избыток в адронных столкновениях. Действительно, в силу сохранения странности образование K^+ -мезонов должно сопровождаться образованием странных барионов с отрицательной странностью, $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-$, $\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+$, $p + p \rightarrow K^+ + \Lambda + p$. Но K^- -мезоны, имеющие отрицательную странность, не могут рождаться вместе со странными барионами, они всегда рождаются в сопровождении K^+ -мезонов: $\pi^- + p \rightarrow K^- + K^+ + n$, $p + p \rightarrow K^- + K^+ + p + p$. Поэтому число реакций, в которых могут рождаться K^+ -мезоны, больше числа реакций, в которых могут рождаться K^- -мезоны. Более того, оказывается, что энергетические пороги реакций с образованием K^- -мезонов существенно выше порогов реакций с образованием K^+ -мезонов. Различие в порогах реакций приводит к заметному различию их сечений в области энергий порядка нескольких ГэВ. Наименьший энергетический порог (0,76 ГэВ) имеет реакция $\pi + N \rightarrow \Lambda + K$; близкий порог (0,77 ГэВ) имела бы реакция $n + n \rightarrow \Lambda + \Lambda$, разрешенная в рамках гипотезы ассоциативного рождения, но запрещенная законом сохранения странности. Наименьший энергетический порог для образования

¹⁾ Альварес Л. Современное состояние физики элементарных частиц.— УФН, 1970, т. 100, с. 93.

странных частиц в нуклон-нуклонных столкновениях имеет реакция $N + N \rightarrow N + \Lambda + K$. Этот порог равен 1,57 ГэВ, что почти в два раза превышает порог образования странных частиц в пион-нуклонных столкновениях. Именно поэтому странные частицы охотнее образуются в пион-нуклонных столкновениях.

Последующие экспериментальные исследования подтвердили справедливость гипотезы о новом сохраняющемся квантовом числе — странности. В частности, эта гипотеза предсказывала, что наряду с заряженными Σ^+ - и Σ^- -частицами должна существовать нейтральная Σ^0 -частица. Замечательным ее свойством является то, что из всех странных частиц только Σ^0 -частица очень быстро распадается на Λ -частицу и γ -квант — со скоростью 10^{-21} с, что на много порядков быстрее «обычных» распадов странных частиц. Это приводит к тому, что Σ^0 -частицу очень трудно наблюдать на опыте. Дело в том, что процесс $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0$ из-за быстрого распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ выглядит как процесс образования Λ -частицы:



Эти процессы можно различить только при условии тщательных измерений энергии K^0 и Λ : если Λ -частица является продуктом распада Σ^0 , то суммарная энергия Λ и K^0 должна быть меньше суммарной энергии начальных частиц на величину энергии, уносимой фотоном.

Предсказание и открытие Ω^- -гиперона

Начало 60-х годов характеризуется открытием большого числа адронных резонансов — частиц, которые очень быстро, в течение 10^{-23} с, распадаются на адроны. Мы уже говорили, что первый резонанс, названный Δ -резонансом, был открыт в 1952 г. Э. Ферми. Он проявляется как максимум в сечении мезон-нуклонного рассеяния.

С развитием техники водородных пузырьковых камер возник новый метод обнаружения и исследования свойств адронных резонансов по их продуктам распада. Впервые этот метод был опробован в 1960 г.

Камера облучалась пучком отрицательных каонов, и изучалась реакция образования Λ -гиперона с парой противоположно заряженных пионов, $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$. На опыте исследовалось распределение по энергии одного из пионов. Из законов сохранения энергии и им-

пульса следует, что энергия любого из пионов в этой реакции может изменяться от минимального значения, равного массе пиона (при этом Λ -гиперон совместно с другим пионом уносит максимально большую энергию), до некоторого максимального значения, определяемого энергией налетающего K^- -мезона.

Если между образовавшимися частицами нет взаимодействия, то энергетическое распределение пионов должно характеризоваться плавной кривой. Между тем на опыте было обнаружено, что в некоторых случаях реакции $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$ пионы образуются с определенной энергией E_0 . Важно подчеркнуть, что число пионов с этой энергией явно превышает то число, которое ожидалось для плавного распределения, т. е. в распределении по энергиям пиона наблюдался отчетливый пик при энергии E_0 .

Образование пиона с определенной энергией в реакции $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$, например π^+ -мезона, можно интерпретировать как рождение резонанса, названного Y^* , т. е. $K^- + p \rightarrow Y^{*-} + \pi^+$, причем Y^{*-} очень быстро распадается затем на π^- и Λ , $Y^{*-} \rightarrow \Lambda + \pi^-$. Соответственно образование π^- -мезона определенной энергии можно интерпретировать как образование положительно заряженного резонанса $K^- + p \rightarrow Y^{*+} + \pi^-$, распадающегося затем на Λ -гиперон и π^+ -мезон, $Y^{*+} \rightarrow \Lambda + \pi^+$.

Зная энергию налетающих K^- -мезонов, а также энергию E_0 , при которой наблюдается пик в энергетическом распределении, и основываясь на законе сохранения энергии и импульса в процессе $K^- + p \rightarrow Y^{*\pm} + \pi^\mp$, можно определить массу этого резонанса. Она оказалась равной 1385 МэВ.

Пик, отвечающий Y^* (1385)-резонансу, оказался не острым, а имеющим конечную ширину порядка 40 МэВ. Это значение характеризует неопределенность в массе Y^* -резонанса. Столь большая неопределенность в массе Y^* может быть интерпретирована как следствие малого времени жизни Y^* -резонанса. Дело в том, что согласно квантово-механическому принципу неопределенности время жизни состояния обратно пропорционально неопределенности в массе этого состояния, т. е. его ширине. Если бы пик был бесконечно узким, то время жизни соответствующего состояния было бы бесконечно большим и мы имели бы стабильную частицу.

Ширина 40 МэВ для Y^* -резонанса отвечает времени жизни порядка 10^{-23} с. Такой резонанс, следовательно,

быстро распадается на пион и Λ -гиперон. Исследование углового распределения продуктов распада Y^* -резонанса (относительно импульса начального K^- -мезона) позволило установить спин и четность Y^* -резонанса; спин оказался равным $\frac{3}{2}$, а пространственная четность $+1$. Таким образом, спин и четность для Δ - и Y^* -резонансов оказались одинаковыми.

В 1962 г. таким же способом в реакции $K^- + p \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + \pi^0$ был открыт резонанс Ξ^* с массой 1535 МэВ, спином $\frac{3}{2}$ и пространственной четностью $+1$. Об открытии этой частицы было доложено в 1962 г. на Международной конференции по физике высоких энергий.

Присутствовавший на этой конференции М. Гелл-Манн обратил внимание на то, что существование резонансов Δ (1236), Y^* (1385) и Ξ^* (1535) с одинаковыми значениями спина и пространственной четности подтверждает справедливость гипотезы о так называемой $SU(3)$ -симметрии взаимодействия адронов. Математические свойства этой симметрии будут объяснены ниже, в главе III. Здесь мы отметим, что в $SU(3)$ -симметрии было получено большое число различных предсказаний. Наиболее впечатляющее касается Ω^- -гиперона. Гелл-Манн указал, что Δ -резонанс, открытый Ферми, Y^* (1385)- и Ξ^* (1535)-резонансы, открытые группой Альвареса, должны образовывать некоторую единую группу частиц, получившую название *унитарного супермультиплет*. Этот супермультиплет должен объединять 10 адронов с одинаковым спином и пространственной четностью, но различающихся величинами странности и электрического заряда. Этот мультиплет называется декуплетом $SU(3)$ -симметрии (см. рис. 27).

Так как для Δ -резонанса существуют четыре зарядовых состояния (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^-), для Y^* (1385)-резонанса — три (Y^{*+} , Y^{*0} , Y^{*-} со странностью, равной -1), для Ξ^* (1535)-резонанса — два зарядовых состояния (Ξ^{*0} , Ξ^{*-}), т. е. всего девять различных зарядовых состояний, то должна существовать еще одна, десятая, частица, названная Ω^- -гипероном. На основе $SU(3)$ -симметрии было предсказано, что странность Ω^- должна быть равной -3 , причем должно существовать только одно зарядовое состояние (с отрицательным единичным зарядом). По известным массам резонансов Δ , Y^* и Ξ^* была предсказана масса Ω^- -гиперона — она оказалась равной 1676 МэВ.

Барион с такой массой, обладающий странностью -3 , не может распадаться с сохранением странности, так как

простейшие распады с сохранением странности $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + K^-$, $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \bar{K}^0$ запрещены законом сохранения энергии. Поэтому для Ω^- -гиперона возможны распады только с несохранением странности, например $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$, $\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$ и т. д.

Такие распады приводят к временам жизни около 10^{-10} с, и следовательно, Ω^- -гиперон может проходить от точки рождения до точки распада расстояния порядка нескольких сантиметров.

Ω^- -гиперон был экспериментально открыт в начале 1964 г. на Брукхейвенском протонном ускорителе. В опытах использовали пучок отрицательных каонов с энергией 5 ГэВ, направляемых в водородную пузырьковую камеру. Простейшей реакцией образования Ω^- -гиперона является реакция с образованием двух каонов с положительной странностью; $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$. Именно в такой реакции и был рожден первый Ω^- -гиперон.

Все его свойства оказались такими, как их предсказывала $SU(3)$ -симметрия. Открытие Ω^- -гиперона явилось триумфом $SU(3)$ -симметрии.

Необходимо, однако, отметить, что за последние годы пузырьковые камеры (особенно больших размеров) уступают место электронным или гибридным методикам, способным изучать явления с эффективными сечениями, на 5—6 порядков меньшими, чем это доступно пузырьковым камерам, и притом с полной идентификацией вторичных частиц. Только такие методики позволили открыть очарованные и прелестные частицы, тяжелый t -лептон, W - и Z -бозоны и другие. Ниже мы более подробно расскажем об этих открытиях.

«Очарованный» кварк и чармоний

В конце 1974 г. две группы экспериментаторов одновременно сделали важнейшее открытие в физике элементарных частиц: открыли новую частицу: резонанс с массой, равной 3,1 ГэВ, превышающей три массы протона.

Наиболее удивительным свойством этого резонанса оказалась его малая ширина распада — она равна всего 70 кэВ, что соответствует времени жизни порядка 10^{-20} с (время жизни других адронных резонансов составляет 10^{-24} с). Необычность открытой частицы подчеркивалась еще и тем, что время жизни всех ранее известных адронных резонансов обычно уменьшалось с увеличением их массы. Естественно было ожидать, что столь тяжелый

резонанс должен иметь ширину порядка сотен МэВ, что в тысячу раз превышает измеренное на опыте значение.

Резонанс с массой 3,1 ГэВ был открыт независимо двумя экспериментальными группами на разных ускорителях и разными методиками. Группа С. Тинга на протонном ускорителе в Брукхейвене исследовала процесс образования электронно-позитронных пар при столкновении протонов с ядрами Be, обращая особое внимание на регистрацию пар с большими значениями инвариантной массы. «В начале лета 1974 г. мы провели ряд измерений в области масс 4—5 ГэВ. Однако анализ полученных данных дал всего несколько электронно-позитронных пар. В конце августа мы настроили магниты на область масс 2,5—4,0 ГэВ. Почти сразу мы увидели чистые электронные пары. Самым удивительным было то, что большинство e^+e^- -пар имело инвариантную массу, близкую к 3,1 ГэВ. Детальный анализ показал, что ширина составляет менее 5 МэВ!

На протяжении многолетней работы я выработал несколько приемов практической проверки данных и результатов опыта. Я остановлюсь на некоторых из них.

1. Чтобы убедиться в том, что наблюдаемый пик есть истинный эффект, а не аппаратный максимум или результат ошибочной работы компьютера, мы провели другие измерения, уменьшив ток в обмотке магнитов. При этом частицы проходят через другие части детектора. Тот факт, что пик не изменил своего положения, явился прямым свидетельством открытия новой частицы.

2. Для проверки правильности результатов анализа мы использовали два совершенно различных набора программ. Это означает, что данные независимо анализировались двумя группами физиков, каждая из которых обрабатывала исходную информацию, формировала свою ленту исходных данных, приводила расчеты эффективности методом Монте-Карло, реконструировала события, вносила поправки и, наконец, получала результаты. Эта процедура требует вдвое больше машинного времени, зато повышает надежность результатов.

Все эти, а также многие другие проверки окончательно убедили нас в том, что обнаружена новая массивная частица.

Некоторое время мы обсуждали вопрос о названии новой частицы. Кто-то обратил внимание на тот факт, что «экзотические» стабильные частицы принято обозначать латинскими буквами (в качестве примера можно

привести промежуточные векторные бозоны W, Z), в то время как «классические» частицы имеют греческие обозначения (ρ, ω и т. д.). Исходя из этого, а также из того, что все последнее десятилетие объектом нашего изучения был электромагнитный ток $j_\mu(x)$, мы решили назвать открытую частицу J -частицей).

Другая группа — группа экспериментатора Б. Рихтера — работала на установке со встречными электронно-позитронными пучками в Стэнфорде. Эта группа, измеряя энергетическую зависимость сечения образования адронов в e^+e^- -аннигиляции, обнаружила рост сечения в области 3,1—3,2 ГэВ. После увеличения точности измерения энергии встречных пучков до 0,1% группа наблюдала резонанс в сечении — более чем десятикратное возрастание сечения. А затем — после улучшения точности до 0,01% — наблюдалось 100-кратное увеличение сечения. Группа Рихтера назвала эту частицу ϕ , и с тех пор резонанс массой 3100 МэВ обозначается как J/ψ -частица. Вскоре на встречных электронно-позитронных пучках в Стэнфорде была открыта еще одна частица массой 3,7 ГэВ и шириной порядка нескольких сотен кэВ, похожая по своим свойствам на J/ψ -частицу. Она получила название ψ' -частицы. Поскольку J/ψ - и ψ' -частицы наблюдались как резонансы в системе e^+e^- , то они должны иметь целый спин, т. е. являться мезонами или бозонами.

Общепринятое объяснение природы ψ -мезонов основано на гипотезе существования наряду со «стандартными» кварками u, d и s еще четвертого кварка, названного *с-кварком*. От известных ранее кварков *с-кварк* отличается значением нового квантового числа, названного *чармом*. Как и странность, чарм — аддитивное квантовое число, которое сохраняется в сильном и в электромагнитном взаимодействиях, но не сохраняется в слабом. Чарм u -, d - и s -кварков равен нулю, чарм *с-кварка* равен единице. Поэтому *с-кварк* получил название очарованного кварка. Все известные до открытия ψ -частиц адроны — мезоны и барионы — составлены из обычных кварков, поэтому их чарм равен нулю. Следовательно, при столкновениях обычных адронов очарованные частицы с отличным от нуля чармом должны рождаться парами.

Естественно считать, что ψ -частицы составлены из очарованного кварка и очарованного антикварка, поэтому их чарм равен нулю. Но в отличие от обычных адронов ψ -частицы являются частицами со скрытым чармом.

Система, состоящая из очарованных кварка и антикварка, получила название чармония (по аналогии с позитронием — системой, состоящей из электрона и позитрона). Масса очарованного кварка должна быть существенно больше масс обычных кварков, чтобы можно было объяснить большую массу ψ -частиц (ψ -мезонов).

Экспериментальные данные относительно различных распадов ψ -мезонов позволили установить, что их спин равен единице, а пространственная четность отрицательна. Удалось также определить величину изотопического спина ψ -мезонов — она оказалась равной нулю. Эти квантовые числа согласуются с предположением относительно чармониевой кварковой структуры ψ -мезонов. Единичный спин и отрицательная четность означают, что система очарованных кварка и антикварка, образующих чармоний, находится в состоянии с нулевым орбитальным моментом, причем спины кварка и антикварка, равные $1/2$, направлены параллельно.

Очевидно, что у чармония могут быть и другие состояния, отличающиеся друг от друга спином, пространственной четностью и массой. Если спины кварка и антикварка антипараллельны, то суммарный спин такой системы должен быть равен нулю, а пространственная четность — отрицательной. Если орбитальный момент относительного движения кварка и антикварка равен единице, то спин такой системы может принимать значения 0, 1, 2, а четность должна быть положительной. Состояния чармония с такими квантовыми числами обнаружены на опыте.

Существование кварка с отличным от нуля чармом должно приводить к существованию — наряду с частицами со скрытым чармом — мезонов и барионов с отличным от нуля чармом. Например, из очарованных кварка и нестранных антикварков можно «составить» нейтральный и положительно заряженный мезоны, чарм которых равен единице (их обозначают через D^0 и D^+). Так как квантовое число «чарм» сохраняется в сильном и электромагнитном взаимодействиях, очарованные мезоны и барионы должны рождаться парами в этих взаимодействиях.

Наиболее подходящими для рождения очарованных мезонов являются реакции на встречных электронно-позитронных пучках, например, процесс $e^+ + e^- \rightarrow D^+ + D^-$. Так как чарм не сохраняется в слабом взаимодействии, то D -мезоны должны быть нестабильными частицами и распадаться на обычные частицы, причем при распадах

очарованных мезонов должны в подавляющем числе случаев образовываться странные частицы, например, в распадах

$$D^+ \rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^+, \quad D^+ \rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^0,$$

в которых странность не сохраняется, а распады без изменения странности должны быть подавлены.

Очарованные мезоны D^+ и D^0 , образующиеся в реакциях на встречных электронно-позитронных пучках, были наблюдаены по их адронным распадам. Массы этих мезонов оказались одинаковыми — в пределах экспериментальных ошибок — и равными 1876 МэВ, т. е. приблизительно двум нуклонным массам.

Немного позже были получены указания о существовании очарованного бариона, т. е. бариона, составленного из одного очарованного и двух обычных кварков.

Открытие очарованных частиц восстанавливает кварк-лептонную симметрию, которая была сформулирована Маршаком в 1959 г. на Международной конференции по физике высоких энергий в г. Киеве (эту симметрию поэтому часто называют киевской). Ее можно сформулировать как соответствие трех кварков u , d , s трем лептонам e^- , μ^- и ν_e (напоминаем, что в 1959 г. было известно только одно нейтрино)*). Открытие в 1962 г. двух типов нейтрино разрушило эту симметрию. И только после открытия очарованных частиц (спустя 15 лет) снова возникает симметрия: четырем кваркам u , s , d и s соответствуют четыре лептона ν_e , ν_μ , e^- , μ^- . Природа этой симметрии остается пока невыясненной.

«Одной из проблем,— пишет Ш. Глэшоу,— является предполагаемая кварк-лептонная симметрия, которая ведет к гипотезе очарования. Как кварки, так и лептоны, все являющиеся элементарными частицами, могут быть подразделены на две подгруппы. В одну подгруппу можно включить u - и d -кварки и электрон с электронным нейтрино. Этих четырех частиц достаточно, чтобы построить весь мир; их достаточно для создания атомов и молекул и даже для того, чтобы заставить светиться Солнце

*) Строго говоря, «киевская» симметрия относилась первоначально не к кваркам (неизвестным в 1959 г.), а к адронам: p , n и Λ , которым отвечали три лептона: ν , e^- и μ^- . В те годы барионы p , n и Λ рассматривались как фундаментальные, из которых должны быть построены все другие адроны. После введения кварков (1964 г.) в качестве фундаментальных адронов начали рассматривать кварки.

и другие звезды. Другая подгруппа будет состоять из странного и очарованного кварков и мюона с мюонным нейтрино. Некоторые из них наблюдались в космических лучах, но главным образом они создаются в мощных ускорителях. Казалось бы, что природа могла обойтись только первой подгруппой для своих целей. Разумеется, вторая подгруппа не создана лишь для развлечения и умственных упражнений физиков, но какова цель такого дублирования? На этот вопрос у нас нет ответа¹⁾).

Существование еще одного кварка должно привести к существованию нового семейства адронов — мезонов и барионов. В этой связи интересно отметить, что в 1963 г. Дж. Чу, М. Гелл-Манн и Л. Розенфельд, заканчивая обзор следствий $SU(3)$ -симметрии, писали: «Игра симметрий для сильно взаимодействующих частиц, возможно, еще не закончена. Например, может быть, существует какое-то еще не открытое квантовое число, сохраняющееся в сильных взаимодействиях и равное нулю для всех известных сейчас частиц. До того как были открыты странные частицы, в таком положении было квантовое число странности. Эксперименты при очень высоких энергиях, выполненные с помощью нового поколения ускорителей, могут привести к подобной ситуации по отношению к какому-то совершенно новому квантовому числу²⁾»).

Эти слова оказались пророческими: новым квантовым числом явился чарм.

Сходные мысли высказал в 1964 г. А. Салам на Международной конференции по физике высоких энергий в г. Дубне: «Есть подозрение, что в природе может существовать еще более высокая симметрия, причем включающая, вероятно, $SU(3)$ в качестве лишь одного из звеньев цепи симметрий. Возможно, что существует еще одно квантовое число. Это перспектива, перед которой трепещет воображение. Но ко всему этому оптимизму примешивается чувство суеверного страха, вызванного сознанием всей глубины нашего невежества³⁾»).

Кроме самостоятельного значения, открытие очарованных частиц, так же как и открытие нейтральных сла-

¹⁾ Глэшоу Ш. Кварки с цветом и ароматом.— УФН, 1976, т. 119, с. 815.

²⁾ Чу Дж., Гелл-Манн М., Розенфельд Л. Сильновзаимодействующие частицы.— В кн.: Над чем думают физики.— М.: Наука, 1968, с. 108.

³⁾ Салам А. Симметрия сильных взаимодействий.— В кн.: Фундаментальные частицы.— М.: Мир, 1965, с. 456.

бых токов, было очень важно для подтверждения справедливости единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий, о которой речь будет идти ниже. Именно с помощью очарованного кварка можно устранить одну фундаментальную трудность, которая возникла в схеме с тремя кварками. Оказалось, что все попытки объединить слабое и электромагнитное взаимодействия кварков u , d и s обязательно приводят к существованию нейтрального слабого тока кварков, который изменяет странность. Этот ток, отвечающий превращению d -кварка в s -кварк, с неизбежностью приводит к процессам $K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}$, причем вероятность их должна быть сравнима с вероятностями обычных распадов каонов, таких, как $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$, $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$. Но в действительности распады $K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}$ протекают с гораздо меньшими вероятностями. Чтобы устранить это противоречие, необходимо было ввести очарованный кварк. В теории с четырьмя кварками нейтральный слабый ток с изменением странности отсутствует, и распады $K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, $K \rightarrow \pi + \nu + \bar{\nu}$ могут идти за счет слабого взаимодействия в высших порядках по константе взаимодействия.

За открытие J/ψ -частиц С. Тингу и Б. Рихтеру в 1976 г. была присуждена Нобелевская премия по физике.

Тяжелый лептон и ψ -мезоны

В последнее время получены доказательства существования тяжелого заряженного лептона с массой порядка двух нуклонных масс. Он был назван τ -лептоном. Название происходит от первой буквы древнегреческого τ риттов (тритон) и подчеркивает, что τ -частица является третьим заряженным лептоном после электрона и мюона. Первые доказательства существования τ -лептона были получены в опытах со встречными электронно-позитронными пучками, когда τ -лептоны рождаются при аннигиляции электрона и позитрона, $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$, аналогично тому, как образуется мюонная пара, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$; τ -лептон — нестабильная частица, он, в частности, может распадаться на электрон (и два нейтрино) или мюон (и тоже два нейтрино). В результате в опытах на встречных e^+e^- -пучках должны наблюдаться $e\mu$ -совпадения, свидетельствуя об образовании пары τ -лептонов. Принципиально здесь то, что $e\mu$ -совпадения должны

иметь место выше определенной пороговой энергии сталкивающихся пучков (равной двум массам τ -лептона), когда могут образоваться τ -лептоны.

В результате выполненных экспериментов было изучено большое количество различных распадов τ -лептона, в том числе и распады с образованием адронов (в основном пионов). Было надежно установлено, что спин τ -лептона равен $1/2$ и что, как электрон и мюон, τ -лептон не имеет структуры, т. е. является точечной частицей. Распады τ -лептона определяются слабым взаимодействием, причем во всех распадах обязательно образуется нейтральная частица — нейтрино ν_τ . Слабое взаимодействие τ -лептона оказалось «устроенным» таким же образом, как и слабое взаимодействие e и μ . Все это дало основания утверждать, что τ -лептон вместе с электроном и мюоном образует последовательный ряд лептонов, отличающихся только массами, причем каждому лептону в этом ряду следует приписать свое сохраняющееся лептонное число. Представление о последовательном ряде лептонов позволяет надежно предсказывать все свойства τ -лептона (в согласии с экспериментом).

«Лептоны, в противоположность адронам, оказываются действительно элементарными частицами. Поэтому, изучая их свойства, мы непосредственно имеем дело с самыми простыми формами материи, которые нам сегодня известны. Кварки, возможно, также являются истинно элементарными частицами. Однако сейчас мы еще не знаем, могут ли они находиться в свободном состоянии, и пока нам приходится изучать их свойства только косвенным образом. До открытия τ -лептона можно было подозревать, что простота и истинно элементарная природа лептонов связаны с их малой массой. Масса электрона, мюона и соответствующих им нейтрино меньше, чем масса легчайшего адрона — π -мезона, которая равна $135 \text{ МэВ}/c^2$ (само название лептон идет от древнегреческого «легкий»). Однако τ -лептон оказался тяжелее многих адронов, и сам факт его существования раз и навсегда исключает связь концепции элементарности с величиной массы частицы. Эта же мысль подчеркивается и соединением противоположных понятий — «тяжелый лептон», применяемых к τ -частице¹⁾».

¹⁾ *Перл М.* Открытие новой элементарной частицы — тяжелого τ -лептона. — УФН, 1979, т. 129, с. 672—673.

В 1977 г. были открыты более тяжелые (по сравнению с ψ -частицами) нейтральные мезоны с массами порядка 10 ГэВ, т. е. более чем в десять раз тяжелее нуклонов. Как и в случае ψ -мезонов, эти мезоны, получившие название «ипсilon»-мезонов, были наблюдаемы в реакции образования мюонных пар в протонно-ядерных столкновениях.

«Первого мая 1977 г. мы получили наши первые результаты. Нас окрыляло то, что наша усовершенствованная аппаратура теперь регистрировала в 90 раз больше мюонных пар, чем годом раньше. Поднявший мощность ускоритель работал превосходно, поставляя практически неограниченное число протонов с фантастической точностью. В первую же неделю мы зарегистрировали 3000 мюонных пар с массами свыше 5 ГэВ. Это более чем в десять раз превышало всю мировую коллекцию подобных событий, и качество наших данных было значительно выше. Мы нанесли наши результаты на график и убедились в том, что они совершенно свободны от интерференционных эффектов, связанных с адронами. Отчетливо был виден J/ψ -резонанс, что означало для нас полный успех в увеличении разрешающей способности нашей аппаратуры. Наше волнение достигло предела, когда мы увидели, что крутое падение спектра мюонных пар по мере возрастания их массы обрывается вблизи массы 10 ГэВ любопытным всплеском.

На следующей неделе мы удвоили статистику, но всплеск остался. Больше уже нельзя было списать его за счет какого-то неудачного стечения обстоятельств, но мы все еще допускали, что, быть может, этот эффект обусловлен каким-то хитрым и еще не распознанным капризом нашей аппаратуры. После ее дальнейших испытаний и накопления большей статистики мы пришли к убеждению, что обнаруженный нами резонанс отражает объективную реальность — существование новой частицы с массой около 10 ГэВ¹⁾).

Год спустя ψ -мезоны наблюдались в реакциях на встречных электронно-позитронных пучках. ψ -мезоны могут распадаться на электронно-позитронную или мюонную пару, а также на адроны. Поскольку вероятности всех этих распадов оказались малыми, было сделано предположение, что ψ -мезоны составлены из кварков но-

¹⁾ Ледерман Л. Ипсilon-частица.— УФН, 1979, т. 128, с. 704—705.

вого типа, названных b-кваркам. Электрический заряд этих кварков должен быть равен $-\frac{1}{3}$ заряда протона.

Открытие еще одного кварка означает, что должны существовать мезоны и барионы разных типов, составленные из различных комбинаций пяти кварков — u, d, s, c и b. Таким образом, существенно обогащается спектроскопия мезонов и барионов по сравнению со спектроскопией адронов, основанной на трех «старых» кварках — u, d и s.

Заметим, что согласно единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий лептонов и кварков должен существовать, как станет ясно ниже, еще один кварк — t-кварк с электрическим зарядом $+\frac{2}{3}e$. Поиск частиц, составленных из кварков t, интенсивно ведется.

Таким образом, сейчас известны шесть лептонов (e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ и ν_τ), которым должны соответствовать шесть кварков (d, s, b, u, c, t), причем соответствие имеет такой характер, что сумма электрических зарядов всех лептонов (равная -3) должна компенсироваться суммой электрических зарядов всех кварков ($3 \times 3 \times (\frac{2}{3} - \frac{1}{3}) = 3$), где необходимо учесть так называемый цвет кварков. «Цвет» кварков обсуждается ниже.

Можно думать, что если шесть лептонов и шесть кварков вместе с их античастицами исчерпывают все истинно элементарные частицы со спином $\frac{1}{2}$, то возникнет ситуация, аналогичная периодической системе элементов, в которой свойства огромного числа элементов удалось объяснить посредством представления об атомах с различными комбинациями атомных электронов. Подобная ситуация имеет место и в ядерной физике, в которой все атомные ядра представляют различные комбинации протонов и нейтронов.

«Имеется и другая весьма интригующая возможность, в которой t-лептон открывает собой длинную или даже бесконечную последовательность тяжелых лептонов. При этом не исключено, что такие лептоны являются истинно элементарными частицами, какими нам сейчас представляются e, μ и τ . Здесь мы столкнемся с совершенно новой для физики ситуацией: существованием многочисленных родственных объектов, свойства которых нельзя объяснить с помощью гораздо меньшего числа фундаментальных сущностей. В этом случае наши современные теоретические подходы к пониманию природы элементарных частиц потеряют силу и нам потребуются радикально новые идеи. Конечно, пока эти рассуждения сугубо

преждевременны и для физиков-экспериментаторов имеется лишь один выбор: необходимо выяснить, является ли τ -частица единственным новым лептоном или лишь началом неизвестной пока последовательности тяжелых лептонов»¹⁾).

Открытие W- и Z-бозонов

Гипотеза о том, что слабое взаимодействие элементарных частиц обусловлено обменом некоторой заряженной частицей, была выдвинута японским физиком Х. Юкавой еще в тридцатых годах.

Однако существенное развитие эта идея получила только в рамках единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий элементарных частиц, предложенной в 1967 г. С. Вайнбергом и А. Саламом (подробнее о ней мы будем говорить ниже). В этой теории ранее существовавшие описания электромагнитного взаимодействия, а также слабого взаимодействия, предложенного Ферми в 1934 г., остались в основном неизменными. Новым элементом единой теории явилось предсказание существования тяжелых заряженных бозонов (W^\pm) со спином единица. Обмен именно этими бозонами (получившими название *промежуточных*) и обуславливает слабое взаимодействие. В этой схеме β -распад нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ выглядит как двухступенчатый процесс: превращение нейтрона в протон с испусканием W^- -бозона ($n \rightarrow p + W^-$) с последующим распадом W^- -бозона на электрон и антинейтрино ($W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$). Оба эти перехода характеризуются слабыми токами, которые еще называют заряженными токами, поскольку промежуточные W^\pm -бозоны являются заряженными частицами.

Но не только W^\pm -бозоны были новым элементом в единой теории Вайнберга — Салама. В ней предсказывалось также существование нейтральных слабых токов. Эти токи обуславливают такие процессы, как рассеяние мюонного нейтрино на электронах и нуклонах: $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ и $\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p$. Больше того, процессы с нейтральными слабыми токами возникают из-за того, что должен существовать еще и нейтральный промежуточный Z^0 -бозон (также с единичным спином).

¹⁾ *Перл М.* Открытие новой элементарной частицы — тяжелого τ -лептона. — УФН, 1979, т. 139, с. 683.

Так как в единой теории фотон, W^\pm - и Z -бозоны являются переносчиками электромагнитного и слабого взаимодействий, то массы W - и Z -бозонов определяются известными константами этих взаимодействий, а поэтому могут быть предсказаны (подробнее см. ниже). В теории Вайнберга — Салама имеем

$$M_W \approx 84 \text{ ГэВ}, \quad M_Z \approx 94 \text{ ГэВ}.$$

Экспериментальное открытие в 1973 г. слабых нейтральных токов явилось важным подтверждением справедливости идей, положенных в основу теории Вайнберга — Салама. В ЦЕРН была зарегистрирована реакция $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \text{«адроны»}$, в которой нейтрино не превращается в заряженный лептон, как должно быть в схеме с заряженными слабыми токами, а присутствует в конечном состоянии, так что суммарный электрический заряд образующихся адронов совпадает с зарядом начального нуклона.

«Было проанализировано около 80 000 фотографий, сделанных в пузырьковой камере с нейтринным пучком, и более 200 000 фотографий с антинейтринным пучком. Всего было найдено 100 нейтринных событий без мюонов в конечном состоянии при 428 нейтринных событиях, в которых образовались мюоны. Соответствующие числа антинейтринных событий равны 64 и 148. Другой эксперимент был поставлен в лаборатории Ферми группой физиков Гарвардского, Пенсильванского и Висконсинского университетов, а также из этой лаборатории»¹⁾.

Поиски нейтральных слабых токов предпринимались и ранее. Особенно тщательно изучались распады каонов, например $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$ или $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}$, которые обусловлены нейтральными слабыми токами. Отличительной особенностью этих распадов является то, что странность адронов изменяется в результате распада (*распады с изменением странности*). Однако самые тщательные поиски этих распадов не увенчались успехом. А слабые распады каонов, обусловленные заряженными токами, наблюдаются на опыте, несмотря на то, что странность в них также не сохраняется. Все это сначала делало проблематичным само существование нейтральных слабых токов.

И все же нейтральные токи были открыты при взаимодействии нейтрино с нуклонами, причем вероятность

¹⁾ Клейн Д., Манн А., Руббин К. Обнаружение нейтральных слабых токов. — УФН, 1976, т. 120, с. 97.

процессов, обусловленных нейтральными слабыми токами, составляет приблизительно треть вероятности процессов, обусловленных заряженными слабыми токами. Несколько позднее было обнаружено рассеяние мюонных нейтрино и антинейтрино на электронах, $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ и $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$, которое определяется нейтральными токами. В 1976 г. Ф. Рейнес с сотрудниками зарегистрировал рассеяние электронных антинейтрино на электронах, т. е. наблюдал реакцию $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$. Пучок антинейтрино $\bar{\nu}_e$ в этом опыте получался в результате β -распада продуктов деления ядер в реакторе. Энергии антинейтрино в этом эксперименте не превышали 10 МэВ. Зарегистрировав рекордно малые сечения, порядка 10^{-45} см², Рейнес показал, что процесс $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ определяется одновременным вкладом как заряженных, так и нейтральных слабых токов.

В последнее время детально исследованы реакции упругого рассеяния нейтрино и антинейтрино протонами, которые также определяются нейтральными токами. При этом обнаружен чрезвычайно важный факт неравенства вероятностей этих процессов, что свидетельствует о несохранении пространственной четности во взаимодействиях, обусловленных нейтральными слабыми токами.

Нейтральные слабые токи должны проявляться не только при рассеянии нейтрино, но и в таких процессах, как взаимодействие электронов с нуклонами. Интерференция вклада слабого взаимодействия с вкладом стандартного электромагнитного механизма должна привести к разнообразным эффектам несохранения пространственной четности, т. е. к несимметрии правого и левого в природе. Особый интерес эти эффекты представляют в атомной физике, т. е. в области очень малых энергий взаимодействия элементарных частиц. Ожидается, что эти эффекты должны быть малыми, но чрезвычайно чувствительные методы атомной физики позволяют обнаружить их присутствие. Эксперименты по поиску таких эффектов в настоящее время уже увенчались успехом.

В Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР Л. М. Барков и М. С. Золоторев выполнили эксперименты, «в которых измеряется оптическая активность паров атомарного висмута, т. е. вращение плоскости поляризации света, проходящего через эти пары. Разумеется, сама по себе оптическая активность — отнюдь

не новое явление. Хорошо известно, что она есть у раствора обычного сахара. Причина здесь в том, что молекула сахара обладает винтовой структурой, которая и определяет направление вращения плоскости поляризации. Однако какой же винт может быть в атомарном висмуте? Оказывается, что если существует слабое взаимодействие между электроном и ядром, не сохраняющее четность, то появляется винтовая структура в пространственном распределении спина по объему атома. Вполне естественно, что наличие такой структуры в атоме приводит к оптической активности паров. Однако обнаружить этот эффект необычайно трудно, поскольку речь идет о ничтожно малых углах поворота плоскости поляризации, составляющих в реальных условиях около 10^{-7} радиана. Заметим для иллюстрации, что при повороте стрелки длиной в 1 м вокруг оси, проходящей через один ее конец, на такой угол другой конец сместится на 0,1 мкм¹⁾.

И тем не менее столь малый эффект был надежно зарегистрирован! Величина его согласуется с предсказаниями единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий элементарных частиц. Спустя несколько месяцев после опубликования результатов, полученных новосибирскими физиками, был осуществлен эксперимент по рассеянию продольно поляризованных электронов большой энергии неполяризованными дейтронами и протонами на двухмильном электронном ускорителе в г. Стэнфорде. Было показано, что вероятность рассеяния зависит от взаимной ориентации спина электрона и его импульса. Появление такой зависимости однозначно свидетельствует о нарушении инвариантности относительно пространственных отражений. В этих двух экспериментах было доказано существование дополнительного — наряду с традиционным электромагнитным — взаимодействия между электронами и адронами, не сохраняющего пространственную четность.

Мы уже отмечали, что замечательным свойством единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий явилось предсказание точных значений масс заряженных и нейтральных векторных бозонов. Масса W^\pm -бозонов должна равняться 84 ГэВ, а масса нейтрального Z-бозона — 94 ГэВ. «Вооруженные» этими числами, физики

¹⁾ Барков Л. М., Золоторев М. С., Хрипович И. Б. На пути раскрытия единства сил природы.— В кн.: Будущее науки.— М.: Знание, 1979, с. 16—17.

могли предпринять экспериментальные поиски таких частиц, основываясь на их предполагаемых свойствах.

Если W- и Z-бозоны существуют, то при некоторых условиях эти бозоны должны рождаться как свободные частицы с определенными свойствами, а уже потом распадаться на другие частицы (также вполне определенным образом).

Чтобы «породить» частицы с массами порядка 100 ГэВ (т. е. в сто раз более тяжелыми, чем протоны), необходимо также знать, в каких условиях W- и Z-бозоны могут рождаться самым эффективным способом. Другими словами, какие частицы необходимо столкнуть одну с другой, чтобы в результате образовались промежуточные бозоны. И далее, если W- и Z-бозоны удалось образовать, то как об этом узнать? На эти вопросы четко отвечает единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий.

Согласно этой теории наиболее простыми процессами образования W- и Z-бозонов являются реакции на встречных e^+e^- -пучках, например, $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$. Но энергетический порог этой реакции исключительно высок; из законов сохранения энергии и импульса следует, что пороговая энергия совпадает с массой W-бозона. Это очень большая энергия. Самая мощная из действующих в настоящее время установок со встречными e^+e^- -пучками — PETRA (г. Гамбург) позволяет ускорить электроны и позитроны до энергии 20 ГэВ. Но этой энергии недостаточно для образования W-бозонов. Поэтому впервые W- и Z-бозоны были получены на установке со встречными протон-антипротонными пучками (ЦЕРН).

Идеология поиска W и Z-бозонов существенно основывается на гипотезе кварковой структуры адронов. Согласно этой гипотезе кварки представляют собой гипотетические частицы со спином $1/2$, имеющие дробные значения электрического заряда, причем барионный заряд каждого кварка равен $1/3$. Считают, что в состав протонов и нейтронов входят кварки двух типов, а именно так называемые u- и d-кварки (обозначаемые первыми буквами их английских названий: up — верхний, down — нижний). Кварки u и d различаются величиной электрического заряда, а именно, электрический заряд u-кварка равен $2/3e$, а электрический заряд d-кварка — $1/3e$ (e — заряд протона). Поскольку барионный заряд каждого кварка равен $1/3$, то и протон, и нейтрон состоят из трех кварков: протон состоит из двух u-кварков и одного d-

кварка, $p = uud$, так что суммарный электрический заряд этих трех кварков равен заряду протона. Аналогично, нейтрон должен состоять из двух d -кварков и одного u -кварка, $n = udd$. Антипротон и антинейтрон должны состоять из антикварков. Антикварк отличается от соответствующего кварка знаком электрического заряда и барионного числа: антикварк \bar{u} имеет электрический заряд $-\frac{2}{3}e$, а барионный заряд равен $-\frac{1}{3}$, так что $\bar{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$.

Кварковая структура адронов особенно отчетливо проявляется, как выясняется, в процессах глубоко неупругого рассеяния электронов адронами, например $e^- + p \rightarrow e^- + X$; X обозначает совокупность частиц, образующихся при рассеянии электрона большой энергии. В опытах с регистрацией только рассеянного электрона выяснилось, что свойства этого рассеяния можно объяснить, предположив, что электроны взаимодействуют не с протоном как целым, а рассеиваются на его составляющих — кварках, которые проявляются как точечные заряженные частицы, т. е. неупругое рассеяние электронов адронами определяется процессом $e^- + q \rightarrow e^- + q$ (q — кварк, $q = u$ или d). Позже выяснилось, что таким же способом происходит рассеяние нейтрино адронами.

Но кварковая структура адронов проявляется не только при рассеянии лептонов (электронов и нейтрино) адронами; адрон-адронные столкновения при высоких энергиях также сводятся к кварк-кварковым соударениям. Особенно отчетливо это проявляется в процессах образования мюонных пар в адрон-адронных столкновениях, например $\bar{p} + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$. Считается, что пара мюонов образуется при аннигиляции антикварка (входящего в состав антипротона) с кварком (входящим в состав протона) за счет процесса $q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ + \mu^-$.

Если протон-антипротонные столкновения сводятся к кварк-антикварковым столкновениям, то при достаточной энергии протонов и антипротонов в $q\bar{q}$ -столкновениях могут рождаться W^\pm - и Z -бозоны. Наименьший энергетический порог будут иметь реакции образования одиночных W - и Z -бозонов:

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

Таким образом, в протон-антипротонных столкновениях могут образоваться W -бозоны обоих знаков электрического заряда и нейтральные Z -бозоны. Но W^\pm - и Z -бозоны являются нестабильными частицами. Поэтому их можно

наблюдать по продуктам распада:

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \quad W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \\ W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad Z^0 \rightarrow e^+ + e^-, \quad Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-.$$

Наиболее простая ситуация имеет место для Z^0 -бозона: зарегистрировав, скажем, электрон-позитронную пару от его распада, т. е. измерив энергии электрона и позитрона и угол между направлениями их импульсов, можно надежно определить массу Z -бозона и тем самым зафиксировать факт рождения Z -бозона. Детектирование W -бозонов представляет более сложную задачу, ибо нейтринно от распадов $W^- \rightarrow e^-(\mu) + \bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu)$ «избегает» регистрации, и поэтому, зарегистрировав только электрон или мюон, нельзя надежно определить массу W^- -бозона. Но тем не менее о рождении нейтринно в распаде W -бозона можно узнать тем же способом, как и в случае обычного β -распада, а именно обнаружением кажущегося несохранения энергии и импульса, если в энергетическом балансе рождения и распада W -бозона учитываются только те частицы, которые оставляют след в детекторе (а такими являются все частицы, кроме нейтринно).

Итак, достаточно иметь протон-антипротонные пучки необходимой энергии, чтобы можно было «произвести» W^\pm - или Z^0 -бозоны, а затем «поймать» продукты их распада. Но каждый из этих двух этапов исключительно труден. Прежде всего нужно ответить на вопрос, какие энергии протонов (и антипротонов) необходимы для образования W^\pm - или Z^0 -бозонов? Проще ответить на вопрос, какова пороговая энергия кварка (и антикварка), чтобы мог протекать процесс $q + \bar{q} \rightarrow W$? Снова апеллируя к законам сохранения энергии и импульса, видим, что энергия кварка в $(q + \bar{q})$ -столкновениях должна быть равна половине массы W - (или Z -) бозона: $E_q \approx M/2$, где M — масса промежуточного бозона. Но какова должна быть энергия протона, чтобы кварк в нем обладал энергией E_q ? Считая кварки, входящие в состав адрона, эквивалентными, можно получить, что на каждый кварк приходится одна и та же энергия, т. е. энергия протона равномерно распределяется между его элементарными составляющими. Следовательно, $E_q = 1/3 E_p$, где E_p — энергия протона. Но при таком расчете энергия кварка превышает его действительную энергию ровно в два раза. Дело в том, что выше была дана несколько устаревшая картина кваркового «устройства» адронов. В частности,

совершенно не был затронут вопрос о природе сил, «сцепляющих» кварки в адроны. Согласно современным представлениям эти силы порождаются обменом глюонами (от английского слова glue — клей) — гипотетическими безмассовыми частицами (см. ниже). Поэтому в состав адронов входят не только кварки, но и глюоны. И вот на эти глюоны приходится половина всей энергии, переносимой протоном, а другая половина энергии приходится на три кварка: $E_q = 1/3 (1/2 E_p) = 1/6 E_p$, т. е. на каждый кварк в протоне приходится только $1/6$ часть энергии протона. Комбинируя это соотношение с формулой $E_q = M/2$, легко получить:

$$E_p \approx 3M.$$

Таким образом, энергия протонов (и антипротонов) приблизительно в три раза должна превышать массу W - или Z -бозона. Именно из этих соображений энергии протонов и антипротонов были выбраны равными 270 ГэВ. Этой энергии должно было хватить, чтобы рождалось и W^\pm , и Z^0 -бозоны.

Установка со встречными протон-антипротонными пучками была создана в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) в течение 1976—1981 гг. Строго говоря, это не новая установка — ее элементами явились два протонных ускорителя, построенные в ЦЕРН для совершенно других целей. Еще в 1959 г. в ЦЕРН был запущен протонный синхротрон, способный ускорять протоны до энергии 30 ГэВ. В 1976 г. был сооружен суперпротонный синхротрон для ускорения протонов до энергии 400 ГэВ. Но для протон-антипротонных столкновений необходимы антипротоны. Откуда их взять? На помощь приходят протоны: при столкновениях ускоренных протонов с ядрами наряду с пионами и каонами образуются и антипротоны. Это отрицательно заряженные частицы — поэтому с помощью магнитов их можно отделить от остальных «неинтересных» частиц и направить в специальное накопительное кольцо антипротонов.

Итак, сталкивая ускоренные протонные и антипротонные пучки, следует ожидать образования W - и Z -бозонов. Но эти бозоны тут же распадутся, «оставив след» в виде электронов, мюонов и нейтрино. Как выявить эти частицы, учитывая, что в протон-антипротонных столкновениях будут рождаться другие частицы, не имеющие отношения к делу? Энергия сталкивающихся частиц столь велика, что в одном акте $p\bar{p}$ -аннигиляции могут

образоваться десятки пионов, каонов, антипротонов и т. д. Как в этом море частиц выловить драгоценную каплю тех событий, которые имеют отношение к рождению и распаду W- или Z-бозонов?

Для этого усилиями большого международного коллектива физиков были созданы большие детекторы, получившие название UA1 и UA2. Впервые W-бозон удалось зарегистрировать с помощью UA1. Этот детектор имеет длину 10 м, ширину 5 м и его полная масса равна 2000 т. Подземный зал, в котором он установлен, достаточно велик для того, чтобы детектор можно было откатить обратно в «гараж», когда он не должен находиться на пути сталкивающихся частиц.

Детектор UA1 представляет собой многоцелевое устройство, предназначенное для распознавания большого числа частиц и для сбора информации в большом телесном угле вокруг точки столкновения пучков. Он измеряет энергию частиц многими способами, включая измерение кривизны их траектории в магнитном поле. Массивный дипольный магнит создает основное горизонтальное магнитное поле в объеме 85 м^3 .

«Внутри магнита, окружая трубку с пучком, находятся три „дрейфовые камеры“, в каждой из которых имеется ряд близко расположенных проволочек и газ при низком давлении. Электрически заряженные частицы, проходящие через камеру, ионизируют молекулы газа; эти ионы затем дрейфуют к проволочкам, где разряжаются. По виду картины зарядов, появляющихся на многих проволочках, может быть реконструирована траектория частицы. Проволочки в центральной дрейфовой камере расположены в вертикальных плоскостях, а в двух боковых камерах — в горизонтальных плоскостях. Сигналы от частиц, пересекающих плоскости проволочек, могут быть обработаны компьютером, чтобы дать изображение продуктов распада на экране катодной трубки.

Три дрейфовые камеры окружены другими детекторами. Расположенный непосредственно за камерами детектор представляет собой свинцовый калориметр — устройство, которое измеряет энергию, теряемую в нем заряженной частицей, такой, как электрон. В свою очередь, калориметр окружен набором железных пластин, проложенных сцинтилляционными счетчиками, чтобы измерять энергию более тяжелых частиц, таких, как пионы, по их взаимодействию с атомами железа в пластинах. Наконец, снаружи этой аппаратуры находятся несколько

больших камер для детектирования мюонов, которые проходят и сквозь свинец, и сквозь железные пластины»¹⁾).

После значительных усилий, потраченных на создание необходимых параметров установки со встречными протон-антипротонными пучками, а также на отладку детекторов, произошло «запланированное» открытие W -и Z -бозонов.

Реакция, в которой был обнаружен W -бозон, имеет вид $\bar{p} + p \rightarrow e^- + X$, где X обозначает все другие частицы, образующиеся в $\bar{p}p$ -столкновениях, причем электрон образуется с большим поперечным импульсом. В силу закона сохранения импульса в реакции $\bar{p} + p \rightarrow e^- + X$ большой поперечный импульс электрона должен быть в точности скомпенсирован суммарным импульсом совокупности частиц X , так чтобы поперечный импульс электрона и частиц равнялся нулю (поперечный импульс сталкивающихся \bar{p} , p равен нулю).

Поскольку детектор UA1 мог регистрировать самые разнообразные частицы, кроме нейтрино, то, определив энергии и углы образования частиц в совокупности X , можно было проверить закон сохранения поперечного импульса в реакции $\bar{p} + p \rightarrow e^- + X$. И вот оказалось, что во всех случаях образования одиночных электронов большой энергии (порядка нескольких десятков ГэВ) наблюдается значительный дефицит энергии и импульса даже после того, как пересчитать аккуратно все частицы X . Важно подчеркнуть, что недостающий импульс «торчит» против импульса электрона и близок к нему по абсолютной величине.

Такая ситуация могла бы возникать только в том случае, если бы наблюдаемые одиночные электроны являлись продуктами распада W -бозона, $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$. Поскольку при достигнутых энергиях $\bar{p}p$ -пучков W -бозоны должны рождаться почти покоящимися, то электрон и нейтрино, образующиеся при распаде такого W -бозона, должны разлетаться в противоположных направлениях. При этом энергии электрона и нейтрино (точнее говоря, антинейтрино) должны быть одинаковыми. Так оно и оказалось.

Трудно придумать другое, столь же естественное объяснение поведения высокоэнергетических электронов, образующихся в протон-антипротонных столкновениях. Ги-

¹⁾ Клайн Д. Б., Руббин К., ван дер Meer С.— Поиски промежуточных векторных бозонов.— УФН, 1983, т. 139, с. 148—150.

гипотеза об образовании W -бозона с последующим его распадом на электрон и антинейтрино представляется самой разумной и почти неизбежной. А поскольку альтернативные объяснения выглядят искусственными и неубедительными, то гипотеза W -бозона становится единственной, и по логике научного мышления наблюдение электронов в $\bar{p}p$ -столкновениях следует считать экспериментальным доказательством существования W -бозона.

Но самым убедительным доказательством факта наблюдения W -бозонов явилось угловое распределение электронов. Речь идет о распределении числа электронов по углу вылета электронов относительно импульса начальных протонов. Если электроны, наблюдающиеся в высокоэнергетических $\bar{p} + p$ -столкновениях, действительно являются продуктами распада W^- -бозонов, то угловое распределение электронов должно быть очень специфичным: электроны должны вылетать преимущественно по импульсу протона (доказательство этого утверждения приведено в главе V). Такое поведение частиц и наблюдалось на опыте.

Специфическое угловое распределение электронов является не только одним из сильных аргументов в пользу их W -бозонного происхождения: оно доказывает также, что спин W -бозона должен быть равен единице. Тем самым устанавливается довольно важная характеристика W -бозона — его спин — в точном согласии с теорией Вайнберга — Салама.

Повторяя подобные рассуждения, можно показать, что позитроны, образующиеся при распаде W^+ -бозонов, должны вылетать преимущественно против импульса протонов.

Наблюдение Z -бозона представляет собой более простую задачу, поскольку продуктами его распада являются две заряженные частицы: электрон-позитронная ($Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$) или мюонная ($Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$) пара. Регистрируя обе частицы (их энергии и угол разлета), можно не только установить факт рождения Z -бозона, но и надежно определить его массу:

$$M_Z = (95,6 \pm 1,4) \text{ ГэВ}/c^2.$$

Интересно, что кроме распадов $Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$ и $Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ зарегистрирован также распад $Z^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$, в котором наряду с e^+e^- -парой образуется γ -квант большой энергии. Такой распад должен неизбежно суще-

ствовать, но вероятность его в 100 раз меньше вероятности распада $Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$.

Масса W-бозона определяется аналогично, но нейтрально в распаде $W \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ регистрируется косвенным образом; для массы W-бозона получено:

$$M_W = (80,9 \pm 1,5) \text{ ГэВ}/c^2.$$

Массы W- и Z-бозонов находятся в блестящем согласии с теорией Вайнберга — Салама.

Таким образом, открытие W- и Z-бозонов завершает 50-летний этап развития физики слабого взаимодействия.

Такова история открытия элементарных частиц.

Выяснив, как вошли в физику элементарные частицы, перейдем теперь к изложению свойств их фундаментальных взаимодействий. Начнем с электромагнитного взаимодействия элементарных частиц.

Глава II

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ

Фотон

В классической физике резко разграничены понятия частицы и волны — одни физические объекты являются частицами (или «корпускулами»), а другие — волнами. Но один и тот же физический объект не может быть одновременно и корпускулой, и волной. Между тем это не так. Действительно, если рассмотреть, например, выбивание электрона из металла при падении на металл света (фотоэффект), то дело происходит так, как если бы свет состоял из корпускул — фотонов, энергия которых равна $\hbar\omega$, где ω — частота света и \hbar — *постоянная Планка* (она равна $\hbar = 10^{-27}$ эрг · с). Только при таком предположении можно понять, почему энергия вылетевшего электрона равна $E = \hbar\omega - W$, где W — так называемая *работа выхода* электрона из металла (это соотношение известно как *соотношение Эйнштейна*).

Гипотеза о корпускулярном «строении» света сразу же объясняет также комптон-эффект, т. е. изменение частоты света при его рассеянии электроном. Для этого нужно учесть, что фотон помимо энергии $\epsilon = \hbar\omega$ имеет еще и импульс (или количество движения), равный $\mathbf{q} = \mathbf{p}\epsilon/c$, где c — скорость света в вакууме и \mathbf{p} — единичный вектор вдоль направления распространения волны. Мы должны тогда написать законы сохранения энергии и импульса при рассеянии фотона электроном:

$$\epsilon + mc^2 = E' + \epsilon', \quad \mathbf{q} = \mathbf{p}' + \mathbf{q}',$$

где m — масса электрона (который покоится до рассеяния), E' и ϵ' — энергии рассеянного электрона и фотона, \mathbf{p}' и \mathbf{q}' — импульсы электрона и фотона после рассеяния.

Отсюда получается соотношение

$$\omega' = \omega \left(1 + 2 \frac{\hbar \omega}{mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1},$$

связывающее частоту фотона ω' после рассеяния с частотой фотона ω до рассеяния (θ — угол рассеяния фотона).

Наконец, корпускулярная структура электромагнитного поля позволяет объяснить законы *черного*, т. е. *равновесного, излучения*. Для этого нужно учесть, что если имеется какая-либо полость, «наполненная» излучением (рис. 1), т. е. фотонами, то энергия поля частоты ω будет равна $E_\omega = n_\omega \hbar \omega$, где n_ω обозначает число фотонов частоты ω в полости. Пусть стенки полости находятся в состоянии теплового равновесия и имеют температуру T . Тогда благодаря взаимодействию атомов стенок с излучением, т. е. благодаря процессам испускания и поглощения атомами фотонов, фотонный газ также придет в состояние теплового равновесия. Чтобы определить число фотонов частоты ω в этом состоянии, следует лишь учесть, что вероятность того, что физическая

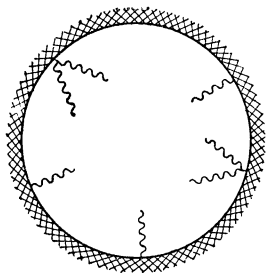


Рис. 1. Полость, содержащая тепловое излучение. Стенки полости имеют температуру T

система в тепловом равновесии имеет энергию ε , пропорциональна $\exp(-\varepsilon/k_B T)$, где k_B — постоянная Больцмана. Поэтому вероятность того, что энергия фотонов частоты ω в полости равна $\varepsilon_\omega = n_\omega \hbar \omega$, будет пропорциональна $\exp(-n_\omega \hbar \omega/k_B T)$. Отсюда следует, что среднее значение числа фотонов частоты ω равно

$$\bar{n}_\omega = \sum_n n \exp(-n \hbar \omega/k_B T) \Big/ \sum_n \exp(-n \hbar \omega/k_B T).$$

Простые выкладки показывают, что

$$\bar{n}_\omega = 1 / \left(\exp \frac{\hbar \omega}{k_B T} - 1 \right).$$

Эта функция называется *распределением Планка*.

Теперь нужно учесть, что число волн в полости объема V , частоты которых лежат между ω и $\omega + d\omega$, равно $dN_\omega = V \omega^2 d\omega / \pi^2 c^3$. Умножив dN_ω на $\hbar \omega \bar{n}_\omega$, мы получим среднюю энергию излучения в интервале частот $(\omega, \omega + d\omega)$. Наконец, проинтегрировав $\hbar \omega \bar{n}_\omega dN_\omega$ по частоте,

мы найдем полную энергию равновесного фотонного газа, или энергию черного излучения. Она будет пропорциональна T^4 и объему полости.

Мы все время подчеркивали корпускулярную природу излучения, но нельзя забывать и о волновой природе излучения — она существует и именно ею объясняются такие явления, как интерференция и дифракция света. Поэтому можно утверждать, что излучение имеет и корпускулярную и волновую природу.

Квантовая механика электрона

Но эта двойственная природа характерна не только для излучения, но и для электронов, и для протонов, и для нейтронов, словом, для всего вещества. В самом деле, электроны рассеиваются на кристалле так же, как и рентгеновские лучи (рис. 2), причем длина волны электронов λ однозначно определяется их импульсом p , $\lambda = 2\pi\hbar/p$ (она называется *длиной волны де Бройля*).

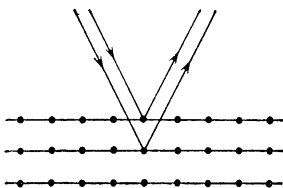


Рис. 2. Рассеяние электронов кристаллами

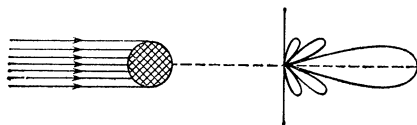


Рис. 3. Рассеяние нейтронов поглощающим ядром

Рассеяние быстрых нейтронов ядрами происходит так же, как рассеяние света поглощающим шариком (рис. 3). Сечение этого рассеяния определяется оптической формой

$$d\sigma = R^2 |J_1(R\theta/\lambda)|^2 / \theta^2 d\Omega,$$

где R — радиус ядра, θ — угол рассеяния, J_1 — функция Бесселя, λ — длина волны нейтронов (поделенная на 2π), $d\Omega$ — элемент телесного угла рассеяния нейтронов. Этой формулой пользуются также для определения радиуса ядра по данным о рассеянии быстрых нейтронов ядрами.

Можно утверждать, что вся материя в целом обладает двойственной природой — и корпускулярной, и волновой. Теория, в основе которой лежит это утверждение, называется *квантовой механикой*.

Волновые свойства электрона описываются в квантовой механике волновой функцией ψ , зависящей от координат и времени, так что интерференция и дифракция электронов — это интерференция и дифракция ψ -волн, связанных с электроном. Как и всякая волновая или полевая величина в физике, ψ -функция удовлетворяет определенному волновому уравнению, называемому *уравнением Шредингера*. Это уравнение имеет вид

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U \psi,$$

где $U(\mathbf{r})$ — потенциальная энергия электрона (предполагается, что электрон движется в некотором силовом поле, характеризуемом потенциальной энергией $U(\mathbf{r})$) и $\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — дельта.

Если электрон обладает определенной энергией E , то $\psi(\mathbf{r}, t) = e^{-iEt/\hbar} \psi(\mathbf{r})$ и написанное выше уравнение приобретает вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(\mathbf{r}) + U(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}).$$

Замечательным свойством этого уравнения является то, что при заданной функции $U(\mathbf{r})$ оно, вообще говоря, имеет решения не при всех значениях параметра E . Напротив, оно выделяет определенные значения E , для которых уравнение допускает решения (удовлетворяющие некоторым общим математическим требованиям). Так возникает спектр допустимых значений энергии электрона, движущегося в заданном поле $U(\mathbf{r})$. Например, если электрон находится в электростатическом поле протона, то $U = -e^2/r$, где e — заряд электрона, r — расстояние электрона до протона, и в этом случае уравнение Шредингера имеет решение только при следующих значениях E :

$$E \equiv E_n = -me^4/(2n^2\hbar^2),$$

где $n = 1, 2, \dots$. Это — энергетический спектр атома водорода.

Уравнение Шредингера в квантовой механике играет такую же фундаментальную роль, как и уравнение Ньютона в классической механике. Более того, они оказываются связанными между собой так же, как уравнение

луча в геометрической оптике связано с волновым уравнением в волновой оптике.

Но ψ -функция не имеет того физического смысла, как волновая функция в оптике, где она просто представляет собой электромагнитное поле; ψ -функция имеет только вероятностный смысл: квадрат ее модуля $|\psi|^2$, будучи умноженным на элемент объема dV , определяет вероятность нахождения частицы в этом элементе объема. По этой причине ψ -функцию называют еще *амплитудой вероятности* (состояния, события или перехода).

Уравнение Шредингера является линейным. Поэтому произвольное его решение можно представить в виде суммы его собственных решений.

С этим связан принцип суперпозиции состояний и амплитуд вероятностей. Система может одновременно находиться в разных (взаимно исключающих) состояниях и амплитуда состояния системы может быть выражена в виде суммы амплитуд, соответствующих этим состояниям. В частности, если некоторое событие может произойти несколькими взаимно исключающими способами (например, прохождение электрона через ту или другую щель в экране), то амплитуда вероятности события может быть представлена в виде суммы амплитуд вероятности каждого отдельного способа. Вероятность события, определяющаяся квадратом модуля амплитуды вероятности, не будет равна поэтому сумме вероятностей каждого из отдельных способов осуществления событий. Возникает интерференция вероятностей осуществления отдельных способов реализации события. Эта интерференция определяется не только модулями складываемых амплитуд, но и их фазами (разностями фаз).

Объединение в одних и тех же объектах и корпускулярных, и волновых свойств не может быть произведено чисто механически — это требует, если можно так выразиться, большой платы и она заключается во введении в физику вероятностной интерпретации в поведении отдельной частицы, когда нет никаких видимых случайных сил, которые могли бы вызывать не четко детерминированное поведение частицы.

Простейшим и важнейшим проявлением этой недетерминированности (в классическом смысле) являются соотношения неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta x \Delta p_x \geq 2\pi\hbar, \quad \Delta y \Delta p_y \geq 2\pi\hbar, \quad \Delta z \Delta p_z \geq 2\pi\hbar,$$

где Δx , Δy и Δz — размеры области, в которой «живет»

частица, а Δp_x , Δp_y , Δp_z — разбросы проекций ее импульса. Смысл этих соотношений состоит в том, что частица не может иметь при заданных границах движения определенного импульса. Можно сказать и иначе — нельзя одновременно абсолютно точно измерить координату электрона, скажем x , и p_x — проекцию импульса на эту ось.

Может показаться, что эти соотношения можно опровергнуть, освещая, например, электрон сходящимся пучком световых лучей. Сходящийся пучок света создает светлое пятнышко, в котором находится электрон, размеры же пятнышка могут быть сделаны порядка длины волны света. Поэтому, применяя свет очень малой длины волны, можно локализовать электрон в определенном месте пространства с произвольной степенью точности. Если электрон до освещения его светом имел определенный импульс, то, казалось бы, мы имеем одновременно абсолютно точные значения импульса и координаты. Но все дело в том, что свет имеет и корпускулярную природу. Это значит, что в пучке света движутся отдельные фотоны, которые, сталкиваясь с электроном, передают ему часть своего импульса, поэтому импульс электрона при освещении его светом изменится, причем изменение импульса — неконтролируемое — создает неопределенность в импульсе в точном соответствии с соотношением неопределенности.

Этот пример показывает, что нельзя построить последовательную квантовую механику электрона без предположения о квантовом, корпускулярном, характере излучения.

Квантовая механика естественно объясняет устойчивость изолированного атома. Дело в том, что энергетический спектр атома, например, атома водорода, обладает минимумом (при $n = 1$) и атом, находясь в состоянии с наименьшей энергией (основное состояние), не может излучать электромагнитные волны, т. е. фотоны, так как они унесли бы с собой энергию, и энергия атома должна была бы уменьшиться. Напротив, в возбужденных состояниях атома передача энергии полю возможна и в результате излучения, т. е. вылета фотонов, атом теряет часть своей энергии и переходит в основное состояние. Квантовая механика электрона вместе с предположением о корпускулярной природе света позволяет определить среднее значение времени, в течение которого происходит эта внутренняя перестройка атома.

Теория Дирака

Уравнение Шредингера, так же как и связанное с ним уравнение Ньютона, относится к области малых скоростей электрона ($v \ll c$), или, как говорят, к нерелятивистской области, между тем уравнения Максвелла, управляющие излучением, пригодны для любых сколь угодно больших частот, т. е. при сколь угодно больших энергиях фотонов. Вопрос поэтому состоит в том, можно ли обобщить уравнение Шредингера на релятивистскую область энергий электрона, в которой $v \sim c$. Эта задача была решена П. Дираком, сформулировавшим релятивистскую квантовую механику электрона, в которой квантовое описание электрона сочетается с требованием специальной теории относительности об инвариантности уравнений любой физической теории относительно преобразований Лоренца.

В механике Дирака электрон описывается не одной волновой функцией, как в нерелятивистской теории, а четырьмя функциями, составляющими вместе единую математическую величину — биспинор, преобразующийся по определенному закону при преобразованиях Лоренца. Эти функции удовлетворяют определенным уравнениям, которые вместе называются уравнением Дирака.

Уравнение Дирака допускает решения, соответствующие отрицательным значениям энергии свободного электрона. Дело в том, что в релятивистской динамике Эйнштейна энергия электрона E связана с его импульсом p соотношением

$$E = c\sqrt{m^2c^2 + p^2}.$$

Но входящий сюда корень может иметь два знака, а отбросить отрицательный знак по математическим соображениям в квантовой теории нельзя. Поэтому возникает, как говорят, два континуума значений энергии электрона — верхний с $E > mc^2$ и нижний с $E < -mc^2$

(рис. 4). Оба континуума разделены энергетической щелью, равной $2mc^2$. На первый взгляд существование

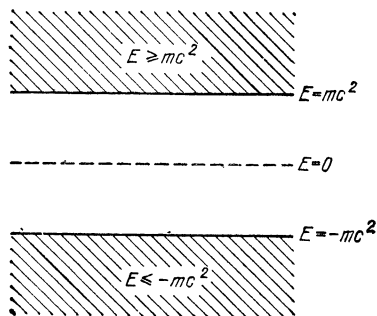


Рис. 4. Континуумы положительных и отрицательных энергий электрона

нижнего континуума, казалось бы, бессмысленно. Действительно, электроны, находящиеся в состояниях верхнего континуума, переходили бы в более низко лежащие состояния с отрицательной энергией, причем они «опускались» бы все ниже и ниже, так как континуум отрицательных энергий не имеет нижней границы, и такой переход сопровождался бы непрерывным выделением энергии.

Но нижний континуум мы отбросить не можем. Поэтому необходимо прежде всего запретить переходы из континуума состояний с положительной энергией в континуум состояний с отрицательной энергией и, кроме того, дать разумную физическую интерпретацию состояниям с отрицательной энергией.

Чтобы запретить эти переходы, нужно считать, что весь континуум состояний с отрицательной энергией полностью «заполнен» электронами. Тогда в силу принципа Паули, согласно которому в одном квантовомеханическом состоянии не может находиться более одного электрона, переходы электрона в состояния с отрицательной энергией станут невозможными. Такой бесконечный фон электронов, «сидящих» на уровнях с отрицательной энергией, не проявляется сам по себе, а проявляются только «дырки» в этом бесконечном распределении, которые ведут себя как частицы, причем частицы, обладающие положительной энергией и положительной массой и, самое главное, положительным зарядом. Их масса равна массе электрона, а заряд только знаком отличается от заряда электрона. Эти частицы — они называются позитронами — представляют собой античастицы по отношению к электронам.

Если из «фона» отрицательных электронных состояний с помощью внешних электромагнитных полей «вытаскивается» электрон в континуум состояний с положительной энергией, то возникает реальный электрон и «дырка», т. е. реальный позитрон. Это значит, что электромагнитное поле «родило» электронно-позитронную пару. Бесконечный «фон» электронов, заполняющих континуум состояний с отрицательной энергией, называют *электронным* (точнее, электронно-позитронным) *вакуумом*.

Мы ввели вакуум как бесконечный «фон» свободных электронов с отрицательной энергией. После этого мы могли просто и наглядно описать рождение позитрона и аннигиляцию электронно-позитронной пары. Более того, введение такого вакуума позволило теоретически предсказать существование позитрона (антиэлектрона) и воз-

возможность превращения электронно-позитронной пары в фотоны. И тем не менее данное определение вакуума никак нельзя считать разумным, так как не существует состояний электрона с отрицательной энергией. К счастью, оказалось, что в нем и нет нужды. Это определение играло в действительности только роль лесов при возведении здания, а зданием было существование физического вакуума решительно для всех полей и всех частиц. Под вакуумом мы понимаем теперь некоторое состояние полей, а именно такое состояние, в котором отсутствуют реальные частицы. Это состояние не есть, однако, просто пустота, а определенное физическое состояние, проявляющееся в ряде замечательных эффектов (см. ниже).

При введении вакуума каждой частице сопоставляется своя античастица. Первым и простейшим примером такой связи является электрон и его античастица — позитрон. Но существуют также антипротон, антинейтрон и другие антибарионы, а также антилептоны. Они отличаются от соответствующих частиц знаком заряда, знаком магнитного момента (если они существуют), знаком барионного числа (в случае барионов), либо знаком лептонного числа (в случае лептонов). Вакуум для частиц и античастиц один и тот же.

Матрица рассеяния и язык диаграмм Фейнмана

В основе квантовой электродинамики лежат уравнения Максвелла, описывающие классическое электромагнитное поле, и квантовомеханическое уравнение Дирака, описывающее релятивистский электрон. Уравнение Дирака, как и уравнения Максвелла, имеет полевой характер и отражает вместе с последними волновую природу материи.

Замечательное предсказание Дирака о возможности существования частицы, отличающейся от электрона только знаком заряда — позитрона, привело к важному выводу, что уравнение Дирака описывает не только электроны, но и позитроны. Поэтому, проводя аналогию между уравнениями Дирака и Максвелла, можно сказать, что уравнения Максвелла описывают электромагнитное поле, а уравнение Дирака — электронно-позитронное поле.

Понятие полей — электромагнитного и электронно-позитронного — являются основными в квантовой электро-

динамике. Эти понятия должны, однако, отражать не только волновые свойства материи (это обеспечивается тем, что рассматриваемые как функции координат и времени электромагнитное и электронно-позитронное поля удовлетворяют определенным волновым уравнениям). Они также должны отражать корпускулярные свойства материи. Этого можно достичь, если математически описывать их операторами, удовлетворяющими определенным перестановочным соотношениям.

Таким образом, мы приходим к понятиям *квантованных полей*, удовлетворяющих как функции координат и времени системе связанных дифференциальных уравнений Максвелла и Дирака и подчиняющихся как операторы определенным перестановочным соотношениям. Некоммутативность операторов обозначает принципиальную невозможность абсолютно точно измерить в один и тот же момент времени соответствующие величины. Именно этим свойством и обладают, вообще говоря, электрическое и магнитное поля.

Поля и соответствующие им частицы взаимодействуют между собой. В результате этого взаимодействия одни частицы исчезают, а другие возникают. Например, в процессе излучения возникает фотон, а в процессе фотообразования электронно-позитронной пары фотон исчезает, а появляются электрон и позитрон.

Различные квантовоэлектродинамические процессы, как и все квантовые эффекты, характеризуются определенными вероятностями. Эти вероятности равны с точностью до простых кинематических множителей квадратам модулей элементов некоторой матрицы, называемой *матрицей рассеяния*. Нахождение этой матрицы представляет собой важнейшую задачу квантовой электродинамики.

С этой целью нужно решить связанную систему операторных дифференциальных уравнений квантовой электродинамики, т. е. уравнения Максвелла и уравнение Дирака. Однако точное общее решение этих уравнений неизвестно. Удастся найти только приближенное решение уравнений квантовой электродинамики в рамках *теории возмущений*. Возможность применения теории возмущений связана с тем, что интенсивность электромагнитного взаимодействия невелика: она характеризуется так называемой *постоянной тонкой структуры* $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c}$, равной примерно одной сотой (e — заряд электрона, \hbar — по-

стоянная Планка, c — скорость света). Поэтому решения уравнений квантовой электродинамики можно искать в виде бесконечных рядов по степеням заряда электрона, играющего роль константы взаимодействия между электронами и фотонами. В виде ряда по степеням заряда электрона можно искать и матрицу рассеяния, т. е. все ее элементы.

Каждый элемент матрицы рассеяния соответствует некоторому процессу рассеяния в системе электронов и фотонов. Элементы матрицы рассеяния называют *амплитудами рассеяния*. Квадраты модулей амплитуд рассеяния определяют вероятности или сечения соответствующих процессов.

Таким образом, амплитуду каждого процесса рассеяния можно представить в виде ряда по степеням константы взаимодействия e электронно-позитронного и электромагнитного полей.

Отдельные члены этого ряда можно изображать графически в виде так называемых *диаграмм Фейнмана*. Диаграммы содержат линии, изображающие частицы, и вершины, изображающие акты взаимодействия.

Простейшая диаграмма представлена на рис. 5. Здесь волнистая линия изображает фотон (либо внешнее электромагнитное поле), а две сплошные линии — два электрона (или мюона). Стрелки на электронных линиях изображают направление процесса, в котором участвует электрон. Диаграмма описывает испускание (или поглощение) фотона электроном в начальном состоянии с последующим его переходом в конечное состояние: электроны в начальном и конечном состояниях отличаются величинами импульсов и проекциями спина. Эта же диаграмма описывает рассеяние электрона во внешнем электромагнитном поле.

Диаграмма, изображенная на рис. 5, соответствует эффекту первого приближения теории возмущений по константе электромагнитного взаимодействия. Поэтому она содержит одну вершину — точку, в которой пересекаются две электронные и одна фотонная линии.

Аналогично обстоит дело и в более сложных диаграммах — всегда в каждой вершине пересекаются две электронные и одна фотонная линии, а число вершин совпадает с порядком приближения теории возмущений. Это

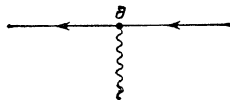


Рис. 5. Простейшая диаграмма Фейнмана в квантовой электродинамике

видно, например, на диаграммах, изображенных на рис. 6 и соответствующих эффектам второго приближения теории возмущений.

Диаграмма, изображенная на рис. 6, а, описывает целый ряд квантовоэлектродинамических эффектов: это может быть и рассеяние фотона электроном (эффект Комптона), и тормозное излучение электрона во внешнем электромагнитном поле (например, в кулоновском поле ядра),

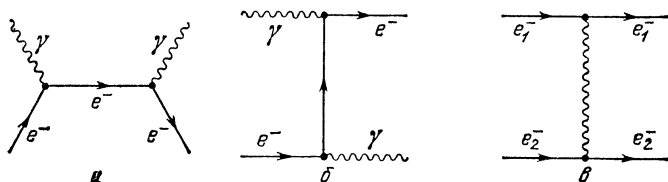


Рис. 6. Диаграммы Фейнмана второго порядка: а и б — комpton-эффект, в — рассеяние электрона электроном

и рождение двумя фотонами электронно-позитронной пары, и аннигиляция электронно-позитронной пары в два фотона. В первом случае одна из волнистых линий изображает падающий фотон, а другая — рассеянный фотон; две сплошные линии с одним концом (в вершинах диаграммы) изображают электроны до и после рассеяния, внутренний же участок электронной линии служит для изображения виртуального электрона, «испускаемого» в одной вершине и «поглощаемого» в другой.

Таким образом, на языке диаграмм Фейнмана комptonовское рассеяние на электроне во втором порядке теории возмущений определяется поглощением начального фотона начальным электроном, после чего образующийся виртуальный электрон испускает конечный фотон и превращается в конечный электрон.

Во втором порядке теории возмущений комptonовскому рассеянию соответствует еще одна диаграмма Фейнмана (рис. 6, б), которая показывает, что начальный электрон испускает конечный фотон, после чего виртуальный электрон поглощает начальный фотон и превращается в конечный электрон.

Если одна из волнистых линий изображает излученный фотон, а вторая — внешнее электромагнитное поле, то мы имеем дело с процессом излучения фотона электроном при рассеянии его во внешнем поле (тормозное излучение).

Если волнистые линии по-прежнему изображают фотоны, а одна из электронных линий изображает электрон, а другая — позитрон, то мы имеем дело или с аннигиляцией электронно-позитронной пары в два фотона, или с рождением пары при столкновении двух фотонов.

Диаграмма, изображенная на рис. 6, в, соответствует рассеянию электрона электроном либо рассеянию электрона позитроном. Поэтому она содержит четыре электронных линии, изображающие четыре электронные состояния: два — до рассеяния и два — после рассеяния. Рассеяние же происходит благодаря обмену виртуальным фотоном, который изображается на диаграмме отрезком волнистой линии — виртуальный фотон «излучается» в одной из вершин, т. е. одним электроном, и «поглощается» в другой вершине, т. е. другим электроном.

На рис. 7 изображены еще две возможные диаграммы второго порядка. Первая из диаграмм (рис. 7, а) содержит отрезок волнистой линии, соответствующий виртуальному фотону — в одной из вершин электрон «испускает» фотон, а в другой «поглощает» его. Эта диаграмма определяет электромагнитную массу электрона во втором порядке теории возмущений.

Диаграмма, представленная на рис. 7, б, содержит замкнутую электронную петлю, изображающую виртуальную электронно-позитронную пару, создаваемую фотоном или внешним электромагнитным полем. Она описывает поляризацию вакуума электронно-позитронного поля.

Благодаря этой поляризации модифицируется само внешнее электромагнитное поле, например, кулоновское поле электрона, протона или ядра. В свою очередь, эту

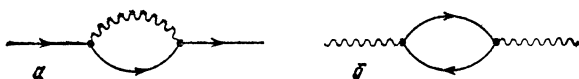


Рис. 7. Электромагнитная масса электрона (а), поляризация вакуума (б)

модификацию можно интерпретировать как изменение заряда сторонней частицы.

Приведенные примеры иллюстрируют применение диаграммного языка для описания квантовоэлектродинамических эффектов. Но язык этот дает не только наглядное и качественное описание того или иного эффекта. Он позволяет также и количественно определять амплитуды различных процессов рассеяния.

С этой целью всем элементам диаграммы (линиям и вершинам) сопоставляются определенные величины, зависящие от импульсов и энергий частиц, которые участвуют в соответствующем процессе. Так, внешним электронным линиям (электронным линиям с одной вершиной) сопоставляются биспиноры Дирака для электрона или позитрона с определенным 4-импульсом, а внешним фотонным линиям (фотонным линиям с одной вершиной) сопоставляются векторы поляризации фотонов или компоненты Фурье внешних электромагнитных полей, умноженные на так называемые *матрицы Дирака* γ_μ . Вершинам сопоставляются произведения заряда электрона на γ_μ и на δ -функцию от суммарного 4-импульса частиц, «взаимодействующих» в вершине. Заряд здесь играет роль константы электромагнитного взаимодействия, а δ -функция указывает, что в каждом акте взаимодействия выполняются законы сохранения энергии и импульса.

Наконец, внутренним линиям (участкам линий, соединяющих две вершины) сопоставляются некоторые функции от 4-импульса соответствующей виртуальной частицы. Эти функции называются *пропагаторами* частиц. Электронный пропагатор при больших импульсах обратно пропорционален 4-импульсу виртуального электрона, а фотонный пропагатор обратно пропорционален квадрату 4-импульса виртуального фотона.

После того как всем элементам диаграммы сопоставлены различные величины, они перемножаются в строго определенном порядке. Произведение затем суммируется по поляризациям виртуальных частиц и интегрируется по 4-импульсам виртуальных частиц. В результате получается амплитуда квантовоэлектродинамического эффекта, которому соответствует рассматриваемая диаграмма. Квадрат модуля амплитуды определяет сечение или вероятность процесса. Например, для сечения комптоновского рассеяния таким способом получается выражение

$$d\sigma = \pi r_e^2 \frac{d\omega' mc^2}{\hbar \omega} \left[\frac{\omega}{\omega'} + \frac{\omega'}{\omega} + \frac{m^2 c^4}{\hbar^2} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega'} \right)^2 - \frac{2mc^2}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega'} - \frac{1}{\omega} \right) \right],$$

где ω (ω') — частота падающего (рассеянного) фотона, $r_e = e^2/mc^2 \approx 10^{-12}$ см — так называемый классический радиус электрона.

Отсюда могут быть получены формулы для полного сечения: $\sigma = \frac{8}{3} \pi r_e^2 (1 - x)$, $x \ll 1$ ($x = 2\hbar\omega/(mc^2)$) — нерелятивистский случай; $\sigma = 2\pi r_e^2 \frac{1}{x} (\ln x + \frac{1}{2})$, $x \gg 1$ — ультрарелятивистский случай.

Перенормировка массы и заряда электрона

Хотя алгоритм расчета амплитуд квантовоэлектродинамических эффектов на основе диаграммного языка чрезвычайно прост и ясен — он настолько четок, что для расчетов в последнее время применяются даже ЭВМ, — тем не менее расчеты, как правило, наталкиваются, казалось бы, на непреодолимые трудности. Дело в том, что все обстоит благополучно, пока мы рассчитываем амплитуду процесса в первом исчезающем приближении теории возмущений, но, как только мы переходим к расчету высших приближений, в амплитуде рассеяния возникают расходящиеся интегралы. Расходимости возникают в области больших импульсов виртуальных частиц и происходят по той причине, что пропагаторы слишком медленно убывают с ростом импульсов виртуальных частиц.

«Новая теория, — характеризует квантовую электродинамику Ф. Дайсон в период ее становления, — великолепно описала все обычные процессы, относящиеся к атомной физике: испускание и поглощение света, раман-эффекта и эффект Комптона, фотоэлектрический эффект, рождение электронно-позитронных пар, а также существование фотонов как частиц, подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна. Однако в конце тридцатых годов эта теория начала испытывать трудности, связанные с возникновением расходимостей. При попытке вычислить тонкую структуру атомных спектров, вызванную влиянием излучения на движение электронов в атоме, теория приводила к бесконечным и, следовательно, не имеющим смысла результатам. Эти трудности тормозили прогресс с 1936 г. по 1946 г.»¹⁾).

К расходимостям приводят, например, две диаграммы, изображенные на рис. 7. Как мы уже говорили, диаграмма рис. 7, *а* определяет электромагнитную массу электрона — точнее говоря, электромагнитную массу электрона во втором приближении теории возмущений. Эта масса обусловлена взаимодействием электрона с виртуальными, или, иначе, с нулевыми колебаниями электромагнитного поля, т. е. с вакуумом электромагнитного поля.

Если считать, что импульс виртуальных фотонов не превосходит некоторого предельного импульса L , то для электромагнитной массы электрона во втором приближении

¹⁾ Дайсон Ф. Старые и новые течения в теории поля. — УФН, 1965, т. 87, с. 569.

теории возмущений можно получить выражение

$$\delta m = \frac{3\alpha}{4\pi} m \left(\ln \frac{L^2}{m^2} + 1/2 \right),$$

где $\alpha = e^2/4\pi \approx 137^{-1}$ — постоянная тонкой структуры. Мы положили $\hbar = c = 1$, так что заряд оказывается безразмерным. Мы видим, что эта величина логарифмически расходится при $L \rightarrow \infty$.

Диаграмма на рис. 7, б определяет изменение заряда частицы, обусловленное поляризацией электронно-позитронного вакуума. Если, например, имеется «точечный» заряд Q (таким мы наблюдаем заряд «вдали» от него), то, подходя к «сердцевине» заряда, мы обнаружили бы заряд

$$Q(r) = Q \left[1 + \frac{\alpha}{3\pi} \ln \frac{1}{(mr)^2} \right],$$

где r — расстояние от заряда. Формула эта справедлива при $r \ll m^{-1}$ (в обычных единицах расстояние должно быть значительно меньше комптоновской длины волны \hbar/mc). При $r \rightarrow 0$ мы получаем логарифмически расходящееся выражение.

Вопрос о расходимостях в квантовой электродинамике прояснился только в сороковые годы, когда были вскрыты физические причины появления этих расходимостей и были развиты методы их устранения.

Путь к преодолению этих трудностей в проблеме так называемого лэмбовского сдвига атомных уровней впервые наметил Х. Бете, который в 1947 г. вычислил теоретически значение сдвига. Дело здесь заключается в следующем. Со времени возникновения дираковской теории электрона было известно, что два уровня атома водорода $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$, характеризующиеся главным квантовым числом $n = 2$, орбитальными моментами, равными нулю (S -состояние) и единице (P -состояние), и полным угловым моментом $1/2$, должны обладать одинаковыми энергиями. Но в 1947 г. У. Лэмб и Р. Ризерфорд решили проверить этот результат, используя совершенно новый метод радиочастотной спектроскопии. Возможность привлечения методов радиофизики к атомной физике, где обычно использовались методы оптики, основывалась на том, что переходам между уровнями атома водорода с $n = 2$ соответствуют частоты из радиодиапазона. Например, при переходе между уровнями $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ испускается «ра-

диофотон» с частотой 10 950 МГц, что соответствует длине волны $\lambda = 2,7$ см.

После тщательных измерений Лэмб и Ризерфорд пришли к выводу, что состояниям $2P_{1/2}$ и $2S_{1/2}$ соответствуют не одинаковые, а разные энергии — разность соответствует частоте около 1000 МГц, причем уровень $2S_{1/2}$ лежит выше уровня $2P_{1/2}$. Эта разность получила название *лэмбовского сдвига*.

Полученный результат нельзя было отнести за счет экспериментальной ошибки. Налицо было явное расхождение между опытом и старой, казалось бы, незыблемой, теорией — квантовой электродинамикой. Это расхождение и удалось объяснить Х. Бете.

«Профессор Бете,— рассказал в своем Нобелевском докладе Р. Фейнман,— с которым я тогда работал в Корнельском университете, это такой человек: если имеется какое-то хорошее экспериментальное число, он непременно должен получить его из теории. И он буквально выжал из квантовой электродинамики того времени результат, дававший ему нужное значение расстояния между уровнями. При этом он указал на то, что поскольку собственная энергия самого электрона бесконечна, бесконечной должна получаться и энергия связанного электрона. Но когда вы вычисляете расщепление двух энергетических уровней, пользуясь вместо обычного значения массы ее эмпирическим значением, теория должна, как полагал Бете, давать сходящийся конечный ответ. Пользуясь таким методом, он прикинул величину сдвига между этими уровнями и обнаружил, что теория расходится. Он объяснил это тем, что пользовался нерелятивистской теорией. Предполагая, что с учетом релятивистских эффектов все будет сходиться, он произвел необходимые вычисления и получил для лэмбовского сдвига величину порядка тысячи МГц, совершив, таким образом, наиболее важное открытие за всю историю квантовой электродинамики. Все это он сделал в поезде по дороге из города Итаки, штат Нью-Йорк, в город Скенектуди, откуда он взволнованно позволил мне, чтобы рассказать о своем результате, который я тогда, кажется, не оценил по достоинству»¹⁾).

По существу Бете придумал остроумную физическую процедуру обрезания расходящегося интеграла, которая, как теперь ясно, тесно связана с идеей перенормировки

¹⁾ Фейнман Р. Характер физических законов.— М.: Мир, 1968, с. 218—219.

массы электрона. Фактически именно в результате открытия Бете утвердилась в дальнейшем концепция перенормировки массы и заряда электрона.

Суть ее заключается в том, что масса и заряд реального, экспериментально наблюдаемого, электрона — это не то же самое, что масса и заряд электрона, изолированного от всего мира, так сказать, «голового», электрона. Дело в том, что благодаря взаимодействию электрона с вакуумом полей, который всегда окружает электрон, масса и заряд электрона претерпевают изменения, которые содержатся в массе и заряде реального электрона. Физический смысл имеют только масса и заряд реального, а не гипотетического «голового» электрона. Поэтому важно знать, как связаны масса и заряд этих двух электронов. Процедура перенормировки и указывает, как переходить от параметров «голового» электрона к параметрам реального электрона.

Новейшая квантовая электродинамика была создана к 1949 г. усилиями С. Томонаги, Ю. Швингера и Р. Фейнмана, которым в 1965 г. была присуждена Нобелевская премия.

«Тот факт, что у истоков теории стоял не один, а сразу три исследователя, оказался чрезвычайно плодотворным для ее дальнейшего развития. Каждый из троих внес в создание квантовой электродинамики и индивидуальность своего образа мышления и свой стиль работы, отчего теория выиграла как глубиной изложения, так и широтой ее обобщения. Томонагу более всего интересовали основные физические принципы; его язык прост, ясен и свободен от тщательной проработки деталей. Швингер был занят построением законченных основополагающих формулировок; его научные статьи были образцами искусства формального построения. Один сердитый физик как-то сказал: «Некоторые печатают свои произведения для того, чтобы показать всем, как это делается, а Юлиан Швингер публикует свои работы, чтобы показать всем, что только он один и может это сделать». Швингер был первым из тех, кто расчистил себе дорогу в математических джунглях, добившись успеха в определении точного числового значения магнитного момента электрона.

Подход Фейнмана к решению проблемы был самым оригинальным: он не пожелал воспользоваться готовыми рецептами, а потому был вынужден реконструировать все здание квантовой механики и электродинамики по своим чертежам. Он вывел простые правила для непосредственного подсчета физически наблюдаемых величин. изобре-

тение «фeyнмановских диаграмм» и «фeyнмановских интегралов» сделало возможным применение теории к решению конкретных проблем. Фейнмановская расчетная методика стала стандартным приемом в теоретических анализах, причем не только в квантовой электродинамике, но и во всей физике высоких энергий. Настойчивость Фейнмана на обсуждении непосредственно регистрируемых численных значений физических величин привела к более широкому употреблению S -матрицы, которая теперь доминирует в теории элементарных частиц и их взаимодействиях¹⁾.

Необходимо отметить фундаментальные исследования В. А. Фока о многовременном формализме, который явился предтечей работ С. Томонаги и Ю. Швингера.

Прежде всего было установлено, что существует только несколько типов основных расходимостей (к которым могут быть сведены все расходимости). Именно расходимости всегда связаны либо с наличием так называемых *собственно-энергетических диаграмм* (рис. 7), либо с наличием *неприводимых вершинных диаграмм*, простейшая структура которых изображена на рис. 8. Это значит, что, если какая-либо сложная диаграмма содержит внутри себя блоки типа диаграмм, изображенных на рис. 7 и 8, то она обязательно будет приводить к расходимостям. Других же типов расходимостей в области больших импульсов виртуальных частиц матрица рассеяния не содержит.

Эти расходимости приводят к бесконечным добавкам к массе и заряду электрона. Более точно возникающую здесь ситуацию можно обрисовать следующим образом. Рассмотрим гипотетический электрон, существующий в полной изоляции от полей, т. е. в изоляции и от вакуума электромагнитного поля, и от вакуума электронно-позитронного поля, и обозначим массу и заряд такого «голого» электрона через m_0 и e_0 . По идее, именно эти величины входят в уравнения квантовой электродинамики, т. е. в уравнения Максвелла и Дирака.

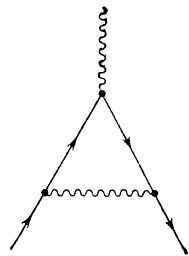


Рис. 8. Диаграмма, определяющая аномальный магнитный момент электрона во втором порядке теории возмущений

¹⁾ Дайсон Ф. Томонага, Швингер и Фейнман — лауреаты Нобелевской премии по физике. — УФН, 1967, т. 21, с. 71.

Но вакуум — это не пустота, а «живой» вакуум, своеобразная физическая среда, которая проявляется в целом ряде эффектов. Прежде всего, любой заряд поляризует вакуум. Благодаря этой поляризации электрон, образно выражаясь, покрывается поляризационной электронно-позитронной «шубой», которая воспринимается внешним наблюдателем как эффективное уменьшение заряда электрона. Иными словами, если m_0 — заряд «голового» электрона, находящегося в «шубе», то наблюдаемый заряд электрона будет равен $e = e_0 + \Delta e$, где Δe — изменение заряда, вызываемое поляризацией вакуума.

Но этим не исчерпывается взаимодействие электрона с вакуумом. Дело в том, что электрон все время испускает и вслед за тем поглощает фотоны, благодаря чему изменяется его энергия, или, что то же самое, масса электрона. Изменение массы электрона, обусловленное его взаимодействием с вакуумом, носит название *электромагнитной массы* электрона. Если m_0 — масса «голового», т. е. гипотетического, электрона, не взаимодействующего с вакуумом, то наблюдаемая масса реального электрона будет $m = m_0 + \Delta m$, где Δm — электромагнитная масса электрона.

Возникает задача первостепенной важности — определить величины Δe и Δm . При ее решении мы сталкиваемся, однако, с принципиальной трудностью, заключающейся в том, что, если буквально следовать теории, то для Δe и Δm получатся бесконечные выражения.

Предположим, однако, что мы искусственно ограничиваем импульсы виртуальных частиц некоторым предельным импульсом L . Тогда для Δe и Δm мы получим конечные значения, зависящие от L и стремящиеся к бесконечности при $L \rightarrow \infty$. Будем теперь «работать» не с величинами m_0 и e_0 , а с величинами m и e . Назовем их *перенормированными* значениями массы и заряда электрона. Ясно, что именно перенормированные значения заряда и массы играют роль истинных физических констант заряда и массы реального электрона. Конечно, плохо, что эти величины расходятся при $L \rightarrow \infty$, но что будет, если считать L большой, но конечной величиной? Вопрос можно поставить далее следующим образом. До сих пор мы раскладывали матрицу рассеяния в ряд по степеням e_0 , т. е. по степеням заряда «голового» несуществующего электрона. Нельзя ли перестроить этот ряд таким образом, чтобы матрица рассеяния раскладывалась в ряд по степеням e , т. е. по степеням заряда реального электрона? Такую пе-

рестройку, оказывается, можно сделать, т. е. можно выразить матрицу рассеяния через перенормированные величины заряда и массы электрона (а также через определенным образом перенормированные волновые функции реально участвующих в процессе электронов и фотонов).

Замечательным свойством такой перенормированной матрицы рассеяния является то, что отдельные члены разложения ее в ряд по степеням e не будут уже содержать бесконечностей. Это свойство называется *свойством перенормируемости*. Означает оно, что предельный импульс L не будет теперь входить явно в теорию — он «сидит» только в заряде e и массе m электрона (или мюона).

Для анализа трудностей квантовой электродинамики, связанных с наличием расходимостей и возможностей их устранения, большое значение имеют исследования Н. Н. Боголюбова. В этих исследованиях в духе известных идей Гейзенберга теория формулируется только в терминах матрицы рассеяния, матрица же рассеяния строится не на основе гамильтонова формализма, а исходя из общих физических принципов — релятивистской инвариантности, причинности и унитарности.

При проведении этой программы выявилась недостаточность обычного аппарата математического анализа для описания тех математических величин, которые фигурируют в квантовой электродинамике. Как показал Боголюбов, мы имеем здесь дело с незадолго до того введенными в математику так называемыми обобщенными функциями. Тем самым был выяснен математический смысл техники перенормировки, предписания которой воспринимались ранее скорее как формальный рецепт, чем как процедура, которая может быть обоснована математически.

Отметим также вклад Н. Н. Боголюбова, А. А. Логунова и Д. В. Ширкова в разработку метода ренормализационной группы. Эта группа, открытая Э. Штюкельбергом и И. Петерманом, объединяет преобразования, оставляющие инвариантными уравнения квантовой электродинамики.

Посмотрим теперь, что получится, если устремить L к бесконечности. Если ограничиться первым приближением в определении Δe , то при $L \rightarrow \infty$ величина Δe будет стремиться к бесконечности (это видно из приведенной выше формулы, связывающей $Q(r)$ с Q — нужно только заменить r на $1/L$). Возникает, однако, вопрос, каков бу-

дет результат суммирования ряда теории возмущений, формально определяющего Δe . Результат гласит:

$$e^2 = \frac{e_0^2}{1 + \frac{e_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{L^2}{m^2}}, \quad \text{или} \quad e_0^2 = \frac{e^2}{1 - \frac{e^2}{12\pi^2} \ln \frac{L^2}{m^2}}.$$

Мы видим, что $e_0^2 > e^2$. Это неравенство имеет простой физический смысл. Заряд реального электрона меньше заряда «голого» электрона, так как последний окружен облаком электронно-позитронных пар, экранирующих первичный заряд e_0 .

Пусть теперь второе слагаемое в знаменателе первой формулы будет значительно больше единицы. Мы получим тогда

$$e^2 = \frac{12\pi^2}{\ln(L^2/m^2)}.$$

Если в этой формуле устремить L к бесконечности, то мы получим $e^2 \rightarrow 0$.

Таким образом, формальное стремление граничного импульса к бесконечности приводит к удивительному результату — обращению в нуль реального заряда электрона. Этот результат — так называемая *нуллификация заряда* — был получен Ландау, Померанчуком и Фрадким *).

Последняя формула для e^2 очень показательна. Граничный импульс L , который до сих пор фигурировал в теории как вспомогательный параметр, оказывается однозначно связанным с физическим зарядом e . Именно, если подставить в формулу реальное значение $e^2 = 4\pi/137$, то для граничного импульса мы получим

$$L_0 = m \exp(3/2\pi \cdot 137).$$

При $L > L_0$ величина $e^2/4\pi$ будет меньше $1/137$ и в пределе $L \rightarrow \infty$ будет стремиться к нулю. Такой переход, однако, приводит к неправильному физическому результату — обращению в нуль реального заряда электрона. Мы приходим, следовательно, к выводу, что значения импульса L , большие L_0 , мы не можем рассматривать в нашей теории, а так как импульсу L_0 соответствует расстояние

*) Неабелевы калибровочные теории устранили эту трудность (см. главу V).

$1/L_0$, то можно сказать, что квантовая электродинамика не будет справедлива в области расстояний, меньших или порядка

$$r_0 = \frac{\hbar}{L_0} = \frac{\hbar}{mc} \exp\left(-137 \frac{3\pi}{2}\right).$$

Величина эта очень мала, и уже при расстояниях, значительно больших чем r_0 , возникают явления и фигурируют частицы, для описания которых нужна теория, отличающаяся от квантовой электродинамики. Поэтому вопрос о граничном импульсе не имеет сколько-нибудь серьезного практического значения для квантовой электродинамики.

Возвращаясь к перенормированной матрице рассеяния, можно сказать, что мы можем пользоваться ею и ее разложением в ряд по степеням перенормированного заряда только в том случае, если импульсы частиц, т. е. электронов и фотонов, малы по сравнению с граничным импульсом L_0 .

Что касается этого ряда, то существуют соображения, указывающие на его расходимость. По-видимому, этот ряд является не сходящимся, а асимптотическим. Члены такого ряда сначала с ростом их номера уменьшаются, а затем начинают расти. Есть основания предполагать, что рост начинается с члена порядка $n_0 \approx 1/\alpha \approx 137$ — вплоть до таких порядков теории возмущений отброшенные члены ряда будут вносить вклад масштаба e^{2n_0} (e — заряд электрона), т. е. вклад этот должен быть очень малым.

Подчеркнем еще раз, что идея перенормировки оказалась на редкость плодотворной, позволив предсказать целый ряд замечательных физических явлений и дать их количественную теорию. К числу этих явлений относится существование аномального магнитного момента электрона, радиационное смещение атомных уровней, различные нелинейные электродинамические эффекты в вакууме (например, рассеяние света светом в пустоте).

Резюмируя, можно сказать, что на базе уравнений Максвелла для электромагнитного поля и уравнений Дирака для электронно-позитронного поля и идеи перенормировки удалось развить исключительную по своей красоте и мощи теорию, которая объясняет и предсказывает огромный круг явлений, относящихся к электромагнитным взаимодействиям электронов и фотонов (и мюонов), а в самое последнее время и тяжелого лептона.

Экспериментальная проверка квантовой электродинамики

Пока мы не знаем ни одного явления, которое противоречило бы квантовой электродинамике. Но тем не менее такие явления могут и скорее даже должны существовать, так как квантовая электродинамика, строго говоря, не является внутренне замкнутой теорией. Дело в том, что, как мы говорили выше, при построении квантовой электродинамики и реализации идеи перенормировки приходится вводить некоторый граничный импульс, очень большой, но конечный, и предполагать, что изменения импульсов взаимодействующих частиц (электронов, мюонов и фотонов) малы по сравнению с этим импульсом. Только в этом случае все физические результаты не зависят от величины граничного импульса.

Посмотрим теперь, каковы результаты экспериментов по проверке квантовой электродинамики.

Опыты по проверке предсказаний квантовой электродинамики можно разбить на две группы: эксперименты при малых энергиях и эксперименты при высоких энергиях. Наибольшая точность измерений достигнута в экспериментах при малых энергиях, к которым относится измерение магнитных моментов электрона и мюона, а также измерение энергетических уровней простейших атомных систем, таких, как атом водорода, позитроний и мюоний.

Рассмотрим сперва, как предсказания квантовой электродинамики согласуются с экспериментальными данными относительно магнитных моментов электрона и мюона.

Согласно теории Дирака частица со спином $1/2$ и электрическим зарядом e должна иметь магнитный момент, равный магнетону Бора, $\mu_B = e\hbar/2mc$. Этот магнитный момент называют *нормальным магнитным моментом*. Однако кроме нормального магнитного момента электрон должен обладать еще *аномальным магнитным моментом*, учитывающим эффекты взаимодействия с вакуумами электромагнитного и электронно-позитронного полей. Простейшая диаграмма Фейнмана, определяющая аномальный магнитный момент электрона во втором порядке теории возмущений, представлена на рис. 8. Отвечающий ей аномальный магнитный момент равен

$$\Delta\mu^{(2)} = \mu_B \frac{\alpha}{2\pi},$$

где α — постоянная тонкой структуры.

Таким образом, магнитный момент физического электрона отличается от боровского магнетона, но это отличие мало и по порядку величины равно $\sim 10^{-3} \mu_B$. Представляет поэтому большой интерес точное измерение магнитного момента электрона с целью подтверждения существования аномального магнитного момента.

Измерение магнитного момента основано на явлении прецессии спина в магнитном поле. Частота ω_s прецессии спина электрона в магнитном поле с индукцией B зависит от магнитного момента электрона и определяется формулой $\omega_s = 2\mu_e B/\hbar$, где μ_e — магнитный момент электрона. Мы видим, что если бы магнитный момент электрона равнялся μ_B , то частота прецессии совпала бы с циклотронной частотой электрона, $\omega_c = eB/m_e c$. Существование аномального магнитного момента приводит к тому, что частоты ω_c и ω_s не одинаковы и их разность определяет аномальный магнитный момент:

$$(\omega_s - \omega_c)/\omega_c = \Delta\mu/\mu_B,$$

где $\Delta\mu$ — аномальный магнитный момент электрона. Измерение разности $\omega_s - \omega_c$ и позволило определить $\Delta\mu$.

Впервые доказательства существования аномального магнитного момента электрона (связанного в атоме) были получены в 1948 г. Кашем, работавшим в Калифорнийском университете. За эти опыты ему (вместе с У. Лэмбом) в 1955 г. была присуждена Нобелевская премия.

Несколько позднее Крейн очень точно измерил аномальный магнитный момент свободного электрона. Авторам этого эксперимента удалось рассеять укоренившееся заблуждение в том, что магнитный момент свободного электрона вообще неизмерим на опыте. Полученное значение находится в удивительном согласии с расчетами квантовой электродинамики. Наиболее точный результат измерения таков:

$$\mu_e/\mu_B = 1,00115965231(20),$$

где число в скобках представляет собой погрешность измерения последних двух знаков магнитного момента электрона.

Мы видим, что величина μ_e измерена с очень высокой точностью. Поэтому, чтобы проверить справедливость квантовой электродинамики с высокой точностью, необходимо, с одной стороны, вычислить вклады в величину $\Delta\mu$ более высоких порядков теории возмущений, а с другой стороны — знать с большой точностью постоянную

тонкой структуры α . Для определения α с точностью до нескольких миллионных долей используется так называемый эффект Джозефсона.

Этот эффект заключается в следующем. Если привести в соприкосновение два сверхпроводника S и S' (рис. 9),

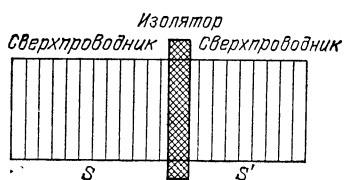


Рис. 9. Эффект Джозефсона (контакт Джозефсона)

то при включении контакта SS' (толщина его зазора порядка десятка ангстрем) в замкнутую цепь в последней будет протекать ток без сторонней электродвижущей силы. Контактующие сверхпроводники S и S' не обязательно должны быть различными, они могут быть и одинаковыми.

Эффект является квантовым. Сила тока определяется формулой $J = J_0 \sin k$, где J_0 — максимально возможное значение силы тока, определяемое особенностями сверхпроводников S и S' , и k — непрерывный параметр, могущий принимать любое значение. Эта величина аналогична волновому вектору электрона в кристаллической решетке. Если между S и S' включена разность потенциалов V , могущая зависеть от времени, то величина k станет функцией времени и будет определяться «уравнением движения»

$$\frac{d(\hbar k)}{dt} = 2eV.$$

При постоянном V ($V = V_0$) ток будет синусоидальной функцией времени:

$$J = J_0 \sin(k_0 + 2eV_0 t / \hbar).$$

Так как частота тока очень велика, среднее значение тока будет равно нулю. Иными словами, ток будет наблюдаться при $V_0 = 0$ и не будет наблюдаться при $V_0 \neq 0$. Иная ситуация возникает, если наряду с постоянным напряжением к контакту SS' приложено еще и переменное напряжение $V = V_0 + v \sin \omega t$. Тогда ток по-прежнему будет в среднем равен нулю всегда, кроме случая, когда $\omega = (2e/\hbar) V_0$. В этом резонансном случае средняя сила тока будет определяться формулой $\langle J \rangle = -1/2 J_0 v / V_0$ (предполагается, что $v \ll V_0$). Важно подчеркнуть, что частота ω не зависит от типа сверхпроводников.

Зная разность потенциалов V_0 и измерив частоту ω , можно с высокой точностью найти величину $2e/\hbar$.

Для измерения \hbar с большой точностью существует много методов. Один из них заключается в радиотехническом высокочастотном измерении так называемого *гиромагнитного отношения* протона γ_p , представляющего собой отношение магнитного момента протона μ_p к его спинovому моменту $1/2\hbar$, $\gamma_p = 2\mu_p/\hbar$.

Магнитный момент протона μ_p может быть независимо измерен с большой точностью. Таким образом можно с большой точностью найти \hbar :

$$\hbar = 1,0545887(57) \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}.$$

Наконец, скорость света c измерена в настоящее время с потрясающей точностью: $c = 2,99792458(1,2) \cdot 10^8 \text{ см/с}$ (с точностью до 1 м/с!). Поэтому можно найти с большой точностью постоянную тонкой структуры $\alpha = e^2/(\hbar c \cdot 4\pi)$. Результат гласит:

$$\alpha^{-1} = 137,035987(29).$$

Подставляя это значение в формулу для $\Delta\mu^{(2)}$, найдем

$$\Delta\mu^{(2)} = (1161409,0 \pm 0,9) \cdot 10^{-9} \text{ мв}.$$

Но найденное экспериментальное значение $\Delta\mu^{\text{эксп}} = (11596324,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$ отличается от $\Delta\mu^{(2)}$ (различие

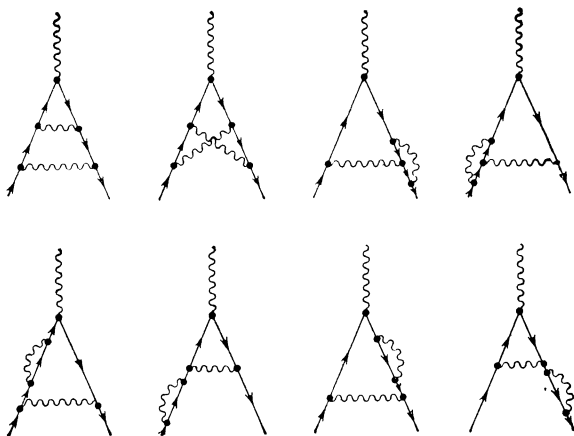


Рис. 10. Диаграммы, определяющие аномальный магнитный момент электрона в четвертом порядке теории возмущений

начинается с четвертого знака). Поэтому возникает вопрос о теоретическом значении величины $\Delta\mu$ в следующих (за вторым) приближениях теории возмущений. Чтобы найти величину $\Delta\mu$ в четвертом порядке теории возму-

щений по константе e , необходимо учесть вклад восьми диаграмм Фейнмана, изображенных на рис. 10. Результат вычислений дает

$$\Delta\mu^{(4)} = -0,32848(\alpha/\pi)^2\mu_B = -1,772(3) \cdot 10^{-9} \mu_B.$$

Однако сумма $\Delta\mu^{(2)} + \Delta\mu^{(4)}$ все еще отличается от экспериментального значения $\Delta\mu^{\text{эк}}.$ Иными словами, достигнутая на опыте точность измерения μ_e делает необходимым вычисление вклада в аномальный магнитный момент электрона в шестом порядке теории возмущений $\Delta\mu^{(6)}.$ Так как число диаграмм Фейнмана в шестом порядке равно 72 и структура их очень сложна, то вычисление всех этих диаграмм не может быть проведено аналитически. Расчеты на ЭВМ приводят к результату

$$\Delta\mu^{(6)} \approx -1,183(\alpha/\pi)^3.$$

«Суммируя все вклады в μ_e вплоть до шестого порядка теории возмущений, получим теоретическое значение $\Delta\mu$:

$$\begin{aligned} a_e = \frac{\Delta\mu}{\mu_B} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) - 0,32848 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 1,183 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 = \\ &= 1\,159\,659\,359(282) \cdot 10^{-12}. \end{aligned}$$

Значение $(282) \cdot 10^{-12}$, представляющее собой ошибку теоретического расчета аномального магнитного момента, включает в себя ошибку в значении постоянной тонкой структуры α (что вносит $(138) \cdot 10^{-12}$) и ошибку в вычислении вклада диаграмм шестого порядка теории возмущений.

Ошибки в измерениях и в вычислениях величины a_e постоянно уменьшаются. Измерения a_e , основанные на применении более сильных полей и расщеплении линий (что уменьшает ошибку, возникающую из-за уширения линий), позволяют в самом недалеком будущем ожидать уменьшения ошибки в 10—20 раз. Ожидаемый теоретический прогресс — в уточнении значения α и вклада радиационной поправки шестого порядка. Предел точности определения α при исследовании уравнения джозефсоновского контакта задается измерениями гиромагнитного отношения протона, которое в данный момент известно с погрешностью $0,42 \cdot 10^{-6}$. Этот результат удастся улучшить при очень точном измерении размеров соленоида. Это позволит более точно определить B и, следовательно, гиромагнитное отношение $\gamma_p = \omega_p/B$ из наблюдаемой

ЯМР-частоты протонов в воде. В то же время ведутся работы по дальнейшему увеличению точности числовых расчетов вкладов шестого порядка в a_e . Ожидаемый прогресс покажет, что вскоре необходимо будет проводить вычисления в восьмом порядке теории возмущений¹⁾.

Рассмотрим теперь аномальный магнитный момент мюона. Казалось бы, значение a_μ в мюонных магнетонах $e\hbar/(2m_\mu c)$ (m_μ — масса мюона) должно совпадать с a_e (a_e — аномальный магнитный момент электрона в единицах μ_B). Однако такая ситуация имела бы место в том случае, если бы мюоны взаимодействовали только с вакуумами электромагнитного и мюонного полей. Но мюон может взаимодействовать и с вакуумом электронно-позитронного поля (рис. 11). Поэтому теоретическое значение a_μ отличается от a_e . Именно, оказывается, что a_μ с учетом членов шестого порядка теории возмущений равно $(1\,165\,926 \pm 10) \cdot 10^{-9}$. Экспериментальное значение величины a_μ таково:

$$a_\mu = (1\,165\,924 \pm 9) \cdot 10^{-9}.$$

Измерение магнитного момента мюона — несравненно более сложная задача, чем измерение магнитного момента электрона, так как мюоны — нестабильные частицы, живущие 10^{-6} с и распадающиеся на электрон и два нейтрино. Идея опыта по измерению аномального магнитного момента мюона была той же, что и в случае электрона. Этот опыт получил название « $g - 2$ »-эксперимента, где g — гиромагнитное отношение. Нормальный магнитный момент отвечает $g = 2$. Поэтому разность $g - 2$ характеризует величину аномального магнитного момента.

«Легко говорить о принципе эксперимента. Другое дело — его физическая реализация. Провести электронный « g минус 2»-эксперимент было трудно. С мюонным « g минус 2»-экспериментом дело обстоит гораздо тяжелее. Многие физики полагали даже, что он вообще неосуществим. По сравнению с электронами мюонов в нашем

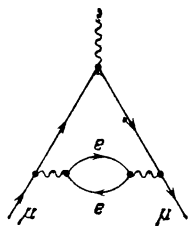


Рис. 11. Диаграмма, описывающая вклад поляризации вакуума электронно-позитронного поля в аномальный магнитный момент мюона

¹⁾ Дрелл С. Квантовая электродинамика и эксперимент. — УФН, 1980, т. 130, с. 508.

распоряжении слишком мало, и время их жизни чрезвычайно мало. Кроме того, относительно большая масса мюона требует сильных магнитных полей. Чем больше оборотов заставить совершать мюон, тем больше будет прецессионное отклонение от направления его полета, тем больше будет точность измерения. Поле в упомянутом эксперименте составляло 16000 Гс, а мюоны тратили на движение в поле от двух до шести миллионных долей секунды¹⁾).

Трудности подобного опыта были успешно преодолены и магнитный момент мюона был измерен с высокой точностью. Теоретическое, точнее, «безадронное», значение a_μ несколько ниже измеренного на опыте значения аномального магнитного момента мюона, причем это различие лежит вне пределов экспериментальных ошибок. Различие обусловлено тем, что в случае мюонов необходимо учитывать вклад поляризации вакуума, определяемый сильновзаимодействующими частицами — адронами (рис. 12).

С учетом адронного вклада, а также с учетом радиационных поправок вплоть до шестого порядка теории возмущений аномальный магнитный момент мюона находит объяснение в рамках квантовой электродинамики.

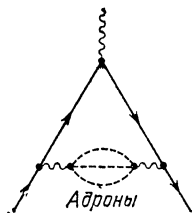


Рис. 12. Вклад адронов в аномальный магнитный момент мюона

Перейдем теперь к рассмотрению радиационного смещения уровней атома водорода. Атом водорода представляет собой связанное состояние электрона и протона, свойства которого определяются электромагнитным взаимодействием. Состояние электрона в атоме характеризуется главным квантовым числом n , орбитальным моментом электрона l и полным угловым моментом электрона. (Состояние с $l=0$ обозначается обычно через S , а состояние с $l=1$ — через P и т. д.)

Нерелятивистская квантовая механика предсказывает, что положение уровней атома водорода определяется только главным квантовым числом n и не зависит от орбитального l и полного j угловых моментов электрона.

¹⁾ Пенман Ш. Мюон.— В кн.: Над чем думают физики. Элементарные частицы.— М.: Наука, 1965, с. 46.

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению уровней с разными значениями j . Иными словами, появляется тонкая структура энергетических уровней, показанная на рис. 13, на котором приведены также частоты испускаемых фотонов при переходах между различными состояниями электрона в атоме водорода.

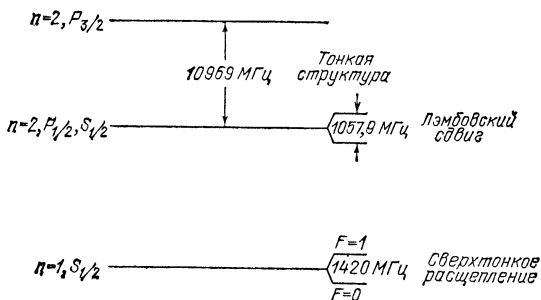


Рис. 13. Структура уровней атома водорода

Взаимодействие магнитного момента электрона с магнитным моментом протона приводит к так называемой *сверхтонкой структуре* уровней, когда энергия начинает зависеть и от полного спина электрона и протона. Наконец, взаимодействие электрона с вакуумом электромагнитного и электрон-позитронного полей приводит к расщеплению уровней $2P_{1/2}$ и $2S_{1/2}$, которое носит название *радиационного смещения* (или *лэмбовского сдвига*). Это расщепление определяется квантовоэлектродинамическими эффектами и поэтому точное измерение его очень важно для проверки квантовой электродинамики.



Рис. 14. Диаграммы, определяющие лэмбовский сдвиг

Главный вклад в лэмбовский сдвиг вносят диаграммы, представленные на рис. 14 (крестик обозначает протон, в кулоновском поле которого движется электрон). Наибольший вклад вносит диаграмма рис. 14, а. Описываемые этой диаграммой испускание и поглощение электроном

виртуальных фотонов приводят к «размазыванию» электрического заряда электрона, которое характеризуется некоторым среднеквадратичным радиусом. Это размазывание приводит, в свою очередь, к уменьшению энергии кулоновского взаимодействия электрона с протоном и, следовательно, к увеличению энергии электрона в состоянии $S_{1/2}$.

Поляризация вакуума, описываемая диаграммой рис. 14, б, напротив, приводит к усилению кулоновского притяжения, что, в свою очередь, вызывает некоторое понижение уровня $S_{1/2}$. Вклады диаграмм рис. 14, а и б в радиационное смещение уровней атома водорода (в единицах частоты) пропорциональны α^5 и равны

$$\nu_a = \alpha^5 m \ln \frac{1}{\alpha} \approx 1000 \text{ МГц} \quad \nu_b = -\frac{\alpha^5 m}{30\pi} \approx -27 \text{ МГц}.$$

Измеренный лэмбовский сдвиг согласуется с предсказаниями квантовой электродинамики. Измерение сверхтонкой структуры уровней также можно использовать для проверки квантовой электродинамики. В настоящее время сверхтонкая структура уровней атома водорода измерена с рекордной точностью, далеко превосходящей точность измерений всех других физических величин:

$$\Delta\nu = 1420,405\,751\,786\,4(17) \text{ МГц},$$

т. е. погрешность измерения составляет десятиллиардную долю процента. Точность соответствующих теоретических расчетов на много порядков ниже, но все же их результаты согласуются с экспериментом в пределах нескольких миллионных долей.

Приведем теперь результаты исследования свойств лептонных атомных систем, а именно позитрония и мюония. Позитроний представляет собой связанное состояние позитрона и электрона, а мюоний — связанное состояние положительного мюона и электрона. Эти связанные состояния особенно интересны, потому что лептоны не испытывают сильного взаимодействия и, следовательно, должны полностью описываться квантовой электродинамикой.

Для позитрония измерена тонкая структура основного состояния, т. е. разность энергий ортопозитрония 2S_1 и парапозитрония 1S_0 . Эти состояния различаются значениями суммарного спина электрона и позитрона: в ортопозитронии суммарный спин равен единице, а в парапозитро-

нии — нулю. Теория дает для этой разности значение $\Delta\nu^{\text{теор}} = 2,034003 \cdot 10^5$ МГц, а эксперимент — $\Delta\nu^{\text{эксп}} = 2,033849(12) \cdot 10^5$ МГц.

Позитроний является нестабильной частицей и распадается на фотоны, причем для парапозитрония основным является распад на два фотона, а для ортопозитрония — на три фотона. Поэтому парапозитроний должен распадаться быстрее. Расчеты вероятностей распада позитрония согласуются с экспериментальными данными: для ортопозитрония вычисленное значение вероятности распада составляет $W_{\text{теор}}^{(\text{орто})} = 0,7211 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, что не противоречит измеренному на эксперименте значению $W_{\text{эксп}}^{(\text{орто})} = (0,7262 \pm 0,0015) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$; для парапозитрония измеренное и вычисленное значения вероятностей также совпадают в пределах экспериментальных погрешностей: $W_{\text{теор}}^{(\text{пара})} = 0,798 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $W_{\text{эксп}}^{(\text{пара})} = (799 \pm 0,011) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

Сверхтонкая структура мюония определяется взаимодействием магнитного момента мюона с магнитным моментом электрона. Совместное измерение сверхтонкой структуры мюония и магнитного момента мюона с высокой точностью позволило найти постоянную тонкой структуры: оно приводит к значению $\alpha^{-1} = 137,03617(30)$. Это согласуется с другими способами определения величины α^{-1} (эффект Джозефсона и аномальный магнитный момент электрона).

Перейдем теперь к результатам проверки квантовой электродинамики при больших энергиях. В этой области наиболее точная проверка справедливости квантовой электродинамики осуществлена в опытах на встречных электрон-позитронных пучках. Дело в том, что установки со встречными пучками являются наиболее подходящими для получения особенно больших энергий взаимодействия частиц. Это связано с тем, что при рассеянии на неподвижной мишени большая часть энергии налетающей частицы передается движению центра масс и исключается из взаимодействия. Если же сталкиваются пучки частиц с одинаковыми энергиями, но противоположными импульсами, то вся энергия частиц переходит в энергию взаимодействия. Поэтому энергия взаимодействия электрона с позитроном, получаемая на установке со встречными пучками (имеющими, например, энергию 1 ГэВ), может быть достигнута только при фантастической энергии позитронов, равной 4000 ГэВ, если их рассеивать на неподвижных электронах.

На встречных e^+e^- -пучках для проверки квантовой электродинамики изучались процессы: $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$, $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$. Эти реакции изучались при больших углах образования частиц в конечном состоянии, так как в этом случае возникают большие переданные импульсы.

Квантовая электродинамика, как мы уже говорили, устанавливает определенные правила для описания вершин взаимодействия и пропагаторов виртуальных частиц. Поэтому нарушение квантовой электродинамики могло бы сводиться, в частности, к изменению структуры вершин взаимодействия и пропагаторов. Выполненные измерения сечений процессов $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ и $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$ вплоть до суммарной энергии взаимодействующих частиц в 35 ГэВ, что соответствует значениям квадрата переданного импульса до 1225 ГэВ², не обнаружили в пределах экспериментальных ошибок отклонений от предсказаний квантовой электродинамики. Это означает, что квантовая электродинамика справедлива вплоть до расстояний порядка 10^{-16} см. Можно сказать и иначе: электрон, мюон и τ -лептон являются точечными частицами: их размеры меньше 10^{-16} см. Для сравнения отметим, что размеры адронов составляют 10^{-13} см.

Одновременное изучение процессов $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ и $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$ позволяет также проверить ерт-универсальность: квантовая электродинамика предсказывает, что электромагнитное взаимодействие мюонов и τ -лептонов полностью тождественно электромагнитному взаимодействию электронов и определяется только величиной электрического заряда лептонов. На опыте не обнаружено отклонений от ерт-универсальности.

Электродинамические процессы изучены в настоящее время при очень больших энергиях, и при этом «новой» физики не возникло. Тем не менее квантовую электродинамику нельзя рассматривать как замкнутую теорию. Дело в том, что можно указать ряд чисто электродинамических процессов, например, процессов на встречных e^+e^- -пучках, в которых проявляются эффекты других взаимодействий, а это указывает на ограниченный характер применимости квантовой электродинамики. Так, в процессах $e^+ + e^- \rightarrow l^+ + l^-$ ($l = e, \mu$ или τ) сильное взаимодействие может проявиться посредством механизма, представленного на рис. 15, где штриховые линии изображают адроны. В общем случае ожидается, что этот вклад мал, поскольку он пропорционален второй степени

α , тогда как однофотонный механизм приводит к вкладу, пропорциональному первой степени α . Но при определенных условиях этот вклад может быть усилен, а именно, в том случае, когда энергия виртуального фотона совпадает с массой векторного мезона.

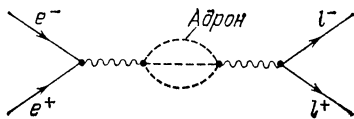


Рис. 15. Диаграмма, определяющая вклад сильного взаимодействия в амплитуды процессов $e^+ + e^- \rightarrow l + l^-$ ($l = e, \mu, \tau$)

Подводя итоги, можно сказать, что предсказания квантовой электродинамики прекрасно согласуются с опытом во всех тех случаях, когда можно пренебречь другими взаимодействиями. Следует, однако, иметь в виду, что для электродинамических эффектов взаимодействия лептонов и фотонов, вообще говоря, необходимо учитывать вклады сильного и слабого взаимодействий. Дело в том, что выделение различных фундаментальных взаимодействий представляет собой в некотором смысле идеализацию и упрощение реальной физической ситуации. Об отдельных взаимодействиях можно говорить только как о некоторых предельных случаях. Как мы увидим далее, при очень больших энергиях и больших переданных импульсах интенсивности слабого и электромагнитного взаимодействий сравниваются, и эти взаимодействия становятся неразличимыми. При еще больших энергиях к этим взаимодействиям «подключается» и сильное взаимодействие.

«Томонага, Швингер и Фейнман обошлись без фундаментальных нововведений. В этом смысле их победа — это победа консерватизма. Они полностью сохранили физические основы теории, заложенные Дираком, изменив только математическую надстройку. Доведя до совершенства формальный математический аппарат, они сумели показать, что теория предсказывает разумные результаты для всех регистрируемых величин. Расходящиеся абсурдные выражения тем не менее присутствуют в теории, но они проявляются таким образом, что автоматически устраняются из любых непосредственно наблюдаемых величин. Точное соответствие между предсказанными теорией и полученными экспериментальным путем величинами и составляет основное достоинство теории»¹).

¹) Дайсон Ф. Томонага, Швингер и Фейнман — лауреаты Нобелевской премии по физике. — УФН, 1967, т. 1, с. 71.

Глава III

СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Барионное число и изотопический спин

Сильному взаимодействию подвержены адроны. Адроны разделяются на две большие группы — барионы и мезоны. Они различаются своими квантовыми числами и, в частности, спином: барионы имеют полуцелый спин, а мезоны — целый спин.

Все адроны, кроме протона, нестабильны и распадаются на другие частицы. Так, например, нейтрон распадается на протон, электрон и нейтрино, пион — на нейтрино и мюон. Распадов же протона на позитрон и фотон и нейтрона — на фотон и нейтрино не наблюдается, хотя они и допустимы с точки зрения законов сохранения энергии и момента импульса. Барион никогда не распадается только на мезоны и лептоны (ср., впрочем, раздел «Нестабильный протон»!).

Чтобы охватить всю совокупность возможных распадов и «запретить» ненаблюдаемые, но возможные с точки зрения законов сохранения энергии и момента импульса распады, вводится специальное квантовое число — барионный заряд, или барионное число. Оно считается равным $+1$ для каждого бариона и -1 для каждого антибариона; для всех мезонов, лептонов и фотона барионный заряд равен нулю.

Во всех реакциях с участием любых элементарных частиц выполняется закон сохранения полного барионного заряда системы частиц, участвующих в реакции, равного алгебраической сумме барионных зарядов отдельных частиц. Ясно, что выполнение этого закона запрещает распад бариона на мезоны и лептоны.

Из этого закона вытекает также, что в результате какой-либо реакции рождение бариона должно всегда сопровождаться рождением антибариона.

Так как протон является самым легким из барионов, то он должен быть стабильной частицей. Стабильность протона проверена с высокой степенью точности: для нижнего предела времени жизни протона получено значение 10^{32} лет, что несравненно больше времени существования Вселенной, которое считается равным приблизительно 10^{10} лет. Ниже мы будем говорить о принципиальной важности улучшения оценки времени жизни протона и об опытах по поиску нестабильности протона.

Закон сохранения барионного заряда, как и закон сохранения электрического заряда и законы сохранения энергии и импульса, относится к числу универсальных законов сохранения, которым подчиняется вся материя в целом и которые выполняются для всех видов взаимодействий. Более точно — для тех взаимодействий, о которых речь шла выше: сильного, слабого и электромагнитного. В принципе, не исключена возможность существования других взаимодействий, в которых может и не сохраняться барионный заряд.

Но сильное взаимодействие подчиняется еще специфическим законам сохранения, которые, вообще говоря, не выполняются для других взаимодействий. К числу таких законов относится закон сохранения изотопического спина, который мы сейчас разъясним.

Анализ структуры ядер и характера ядерных сил показывает, что протон и нейтрон — две частицы, которые входят в состав всех ядер, — очень сходны между собой. Если отвлечься от небольшого различия их масс ($m_p = 938,3$ МэВ и $m_n = 939,6$ МэВ, $m_p - m_n = -1,29$ МэВ), то протон и нейтрон можно рассматривать как два состояния единой частицы — нуклона: одно — заряженное (протон p) и другое — нейтральное (нейтрон n). Спины двух этих состояний одинаковы и равны $1/2$ (в единицах \hbar). Если не учитывать сравнительно небольшого электромагнитного взаимодействия, то мощные ядерные силы будут одинаковы для любой пары нуклонных состояний: (pp) , (nn) , (pn) при одинаковой энергии и одинаковом угловом моменте пар. Иными словами, протон и нейтрон с точки зрения чисто ядерного, т. е. сильного, взаимодействия выступают как эквивалентные частицы, еще раз подчеркнем — при пренебрежении эффектами, обусловленными электромагнитным взаимодействием. При этом электрический заряд служит только как бы для «маркировки» частицы.

Но дело не ограничивается только возможностью (с точки зрения сильного взаимодействия) замен $p \rightarrow n$,

$n \rightarrow p$. Квантовая механика идет дальше. Она разрешает вводить определенные суперпозиции протонного и нейтронного состояний и рассматривать их вместо чисто протонного и чисто нейтронного состояний. Для динамики сильного взаимодействия безразлично, имеем ли мы дело с чисто протонным и чисто нейтронным состояниями или с их суперпозициями.

Математически это означает следующее. Обозначим волновые функции, или, как говорят иначе, векторы состояния протона и нейтрона через ψ_1 и ψ_2 . Это некоторые комплексные величины (мы пользуемся обозначениями ψ_1 и ψ_2 , а не ψ_p и ψ_n , чтобы подчеркнуть эквивалентность протона и нейтрона). Тогда, если образовать суперпозиции ψ_1 и ψ_2 :

$$\psi'_1 = U_{11}\psi_1 + U_{12}\psi_2, \quad \psi'_2 = U_{21}\psi_1 + U_{22}\psi_2,$$

где U_{ij} — некоторые комплексные числа, выбор которых ограничен только тем, что должно выполняться соотношение

$$\psi'_1\psi'^*_1 + \psi'_2\psi'^*_2 = \psi_1\psi^*_1 + \psi_2\psi^*_2,$$

(* — знак комплексного сопряжения), то для динамики адронов совершенно безразлично, пользоваться ли исходными функциями ψ_1 и ψ_2 или преобразованными функциями ψ'_1 и ψ'_2 . Это значит, что уравнения движения адронов не изменяются, или, как говорят, остаются инвариантными при сделанном преобразовании. Эта инвариантность носит название *изотопической*.

Если ввести абстрактное пространство, точками которого являются пары величин $(\psi_1, \psi_2) \equiv \psi$, а сами величины — координатами точек, то рассматриваемое преобразование $\psi \rightarrow \psi'$ представляет собой не что иное, как вращение в этом пространстве, сохраняющее величину $|\psi|^2 \equiv \psi_1\psi^*_1 + \psi_2\psi^*_2$, аналогичную квадрату длины.

Совокупность рассматриваемых преобразований образует группу, которая называется группой $SU(2)$. Если записать преобразование в виде $\psi \rightarrow \psi' = U\psi$, где U — матрица с элементами U_{ij} , то она должна быть унитарной, т. е. $UU^+ = 1$ ($(U^+)_{ij} = U^*_{ji}$), и унимодулярной, т. е. $\det U = 1$.

Простейшая структура матриц U такова:

$$U = \exp(i\omega\tau/2),$$

где ω — произвольный вещественный трехмерный вектор и $\tau(\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ — три матрицы Паули:

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

О матрицах U говорят, что они являются фундаментальным представлением группы $SU(2)$, действующим в двумерном комплексном пространстве. Но у этой группы могут быть и другие представления — в пространствах большего числа измерений!

Мы рассматривали эквивалентность протона и нейтрона с точки зрения сильного взаимодействия. Но дело не ограничивается протоном и нейтроном. Аналогичная ситуация имеет место и для других адронов, например, для пионов. Существуют три типа пионов — π^+ , π^0 , π^- , отличающихся знаком электрического заряда. Массы их не одинаковы, хотя различие в них не велико ($m_{\pi^+} = m_{\pi^-} = 139,6$ МэВ, $m_{\pi^0} = 135$ МэВ) и оно не существенно, если речь идет о реакциях рассеяния нуклонов и пионов, обусловленных сильным взаимодействием. В этих случаях различные пионы будут вести себя одинаково — заряд пиона будет играть роль только «маркировки» частицы. Это значит, что с точки зрения сильного взаимодействия можно менять между собой пионы с разными зарядами, так же, как можно менять между собой протон и нейтрон, и при этом ничего не изменится. Но, более того, так же как и в случае протона и нейтрона, можно образовывать суперпозиции пионных состояний и они будут эквивалентны с точки зрения сильного (но не электромагнитного!) взаимодействия исходным пионным состояниям. Именно, если $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ — волновые функции (векторы состояний) π^+ , π^- , π^0 -пионов и $\varphi'_i = U_{ij}^{(\pi)} \varphi_j$ — суперпозиции этих состояний (по j производится суммирование), такие, что выполняется условие

$$\varphi_1'^2 + \varphi_2'^2 + \varphi_3'^2 = \varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2,$$

то состояния φ'_i могут применяться наравне с состояниями φ_i .

Уравнения движения на уровне сильного взаимодействия не изменятся, т. е. будут инвариантными по отношению к преобразованию $\varphi_i \rightarrow \varphi'_i$.

Рассматриваемые преобразования образуют группу, которая, так же как и в случае протона и нейтрона, представляет собой группу $SU(2)$.

Так же, как и в случае протона и нейтрона, изотопическая инвариантность в случае пионов допускает простую геометрическую интерпретацию. Если ввести абстрактное пространство, точками которого являются тройки чисел $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$, а координатами точек — величины $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$, то преобразование $\varphi(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3) \rightarrow \varphi'(\varphi'_1, \varphi'_2, \varphi'_3)$ будет представлять собой вращение вектора $\varphi(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$ в этом пространстве без изменения его длины.

Теперь нам нужно «согласовать» преобразование нуклонной пары векторов состояний $\psi(\psi_1, \psi_2)$ и пионной тройки векторов состояний $\varphi(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$ таким образом, чтобы динамика адронов — в данном случае нуклонов и пионов — оставалась инвариантной. Если ограничиться малыми поворотами в пространствах $\psi(\psi_1, \psi_2)$ и $\varphi(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$, то согласованные преобразования будут определяться формулами

$$\psi \rightarrow \psi' = (1 + i\omega\tau/2)\psi, \quad \varphi \rightarrow \varphi' = \varphi + [\varphi\omega],$$

где ω — вектор (бесконечно малый), входящий в матрицу U преобразования ψ .

Любая инвариантность, т. е. свойство симметрии, связана с законами сохранения. Например, однородность обычного пространства связана с законом сохранения импульса, однородность времени — с законом сохранения энергии, изотропия пространства — с законом сохранения момента. Поэтому следует ожидать, что изотопическая инвариантность также связана с какими-то законами сохранения. Но в данном случае речь идет не о пространственно-временной симметрии, а о совершенно новом типе симметрии — *симметрии взаимодействия*, внутренней симметрии сильного взаимодействия, которая не затрагивает преобразования координат частиц.

И действительно, изотопическая инвариантность приводит к новому закону сохранения — сохранению вектора изотопического спина.

Поскольку рассматриваемая симметрия заключается в возможности поворотов векторов состояний $\psi(\psi_1, \psi_2)$ и $\varphi(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$ в их пространствах без изменения взаимодействия, т. е. в изотропии этих пространств, то вектор изотопического спина должен быть подобен вектору обычного момента или спина, так как сохраняющийся момент также возникает из-за изотропии пространства, но пространства обычного. В случае же изотопического спина речь идет не об обычном пространстве, а о специфическом абстрактном пространстве, которое носит название *изото-*

ического пространства. (Оно, так же как и само понятие изотопического спина, было введено Гейзенбергом.)

Тем не менее свойства обоих спинов — обычного и изотопического — сходны между собой. При этом речь идет о квантовомеханических свойствах, ибо и обычный, и изотопический спины — это не классические, а квантовые векторы, и замечательным является то, что так называемые перестановочные соотношения для их проекций совпадают. Поэтому для выяснения свойств изотопического спина можно воспользоваться известными свойствами механического момента или спина.

Прежде всего известно, что три проекции J_1, J_2, J_3 , вектора механического момента \mathbf{J} нельзя одновременно измерить. Напротив, одновременное измерение допускает квадрат момента $\mathbf{J}^2 = J_1^2 + J_2^2 + J_3^2$ и одна из его проекций, скажем J_3 . При этом допустимые значения J_3 (в единицах \hbar) отличаются одно от другого на единицу, так что J_3 принимает значения $-J, -J+1, -J+2, \dots, J-2, J-1, J$, где J — максимальное значение J_3 , называемое просто моментом. Всего значений будет $2J+1$, причем J может быть либо целым, либо полуцелым положительным числом. Квадрат момента \mathbf{J}^2 связан с J соотношением $\mathbf{J}^2 = J(J+1)$. Например, в случае покоящегося электрона момент совпадает со спином $J = s = 1/2$ и $s^2 = 1/2(1/2+1) = 3/4$, а не $1/4$, как было бы, если бы спин был классическим вектором.

Аналогичные соотношения справедливы для изотопического спина. Если обозначить его через \mathbf{I} , то одновременно имеют смысл как определенные квантовые числа также одна из проекций \mathbf{I} , скажем проекция I_3 на ось Z , и квадрат изотопического спина $\mathbf{I}^2 = I_1^2 + I_2^2 + I_3^2$. Возможные значения I_3 отличаются друг от друга на единицу, т. е. простираются от $-I$ до I через единицу, $I_3 = -I, -I+1, \dots, I-1, I$, где I — максимальное значение I_3 , называемое просто изотопическим спином. Всего возможных значений I_3 будет $2I+1$; квадрат изотопического спина равен $\mathbf{I}^2 = I(I+1)$. Возможные значения I — целые и полуцелые положительные числа. Изотопический спин безразмерен.

Теперь мы должны установить связь между изотопическим спином и различными адронными состояниями. С этой целью нужно вспомнить, что изотопическая инвариантность каждый раз касается определенных адронных состояний. Поэтому число их естественно отождествить с числом возможных значений проекции изотопического

спина $2I + 1$. Например, если речь идет о протонном и нейтронном состояниях, то следует положить $2I + 1 = 2$, откуда для изотопического спина нуклона (т. е. и протона и нейтрона) мы получаем значение $I_N = 1/2$. В случае пионных состояний мы должны положить $2I + 1 = 3$, откуда для изотопического спина пиона мы получаем значение $I_\pi = 1$.

Остается понять, где в этой картине находятся протон, нейтрон, π^+ , π^- и π^0 -мезоны. Но состояния этих частиц мы должны естественно связать с возможными значениями I_3 . Именно ось 3 в изотопическом пространстве можно выбрать таким образом, чтобы возможные значения I_3 соответствовали чистым зарядовым состояниям (а не их суперпозициям!). Поэтому мы считаем, что для протона $I_3 = 1/2$, а для нейтрона $I_3 = -1/2$; для π^+ -мезона $I_3 = +1$, для π^0 -мезона $I_3 = 0$ и для π^- -мезона $I_3 = -1$.

После всего сказанного ясно, что протон и нейтрон можно назвать *нуклонным изотопическим дублетом*, а π^+ , π^0 и π^- -мезоны — *пионным изотопическим триплетом*.

Сформулируем теперь закон сохранения изотопического спина. Он справедлив не только для реакций с участием нуклонов и пионов, но и для реакций с участием любых других адронов — необходимо лишь, чтобы реакция происходила под влиянием только сильного взаимодействия. Тогда, если происходит реакция $a + b + \dots \rightarrow a' + b' + \dots$ и $I_a, I_b, I_{a'}, I_{b'}, \dots$ — изотопические спины адронов a, b, a', b', \dots , то $I^{(i)} = I^{(f)}$, где $I^{(i)} = I_a + I_b, I^{(f)} = I_{a'} + I_{b'} + \dots$. Отсюда следует, что

$$I^{(i)} = I^{(f)}, \quad I_3^{(i)} = I_3^{(f)}.$$

В частности, для реакции $a + b \rightarrow a' + b'$

$$|I_a - I_b| \leq I^{(i)} \leq I_a + I_b, \quad |I_{a'} - I_{b'}| \leq I^{(f)} \leq I_{a'} + I_{b'}.$$

Закон сохранения проекции изотопического спина позволяет находить проекции спина одних адронов по известным проекциям изотопического спина других адронов. Так, проекции изотопического спина I_3 для пионов можно определить, рассматривая процессы испускания пионов нуклонами: $p \rightarrow p + \pi^0$, $n \rightarrow p + \pi^-$, $p \rightarrow n + \pi^+$. Из них следует, что $I_3(\pi^0) = 0$, $I_3(\pi^\pm) = \pm 1$.

Об адронах с определенным значением J и различными значениями I_3 говорят, что они образуют изотопический мультиплет; число адронов в нем равно $2I + 1$.

На рис. 16 изображены изотопические мультиплеты и массы входящих в них адронов (стабильных относительно сильного взаимодействия). По горизонтальной оси отложены проекции изотопического спина I_3 , по вертикальной — массы. Мы видим, что изотопический спин известных адронов не превышает $3/2$ (мы позже приведем соображения, разъясняющие это обстоятельство).

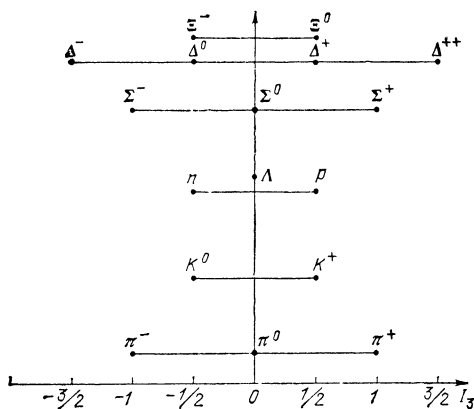


Рис. 16. Изотопические мультиплеты адронов

Свойство изотопической инвариантности может быть использовано для получения соотношений между сечениями различных процессов взаимодействия адронов. Наиболее удобную и простую технику вывода этих соотношений предложил И. М. Шмушкевич (эта техника даже получила по предложению И. Я. Померанчука название «фабрики Шмушкевича» — из-за простоты «фабрикации» соответствующих соотношений). Важным здесь является понятие изотопически неполяризованного пучка частиц. Изотопически неполяризованный пучок частиц с определенным изотопическим спином состоит из частиц со всеми возможными значениями проекции изотопического спина, причем числа частиц с разными значениями I_3 одинаковы. Например, изотопически неполяризованный пучок нуклонов должен состоять из одинакового числа протонов и нейтронов, а изотопически неполяризованный пучок пионов состоит из равного числа нейтральных, положительных и отрицательных пионов. Другими словами, в изотопически неполяризованном пучке представлены с равным весом частицы со всеми значениями проекции

изотопического спина; поэтому такой пучок не имеет выделенного направления в изотопическом пространстве — отсюда и название — изотопически неполяризованный пучок. Необходимо, однако, иметь в виду, что в действительности такой пучок нельзя «приготовить» на опыте (например, нейтральные пионы очень быстро распадаются), но такое понятие оказывается очень удобным при обсуждении следствий, вытекающих из изотопической инвариантности.

Можно сказать, что изотопическая инвариантность означает, что если сталкиваются два изотопически неполяризованных пучка, то в результате сильного взаимодействия в конечном состоянии возникнут пучки также изотопически неполяризованных частиц. Дело в том, что в начальном состоянии изотопически неполяризованные пучки не задавали никакого направления в изотопическом пространстве; сильное же взаимодействие, инвариантное относительно изотопических поворотов, в свою очередь, не выделяет никакого направления в изотопическом пространстве, поэтому в конечном состоянии и возникают изотопически неполяризованные пучки адронов. Это означает, что числа адронов с различными значениями проекции изотопического спина, или, что то же самое, с различными значениями электрического заряда, пропорциональные сечению или сумме сечений соответствующих реакций, в которых образуется частица с данным зарядом, будут одинаковы. Поэтому равенство чисел частиц с разными значениями I_z будет эквивалентно определенным соотношениям между сечениями.

Разъясним это на примере реакций $\bar{K} + N \rightarrow \Lambda + \pi$. Здесь \bar{K} обозначает изотопический дублет, $\bar{K} = \begin{pmatrix} \bar{K}^0 \\ K^- \end{pmatrix}$. Сталкиваясь, пучки каонов и нуклонов приведут к следующим реакциям:

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0 (\sigma_1), \quad \bar{K}^0 + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ (\sigma_3),$$

$$K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^- (\sigma_2), \quad \bar{K}^0 + n \rightarrow \Lambda + \pi^0 (\sigma_4),$$

сечения которых мы обозначим соответственно через $\sigma_1, \dots, \sigma_4$. Ясно, что число π^0 -мезонов пропорционально сумме сечений $\sigma_1 + \sigma_4$, число π^- -мезонов пропорционально сечению σ_2 и, наконец, число π^+ -мезонов пропорционально сечению σ_3 . Поэтому условие изотопической неполяризованности образующихся пионов приводит к следующим соотношениям между сечениями:

$$\sigma_1 + \sigma_4 = \sigma_2 = \sigma_3.$$

Учтем теперь условие изотопической неполяризованности начальных частиц, например, К-мезонов, т. е. равенство чисел K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов. Оно приводит к соотношению

$$\sigma_1 + \sigma_2 = \sigma_3 + \sigma_4.$$

Такое же соотношение мы получили бы, если бы учли условие изотопической неполяризованности начальных нуклонов. Так как $\sigma_2 = \sigma_3$, то мы найдем отсюда $\sigma_1 = \sigma_4$. Комбинируя эти соотношения, получим

$$2\sigma_1 = \sigma_2,$$

т. е.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(K^-n \rightarrow \Lambda\pi^-) = 2 \frac{d\sigma}{d\Omega}(K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0).$$

Электромагнитное взаимодействие адронов, в отличие от сильного взаимодействия, не сохраняет изотопический спин. В частности, он не сохраняется при поглощении или испускании фотона адроном. Однако проекция изотопического спина сохраняется и при электромагнитном взаимодействии адронов.

Странность

Существует целый ряд адронов, например, Λ -, Σ -, Ξ -гипероны, каоны, которые распадаются на другие адроны ($\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ и т. д.) с малыми вероятностями за времена порядка 10^{-10} с. Это время очень велико по сравнению с типичными адронными временами — порядка 10^{-23} с (за такое время частица, имеющая скорость, близкую к скорости света, проходит расстояние порядка 10^{-13} см, равное размеру нуклона). Между тем рождение этих частиц ($\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$, $K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+$ и т. д.) происходит за время порядка 10^{-23} с, т. е. определяется сильным взаимодействием. Частицы с «нормальным» временем рождения и аномально большим временем распада получили название *странных*.

Такое поведение странных частиц означает, что существует еще одно аддитивное квантовое число, которое наряду с изотопическим спином, сохраняется в сильном взаимодействии. Это число называется *странностью* и обозначается буквой S .

Странность нуклонов и пионов принимается равной нулю, странность каонов — равной +1, странность Λ -, Σ -

гиперонов — равной —1 и странность Ξ -гиперонов — равной —2. Эти значения странности подобраны так, чтобы в реакциях $\pi + N \rightarrow \Lambda + K$, $\pi + N \rightarrow \Sigma + K$ и $\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^0$ выполнялся закон сохранения странности.

Если взять какой-либо изотопический мультиплет, то для всех адронов, входящих в него, странность одинакова, заряды же отдельных адронов (обладающих различной проекцией изотопического спина I_3 , $-I \leq I_3 \leq I$) связаны со значениями I_3 и величинами B и S соотношением

$$Q = I_3 + (S + B)/2,$$

где Q — заряд адрона (в единицах заряда протона).

Это соотношение, носящее название формулы Гелл-Манна — Нишиджимы, является, строго говоря, определением странности. Формальный смысл странности заключается в том, что соотношение $Q = I_3 + B/2$, справедливое для нуклонов и π -мезонов, после введения странности может быть обобщено так, чтобы быть справедливым и для странных частиц, т. е. для всех адронов, которые мы должны рассматривать как единую семью частиц.

Закон сохранения странности, справедливый для сильного и электромагнитного взаимодействий, объясняет так называемый принцип ассоциативности рождения странных частиц, согласно которому в пион-нуклонных и нуклон-нуклонных соударениях странные частицы рождаются парами.

Величину $S + B = Y$ называют гиперзарядом. Используя ее, формулу Гелл-Манна — Нишиджимы можно записать в виде

$$Q = I_3 + Y/2.$$

Гиперзаряд имеет простой физический смысл; он представляет собой удвоенный средний электрический заряд \bar{Q} адронов, входящих в данный изотопический мультиплет. Действительно, так как среднее значение I_3 по мультиплету равно нулю, то $Y = 2\bar{Q}$, где \bar{Q} — среднее значение электрического заряда.

Так как $Y = 2Q - 2I_3$, а электрический заряд всех известных адронов принимает только целочисленные значения, то числа Y и $2I_3$ имеют одинаковую четность (т. е. оба эти числа четны или оба нечетны). Но четность чисел $2I_3$ и $2I$ одинакова, поэтому Y и $2I$ должны быть числами одинаковой четности для всех адронов.

Таким образом, мы видим, что каждый адрон характеризуется рядом величин — электрическим зарядом (Q), спином (s), барионным зарядом (B), изотопическим спином (I), проекцией изотопического спина (I_3) и странностью (S). Все эти величины являются аддитивными, и в процессах, обусловленных сильным взаимодействием, выполняются законы сохранения этих величин (при этом следует иметь в виду, что в случае спина и изотопического спина, как мы разъясняли выше, речь идет о сложении квантовых векторов).

Кроме этих величин, или, как говорят, аддитивных квантовых чисел адронов, адроны характеризуются еще квантовыми числом пространственной четности (P), а в ряде случаев и квантовым числом зарядовой четности (C).

Пространственная четность связана с инвариантностью сильного взаимодействия по отношению к пространственным отражениям, т. е. к изменению знака пространственных координат. Если волновая функция или вектор состояния частицы при изменении знака пространственных координат не изменяется, то говорят о положительной пространственной четности и считают $P = +1$; если при пространственных отражениях вектор состояния изменяет знак, то говорят об отрицательной пространственной четности и считают $P = -1$.

Пространственная четность системы двух частиц определяется произведением четностей отдельных частиц (называемых внутренними четностями) на так называемую *орбитальную четность*, определяемую по правилу $(-1)^l$, где l — орбитальный момент относительного движения.

Для бозонов (частиц с целым спином) пространственные четности частицы и соответствующей античастицы совпадают; для фермионов (частиц с полуцелым спином) пространственные четности частицы и соответствующей античастицы противоположны по знаку.

Зарядовая четность C связана с инвариантностью сильного взаимодействия по отношению к замене частицы соответствующей античастицей. Если при такой замене вектор состояния не изменяется, то говорят о положительной зарядовой четности и считают $C = +1$, и, напротив, если вектор состояния изменяет знак, то говорят об отрицательной зарядовой четности и считают $C = -1$.

Определенным значением C -четности могут обладать частицы с нулевыми значениями барионного числа, электрического заряда и странности. К вопросу о четностях мы вернемся еще в главе V.

Резонансное рассеяние адронов

До сих пор мы рассматривали только квантовые числа адронов и не касались эффектов взаимодействия адронов. Между тем адроны могут взаимодействовать как друг с другом, так и с лептонами. Взаимодействие адронов друг с другом приводит к замечательным явлениям, которые мы теперь рассмотрим. Начнем с рассеяния адронов адронами.

Если сталкиваются два адрона a и b , то в результате их взаимодействия может происходить не только их упругое рассеяние, когда частицы в начальном и конечном состоянии совпадают, $a + b \rightarrow a + b$, но также и различные процессы неупругого рассеяния, при которых образуются адроны a', b', c', \dots , не совпадающие с исходными адронами, $a + b \rightarrow a' + b' + c' + \dots$. При этом следует различать две области энергии: область сравнительно низких энергий, когда энергия налетающего адрона a в $a + b$ -столкновении (адрон b считается «покоящимся») не превосходит нескольких ГэВ, и область высоких энергий, когда энергия налетающего адрона превосходит эту величину.

Сечение процессов взаимодействия адронов в области низких энергий сильно зависит от энергии и типа взаимодействующих частиц. Так, сечение процесса $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$ почти в десять раз превышает сечение процесса $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ при энергии пиона порядка 200 МэВ, а при его энергии 600 МэВ, например, сечение процесса $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ превышает сечение процесса $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$. Такое же различие наблюдается и в поведении сечений рассеяния каонов протонами, $K^\pm + p \rightarrow K^\pm + p$.

Это различие тесно связано с образованием промежуточного нестабильного адрона, называемого *адронным резонансом*. Например, в случае рассеяния π^+ -мезонов с энергией порядка 200 МэВ на протонах образуется резонанс с массой 1236 МэВ, электрический заряд которого равен $+2$ (в единицах заряда протона). Он впервые наблюдался Ферми в 1952 г. и получил название Δ -резонанса, $\Delta(1236)$. Кроме Δ -резонанса в рассеянии пионов на нуклонах образуются другие резонансы с большими значениями масс. Как и обычные адроны, резонансы обладают определенными значениями спина, пространственной четности и изотопического спина. Так, обычный спин и изотопический спин Δ -резонанса с массой 1236 МэВ равны $3/2$.

Резонансы можно разделить на две группы: мезонные резонансы и барионные резонансы. Мезонные резонансы имеют нулевое значение барионного числа и целые значения обычного спина. Для барионных резонансов барионное число равно единице, а спин имеет полуцелое значение. Наряду со спином, изотопическим спином и барионным зарядом резонансы обладают вполне определенным значением странности; в настоящее время обнаружены на опыте мезонные резонансы со странностью 0, ± 1 и барионные резонансы со странностью 0, -1 и -2 .

Резонансное рассеяние адронов можно описывать диаграммами Фейнмана. Рассеяние π^+ -мезонов протонами в области энергий 200 МэВ определяется диаграммой, представленной на рис. 17, где жирная линия отвечает Δ^{++} -резонансу. Эта диаграмма описывает поглощение пиона протоном с возбуждением Δ^{++} -резонанса, после чего Δ^{++} -резонанс распадается на пуклон и пион. Так как изотопический спин в сильном взаимодействии сохраняется, то распад $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$ оказывается в три раза более вероятным, чем распад $\Delta^0 \rightarrow p + \pi^-$. Именно поэтому дифференциальное сечение процесса рассеяния положительных пионов протонами в девять раз превышает сечение процесса рассеяния отрицательных пионов протонами (если имеет место возбуждение Δ -резонанса).

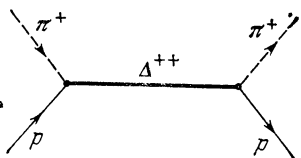


Рис. 17. Резонансный механизм рассеяния π^+ -мезонов протонами: $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$

Мезонные и барионные резонансы являются нестабильными частицами и обладают большими ширинами распада. Так, ширина распада Δ -резонанса составляет 120 МэВ, что отвечает времени жизни этого резонанса порядка 10^{-23} с.

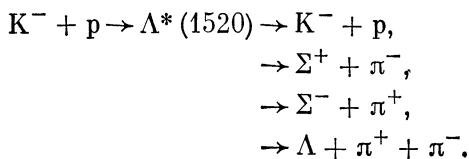
Чтобы разъяснить появление адронных резонансов в процессах рассеяния адронов, а также появление различных распадов одного и того же резонанса, или, как говорят, различных каналов распада, можно воспользоваться электромагнитной аналогией, а именно аналогией между адронными резонансами и электромагнитными резонаторами, возбуждаемыми волноводами, через которые поступает в резонатор электромагнитная энергия. В случае адронных резонансов, возникающих при взаимодействии пионов с нуклонами, роль волновода играет пучок падающих на нуклон пионов. Электромагнитные резонаторы

обладают набором дискретных частот, и возбуждение этих частот происходит наиболее эффективно тогда, когда частота волн, распространяющихся в волноводе, совпадает с одной из собственных частот резонатора. Аналогичным образом обстоит дело и при возбуждении нуклонных резонансов — они наиболее эффективно возникают при вполне определенных значениях энергии падающих пионов.

Возбужденный резонатор может излучать электромагнитные волны, если присоединить к нему соответствующую антенну. Этот процесс можно сравнить с распадом нуклонного резонанса. Необходимо отметить, что запасенная в резонаторе энергия излучается не мгновенно, а резонатор некоторое время удерживает запасенную энергию. Этой «задержке» соответствует конечное время жизни адронного резонанса.

Упругое резонансное рассеяние пионов нуклонами можно интерпретировать как «накопление» энергии поглощаемых нуклоном пионов в резонансной « Δ -полости», задержку ее на некоторое время и последующее излучение энергии с образованием пиона.

Можно представить себе резонатор, к которому подключено несколько волноводов. Тогда энергия резонатора может уходить по разным волноводам. В случае адронных резонансов такая ситуация отвечает различным распадам резонанса. Например, при рассеянии K^- -мезонов с импульсом 400 МэВ на протонах образуется резонанс $\Lambda^*(1520)$, который затем распадается различными способами:



Стабильной частице можно поставить в соответствие резонатор или полость, резонансная частота которой меньше частот всех подключенных к ней волноводов. В этом случае энергия полости не может теряться через волноводы; гораздо медленнее энергия теряется через стенки полости, а также поглощается в стенках. Эта утечка соответствует распаду элементарных частиц, обусловленному не сильным, а электромагнитным или слабым

взаимодействиями, и происходящему существенно медленнее по сравнению с распадами за счет сильного взаимодействия. Для абсолютно стабильной частицы закрыты все каналы утечки энергии.

Дифракционное рассеяние адронов

В области энергий налетающих частиц, превышающих несколько ГэВ, наблюдается совершенно иная картина рассеяния адронов. Процессы рассеяния в этой области энергий слабо зависят от сорта сталкивающихся частиц и от их энергий. Происходит как бы унификация картины рассеяния.

Область высокоэнергетического взаимодействия адронов характеризуется рядом особенностей. Во-первых, полное сечение различных процессов рассеяния любой пары адронов приблизительно постоянно при высоких энергиях. Более точно, начиная с энергии порядка 100 ГэВ наблюдается слабый логарифмический рост с энергией полного сечения.

Во-вторых, полные сечения чисто упругого рассеяния любой пары адронов также не зависят от энергии, начиная с энергии порядка 5 ГэВ. При этом отношение сечения упругого рассеяния к полному сечению всех процессов взаимодействия любой пары адронов составляет примерно $1/5$.

В-третьих, в области высоких энергий выполняется так называемый закон малых поперечных импульсов. Поперечный импульс — это проекция импульса адрона в конечном состоянии некоторой реакции на плоскость, перпендикулярную к направлению движения падающей частицы. В принципе поперечный импульс может достигать величины импульса налетающей частицы. На опыте наблюдается некоторое распределение частиц, возникающих при столкновении адронов, по поперечному импульсу, причем оказывается, что среднее значение поперечного импульса в этом распределении составляет только 0,3—0,4 ГэВ. Распределение по поперечным импульсам π^+ -мезона, образованного в протон-протонных столкновениях, мало зависит от энергии взаимодействующих адронов и не зависит от того, какие адроны сталкиваются и какие образуются.

В-четвертых, высокоэнергетические столкновения адронов характеризуются тем, что в них образуется срав-

нительно небольшое число частиц. Например, в протон-протонных взаимодействиях число образующихся частиц при энергиях 50 ГэВ составляет 5—6. Число образующихся частиц — или, как говорят, *множественность* — зависит от энергии сталкивающихся частиц, но зависимость эта очень слабая: множественность растет как логарифм энергии сталкивающихся частиц.

Упругое рассеяние адронов само по себе обладает рядом замечательных особенностей. Прежде всего дифференциальное сечение упругого рассеяния адрона на адроне достигает максимального значения при рассеянии вперед и падает с ростом угла рассеяния, т. е. с ростом квадрата переданного от частицы к частице импульса. Падение это происходит по экспоненциальному закону.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния определяется квадратом модуля амплитуды упругого рассеяния. Амплитуда рассеяния является комплексной функцией энергии взаимодействующих частиц. Замечательным свойством упругого рассеяния при высоких энергиях является то, что при малых углах амплитуда рассеяния является «почти» мнимой.

В этом отношении процессы упругого рассеяния адронов аналогичны рассеянию света поглощающими экранами и рассеянию быстрых нейтронов ядрами, когда амплитуда рассеяния также является чисто мнимой и быстро уменьшается с ростом угла рассеяния. Такой характер амплитуд рассеяния света обусловлен сильным поглощением света рассеивающим экраном, а быстрых нейтронов — поглощением ядрами. Сильное поглощение падающих частиц обуславливает дифракционный характер рассеяния света и быстрых нейтронов. В оптике это приводит к известным дифракционным явлениям (так называемая дифракция Фрепеля), а в ядерной физике — к дифракционным явлениям при рассеянии быстрых нейтронов ядрами.

Как мы говорили выше, сечение упругого рассеяния адронов не превышает 20% от полного сечения различных процессов их взаимодействия. Это значит, что в большинстве случаев сталкивающиеся частицы исчезают и взамен возникают другие частицы. Иными словами, процессы взаимодействия адронов характеризуются большим поглощением. А так как при больших энергиях длина волны налетающего адрона мала по сравнению с размерами покоящегося адрона (длина волны пионов

с энергией 10 ГэВ равна 10^{-15} см, что существенно меньше размеров нуклона — порядка 10^{-13} см), то упругое рассеяние адронов должно носить дифракционный характер. Но в случае рассеяния адронов, в отличие от оптической картины, размеры мишени, на которой происходит дифракция адронов, оказываются непостоянными, а изменяются с энергией — именно, размеры с энергией увеличиваются. Это приводит к сужению дифракционного конуса при увеличении энергии взаимодействующих частиц.

Сечение дифракционного рассеяния света на черном шарике равняется πR^2 , где R — радиус шарика. Аналогично, сечение упругого рассеяния адронов также определяется формулой πR_a^2 , где R_a — радиус адрона. Именно эта величина оказывается растущей с энергией взаимодействующих частиц.

Перечисленные выше свойства резонансного и дифракционного рассеяний адронов, в принципе, должны быть объяснены в рамках представлений о кварк-глюонном взаимодействии, которое мы будем дальше рассматривать. Несомненно, однако, что это исключительно сложная задача.

Действительно, например, в случае рассеяния пионов нуклонами приходится иметь дело с рассеянием кварк-антикварковой системы (пион) на трехкварковой системе (нуклон). Это рассеяние, таким образом, похоже на рассеяние ядра на другом ядре. Ситуация с адронными взаимодействиями усугубляется еще и тем обстоятельством, что механизм невылетания цветных кварков и глюонов из белых адронов (см. ниже) не понят еще в настоящее время. Поэтому теория взаимодействия адронов остается сейчас преимущественно феноменологической.

Значение термина «феноменологический» Гейзенберг разъясняет следующим образом. По его мнению, феноменологической можно назвать такую теорию, «...которая пробует увязать различные эмпирические данные на некоторой теоретической основе, но не пытается явно сформулировать исходный закон природы. Теории такого типа могут весьма успешно описывать наблюдаемые явления, а с течением времени они могут возникать как следствие определенного приближения, примененного в полной теории. В качестве общеизвестного исторического примера упомянем описание планетарных орбит

в астрономии Птолемея с помощью циклов и эпициклов. Впоследствии циклы и эпициклы оказалось возможным интерпретировать как первые члены Фурье разложения истинных ньютоновских орбит»¹⁾).

Кварки и $SU(3)$ -симметрия

Все атомные ядра построены из протонов и нейтронов, различные комбинации которых создают ядра с различными массовыми числами и зарядами. Протонно-нейтронная структура ядер объясняет и все их свойства — спин и статистику ядер, электромагнитные свойства, структурные особенности типа оболочек, энергетические спектры ядер, ядерные реакции, включая деление, особенности рассеяния ядерных частиц и электронов.

Из опыта по рассеянию электронов нуклонами следует, что нуклоны в отличие от электронов представляют собой сложные образования. Поэтому естественным представляется желание иметь наподобие протонно-нейтронной картины ядер также и структурную картину адронов, в которой адроны «состоят» из некоторых основных структурных единиц, аналогичных протону и нейтрону.

Поскольку для адронов нужно получить по крайней мере такие характеристики как изотопический спин (и его проекцию) и странность, то структурных единиц в случае адронов должно быть минимум три. Эти структурные единицы носят название *кварков*, а гипотеза, согласно которой адроны построены из кварков, называется *кварковой гипотезой*.

Чтобы из кварков можно было строить адроны с целыми и полуцелыми значениями изотопического спина, кварки должны содержать изотопический дублет (u , d), причем проекция изотопического спина u -кварка принимается равной $+\frac{1}{2}$ (отсюда и его обозначение u от английского up — вверх, т. е. изотопический спин u -кварка ориентирован в положительном направлении — по оси 3), а проекция изотопического спина d -кварка принимается равной $-\frac{1}{2}$ (обозначение d от английского слова $down$ — вниз, т. е. изотопический спин d -кварка направлен против оси 3). Чтобы из кварков можно было строить странные адроны, нужно ввести третий кварк —

¹⁾ Гейзенберг В. Введение в единую полевую теорию элементарных частиц.— М.: Мир, 1968, с. 172.

s-кварк — носитель странности (обозначение происходит от английского слова strange — странный). Изотопический спин s-кварка полагается равным нулю. Каждый кварк имеет спин, равный $\frac{1}{2}$.

Кварки обладают фундаментальной внутренней симметрией, называемой *цветовой симметрией*. Каждый кварк может находиться в трех различных состояниях, которые называются цветовыми, так что можно говорить, например, о красном, синем и зеленом кварках. Цвет как фундаментальная характеристика кварков был введен Н. Н. Боголюбовым, Б. В. Струминым и А. Н. Тавхелидзе и независимо М. Ханом и Й. Намбу в 1965 г.

Кроме кварков должны быть введены соответствующие антикварки.

Сначала мы будем иметь дело с тремя кварками u , d , s , которых достаточно для построения пионов, нуклонов, гиперонов, каонов и других странных и нестранных частиц. Таким образом, всего у нас сперва будет девять кварковых состояний:

$$q_{i\alpha} = \begin{bmatrix} u_r & u_g & u_b \\ d_r & d_g & d_b \\ s_r & s_g & s_b \end{bmatrix},$$

где индекс i нумерует сорт кварка (u , d , s), называемый иначе *ароматом*, а индекс $\alpha = r, g, b$ (от английских слов red — красный, green — зеленый и blue — синий) — цвет кварка.

Дальше мы увидим, что в связи с открытием ψ -частиц нужно ввести четвертый кварк (он обозначается через c), а в связи с открытием ψ -частиц — пятый кварк (он обозначается через b). В теории слабого взаимодействия вводится еще шестой кварк — он обозначается буквой t . Таким образом, приходится иметь дело, вообще говоря, с шестью кварками, а так как кварк каждого сорта может находиться в трех различных цветовых состояниях, то всего, следовательно, кварковая матрица $q_{i\alpha}$ должна иметь $6 \times 3 = 18$ элементов. Такое же число состояний должно быть и для антикварков.

Адроны имеют конечные пространственные размеры — порядка 10^{-13} см. Это, в частности, следует из изучения рассеяния электронов адронами. Поэтому в таких малых пространственных областях должны находиться и кварки. Чтобы они там находились, между ними должны действовать большие силы. О природе этих кварковых сил мы

будем говорить дальше, здесь лишь отметим замечательное их свойство: на расстояниях, малых по сравнению с размерами адрона, они очень малы, так что внутри адрона кварки ведут себя почти как свободные частицы, на расстояниях же порядка размеров адрона и больших силы эти колоссальны, и поэтому кварки не могут покинуть адрон и проявиться как свободные частицы. К этим вопросам мы вернемся позже, здесь же рассмотрим, какие сочетания кварков и антикварков возможны и какие при этом получаются «элементарные» частицы.

Итак, мы начнем с тех адронов, которые строятся из трех кварков u , d , s и соответствующих им антикварков \bar{u} , \bar{d} , \bar{s} (эти адроны не содержат в своей совокупности так называемых очарованных частиц и ψ -частиц). Мезоны при этом строятся из одного кварка и одного антикварка, а барионы — из трех кварков. Так, π^+ -мезон состоит из u -кварка и \bar{d} -антикварка, $\pi^+ = u\bar{d}$, протон состоит из двух u -кварков и одного d -кварка, $p = uud$, а нейтрон состоит из двух d -кварков и одного u -кварка, $n = ddu$.

Ясно, что кварки должны обладать дробными электрическими зарядами, равными $\frac{2}{3}e$, $-\frac{1}{3}e$ и $-\frac{1}{3}e$ для u -, d - и s -кварков, соответственно, где e — заряд протона. Действительно, барионный заряд кварка должен быть равен $\frac{1}{3}$. Предположим, что u - и d -кварки образуют изотопический дублет с проекциями изоспина $+\frac{1}{2}$ (для u -кварка) и $-\frac{1}{2}$ (для d -кварка); s -кварк образует изотопический синглет со странностью -1 , странность же u - и d -кварков равна нулю. Естественно считать, что формула Гелл-Манна — Нишидзимы применима и к кваркам, тогда для электрических зарядов, странности и проекции изотопического спина кварков мы получим

$$\begin{aligned} Q(u) &= \frac{2}{3}, & Q(d) &= -\frac{1}{3}, & Q(s) &= -\frac{1}{3}, \\ S(u) &= 0, & S(d) &= 0, & S(s) &= -1, \\ I_3(u) &= \frac{1}{2}, & I_3(d) &= -\frac{1}{2}, & I_3(s) &= 0. \end{aligned}$$

Состояния кварков удобно изображать точками на плоскости I_3 , Y — координатами точек являются значения проекции изотопического спина I_3 и гиперзаряда Y . На рис. 18, а представлен триплет кварков, на рис. 18, б — триплет антикварков.

Масса кварка не зависит от его цвета, но зависит от аромата кварка. Какие факторы фиксируют спектр масс кварков, мы пока не знаем. Поэтому массы кварков оцениваются из сравнения теоретических соотношений, в ко-

которые входят массы кварков, с соответствующими экспериментальными данными. Если при этом пойти по самому простому пути и считать, что массы протона (m_p) и нейтрона (m_n) равны соответственно $m_p = 2m_u + m_d$, $m_n = 2m_d + m_u$, где m_u и m_d — массы u - и d -кварков, то

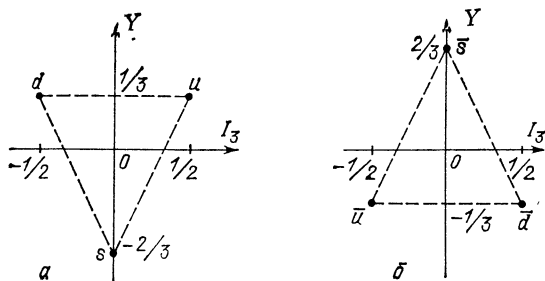


Рис. 18. Триплет кварков (а) и антикварков (б) на плоскости I_3, Y

мы получим для этих величин значения $m_u \approx m_d \approx \approx 310$ МэВ; поступая аналогичным образом и используя значения масс странных гиперонов, получим для массы s -кварка величину $m_s \approx 380$ МэВ.

В действительности, однако, значения масс кварков (речь идет о массах покоя) значительно меньше приведенных величин. Из анализа результатов, относящихся к распадам ряда адронов и к их массам, следует, что массы кварков имеют следующие значения:

$$m_u \approx 4 \text{ МэВ}, \quad m_d \approx 7 \text{ МэВ}, \quad m_s \approx 150 \text{ МэВ}.$$

Мы видим, что массы различных кварков сильно отличаются друг от друга. Поэтому на первый взгляд кажется, что этот результат противоречит изотопической инвариантности сильного взаимодействия. Действительно, лежащая в основе изотопической инвариантности возможность с точки зрения сильного взаимодействия замены протона нейтроном и нейтрона протоном соответствует замене u -кварка d -кварком и обратно. Но о какой замене может идти речь, если массы u - и d -кварков существенно отличаются друг от друга?

В действительности, однако, именно такая замена возможна, потому что кроме масс, т. е. энергий покоя, нужно учитывать и кинетические энергии кварков в адронах, а они значительно больше энергий покоя, так что суммарные энергии оказываются сравнимыми и замена одного кварка другим становится допустимой. Эти сум-

марные энергии можно интерпретировать как эффективные массы кварков.

Итак, с точки зрения сильного взаимодействия возможна замена u - и d -кварков. Но почему нужно ограничиваться только u - и d -кварками? С точки зрения сильного взаимодействия естественно считать все кварки эквивалентными — в пренебрежении различием в их массах — т. е. считать, что можно заменять один кварк другим без изменения динамики адронов. Такое предположение является естественным обобщением исходного положения об эквивалентности протона и нейтрона, лежащего в основе изотопической инвариантности сильного взаимодействия.

Но если это так, то следует сделать следующий шаг и вместо исходных кварков или, точнее, кварковых состояний рассматривать их суперпозиции — так же, как мы это делали в случае протона и нейтрона и пионов, которые с точки зрения сильного взаимодействия ничуть не хуже и также допустимы, как и исходные состояния. Таким образом мы приходим к обобщению изотопической инвариантности.

Чтобы разъяснить это обобщение инвариантности сильного взаимодействия, остановимся кратко на динамике кварков.

Динамика любой механической системы, т. е. ее уравнения движения, определяется некоторой функцией координат и скоростей отдельных материальных точек системы, которая называется *функцией Лагранжа*. В простейшем случае одной материальной частицы, совершающей нерелятивистское движение в некотором силовом поле, функция Лагранжа равна разности кинетической и потенциальной энергий частицы. Зная функцию Лагранжа, можно по единому общему способу сформулировать уравнения движения системы — например, в указанном простейшем случае этот способ приводит к уравнению Ньютона.

Когда мы переходим от простой механической системы к произвольному физическому полю, то концепция функции Лагранжа сохраняется. При этом она имеет вид интеграла от плотности функции Лагранжа (или *лагранжиана*) по объему, занимаемому полем. Например, в случае электромагнитного поля лагранжиан равен разности плотностей электрической и магнитной энергий.

Более сложную структуру имеет лагранжиан электро-позитронного поля. Если это поле описывается

волновой функцией — биспинором $\psi(x)$ (x обозначает координаты и время), то лагранжиан поля будет определяться формулой

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\hat{D} + m)\psi,$$

где $\bar{\psi}$ — комплексно-сопряженный биспинор, m — масса электрона и \hat{D} — дифференциальный оператор, $\hat{D} = \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}$ (γ_μ — матрицы Дирака, о которых уже говорилось в разделе о квантовой электродинамике; по индексу $\mu = 1, 2, 3, 4$ производится суммирование, первые три значения соответствуют пространственным координатам, $\mu = 4$ соответствует времени).

Перейдем теперь к кваркам. Кварковое поле по сути не сложнее электронно-позитронного. Если $q_{i\alpha} \equiv q$ — волновая функция, точнее, биспинор кварка i -сорта (аромата) и α -цвета, то лагранжиан кварков определяется формулой

$$\mathcal{L}_q = \sum \bar{q}(i\hat{D} + m_i)q,$$

где \bar{q} — комплексно-сопряженный с q биспинор и m_i — масса кварка (суммирование производится по ароматам и цветам кварков).

Возвратимся к вопросу о суперпозициях кварковых состояний. Их можно производить двояким образом: можно либо суперпонировать векторы состояний кварков различных ароматов с определенным цветом, либо суперпонировать векторы состояний кварков различных цветов с заданным ароматом. Суперпозиции должны быть таковы, чтобы лагранжиан кварков не менялся.

Лагранжиан \mathcal{L}_q представляет собой квадратичную форму комплексных переменных $q_{i\alpha}$, число которых равно $3n$, где n — число сортов кварков. Заметим теперь, что если имеется квадратичная форма n комплексных переменных x_i ,

$$H = x_1 x_1^* + \dots + x_n x_n^*,$$

то множество всех унитарных и унимодулярных преобразований U

$$x \rightarrow x' = Ux, \quad UU^* = 1, \quad \det U = 1,$$

составляющих инвариантной форму

$$x'_1 x_1'^* + \dots + x'_n x_n'^* = x_1 x_1^* + \dots + x_n x_n^*,$$

будет образовывать группу. Эта группа называется группой $SU(n)$. Частным случаем этой группы является груп-

па $SU(2)$, с которой мы имели дело, рассматривая изотопическую инвариантность.

Исходя из определения $SU(n)$, можно сказать, что множество суперпозиций цветовых кварковых состояний при закреплённом сорте, т. е. преобразований

$$q_{i\alpha} \rightarrow q'_{i\alpha} = \sum_{\beta=1}^3 U_{\alpha\beta}^{(c)} q_{i\beta},$$

где $U^{(c)}$ — унитарная и унимодулярная матрица, оставляющих инвариантным лагранжиан кварков, образует группу $SU(3)$. Ее называют *группой цветовой симметрии* и обозначают через $SU(3)_c$.

Рассмотрим далее суперпозиции различных сортов кварков с заданным цветом. Если бы массы кварков были одинаковы, то множество унитарных и унимодулярных преобразований

$$q_{i\alpha} \rightarrow q'_{i\alpha} = \sum_{j=1}^n U_{ij}^{(f)} q_{j\alpha},$$

оставляющих инвариантным лагранжиан \mathcal{L}_q , образовывало бы группу $SU(n)_f$. Ее называют *группой сортовой симметрии*.

Часть лагранжиана \mathcal{L}_q , содержащая дифференциальный оператор \hat{D} , соответствует кинетической энергии кварков. Во многих случаях она значительно больше энергии покоя кварков, которой соответствует часть лагранжиана, содержащая массы кварков. Поэтому эту массовую часть лагранжиана можно приближенно не учитывать. Физически это эквивалентно тому, что мы отвлекаемся от различия в массах кварков. При этом сильное взаимодействие, т. е. адронная материя в целом, будет обладать $SU(n)_f \otimes SU(3)_c$ -симметрией (знак \otimes означает произведение групп). В случае трех кварков мы имеем $SU(3)_f \otimes SU(3)_c$ -симметрию. Она существенна для обычных неочарованных адронов.

Подчеркнем еще раз, что цветовая симметрия $SU(3)_c$ является абсолютно точной, сортовая же симметрия — приближенной, так как она справедлива либо при пренебрежении различием в массах кварков, либо при пренебрежении массами кварков вообще. К этому вопросу мы вернемся в главе V.

Сделаем еще следующее замечание. Мы не учитывали наличия спина у кварков. С учетом спина, равного $1/2$, волновую функцию кварка нужно обозначать через $q_{i\alpha\sigma}$,

где $\sigma = +1/2, -1/2$ — спиновая переменная. Можно сказать, что с учетом спина число сортовых переменных увеличивается вдвое. Поэтому, если не различать кварков по массам, то симметрией кварковых состояний будет теперь $SU(2n)_f \otimes SU(3)_c$. При рассмотрении трех кварков, u, d, s , мы будем иметь дело не с $SU(3)_f$, а с $SU(6)_f$ -симметрией.

Как уже неоднократно отмечалось, наличие симметрии всегда приводит к законам сохранения. $SU(2)$ -симметрия сильного взаимодействия приводит, как мы видели, к закону сохранения изотопического спина.

В $SU(3)_f$ -симметрии также возникает закон сохранения изотопического спина (поскольку $SU(2)$ является подгруппой группы $SU(3)_f$). Но кроме этого закона $SU(3)_f$ -симметрия приводит к новому закону сохранения — сохранению странности. Таким образом, квантовое число — странность, которое вводилось чисто эмпирически, получило теоретическое обоснование.

$SU(3)_f$ -симметрия позволяет получить замечательную классификацию адронов. В основе ее лежит использование представлений группы $SU(3)_f$. Дело в том, что из величин $q_{i\alpha}$ (при закреплённом α) могут быть построены такие комбинации, которые в представлениях группы $SU(3)_f$ преобразуются только друг через друга. Об этих комбинациях говорят, что они осуществляют *представление группы $SU(3)_f$* . Эти комбинации и рассматриваются как векторы состояний различных адронов (подробнее см. главу V).

Чтобы яснее понять, в чем здесь дело, рассмотрим атом водорода. Энергия взаимодействия его электрона с ядром (протоном), обратно пропорциональная расстоянию между частицами, инвариантна по отношению к преобразованиям вращения в обычном пространстве. С этой инвариантностью связан закон сохранения момента импульса. Волновые функции атома при этих преобразованиях также претерпевают некоторые изменения. Но всегда можно выбрать эти функции (или их комбинации) таким образом, чтобы при преобразованиях вращения они преобразовывались друг через друга. В этом случае говорят, что эти функции осуществляют *представление группы вращений*. Оно характеризуется моментом количества движения l и охватывает $2l + 1$ волновых функций, которые соответствуют состояниям атома с различной проекцией момента m ($m = -l, -l + 1, -l + 2, \dots, l - 2, l - 1, l$), называемого *магнитным квантовым числом*.

Таким образом, здесь мы имеем соответствие между волновыми функциями (или их комбинациями), осуществляющими представление группы вращений, и атомными состояниями. В случае же группы $SU(3)_f$ мы имеем соответствие между комбинациями величин q_{ia} , осуществляющими представление группы $SU(3)_f$, и адронами, или, выражаясь точнее, адронными состояниями.

Об адронах, относящихся к определенному представлению группы $SU(3)_f$, с заданным значением спина и определенной пространственной четностью, говорят, что они образуют *унитарный мультиплет*. Мы разъясним теперь, как строятся унитарные мультиплеты и как классифицируются адроны.

Унитарные мультиплеты

Особенно просто можно прийти к этой классификации, если использовать «кварковое устройство» адронов. Как мы уже говорили, мезоны строятся из кварка и антикварка, а барионы — из трех кварков. Поэтому, чтобы построить мезоны из кварков, нужно перечислить все пары комбинаций из кварка и антикварка. Они, очевидно, имеют вид

$$\begin{aligned} u\bar{u}, \quad d\bar{d}, \quad s\bar{s}, \\ u\bar{d}, \quad d\bar{u}, \quad s\bar{u}, \\ us, \quad d\bar{s}, \quad s\bar{d}, \end{aligned}$$

т. е. всегда существует девять таких комбинаций. Так как изотопический спин и проекция изотопического спина, гиперзаряд и электрический заряд являются аддитивными квантовыми числами, то квантовые числа каждой из этих комбинаций определяются суммами соответствующих квантовых чисел кварка и антикварка.

Проекция изотопического спина π^+ -мезона равна $+1$, а его гиперзаряд равен нулю, поэтому комбинацию $u\bar{d}$ можно отождествить с π^+ -мезоном, $\pi^+ = u\bar{d}$. Аналогичным образом можно написать

$$\pi^- = d\bar{u}, \quad K^+ = u\bar{s}, \quad K^0 = d\bar{s}, \quad K^- = s\bar{u}, \quad \bar{K}^0 = s\bar{d}.$$

Несколько сложнее обстоит дело с тремя комбинациями $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ и $s\bar{s}$. Дело в том, что все эти комбинации обладают нулевыми значениями проекции изотопического спина, электрического заряда и странности. Но если комбинация $s\bar{s}$ отвечает изоспину, равному нулю, то состоя-

ния $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$ представляют собой суперпозиции состояний с изотопическим спином 0 и 1, т. е. не имеют определенного значения изотопического спина. Комбинация же $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$, симметричная относительно перестановки u - и d -кварков, отвечает изоспину, равному нулю (поскольку эта комбинация не изменяется при изотопических преобразованиях). Ортогональная ей комбинация, а именно $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$, соответствует изотопическому спину, равному единице; поэтому π^0 -мезон можно отождествить с суперпозицией $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ (множители $1/\sqrt{2}$ в этих суперпозициях обусловлены нормировкой волновых функций).

Суперпозиция $(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$ симметрична по всем трем кваркам и антикваркам, а поскольку при любых преобразованиях группы $SU(3)$, эта комбинация не изменяется, то она представляет собой унитарный синглет группы $SU(3)$, с нулевым изоспином. Ортогональной ей суперпозиции $(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$ также отвечает изоспин, равный нулю, но поскольку она принадлежит к октету, то изоскалярный η -мезон можно отождествить именно с этой суперпозицией.

Итак, сочетая три кварка и три антикварка, мы получаем унитарный октет, содержащий π -, η -, K и \bar{K} -мезоны, и унитарный синглет, содержащий один мезон η_1 . Такое разбиение в теории групп схематически записывается в виде равенства

$$3 \otimes 3 = 1 + 8.$$

Синглет и октет мезонов можно изобразить графически на плоскости I_3, Y (рис. 19). Как видно из рисунка, октет состоит из изотопического дублета с гиперзарядом, равным $+1$ (K^+ - и K^0 -мезоны), изотопического триплета с нулевым гиперзарядом (π -мезоны) и изотопического дублета с гиперзарядом -1 (\bar{K}^0 - и K^- -мезоны). Кругок в начале координат означает, что два мезона, π^0 и η , имеют одинаковые (нулевые) значения гиперзаряда и проекции изотопического спина, но различаются величиной изотопического спина.

Все эти мезоны обладают нулевым спином и отрицательной пространственной четностью. Дело в том, что внутренняя пространственная четность системы, состоящей из электрона и позитрона, равна -1 . На это обстоятельство впервые было указано В. Б. Берестецким (теорема Берестецкого, 1949 г.). Но при получении мезонных

состояний мы не использовали конкретное значение спина кварков. Если считать, что у кварков спин равен $1/2$, то система кварк — антикварк может иметь полный спин 0 и 1 при нулевом орбитальном моменте кварка и антикварка. Если спины q и \bar{q} складываются в нуль, то мы

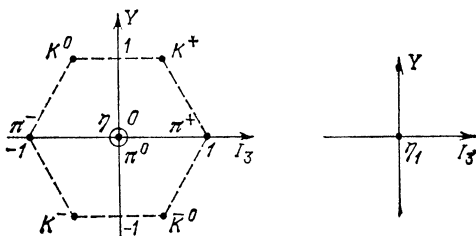


Рис. 19. Октет и синглет псевдоскалярных мезонов (с нулевым спином и отрицательной пространственной четностью)

получаем синглет + октет псевдоскалярных мезонов (их внутренняя пространственная четность отрицательна); если эти спины складываются в единицу, то мы получим девятку мезонных состояний со спином единица.

Чтобы разъяснить это, заметим, что наряду с полным угловым моментом система кварк — антикварк обладает определенным значением пространственной четности. Поскольку спин кварка полуцелый (кварк является фермионом), а, следовательно, пространственные четности q и \bar{q} противоположны, то состояния $q + \bar{q}$ с четными значениями орбитального момента l имеют отрицательную пространственную четность, а состояния с нечетными значениями — положительную пространственную четность. Именно по этой причине девятку мезонных состояний с нулевыми значениями орбитального и спинового моментов, имеющих отрицательную пространственную четность, естественно отождествить с псевдоскалярными мезонами, а девятку мезонных состояний с единичным полным спином — с векторными мезонами. Октет векторных мезонов представлен на рис. 20, а.

Перейдем теперь к классификации барионов. Барионы, как мы говорили, построены из трех кварков. Поэтому для барионов возможно $3 \cdot 3 \cdot 3 = 27$ кварковых состояний. Эти состояния обладают определенными значениями проекции изотопического спина и гиперзаряда, но не все они обладают определенным значением изотопического спина, — нам же нужно образовать состояния с определенными изотопическими спинами. Поэтому должны быть

взяты определенные суперпозиции этих состояний. Оказывается, что из 27 кварковых состояний можно получить четыре унитарных мультиплетов: синглет, два октета и один декуплет; на групповом языке это записывается так:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8_1 \oplus 8_2 + 10.$$

Унитарный синглет барионов состоит из одного нейтрального бариона со странностью -1 , и нулевым изотопическим спином. Это $\Lambda(1405)$ -резонанс со спином $1/2$ и положительной пространственной четностью.

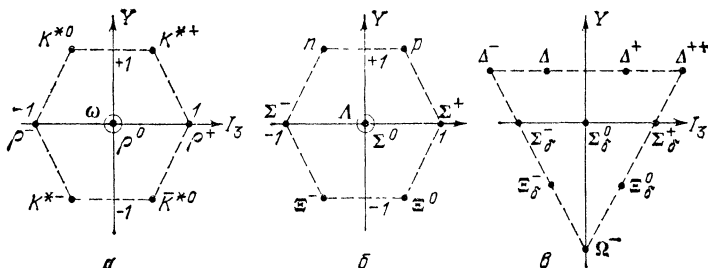


Рис. 20. Октет векторных мезонов с единичным спином (а), октет барионов со спином $1/2$ и положительной пространственной четностью (б); декуплет барионов со спином $3/2$ и положительной пространственной четностью (в)

Обычные барионы со спином $1/2$ и положительной пространственной четностью образуют барионный унитарный октет (рис. 20, б).

На рис. 20, в представлен барионный декуплет со спином $3/2$ и положительной пространственной четностью. Барионный декуплет состоит из изотопического квартета нуклонных резонансов с гиперзарядом $+1$, изотопического триплета странных Σ_b -резонансов с нулевым гиперзарядом, изотопического дублета Ξ_b -резонансов с гиперзарядом -1 и изотопического синглета с гиперзарядом -2 . Этот синглет отождествляется с Ω^- -гипероном, имеющим странность -3 и отрицательный единичный заряд (индекс δ обозначает, что частица принадлежит к декуплету $SU(3)$).

Мы рассмотрели простейшие системы кварков — три кварка в барионе, два кварка, а точнее, кварк и антикварк, в мезоне. Но в принципе можно представить себе и более сложные системы, в частности, мезонные состояния, составленные из двух кварков и двух антикварков,

и барионные состояния, составленные из четырех кварков и одного антикварка, $B = 4q + \bar{q}$. В этом случае должны были бы существовать мезонные состояния, электрический заряд или странность которых превышала бы по абсолютной величине единицу, а также барионные состояния с положительной странностью и барионные состояния с изотопическим спinom $\frac{5}{2}$. Эти состояния получили название *экзотических*. Соответствующие им мезоны и барионы не обнаружены в настоящее время на опыте. Отсутствие экзотических адронов является одним из сильных аргументов в пользу простейшей кварковой структуры адронов.

В принципе могли бы существовать также адроны, составленные из двух кварков — дикварки — или из двух кварков и одного антикварка и т. д. Такие адроны обладали бы дробными значениями электрического заряда. На опыте таких адронов не наблюдалось. Поэтому возникает вопрос фундаментальной важности: почему не реализуются такие кварковые образования? Ответ на него связан с цветом кварков. Каждый из кварков, как мы говорили выше, может находиться в одном из трех цветовых состояний. Но наблюдаемые адроны являются «бесцветными», или «белыми». Это означает, что каждый кварк и антикварк входят в адронные структуры в виде суперпозиций трех цветовых состояний, таких, что адроны являются синглетами цветовой $SU(3)_c$ -симметрии.

Кварки и антикварки являются триплетом группы $SU(3)_c$. Можно показать, что дикварки или системы $qq + \bar{q}$ не могут быть «белыми», цветовыми синглетами. Поэтому кварковые силы должны быть такими, чтобы кварки могли образовывать только «белые» адроны.

Чарм и очарованный кварк

До сих пор мы предполагали, что все адроны «построены» из трех кварков, u, d, s , и соответствующих им антикварков, $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$. Однако в действительности этих «кирпичей» недостаточно для «построения» адронов, и нужен по крайней мере еще один кварк, несущий на себе новое внутреннее квантовое число, которое принято называть *чармом*. Это следует из существования новой группы адронов, которые были открыты в 1974 г. в опытах на встречных электронно-позитронных пучках.

К этим адронам относятся прежде всего так называемые ψ - и D -мезоны. Удивительным свойством ψ -мезонов

является то, что несмотря на их довольно большую массу (известны ψ -мезоны с массами от 3 до 4 ГэВ) ширина их распада очень мала. ψ -мезоны распадаются на пионы, каоны, барион-антибарионные пары, и полная ширина распада ψ -мезонов на адроны не превышает 0,2 МэВ, в то время как «обычные» мезоны, состоящие из «обычных» кварков и антикварков и распадающиеся на пионы и каоны, например ρ -мезон, имеют ширину, в сотни и тысячи раз превышающую ширину ψ -мезонов (ширина распада ρ -мезона составляет 150 МэВ).

Столь малую ширину распада ψ -мезона можно понять, если предположить, что в «состав» ψ -мезонов входят такие кварки, которые не входят в состав обычных адронов.

Это обстоятельство и приводит к гипотезе четвертого кварка, несущего новое квантовое число — чарм, которого нет у обычных кварков. Поэтому четвертый кварк называют *очарованным кварком* (или *c-кварком*).

Гипотеза c-кварка была высказана еще 1964 г. (задолго до открытия ψ -частиц), исходя из кварк-лептонной симметрии. В дальнейшем она получила существенное развитие в модели Глэшоу, Иллиопулоса и Маями для объяснения ряда свойств слабого взаимодействия странных частиц (см. ниже): отсюда были сделаны оценки массы c-кварка и свойств его распада. Что же касается малой ширины J/ψ -мезона (которую никто не ожидал), то формальное объяснение ее на основе так называемого правила Цвейга (см. ниже) вызывало сомнение до тех пор, пока не была понято само правило Цвейга.

ψ -мезоны, как и все мезоны, состоят из кварка и антикварка, но этими кварками являются не обычные кварки, а четвертый — очарованный — кварк.

Чарм, как и другие внутренние квантовые числа, такие, как странность и изотопический спин, является приблизительно сохраняющимся квантовым числом: чарм сохраняется в сильном и электромагнитном взаимодействиях и не сохраняется в слабом взаимодействии.

Чарм ψ -мезона, составленного из очарованного кварка и очарованного антикварка, равен нулю, так же, как равен нулю чарм обычных кварков и адронов. Тем не ме-

*) Известно несколько ψ -мезонов с разными массами. Самый легкий ψ -мезон с массой 3,1 ГэВ был открыт одновременно в протонно-ядерных столкновениях и на встречных e^+e^- -пучках. Он обозначается через J/ψ .

нее переходы $\psi \rightarrow$ адроны подавлены. Это означает, что переходы из состояния очарованных кварка и антикварка в состояние обычной пары кварк — антикварк подавлены. К этому вопросу мы еще далее вернемся.

Перейдем теперь к классификации адронов, учитывая, что существуют не три, а четыре кварка (и столько же антикварков). Предварительно дадим определение чарма. Чарм, который мы будем обозначать в дальнейшем через C , определяется согласно обобщенной формулы Гелл-Манна — Нишиджимы:

$$Q = I_3 + (Y + C)/2,$$

где Q — электрический заряд частицы, I_3 — проекция изотопического спина, Y — гиперзаряд. Для обычных частиц $C = 0$, и мы приходим к обычной формуле Гелл-Манна — Нишиджимы.

Будем предполагать, что для четвертого, очарованного, кварка (обозначаемого ниже через c) чарм $C = +1$, а изотопический спин и странность равны нулю, $I = I_3 = S = 0$. Гиперзаряд c -кварка равен $1/3$, поэтому электрический заряд c -кварка равен $+2/3$ (как и для u -кварка). Для очарованного антикварка (\bar{c}) $C = -1$, $Q = -2/3$, $B = -1/3$.

В табл. 1 приведены внутренние квантовые числа всех четырех кварков, u , d , s , c .

Т а б л и ц а 1

Квантовые числа кварков

q	B	S	I_3	C	Q	Y
u	$1/3$	0	$+1/2$	0	$2/3$	$1/3$
d	$1/3$	0	$-1/2$	0	$-1/3$	$1/3$
s	$1/3$	-1	0	0	$-1/3$	$-2/3$
c	$1/3$	0	0	1	$2/3$	$1/3$

Выше мы говорили, что при равенстве эффективных масс трех кварков, u , d и s , возникает точная $SU(3)_f$ -симметрия сильного взаимодействия. Подобно этому при равенстве эффективных масс четырех кварков, u , d , s и c , возникает новая симметрия сильного взаимодействия, которую называют $SU(4)_f$ -симметрией.

Рассмотрим классификацию адронных состояний в $SU(4)_f$ -симметрии.

Как и в случае $SU(3)_f$ -симметрии, в $SU(4)_f$ -симметрии мезоны состоят из кварка и антикварка, $M = q\bar{q}$, а барионы — из трех кварков, $B = qqq$, где q обозначает теперь один из четырех кварков u, d, s, c . Каждый из этих кварков может находиться в одном из трех цветных состояний.

Увеличение числа кварков, из которых составлены адроны, приводит к тому, что адронные состояния характеризуются не двумя квантовыми числами, I_3 и Y , как в случае $SU(3)_f$ -симметрии, а тремя квантовыми числами, I_3 , Y и C . Поэтому состояния адронов в $SU(4)_f$ -симметрии должны изображаться точками не на плоскости, а в трехмерном пространстве I_3, Y, C (рис. 21, а). В этом пространстве состояния четырех кварков образуют тетраэдр (рис. 21, б).

Рассмотрим сначала мезоны. Из четырех кварков и соответствующих им антикварков можно образовать 16 различных комбинаций, т. е. получить 16 мезонных состояний.

Суперпозиция четырех комбинаций пар кварка и соответствующего ему антикварка $(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s} + c\bar{c})/2$, которая симметрична по всем кваркам и всем антикваркам, представляет собой $SU(4)_f$ -синглет. Остальные комбинации соответствуют 15 мезонным состояниям, которые образуют 15-плет $SU(4)_f$ -симметрии. Мультиплеты в $SU(4)_f$ -симметрии называются *унитарными супермультиплетами*.

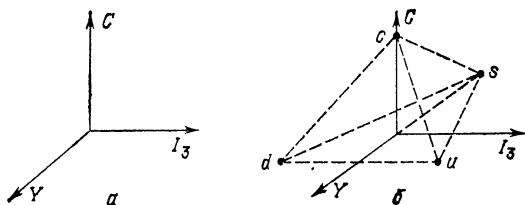


Рис. 21. Тетраэдр кварков u, d, s и c .

В 15-плет мезонов входят синглет и октет $SU(3)_f$ -симметрии с чармом, равным нулю. Очарованный кварк является $SU(3)_f$ -синглетом, поэтому октет мезонов из 15-плета должен состоять только из «обычных» кварков и антикварков и не содержать c -кварков. Это значит,

что их кварковая структура полностью совпадает с кварковой структурой октета мезонов в $SU(3)_f$ -симметрии. Унитарный синглет η_1 из мезонного супермультиплета должен содержать $c\bar{c}$ -пару: $\eta_1 = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s} - 3c\bar{c})/\sqrt{12}$.

15-плет мезонов содержит также два триплета $SU(3)_f$, с отличным от нуля чармом, $C = +1$ и $C = -1$. Мезоны этих триплетов состоят из c -кварка и обычных антикварков ($C = +1$) или из \bar{c} -антикварка и обычного кварка. Кварковая структура этих мезонов вместе с их внутренними квантовыми числами приведена в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

Кварковая структура мезонов в $SU(4)_f$ -симметрии

Мезон	Кварковая структура	I	I_3	S	C
D^+	$c\bar{d}$	$1/2$	$+1/2$	0	1
D^0	$c\bar{u}$	$1/2$	$-1/2$	0	1
F^+	$c\bar{s}$	0	0	1	1
\bar{D}^0	$\bar{c}u$	$1/2$	$1/2$	0	-1
D^-	$\bar{c}d$	$1/2$	$-1/2$	0	-1
F^-	$\bar{c}s$	0	0	-1	-1

Обозначения D^\pm , D^0 , \bar{D}^0 , F^\pm используются здесь для псевдоскалярных мезонов. Наряду с ними могут существовать также и векторные мезоны с $C = \pm 1$, но кварковая их структура будет такой же, как и для псевдоскалярных мезонов.

Несколько другая кварковая структура по сравнению с псевдоскалярными мезонами будет у нейтральных векторных мезонов с $C = 0$. Они обозначаются через ω , ϕ и ψ и имеют следующую структуру:

$$\omega = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}, \quad \phi = s\bar{s}, \quad \psi = c\bar{c},$$

т. е. ψ -мезон составлен только из очарованных кварков.

Система, состоящая из c и \bar{c} , носит название *чармония*. Такая кварковая структура позволяет разъяснить малую вероятность распада ψ -мезона на обычные адроны.

Рассмотрим сперва распады ϕ - и ω -мезонов. Эти мезоны имеют одинаковые квантовые числа (изотопический

спин, странность, спин, пространственная и зарядовая четности), но распады их различны: ω -мезон распадается, главным образом, на три пиона, $\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, с шириной около 10 МэВ. Так как ϕ -мезон имеет большую массу по сравнению с ω -мезоном, то следовало бы ожидать, что распад $\phi \rightarrow 3\pi$ должен иметь ширину порядка 100 МэВ. На опыте, однако, этот распад оказывается существенно подавленным, ширина распада $\phi \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ не превышает 0,6 МэВ, а главным распадом мезона является распад на пару каонов, $\phi \rightarrow K + \bar{K}$.

Эти особенности распадов ω - и ϕ -мезонов легко понять на кварковом языке; достаточно предположить, что кварки и антикварки, входящие в состав ω - и ϕ -мезонов, должны содержаться и в продуктах их распада. На рис. 22 представлены кварковые механизмы распадов ϕ -, ω - и ψ -мезонов.

Таким образом, хотя ϕ -мезон имеет нулевую странность, присутствие в нем странного кварка и антикварка

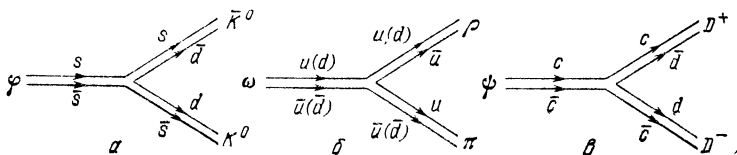


Рис. 22. Кварковые диаграммы распадов нейтральных векторных мезонов: $\phi \rightarrow K + \bar{K}$ (а), $\omega \rightarrow \rho + \pi$ (б), $\psi \rightarrow D + \bar{D}$ (в)

(«скрытая» странность) приводит к тому, что продуктами распада ϕ -мезона могут быть главным образом странные частицы. Если бы масса ϕ -мезона оказалась меньше двух каонных масс, то распад $\phi \rightarrow K + \bar{K}$ был бы запрещен. В результате ширина ϕ -мезона была бы очень малой — по сравнению с шириной ω -мезона, — несмотря на то, что их квантовые числа одинаковы, а масса ϕ -мезона превышает массу ω -мезона.

ψ -мезоны имеют нулевой чарм, хотя они и составлены из очарованных кварка и антикварка с и \bar{c} («скрытый» чарм). Поэтому, так же как и в случае ϕ -мезона, наиболее вероятным должен быть распад ψ -мезона не на обычные мезоны, а на два D-мезона, $\psi \rightarrow D + \bar{D}$. Но если масса D-мезона превышает половину массы ψ -мезона, то распад $\psi \rightarrow D + \bar{D}$ энергетически запрещен. Что же касается распадов ψ -мезона на обычные мезоны, то они должны быть сильно подавлены.

Если же масса системы $c + \bar{c}$ превышает сумму масс D и \bar{D} , то соответствующий «псионий» может распадаться на $D + \bar{D}$ с большой шириной (десятки МэВ), как это имеет место для обычных адронных резонансов. Опыт подтвердил эти ожидания: ширины распадов $\psi(3770)$, $\psi(4030)$, $\psi(4160)$ и $\psi(4415)$ на пару D -мезонов оказались равными 25 ± 3 , 52 ± 10 , 78 ± 20 и 43 ± 20 МэВ, соответственно, т. е. существенно превышают ширины J/ψ и $\psi(3685)$. Напомним, что масса D^0 -мезона равна 1865 МэВ, а масса D^\pm -мезонов — 1869 МэВ.

Кварковые диаграммы для распадов мезонов были впервые предложены Дж. Цвейгом. Таким образом, *правило Цвейга*, согласно которому кварки распадающегося мезона переходят в состав продуктов их распада, позволяет понять причину малой ширины ψ -мезона.

Запрет аннигиляции $c + \bar{c} \rightarrow q + \bar{q}$ или $s + \bar{s} \rightarrow q + \bar{q}$ ($q = u$ или d) в триплетном состоянии связан с известной теоремой, установленной Л. Д. Ландау, а также Ч. Янгом, о невозможности аннигиляции частицы со спином единица в два фотона. Дело в том, что для процесса $c + \bar{c} \rightarrow q + \bar{q}$ возможен только трехглюонный обмен, так как обмен одним глюоном запрещен сохранением цвета, а обмен двумя глюонами запрещен указанной выше теоремой.

Так как в сильном взаимодействии чарм сохраняется, то очарованные частицы должны рождаться парами, так же как и странные частицы, например $\pi^+ + p \rightarrow p + D^+ + \bar{D}^0$, $p + p \rightarrow p + p + D^+ + D^-$.

Мы рассмотрели классификацию мезонов в модели с четырьмя кварками. Аналогичным образом можно рассмотреть классификацию барионов. Наличие четвертого кварка приводит к возможности существования большого числа барионов с отличным от нуля чармом. Рассмотрим для примера 20-плет барионов, содержащий октет обычных барионов с нулевым чармом (этот октет составлен только из обычных кварков u , d , s). Если один из кварков, образующих барионы, является очарованным, то возникают девять барионных состояний с $C = +1$. Кварковая структура этих состояний и их внутренние квантовые числа приведены в табл. 3, где индексы a и s обозначают симметризацию или антисимметризацию волновой функции соответствующей пары кварков.

Мы видим, что нонет барионов с $C = +1$ состоит из изотопических синглета (C_0^+) и триплета (C_1^{++} , C_1^+ и C_1^0) барионов с нулевой странностью, двух изотопиче-

ских дублетов (S^+ , S^0 и A^+ , A^0) со странностью -1 и изотопического синглета (T^0) с $S=2$.

Т а б л и ц а 3

Очарованные барионы

Барионы	Кварковая структура	I	I_3	S	C
C_1^{++}	cuu	1	$+1$	0	1
C_1^+	$c(ud)_s$	1	0	0	1
C_1^0	cdd	1	-1	0	1
C_0^+	$c(ud)_a$	0	0	0	1
S^+	$c(su)_s$	$1/2$	$+1/2$	-1	1
S^0	$c(sd)_s$	$1/2$	$-1/2$	-1	1
A^+	$c(su)_a$	$1/2$	$+1/2$	-1	1
A^0	$c(sd)_a$	$1/2$	$-1/2$	-1	1
T^0	css	0	0	-2	1

Три бариона с $C=2$ (два очарованных кварка в их составе) имеют следующую кварковую структуру:

$$X_u^{++} = ccu, \quad I_3 = +1/2; \quad X_d^+ = ccd, \quad I_3 = -1/2, \quad S = 0;$$

$$X_s^+ = ccs, \quad I_3 = 0, \quad S = -1.$$

Очарованные барионы могут, в принципе, рождаться в сильном взаимодействии вместе с очарованными мезонами, например

$$\pi^+ + p \rightarrow \bar{D}^0 + C_1^{++}, \quad \pi^- + p \rightarrow D^- + C_1^+,$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \bar{D}^0 + C_1^0, \quad \pi^+ + p \rightarrow \bar{D}^0 + \bar{D}^0 + X_u^{++}.$$

В настоящее время на опыте наблюдаются D- и F-мезоны, а также очарованные барионы.

Цветные кварки и глюоны

Разъясним теперь, почему внутреннее состояние кварка должно характеризоваться помимо таких квантовых чисел, как обычный спин, изотопический спин и гиперзаряд, еще добавочным квантовым числом, которое мы называли цветом.

Как мы знаем, наиболее легкие барионы образуют унитарный октет со спином $1/2$ и унитарный декуплет со спином $3/2$. Естественно предположить, что кварки, образующие эти барионы, находятся в s -состоянии, т. е. не имеют орбитального момента. В этом случае пространственная волновая функция бариона будет симметричной относительно перестановки пространственных координат кварков (независимо от того, образуют ли барионы унитарный октет или унитарный декуплет). Полная волновая функция бариона представляет собой произведение пространственной волновой функции, спиновой и унитарной волновых функций. Спиновая волновая функция описывает зависимость состояния системы кварков от их спинов, а унитарная волновая функция — зависимость состояния кварков от их внутренних квантовых чисел, т. е. от проекции изотопического спина и гиперзаряда (и чарма).

Спин кварка равен $1/2$. Чтобы получить состояние с максимальным спином, т. е. в случае трех кварков — со спином $3/2$, нужно взять симметричную спиновую волновую функцию. Что касается унитарной волновой функции, то декуплету соответствует симметричная волновая функция (относительно перестановки внутренних квантовых чисел кварков). Например, Ω^- -гиперон, принадлежащий к унитарному декуплету, составлен из трех тождественных s -кварков, $\Omega^- = sss$, и унитарная волновая функция Ω^- , очевидно, симметрична относительно перестановки s -кварков. Поэтому полная волновая функция барионов из унитарного декуплета со спином $3/2$ должна быть симметричной относительно перестановки кварков, причем речь идет о перестановке как спиновых, так и других внутренних переменных кварков. Можно показать, что полная волновая функция барионов из октета со спином $1/2$ также должна быть симметричной.

Но симметрия полной волновой функции системы трех кварков противоречит принципу Паули, согласно которому полная волновая функция частиц с полуцелым спином должна быть антисимметричной. Таким образом, если кварк рассматривать как реальную частицу, то возникает противоречие между предположением, что барионы составлены из кварков, и принципом Паули.

Чтобы устранить это противоречие, т. е. получить антисимметричную волновую функцию трех кварков, образующих барионы, нужно наряду с гиперзарядом, изотопическим спином и чармом ввести еще одну внутреннюю

степень свободы для кварков, которую принято называть *цветом*. Именно, следует различать кварки трех цветов. Можно, например, говорить о красных, зеленых и синих кварках. Таким образом, мы приходим к картине не трех, а девяти кварков, а с учетом очарованного кварка — к картине двенадцати кварков.

Вводя новое квантовое число, мы должны ввести и добавочную волновую функцию системы, которая описывает цветное состояние кварков. Если в случае барионов ее считать антисимметричной, то полная волновая функция, описывающая не только унитарное и спиновые состояния трех кварков, но и «цветовое» их состояние, будет антисимметричной. В рассмотренном выше примере с Ω^- -гипероном следует считать, что в состав Ω^- -гиперона входят не три тождественных s-кварка, а три s-кварка разных цветов, которые мы обозначим через s_r , s_g и s_b .

Кварки трех цветов образуют цветовые триплеты, т. е. возникают цветовые триплеты u-, d-, s- и c-кварков. Барионы, составленные из трех кварков разных цветов с антисимметричной цветовой волновой функцией, являются цветовым синглетом, и их можно назвать «белыми» барионами. Аналогичным образом, можно говорить о «белых» мезонах. Например, «белый» положительно заряженный пион составлен из \bar{d} -антикварков всех трех цветов и u-кварков тоже всех трех цветов:

$$\pi^+ = \bar{u}_r d_r + u_g \bar{d}_g + u_b \bar{d}_b.$$

Обратимся теперь к вопросу о взаимодействии кварков в адронах.

Взаимодействие между частицами согласно релятивистской теории происходит всегда таким образом, что одна из них создает вокруг себя некоторое поле, которое, в свою очередь, взаимодействует со второй частицей. Благодаря этому возникает эффект запаздывания во взаимодействии, которое является фундаментальным свойством всякого взаимодействия. С каждым полем связаны определенные частицы — кванты этого поля. Поэтому взаимодействие между телами посредством поля означает в квантовой теории обмен частицами поля между телами: первое тело испускает частицу поля, а второе тело поглощает ее; и наоборот, второе тело испускает частицу, а первое — поглощает ее.

Простейшим примером, иллюстрирующим эти идеи, является электромагнитное взаимодействие между двумя электронами. В этом случае один из электронов создает

вокруг себя электромагнитное поле, которое воздействует на второй электрон. С электромагнитным полем связаны частицы — фотоны. Поэтому взаимодействие между электронами сводится к обмену между ними фотонами. Важно при этом, что существуют как поперечные фотоны, связанные с полем излучения, так и продольные и скалярные фотоны, обмен которыми приводит к чисто кулоновскому взаимодействию между электронами.

В качестве второго примера приведем ядерное взаимодействие между нуклонами. Оно осуществляется обменом между нуклонами квантами ядерного поля — пионами, испускаемыми и поглощаемыми нуклонами. Радиус ядерного взаимодействия r_0 связан с массой кванта ядерного поля m соотношением

$$r_0 \approx \hbar/mc,$$

и собственно из этого соотношения Х. Юкава, зная r_0 ($\approx 10^{-13}$ см), оценил массу m (≈ 200 МэВ) и предсказал существование частиц с такой массой.

Это соотношение является универсальным — радиус взаимодействия всегда обратно пропорционален массе частицы, которой обмениваются взаимодействующие тела. Отсюда, в частности, следует, что радиус электромагнитного взаимодействия равен бесконечности, так как масса фотона равна нулю.

Следует здесь обратить внимание на то, что радиус взаимодействия не обязательно должен совпадать по порядку величины с линейными размерами физических систем, которые «держатся» на рассматриваемом взаимодействии. Например, размеры атома водорода, существующего благодаря электромагнитному взаимодействию, конечны (они составляют 10^{-8} см), в то время как радиус электромагнитного взаимодействия бесконечен. Размеры дейтрона, состоящего из протона и нейтрона, напротив, больше радиуса ядерного взаимодействия (они составляют $2 \cdot 10^{-13}$ см).

Взаимодействие между кварками в адронах также носит обменный характер и осуществляется путем обмена между кварками особыми частицами — глюонами, представляющими собой кванты сильного поля, порождаемого кварками. Эти частицы как бы «склеивают» кварки и антикварки в адронах, и отсюда происходит их название (слово *glue* означает по-английски «клей»). Таким образом, при взаимодействии двух кварков один кварк испускает глюон, а другой — его поглощает.

Возникновение глюонных полей связано с существованием цветовой $SU(3)_c$ -симметрии. «Склейка» кварков происходит потому, что и кварки, и глюоны несут на себе особый «склеиватель» — цветовой заряд. Он не имеет ничего общего с электрическим зарядом и называется «зарядом» только по аналогии — электрический заряд «связывает» (либо расталкивает) заряженные частицы, цветовой заряд связывает кварки, а чтобы быть более точным, следует ввести даже не один, а три цветовых заряда (в действительности независимых из них только два). Обозначим их, следуя Х. Джорджи, через $R-G$ («красный» минус «зеленый»), $G-B$ («зеленый» минус «синий») и $B-R$ («синий» минус «красный»). Величина каждого заряда может принимать три значения, $1/2, -1/2, 0$. Каждый кварковый цвет имеет свою комбинацию зарядов; например, для красного кварка $R-G=1/2, G-B=0, B-R=-1/2$. Сумма всех зарядов для каждого кварка равна нулю. Цветовые заряды антикварков противоположны по знаку цветовым зарядам кварка.

Связь между кварками с помощью глюонов (G) можно изобразить в виде 3×3 матрицы (табл. 4). Элементы этой матрицы обозначают глюоны. Каждый кварк в левом столбце может преобразоваться в любой кварк в верхнем ряду, испустив соответствующий глюон. Глюоны, связывающие кварки разных цветов, обозначены через

Т а б л и ц а 4

Цветные глюоны			
	q_r	q_g	q_b
q_r	$G_1 + G_2$	G_{R-G}	G_{R-B}
q_g	G_{G-R}	$G_1 + G_2$	G_{G-B}
q_b	G_{B-R}	G_{B-G}	$G_1 + G_2$

G_{R-G}, G_{R-B}, \dots , где индексы снизу обозначают цвета связываемых кварков. Таких глюонов, очевидно, должно быть шесть. В таблице также приведены значения зарядов этих глюонов.

В каждом процессе взаимодействия выполняется закон сохранения цветового заряда (каждого сорта). На-

пример, красный кварк с зарядом $R - G = 1/2$, испуская глюон с зарядом $R - G = 1$, превращается в зеленый кварк с зарядом $R - G = -1/2$.

Бесцветные глюоны служат для того, чтобы обеспечить взаимодействие кварков одинакового цвета. Казалось бы, их нужно иметь три (красный — красный, зеленый — зеленый, синий — синий), но в действительности достаточно только двух бесцветных глюонов (они обозначены через G_1 и G_2); так что всего имеется восемь глюонов (цветовой октет глюонов).

В главе V будет объяснено происхождение числа 8. Мы увидим там, что глюонные поля описываются восьмью четырехмерными векторами, аналогичными четырехмерному вектору-потенциалу, служащему для описания фотона. Вообще, аналогия между глюонами и фотоном очень велика — как фотон, так и глюоны безмассовы и спин и фотона, и глюона равен единице. Электрически и фотон, и глюоны нейтральны, но в отличие от фотонов глюоны несут специфический, цветовой, заряд.

Так как масса глюонов равна нулю, то радиус взаимодействия кварков, обусловленного обменом глюонами, равен бесконечности, но размеры кварковых систем очень малы (порядка 10^{-13} см). Как это происходит — до конца пока не известно (проблема «конфайнмента»).

В отличие от взаимодействия, обусловленного обменом фотонами и приводящего к отталкиванию между электронами и притяжению между электроном и позитроном, взаимодействие, обусловленное обменом глюонами, приводит всегда к притяжению — как кварка кварком, так и кварка антикварком.

Суммарные цветовые заряды мезонов и барионов (с учетом как кварков, так и глюонных связей между ними) всегда равны нулю. Иными словами, адроны — нейтральные системы в смысле цветового заряда, так же, как атомы — нейтральные системы в смысле электрического заряда.

Что было бы, если бы адрон был цветным, а не белым? В этом случае он обладал бы нескомпенсированным цветовым зарядом, а так как цветовой заряд является источником глюонного поля, то цветной адрон был бы окружен глюонным полем и энергия его была бы очень большой. По этой причине цветные адроны и не наблюдаются.

Энергетически невыгодны также «экзотические» адроны, т. е. адроны типа $qqq\bar{q}$ или $q\bar{q}\bar{q}$. Действительно, они

обязательно должны обладать цветовым зарядом (так как всего цветов три!) и, следовательно, должны обладать большой дополнительной энергией глюонного поля, порождаемого нескомпенсированным цветовым зарядом. Поэтому они не наблюдаются.

Посмотрим теперь, как обстоит дело с возможностью «отрыва» кварка у адрона, т. е. с процессом, аналогичным ионизации атома. Для этого прежде всего нужна огромная энергия — порядка 10^{13} ГэВ при удалении кварка на расстояние порядка 1 см. Но задолго до того, как будет достигнут такой уровень энергии, начнутся другие процессы, в частности, образование кварк-антикварковых пар. При этом кварк такой пары заменит «оторванный» от адрона кварк, адронный же кварк вместе с антикварком пары превратится в бесцветный мезон, который и появится вместо ожидаемого адронного кварка.

Отметим в заключение, что в электромагнитном взаимодействии адронов можно непосредственно наблюдать проявления цветовой степени свободы кварков.

Рассмотрим сначала образование адронов на встречных электронно-позитронных пучках, $e^+e^- \rightarrow$ адроны. Реакции эти происходят следующим образом: сталкивающиеся электрон и позитрон аннигилируют в виртуальный фотон с большой «массой», равной сумме энергий электрона и позитрона, который затем распадается на ряд адронов (рис. 23, на котором заштрихованный кружок

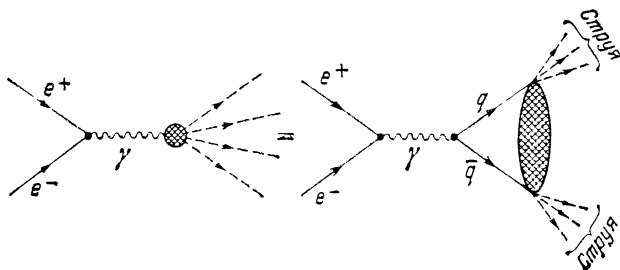


Рис. 23. Образование двух струй адронов на встречных электронно-позитронных пучках

соответствует процессу превращения виртуального фотона в адроны). На языке кварков этот переход может быть интерпретирован как порождение виртуальным фотоном пары кварк — антикварк, которая затем превращается в адроны. Поэтому сечение процесса образования ад-

ронов на встречных пучках определяется вероятностью рождения пары кварк — антикварк в электронно-позитронных столкновениях. Так как кварки — точечные частицы, то вероятность образования кварк-антикварковой пары виртуальным фотоном большой «массы» определяется такими же формулами, как и образование пар других точечных заряженных частиц со спином $1/2$, например образованию пары $(\mu^+\mu^-)$. Следовательно, отношение вероятностей процессов $e^+ + e^- \rightarrow \bar{q} + q$ и $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ равно просто отношению квадратов электрических зарядов кварка и мюона. Иными словами, для отношения сечений должна иметь место формула

$$R = \frac{\sigma(e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-)} = \sum_i Q_i^2$$

где Q_i — электрический заряд i -го кварка в единицах заряда протона. Поскольку электрический заряд кварка не зависит от его цвета, то суммирование по цветовым степеням свободы приводит к умножению на 3 той величины, которая возникала бы в модели с бесцветными кварками. Так, в теории с тремя цветными кварками u , d и s для R получается соотношение

$$R = 3(2/3)^2 + 3(-1/3)^2 + 3(-1/3)^2 = 2,$$

тогда как в теории с бесцветными кварками $R = 2/3$. Наконец, в теории с очарованным цветным кварком $R = 3^{1/3}$ (выше порога рождения пары очарованных кварка и антикварка). Это увеличение величины R наблюдается на опыте. Выше порога рождения b -кварка величина R должна скачкообразно увеличиться на $3(-1/3)^2 = 1/3$, выше порога рождения так называемого t -кварка (если он существует) — на $3(2/3)^2 = 4/3$. Отсутствие подобного скачка в R при энергиях электрона + позитрона вплоть до $18 + 18$ ГэВ свидетельствует о том, что масса t -кварка (если он существует) должна быть больше этой величины ($m_t > 18$ ГэВ).

Рассмотрим далее распад нейтрального пиона на два γ -кванта, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Значение вероятности этого процесса также подтверждает гипотезу цветных кварков. Из рис. 24 видно, что вероятность этого распада пропорциональна Q_i^4 (амплитуда процесса пропорциональна Q_i^2 , так как диаграмма содержит две электромагнитные вершины). Вероятность должна в девять раз превышать вероятность распада, вычисленную в модели с бесцветными кварками,

Эксперимент по измерению времени жизни нейтрального пиона согласуется с усиленной цветом вероятностью распада.

Таким образом, несмотря на то, что в свободном состоянии кварки не наблюдаются, проявления их характеристик (даже таких как цвет) доступны экспериментальному исследованию.

Имеются и другие веские экспериментальные данные, показывающие, что кварки и глюоны реально существуют. Выше мы уже говорили, что образование адронов на

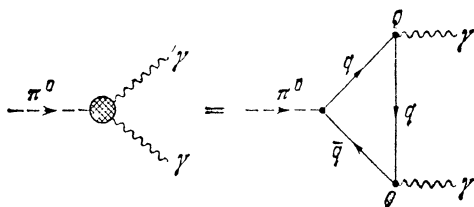


Рис. 24. Кварковые диаграммы, определяющие распад нейтрального псевдоскалярного пиона на два γ -кванта: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

встречных электронно-позитронных пучках происходит посредством процесса $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q}$. При больших энергиях кварк и антикварк должны разлетаться с большими скоростями в противоположные стороны. Но силы, удерживающие кварки в адронах, не дают им образоваться в свободном состоянии. Цветной кварк и антикварк должны превратиться в адроны и «обесцветиться». Своеобразием подобного обесцвечивания является то, что адроны стараются вылетать по направлению кварка (или антикварка), образуя малый угол с импульсом кварка. Другими словами, возникает своеобразная струя адронов, ось которой совпадает с направлением импульса кварка (или антикварка). Поэтому процесс образования адронов на встречных электронно-позитронных пучках должен выглядеть как процесс образования двух адронных струй, летящих в противоположные стороны. Угловое распределение этих струй оказалось точно таким же, как и угловое распределение мюонов в процессе $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Это доказывает, что спин кварка равен $1/2$.

При высоких энергиях e^+e^- -пучков наряду с двухструйными процессами наблюдаются также и трехструйные процессы. Эти процессы интерпретируются как обра-

зование глюона в реакции $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + G$ (рис. 25). Поскольку кварк может испускать глюон, то эта реакция может рассматриваться как тормозное излучение глюона при образовании кварк-антикварковой пары. Глюон, как и кварк, не может образоваться в свободном

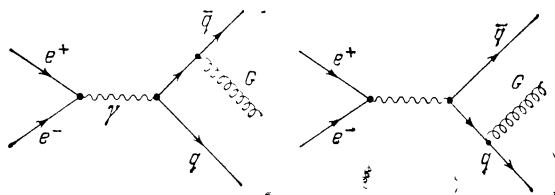


Рис. 25. Диаграммы Фейнмана, определяющие образование трех струй адронов в e^+e^- -столкновениях за счет процесса $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + G$

состоянии, но он может породить адронную струю. Свойства струй, порождаемых кварками и глюонами, должны быть различными. Но в выполненных до сих пор опытах не удалось различить кварковые и глюонные струи.

Глава IV

СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Место слабого взаимодействия в физике

Изучив электромагнитное и сильное взаимодействия, мы перейдем теперь к изучению третьего фундаментального взаимодействия — слабого взаимодействия элементарных частиц. Ему подвержены адроны и лептоны, но не фотон. Слабое взаимодействие вызывает многие распады адронов, в частности, распад нейтрона на протон, электрон и антинейтрино, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ ($\bar{\nu}$ — символ антинейтрино), в результате чего нейтрон становится нестабильным со временем жизни 10^3 с, и превращение пиона в мюон, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$. Слабое взаимодействие приводит также к распаду мюона, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$ со временем жизни $2 \cdot 10^{-6}$ с.

В ядерной физике благодаря слабому взаимодействию происходит β -распад ряда ядер, при котором ядра испускают электроны либо позитроны. В атомной физике это взаимодействие проявляется в специфических свойствах оптических спектров атомов. Оно играет важнейшую роль в ядерных реакциях, происходящих на Солнце и на звездах, и, наконец, в структуре Вселенной. И все это происходит, несмотря на чудовищную малость интенсивности этого взаимодействия: если сечения электромагнитных процессов в мире элементарных частиц достигают значения 10^{-25} см² (например, для комптоновского рассеяния $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ при энергиях γ -кванта порядка нескольких МэВ), сечения процессов, обусловленных сильным взаимодействием, имеют порядок 10^{-27} см², то сечения слабых процессов характеризуются величиной порядка 10^{-38} см² (для рассеяния нейтрино нуклонами, $\nu + N \rightarrow \nu + N$), но могут быть и еще меньшие величины — 10^{-45} см² (для рассеяния нейтрино на электронах).

С малостью сечений слабых процессов связаны большие времена распадов, обусловленных слабым взаимодействием. Если характерные времена электромагнитных распадов заключены в интервале 10^{-16} (распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) — 10^{-21} с (распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$), сильных — в интервале 10^{-23} (распад $\rho \rightarrow \pi + \pi$, $\Delta \rightarrow N + \pi$) — 10^{-20} с (распады ψ -мезонов), то характерные времена для слабых процессов заключены в интервале 10^{-13} (распады очарованных частиц) — 10^3 с (распад нейтрона). Столь широкий интервал возможных скоростей распадов, обусловленных слабым взаимодействием, связан с различием энергосодержания при распаде: чем меньше энергии выделяется в распаде, тем большее время жизни характерно для распада.

К слабому взаимодействию в полной мере применима пословица: мал золотник, да дорог. И действительно, начало исследований слабого взаимодействия было ознаменовано кажущимся нарушением законов сохранения энергии и момента импульса. Затем, когда эта проблема была решена, выяснилось, что, в отличие от всех других фундаментальных взаимодействий, в процессах, обусловленных слабым взаимодействием, нарушается симметрия по отношению к пространственному отражению, т. е. не сохраняется P -четность, а также нарушается симметрия между частицей и античастицей, т. е. не сохраняется C -четность (в частности, нарушается симметрия между электроном и позитроном).

После того как были осмыслены эти нарушения «обычных» законов симметрии, началось триумфальное шествие теории слабого взаимодействия, завершившееся созданием единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий, значение которой можно сравнивать с теорией электромагнетизма Максвелла, объединившей существовавшие ранее теории электричества и магнетизма.

Мало того, использованные при этом новые идеи и теория так называемых калибровочных полей вместе с концепцией спонтанного нарушения симметрии вернули физиков к проблеме создания единого фундаментального взаимодействия, объединяющего все известные взаимодействия — гравитационное, электромагнитное, сильное и слабое, и вселили уверенность в возможность решения этой важнейшей проблемы физики и всего естествознания — проблемы, решение которой было заветной мечтой великого Эйнштейна.

С развитием понимания слабого взаимодействия связано введение в физику новых частиц — нейтрино и со-

ответствующих им антинейтрино (электронное нейтрино ν_e , мюонное нейтрино ν_μ и τ -нейтрино ν_τ) и промежуточных бозонов — переносчиков слабого взаимодействия (W^+ , W^- , Z^0 -бозоны). Все эти частицы были введены сперва чисто теоретически. Но затем нейтрино ν_e , ν_μ и ν_τ были открыты экспериментально: между введением нейтрино ν в 1932 г. и до его экспериментального обнаружения прошло 24 года. Промежуточные бозоны открыты в 1983 г. (см. главу I).

Физика слабого взаимодействия начинается с β -распада атомных ядер, при котором, как уже говорилось, радиоактивные ядра испускают электроны или позитроны. Поразительным и парадоксальным при экспериментальном исследовании β -распада было как будто явное нарушение закона сохранения энергии — разность энергий начального (до распада) и конечного (после распада) ядер была больше (или равна) энергии электрона, т. е. имело место определенное распределение электронов по энергии, причем только максимальное значение энергии электрона совпадало с разностью энергий ядра в начальном и конечном состояниях. В связи с этим была даже высказана мысль об отказе от закона сохранения энергии в микропроцессах. Такой точки зрения придерживался в 30-х годах даже Н. Бор (см. главу I).

Но закон сохранения энергии столь фундаментален — он связан со свойствами симметрии пространства — времени, что отказ от него был бы равноценен отказу от всего, что достигнуто физикой. Поэтому возникла мысль, что вместе с электроном при β -распаде вылетает еще одна частица, но она невидима или, точнее, не регистрируется при простых опытах, так как не несет электрического заряда. Эта мысль была высказана Паули в 1930 г., а частица была названа нейтрино, что означает маленькая нейтральная частица.

Но могут ли быть электроны и нейтрино в ядрах? Простой расчет, о котором уже говорилось в главе I, показывает, что это невозможно, так как противоречит принципу неопределенности квантовой механики $\Delta x \Delta p \geq 2\pi\hbar$ (Δx — неопределенность в локализации частицы, Δp — соответствующая неопределенность в ее импульсе). Действительно, полагая $\Delta x \approx 10^{-13}$ см (размеры ядра), найдем, что $\Delta p \approx 200$ МэВ. Отсюда следует, что неопределенность в энергии β -электрона будет составлять 200 МэВ, а эта величина гораздо больше максимальной энергии β -электрона (так, при распаде нейтрона энергия элект-

ронов не превышает 1,3 МэВ.— разности масс нейтрона и протона). Поэтому возникла идея, что β -электрон и нейтрино не «живут» в ядре, а образуются в процессе β -распада, точно так же, как фотоны не «живут» в атомах, а рождаются при излучении света атомами. Эта мысль принадлежит Ферми, который, развивая ее, построил первую теорию слабого взаимодействия.

Взаимодействие слабых токов

Но дело не ограничивается тем, что β -электрон (и нейтрино) рождаются в процессе β -распада, подобно тому, как фотон рождается в процессе излучения атома. Если перейти от атома и ядра к входящим в их состав частицам, то в основе электромагнитного взаимодействия лежит элементарный процесс — испускание или поглощение электроном фотона (рис. 5). Поэтому взаимодействие между двумя электронами происходит путем обмена фотоном (он называется в этом случае виртуальным, в отличие от реального фотона, который существует в свободном состоянии). Ему соответствует диаграмма на рис. 6, *в*, на котором γ обозначает виртуальный фотон, а (1) и (2) относятся к взаимодействующим электронам.

Аналогичным образом в основе слабого взаимодействия лежат элементарные процессы испускания и поглощения слабо взаимодействующей частицей так называемого промежуточного бозона. Слабое же взаимодействие между двумя частицами происходит путем обмена этим промежуточным бозоном. Промежуточных бозонов должно быть три — два заряженных (W^+ и W^-) и один нейтральный (Z^0). Например, слабому процессу распада мюона $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ соответствует диаграмма, изображенная на рис. 26, *а* (ν_μ обозначает мюонное нейтрино, а $\bar{\nu}_e$ — электронное антинейтрино). Процесс происходит путем обмена W^- -бозоном между мюоном и электроном.

Слабый процесс рассеяния мюонного нейтрино на электроне происходит путем обмена Z^0 -бозоном (рис. 26, *б*). Этот же бозон ответствен за слабый процесс аннигиляции электронно-позитронной пары в мюонную пару, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (рис. 26, *в*). Мы говорим «слабый процесс аннигиляции пары», потому что есть еще и электромагнитный процесс аннигиляции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (происходящий путем обмена фотоном, рис. 26, *г*, *д*). Аналогично, при рассеянии электронов протонами, $e^- + p \rightarrow e^- + p$, необходимо учитывать наряду с электромагнит-

ным механизмом (обмен фотоном) вклад слабого механизма (обмен Z^0 -бозоном, рис. 26, е).

На рис. 26, ж изображен процесс рассеяния электронного нейтрино на электроне, идущий путем обмена W -бозоном, но возможен также этот же процесс путем обмена Z -бозоном: при обмене W -бозоном начальный электрон, испуская W -бозон, превращается в нейтрино, при обмене

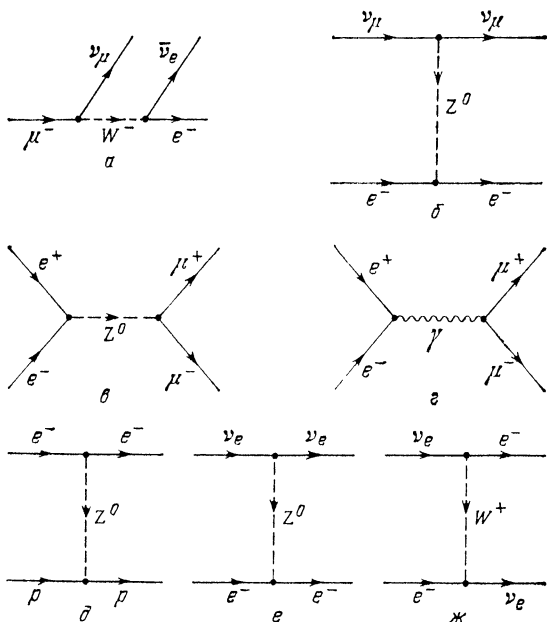


Рис. 26. Диаграммы, определяющие обмен промежуточными W - и Z -бозонами: распад мюона, $\mu \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ (а), рассеяние мюонных нейтрино электронами, $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ (б), процесс $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (в), обмен γ -квантом в процессе $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (г), рассеяние электронов протонами, $e^- + p \rightarrow e^- + p$ (д), и рассеяние электронных нейтрино электронами, $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ (е, ж)

Z^0 -бозоном начальный электрон, испуская Z^0 -бозон, превращается в конечный электрон.

Теперь мы сделаем еще один шаг в расширении аналогии между электромагнитным и слабым взаимодействиями. Именно, мы предположим, что амплитуды процессов, которым соответствуют определенные диаграммы Фейнмана, должны определяться для обоих взаимодействий аналогичными формулами. Напомним, что квадрат модуля амплитуды определяет вероятность процесса.

Рассмотрим, например, процесс аннигиляции электронно-позитронной пары в мюонную пару, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, могущий происходить как за счет электромагнитного, так и за счет слабого взаимодействия. Как уже разъяснялось в разделе, посвященном квантовой электродинамике, амплитуда электромагнитного процесса находится следующим образом: нужно сопоставить линиям, изображающим свободные частицы, их волновые функции, вершинам диаграммы — заряд электрона e , умноженный на некоторую числовую матрицу γ_μ , и, наконец, внутренней линии, соответствующей виртуальному фотону, осуществляющему взаимодействие, — так называемый пропагатор $1/q^2$, где $q = p_1 + p_2$ — четырехмерный импульс виртуального фотона (p_1 и p_2 — четырехмерные импульсы электрона и позитрона в процессе $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$). Образовав произведение всех этих величин, мы и найдем амплитуду электромагнитного процесса, описываемого данной диаграммой.

Если выделить в амплитуде волновые функции частиц, которым соответствуют внешние линии, исходящие из одной вершины, то произведение их и матрицы γ_μ , соответствующей вершине, даст ток перехода частицы из начального в конечное состояние. Он является функцией четырехмерного импульса q , переданного частицей виртуальному фотону, причем этот импульс в двух вершинах, ограничивающих внутреннюю фотонную линию, должен браться с разными знаками (в одной вершине фотон испускается, а в другой — поглощается). Потому амплитуда электромагнитного процесса $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ определяется формулой

$$A^{(e\mu)} = e^2 j^{(e)}(q) j^{(\mu)}(-q)/q^2,$$

где $j^{(e)}(q)$ — ток перехода, соответствующий электронной линии, а $j^{(\mu)}(-q)$ — ток перехода, соответствующий мюонной линии.

Аналогичную структуру имеет и амплитуда слабого процесса $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, однако с той разницей, что пропагатор будет теперь не $1/q^2$, а $1/(q^2 - m_Z^2)$, где m_Z — масса Z-бозона, которым обмениваются частицы; кроме того, вместо электрического заряда e , характеризующего интенсивность электромагнитного взаимодействия, будет теперь входить некоторая другая величина g , характеризующая интенсивность слабого взаимодействия, которая может быть названа «слабым» зарядом (размерность g совпадает с размерностью e), и, наконец, должна

быть несколько модифицирована комбинация матриц γ_μ , которая сопоставляется вершине фейнмановской диаграммы и вместе с волновыми функциями частиц, соответствующих линиям, сходящимся в вершину, определяет ток перехода. Дело в том, что, как показывает сравнение теории с экспериментом, во всех тех случаях, когда ток перехода связан с изменением заряда (например, одной линии соответствует электрон, а другой — нейтрино), ток должен иметь структуру разности вектора и псевдовектора (или аксиального вектора) — при этом как раз и происходит нарушение P -инвариантности в слабых процессах, ибо вектор V при пространственных отражениях меняет свой знак, а аксиальный вектор A знака не меняет. О взаимодействии, описываемом такого рода током, говорят как о $V-A$ -взаимодействии *).

Таким образом, мы можем строить амплитуды слабых процессов по аналогии с амплитудами электромагнитных процессов, если учтем указанные изменения. В амплитуды слабых процессов будут входить, так же, как и в амплитуды электромагнитных процессов, токи перехода, но на этот раз природа частицы не обязательно должна оставаться неизменной (например, может изменяться на единицу заряд частицы). Токи перехода в случае слабого взаимодействия называются *слабыми*, причем следует различать заряженные и нейтральные слабые токи: заряженные токи соответствуют изменению заряда на единицу, а нейтральные токи переводят частицы самих в себя.

Заряженные токи имеют структуру $V-A$. При этом в них входят только так называемые *левые* составляющие волновых функций частиц: они описывают состояния, в которых спин частицы направлен против ее импульса. В нейтральные токи входят как левые, так и правые составляющие волновых функций (для последних спин направлен вдоль импульса частицы).

*) Этап создания $V-A$ -теории слабого взаимодействия (Фейнман — Гелл-Манн; Маршак — Судершан, 1958 г.), а также формулировки гипотезы сохранения векторного тока адронов (С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, 1955 г.) явился, по существу, исходным пунктом применения калибровочных теорий в слабом, а в дальнейшем и в сильном взаимодействиях. Именно обнаружение $V-A$ -структуры слабого взаимодействия и установление универсальности связей в слабом взаимодействии указывали на сходство его с электромагнитным взаимодействием и ставили вопрос о причине особой выделенности векторных полей как переносчиков электромагнитных и слабых взаимодействий.

Поскольку амплитуды слабых процессов, обусловленных обменом W^- или Z^0 -бозоном, содержат произведение двух слабых токов, то можно говорить о взаимодействии слабых токов. Эти токи содержат как лептонную, так и адронную части.

Остановимся на структуре этих токов. Рассмотрим сперва лептонные токи. Мы знаем в настоящее время три заряженных лептона — e^- , μ^- , τ^- , с которыми связаны три нейтрино — ν_e , ν_μ , ν_τ , и соответствующие античастицы. Особенно проста структура заряженного лептонного тока:

$$j^{(l)} = (\bar{e}\nu_e) + (\bar{\mu}\nu_\mu) + (\bar{\tau}\nu_\tau),$$

где $(\bar{a}b)$ обозначает ток (типа $V-A$), соответствующий переходу $a \rightarrow b$ с испусканием W^+ -бозона (или поглощением W^- -бозона). Ток

$$j^{(l)+} = (\bar{\nu}_e e) + (\bar{\nu}_\mu \mu) + (\bar{\nu}_\tau \tau)$$

(знак $+$ означает эрмитовское сопряжение) соответствует поглощению W^+ -бозона (или испусканию W^- -бозона). Обратим внимание на то, что все три слагаемые входят в $j^{(l)}$ с одинаковыми коэффициентами.

В нейтральный лептонный ток входят шесть слагаемых:

$$(\bar{e}e), (\bar{\mu}\mu), (\bar{\tau}\tau), (\bar{\nu}_e\nu_e), (\bar{\nu}_\mu\nu_\mu) \text{ и } (\bar{\nu}_\tau\nu_\tau),$$

но коэффициенты при них уже не одинаковы. Тем не менее нейтральный ток «устроен» так, что электрон, мюон и τ -лептон входят в него симметрично, т. е. структура токов $(\bar{e}e)$, $(\bar{\mu}\mu)$ и $(\bar{\tau}\tau)$, а также $(\bar{\nu}_e\nu_e)$, $(\bar{\nu}_\mu\nu_\mu)$ и $(\bar{\nu}_\tau\nu_\tau)$ одинакова, но отличаются коэффициенты при токах $(\bar{e}e)$ и $(\bar{\nu}_e\nu_e)$. Эти токи описывают одновременно как процессы с участием лептонов (e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ и ν_τ), так и с участием антилептонов (e^+ , μ^+ , τ^+ , $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$).

Адронную часть слабого тока можно выразить через слабые кварковые токи. Теория исходит из существования шести кварков u , d , s , c , b , t и соответствующих им антикварков (выше мы говорили в основном только о кварках u , d , s и c). Эти кварки можно разбить на три пары:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix},$$

где кварки верхней строчки имеют заряд $2/3$, а кварки нижней строчки — заряд $-1/3$. С помощью волновых

функций кварков можно построить слабые кварковые токи, которые будут соответствовать различным кварковым переходам и, следовательно, различным адронным переходам. Например, кварковый ток ($\bar{u}d$) связан с переходом нейтрона в протон (с излучением электрона и антинейтрино $\bar{\nu}_e$), так как нейтрон имеет структуру udd , а протон — структуру uud (рис. 27).

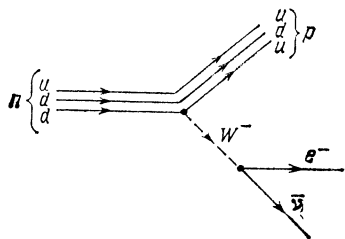


Рис. 27. Распад нейтрона: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

Всего имеется 12 заряженных токов, взаимодействующих через W -бозоны, и 12 нейтральных токов, взаимодействующих через Z^0 -бозоны. Эти взаимодействия, согласно Л. Б. Окуню, удобно изображать схематически, как показано на рис. 28 и 29. Каждый из 12 заряженных

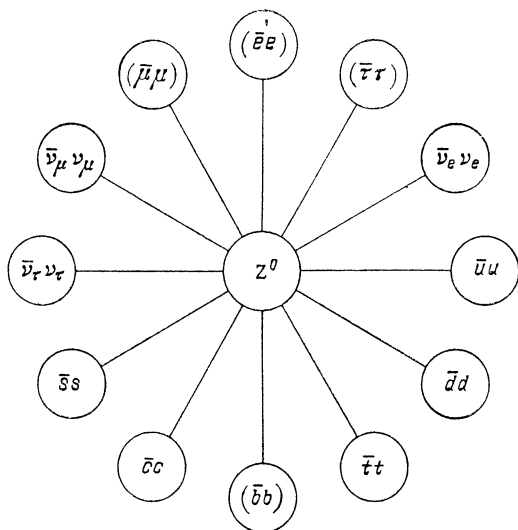


Рис. 28. Схема нейтральных слабых токов лептонов и кварков

токов может взаимодействовать со всеми 12 заряженными токами, поэтому возможны 144 взаимодействия с участием W -бозонов и столько же взаимодействий с участием Z^0 -бозонов. На опыте обнаружены проявления 16 взаимо-

действий для заряженных токов:

$$\begin{aligned} \bar{u} + d &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, & \bar{u} + d &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, & \bar{u} + d &\rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_\tau, \\ \bar{u} + s &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, & \bar{u} + s &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, & \bar{u} + s &\rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_\tau, \\ \bar{c} + s &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, & \bar{c} + s &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, & \nu_e + e^- &\rightarrow \nu_e + e^-, \\ \nu_e + \mu^- &\rightarrow \nu_\mu + e^-, & \tau^- &\rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e, & \tau^- &\rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu, \\ u + d &\rightarrow u + d, & \bar{u} + d &\rightarrow \bar{u} + s, & \bar{c} + s &\rightarrow \bar{u} + d, & \bar{c} + s &\rightarrow \bar{u} + s, \end{aligned}$$

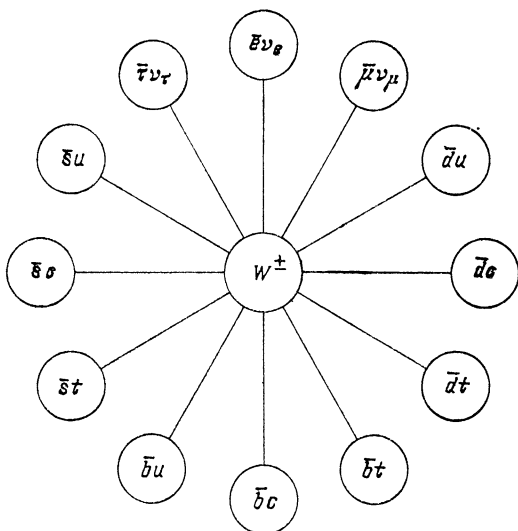


Рис. 29. Схема заряженных слабых токов лептонов и кварков

и ряд взаимодействий для нейтральных токов:

$$\begin{aligned} \nu_\mu + e^- &\rightarrow \nu_\mu + e^-, & \nu_e + e^- &\rightarrow \nu_e + e^-, & \nu_e + u &\rightarrow \nu_e + u, \\ \nu_e + d &\rightarrow \nu_e + d, & \nu_\mu + u &\rightarrow \nu_\mu + u, & \nu_\mu + d &\rightarrow \nu_\mu + d, \\ e^- + u &\rightarrow e^- + u, & e^- + d &\rightarrow e^- + d, \\ u + u &\rightarrow u + u, & d + d &\rightarrow d + d, & u + d &\rightarrow u + d. \end{aligned}$$

Мы говорили, что амплитуды процессов — электромагнитных и слабых — можно найти, сопоставляя соответствующим им диаграммам Фейнмана определенные величины, зависящие от четырехмерных импульсов частиц (в том числе и виртуальных частиц). Функцией этих переменных и будет амплитуда.

Но можно перейти от импульсов к другим переменным — пространственным координатам и времени. Амплитуде будет тогда соответствовать интеграл:

$$A = -\frac{e^2}{2} \int j^{(1)}(x) D_c(x-x') j^{(2)}(x') d^4x d^4x',$$

где $j^{(1)}$ и $j^{(2)}$ — взаимодействующие токи, выраженные как функции координат и времени, $x \equiv \mathbf{r}, t$ (\mathbf{r} — пространственные координаты, t — время), и $D_c(x-x')$ — пространственно-временной образ пропагатора (в случае электромагнитного взаимодействия, к которому непосредственно относится эта формула, пропагатор равен $1/q^2$).

Существенной чертой этой и других подобных формул является то, что токи относятся здесь к разным мировым точкам x и x' . Этим выражается нелокальность взаимодействия, обусловленного обменом виртуальной частицей (фотоном или W - и Z^0 -бозонами).

В случае слабого взаимодействия пропагатор имеет вид $1/(q^2 - m^2)$, где m — масса промежуточного бозона ($m = m_z$ или m_w). Если $q^2 \ll m^2$, то пропагатор перестает зависеть от переданного импульса q^2 и становится константой. Функция $D_c(x-x')$ превращается при этом в δ -функцию $\delta(x-x')$, а это значит, что в пространственно-временном интеграле, определяющем амплитуду A , токи будут относиться не к разным, а к одной и той же мировой точке. Иными словами, при $q^2 \ll m^2$ нелокальное взаимодействие становится практически локальным. Следовательно, это имеет место в области малых энергий, если передаваемые в слабом процессе импульсы значительно меньше масс W - и Z^0 -бозонов. При этом мы можем забыть о существовании этих бозонов и заменить на фейнмановских диаграммах внутреннюю бозонную линию

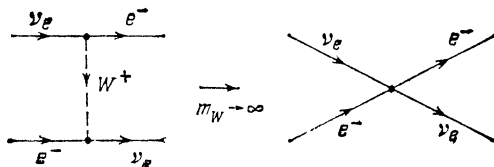


Рис. 30. Локальный предел слабого взаимодействия

просто вершиной (рис. 30). В этом случае говорят о локальном четырехфермионном взаимодействии (в одной точке сходятся четыре линии, соответствующие четырем фермионам). Его можно описывать лагранжианом

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

здесь $\mathcal{L}^{(ch)}$ и $\mathcal{L}^{(n)}$ относятся соответственно к заряженным и нейтральным токам:

$$\mathcal{L}^{(ch)}(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} j^+(x) j(x), \quad \mathcal{L}^{(n)}(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} j^{(0)+}(x) j^{(0)}(x),$$

где $j(x)$ — слабый заряженный ток, $j^{(0)}(x)$ — слабый нейтральный ток и G — некоторая константа, называемая константой Ферми.

Из структуры выражения для A ясно, что G пропорциональна квадрату слабого заряда и обратно пропорциональна квадрату массы промежуточного бозона: это следует из того, что пропагатор в области малых энергий имеет вид $1/m^2$. Точная связь между константой Ферми G и величинами g и m_w такова:

$$G/\sqrt{2} = g^2/(8m_w^2).$$

Константа Ферми G оказывается, таким образом, размерной величиной:

$$G = 10^{-5}/m_p^2,$$

где m_p — масса протона.

Обратим внимание на то замечательное обстоятельство, что четырехфермионное слабое взаимодействие характеризуется только одной константой G . Оно охватывает перечисленные выше $144 + 144 = 288$ взаимодействий (и все они описываются всего одной константой!). Поэтому четырехфермионное слабое взаимодействие называют универсальным слабым взаимодействием.

Нейтрино и антинейтрино

Мы уже говорили, что для «спасения» закона сохранения энергии при β -распаде ядер, который на первый взгляд нарушается, в физику была введена новая частица — нейтрино (ν_e), а затем и антинейтрино ($\bar{\nu}_e$). Антинейтрино излучается в том случае, если при β -распаде ядра вылетает электрон, а нейтрино — если при β -распаде ядра вылетает позитрон.

В дальнейшем выяснилось, что не только при β -распаде ядер и нейтрона, но при всех процессах, вызываемых слабым взаимодействием, электрон всегда сопровождается антинейтрино, а позитрон — нейтрино (например, $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$, $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$, $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$).

Электрон и его античастица — позитрон представляют собой заряженные лептоны, а нейтрино и антинейтри-

но — нейтральные лептоны. Но кроме электрона существует еще два заряженных лептона — мюон и τ -лептон и соответствующие им античастицы. Эти четыре лептона участвуют во многих слабых процессах и всегда вместе с ними излучаются нейтрино и антинейтрино. Но эти нейтрино и антинейтрино отличаются от электронного нейтрино и антинейтрино. Таким образом, имеется три типа нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ , излучаемых при слабых процессах при вылете, соответственно, e^+, μ^+, τ^+ , и три типа антинейтрино $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$, излучаемых при вылете соответственно e^-, μ^-, τ^- . Иными словами, при слабых процессах у каждого заряженного лептона есть как бы своя «тень» — свое нейтрино и антинейтрино и всегда заряженный лептон появляется вместе со своей тенью!

Если бы существовали только ν_e и $\bar{\nu}_e$ и не было бы других типов нейтрино и антинейтрино, то могли бы протекать реакции $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$, $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$, $\mu^- + A \rightarrow e^- + A$, $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$, $\tau^- \rightarrow e^- + \gamma$, $\tau^- \rightarrow e^- + \mu^+ + \mu^-$. Но ни один из этих процессов не наблюдался (для распада $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ и $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$ были получены на опыте ничтожно малые значения для верхних границ вероятностей; вероятность распада $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ меньше одной стомиллионной доли вероятности распада $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$!).

Чтобы запретить эти и подобные им другие слабые процессы и объяснить, какие процессы возможны, а какие — нет, вводятся особые аддитивные квантовые числа — *лептонные заряды* L_e, L_μ, L_τ , и устанавливаются три закона сохранения лептонных зарядов *). Заряды эти вводятся следующим образом:

$$L_e = \begin{cases} +1 & \text{для } e^-, \nu_e, \\ -1 & \text{для } e^+, \bar{\nu}_e, \\ 0 & \text{для всех других частиц;} \end{cases}$$

$$L_\mu = \begin{cases} +1 & \text{для } \mu^-, \nu_\mu, \\ -1 & \text{для } \mu^+, \bar{\nu}_\mu, \\ 0 & \text{для всех других частиц;} \end{cases}$$

$$L_\tau = \begin{cases} +1 & \text{для } \tau^-, \nu_\tau, \\ -1 & \text{для } \tau^+, \bar{\nu}_\tau, \\ 0 & \text{для всех других частиц.} \end{cases}$$

*) Закон сохранения лептонного заряда был впервые сформулирован Я. Б. Зельдовичем, Д. Марксом, Э. Конопиным и Махмудом.

Алгебраические суммы лептонных зарядов L_e , L_μ и L_τ сохраняются порознь во всех процессах. Эти законы сохранения объясняют, почему одни реакции разрешены, а другие запрещены. С учетом сохранения электронного, мюонного и τ -лептонного зарядов распады частиц выглядят следующим образом:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-, \quad \pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e,$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e,$$

$$\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e, \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

и т. д. Сходные распады типа $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$, $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu$, $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau$ и т. д. запрещены законами сохранения L_e , L_τ и L_μ .

Электрический заряд и магнитный момент нейтрино (и антинейтрино) всех типов равны нулю. Но нейтрино — не истинно нейтральная частица, так как у нее отличен от нуля лептонный заряд. Для истинно нейтральных частиц все заряды — электрический, барионный и лептонный, а также странность и чарм должны равняться нулю (такими частицами являются фотон, ρ^0 -мезон, η -мезон и другие).

Спин нейтрино всех типов равен $1/2$, т. е. эти частицы представляют собой фермионы.

Что касается массы нейтрино, то она очень мала либо равна нулю. В первоначальной теории универсального слабого взаимодействия Ферми считал массу нейтрино равной нулю, но он не исключал того, что она отлична от нуля. В настоящее время производятся точные измерения массы электронного нейтрино. С этой целью определяется вид спектра β -электронов, образующихся в распаде трития ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$, вблизи максимальной энергии электронов. Из анализа спектра было заключено, что масса нейтрино $\bar{\nu}_e$ отлична от нуля и заключена в интервале

$$14 \text{ эВ} \leq m(\bar{\nu}_e) \leq 46 \text{ эВ}.$$

Тем не менее «окончательное заключение о том, что масса электронного нейтрино действительно близка к 30 эВ, можно будет сделать лишь после того, как будут выполнены независимые измерения спектра трития в других экспериментах. Было бы хорошо, в частности,

взять другой источник трития вместо тритированного валина ($\text{NH}_2\text{C}_4\text{H}_8\text{COOH}$), использованного в ИТЭФ»¹⁾).

Если масса нейтрино равна нулю, то возникает возможность простым образом кинематически различать нейтрино и антинейтрино. Дело в том, что если спин частицы равен $\frac{1}{2}$, то проекция спина частицы на любое направление, например на направление импульса, может принимать только два значения $+\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$. Проекция спина на импульс носит название *спиральности*. Замечательное свойство спиральности безмассовой частицы заключается в том, что она имеет абсолютный характер, т. е. не изменяется при переходе от одной системы отсчета к другой. По этой причине нейтрино и антинейтрино можно различать по их спиральности: для нейтрино она равна $-\frac{1}{2}$, а для антинейтрино $+\frac{1}{2}$.

Чтобы это различие имело абсолютный характер, масса нейтрино m_ν должна равняться нулю. Действительно, если масса нейтрино не равна нулю, то скорость нейтрино будет меньше скорости света (при $m_\nu = 0$ она равна скорости света). Поэтому, если для покоящегося наблюдателя спин нейтрино направлен против его скорости, то для движущегося наблюдателя, скорость которого превышает скорость нейтрино, импульс нейтрино будет направлен в другую сторону, т. е. он «увидит» нейтрино, спин и импульс которого параллельны. Это означает, что, если масса нейтрино не отлична от нуля, то с помощью преобразования Лоренца можно перевести нейтрино в антинейтрино, т. е. различие между нейтрино и антинейтрино при $m_\nu \neq 0$ теряет свой абсолютный характер. Чтобы различие имело абсолютный смысл, необходимо считать, что масса нейтрино точно равна нулю. Такое нейтрино всегда движется со скоростью света и его нельзя «обогнать»! В этом случае различие между нейтрино и антинейтрино, основанное на различии их спиральностей, имеет абсолютный смысл.

Спиральность электронного нейтрино была измерена на опыте следующим образом (1957 г.). Электронное нейтрино ν_e образовывалось при захвате атомных электронов ядром ^{152}Eu , спин которого равен нулю: $e^- + ^{152}\text{Eu} \rightarrow \nu_e + ^{152}\text{Sm}^*$. Образующиеся нейтрино и ядра $^{152}\text{Sm}^*$, спин которого равен единице, разлетаются в противоположных направлениях. Ядро $^{152}\text{Sm}^*$ находится в возбужденном

¹⁾ Окунь Л. Б. Современное состояние и перспективы физики высоких энергий.— УФН, 1981, т. 3, с. 35.

состоянии, поэтому оно является нестабильным. Это ядро быстро испускает фотон и переходит в ядро ^{152}Sm с нулевым спином, находящееся в основном состоянии: $^{152}\text{Sm}^* \rightarrow ^{152}\text{Sm} + \gamma$. На опыте регистрировалась циркулярная поляризация, или, что то же самое, проекция спина на их импульс, тех фотонов, которые вылетали в направлении, противоположном направлению вылета нейтрино. Из сохранения проекции спина в распаде ядра $^{152}\text{Sm}^*$ следует, что проекция спина фотона должна совпадать с проекцией спина ядра $^{152}\text{Sm}^*$. Так как проекция спина фотона может принимать два значения ± 1 , то и ядро $^{152}\text{Sm}^*$ имеет проекцию спина ± 1 . Из закона сохранения проекции спина в реакции $e^- + \text{Eu} \rightarrow \nu + \text{Sm}^*$ следует, что спины нейтрино и ядра Sm^* должны иметь противоположные направления, например можно считать, что проекции спина частиц имеют следующие значения:

$$e^- + \text{Eu} \rightarrow \nu_e + \text{Sm}^*$$

$$+1/2 \quad 0 \quad -1/2 \quad +1$$

Учитывая далее, что импульсы ν_e и Sm^* противоположны, легко видеть, что спиральности ν_e и Sm^* должны быть одинакового знака, а, следовательно, должны иметь одинаковый знак и спиральности нейтрино и фотона; образующегося в распаде $\text{Sm}^* \rightarrow \text{Sm} + \gamma$. Таким образом, измерение спиральности нейтрино сводится к измерению спиральности фотона. Именно таким способом и было установлено, что спиральность нейтрино равна $-1/2$. Используя закон сохранения проекции спина в распаде $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, в принципе можно измерить и спиральность электронного антинейтрино.

Спиральность мюонного нейтрино была определена из распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Так как при распаде покоящегося пиона образующиеся μ^+ и ν_μ вылетают в противоположные стороны, а спины их также направлены противоположно, то спиральность нейтрино, образующегося в этом распаде, должна совпадать со спиральностью мюона. Поэтому, измеряя спиральность мюона, можно определить спиральность мюонного нейтрино. Она оказалась равной $-1/2$, как и у электронного нейтрино.

Аналогично было установлено, что в распаде положительного пиона на положительный мюон, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, образуется нейтрино (частица с отрицательной спиральностью), а не антинейтрино (частица с положительной

спиральностью). Это означает, что распады $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ должны быть запрещены.

Точность измерения спиральностей нейтрино в этих экспериментах, однако, не очень велика — она явно недостаточна для того, чтобы решить вопрос о массе нейтрино. Если $m_\nu \neq 0$, то нейтрино наряду со спиральностью $-1/2$ может иметь спиральность $+1/2$. Правда, слабое взаимодействие нейтрино «устроено» таким образом, что в различных процессах нейтрино образуется в основном со спиральностью $-1/2$. Более точно, если E и p — энергия и импульс нейтрино, то вероятность «присутствия» у нейтрино, образующегося в некотором слабом процессе, спиральности $+1/2$ пропорциональна величине $[1 - p/(E + m_\nu)]^2 \approx m_\nu^2/E^2$ (если $E \gg m_\nu$), т. е. она очень мала для высокоэнергетических нейтрино ($(m_\nu/E)^2 \approx 10^{-6}$, если $m_\nu = 30$ эВ, а $E \approx m_e$). Если же скорость нейтрино ($m_\nu \neq 0$) мала, то оба состояния нейтрино со спиральностями $+1/2$ и $-1/2$ образуются со сравнимыми вероятностями. В опытах по измерению спиральности нейтрино в распадах $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ нейтрино имели большие (по сравнению с их возможной массой) энергии, поэтому при достигнутой точности измерения спиральности нейтрино делать какие-либо заключения о величине массы нейтрино невозможно.

Закон сохранения лептонных зарядов подтвержден с большой степенью точности в целом ряде экспериментов*). Так, был сделан опыт (Дэвис, 1955 г.), в котором, используя пучок антинейтрино, образующихся при β -распаде нейтронов, $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$, была предпринята попытка зарегистрировать поглощение этих антинейтрино ядрами хлора, $\bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} + e^- \rightarrow {}^{37}\text{Ar}$. Эта реакция может идти только в том случае, если имеет место нарушение закона сохранения лептонного числа. Ожидалось, что сечение этого процесса должно быть порядка $\sigma \approx 9,2 \times 10^{-45}$ см² (если лептонный заряд не сохраняется). На опыте не было обнаружено ни одного случая реакции $\bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$, что позволило получить верхнюю границу сечения $\sigma_{\text{эк}} \leq 0,25 \cdot 10^{-45}$ см², которая существенно ниже теоретического значения сечения этого процесса,

*) Идея о возможности проведения нейтринных опытов на реакторах была высказана Б. М. Понтекорво в 1947 г.

полученного без предположения о сохранении лептонного числа *).

С другой стороны, антинейтрино может взаимодействовать с протонами с сохранением лептонного заряда, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Сечение этого процесса оказалось равным $1,1 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$, и именно в этой реакции впервые в лабораторных условиях было зарегистрировано взаимодействие нейтрино с веществом.

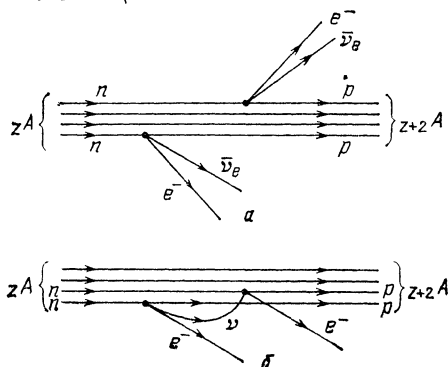


Рис. 31. Двойной бета-распад ядер: $zA \rightarrow z+2A + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ — с образованием двух антинейтрино (а), $zA \rightarrow z+2A + 2e^-$ — безнейтринный распад (б)

Еще один эксперимент по проверке закона сохранения лептонного заряда (точнее говоря, электронного заряда L_e) заключался в поиске так называемого двойного β -распада, т. е. процесса ядерного превращения $zA \rightarrow z+2A + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$, где zA и $z+2A$ — ядра с атомным номером A и электрическими зарядами Z и $Z + 2$. Этот процесс определяется слабым взаимодействием во втором порядке теории возмущений по константе слабого взаимодействия G (рис. 31, а). Если бы нейтрино совпадало с антинейтрино, то мог бы происходить также безнейтрин-

*) Заметим в этой связи, что реакция $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ позже была использована в экспериментах по регистрации нейтрино, испускаемых Солнцем. Дело в том, что превращение ядер водорода в ядра гелия, которое является источником солнечной энергии, должно обязательно сопровождаться излучением нейтрино. Действительно, если лептонный заряд сохраняется, то имеет место следующий результирующий процесс: $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$. Солнечные нейтрино, достигающие Земли, должны вызывать реакцию $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$, разрешенную законами сохранения лептонного заряда.

ный процесс ${}_Z A \rightarrow {}_{Z+2} A + 2e^-$, который возникал бы в результате следующей цепочки превращений: ${}_Z A \rightarrow {}_{Z+1} A + e^- + \bar{\nu} (= \nu)$, $\nu + {}_{Z+1} A \rightarrow {}_{Z+2} A + e^-$, представленной на рис. 31, б.

В нейтринном распаде ${}_Z A \rightarrow {}_{Z+2} A + 2e^- + 2\bar{\nu}$, суммарная энергия двух электронов изменяется в зависимости от энергии, уносимой парой нейтрино, от нуля до некоторого максимального значения, а в безнейтринном распаде ${}_Z A \rightarrow {}_{Z+2} A + 2e^-$ суммарная энергия электронов фиксирована и равна разности масс ядер ${}_Z A$ и ${}_{Z+2} A$. Теоретические вычисления в предположении несохранения L , показывают, что скорость безнейтринных распадов должна существенно превышать скорость нейтринных распадов. Так, для превращения ${}^{130}\text{Te} \rightarrow {}^{130}\text{Xe}$ период безнейтринного полураспада должен составлять $2 \cdot 10^{16 \pm 2}$ лет (± 2 обозначает ошибку теоретического расчета), тогда как период нейтринного полураспада должен составлять $4 \cdot 10^{22 \pm 2,5}$ лет. Обнаруженное на опыте значение периода полураспада, равное 10^{21} лет, свидетельствует в пользу того, что скорее всего имеет место двойной β -распад с испусканием нейтрино (разрешенный законом сохранения лептонного числа), а не безнейтринный двойной β -распад (запрещенный законом сохранения лептонного числа).

Разъясним теперь, как на опыте устанавливается существование различных типов нейтрино. В эксперименте, доказавшем, что ν_e и ν_μ — разные частицы (Л. Ледерман и М. Шварц, 1962), впервые использовались пучки нейтрино высоких энергий, приготовленные «искусственным» образом на протонных ускорителях *). Идея опыта, проведенного на ускорителе протонов в Брукхейвене (США), сводится к следующему. Протоны больших энергий, сталкиваясь с ядерной мишенью (из бериллия), порождали большое количество заряженных пионов. Пионы распадаются главным образом на мюоны, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Поэтому здесь должны образовываться мюонные нейтрино (или антинейтрино) и не должны образовываться электронные нейтрино. (Электронные нейтрино могут образовываться только в распадах $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$, но эти распады очень маловероятны.)

Образующиеся при μ -распадах нейтрино направлялись на мишень. Если эти нейтрино отличаются от электрон-

*) Возможность проведения нейтринных опытов на ускорителях была обоснована М. А. Марковым и Б. М. Понтекорво,

ных нейтрино, то при их взаимодействии с нуклонами должны рождаться мюоны и не должны рождаться электроны, т. е. должна наблюдаться реакция $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p$ и не должна наблюдаться реакция $\nu_\mu + p \rightarrow e^- + p$. На опыте было зарегистрировано 29 мюонов, образованных нейтрино, и не было зарегистрировано ни одного электрона. Этот результат и означает, что мюонное нейтрино отличается от электронного нейтрино, т. е. доказывает существование разных типов нейтрино.

В нейтринных опытах, выполненных год спустя (в 1963 г.) в ЦЕРН'е, этот результат был подтвержден и, кроме того, было также доказано, что мюонное нейтрино отличается от мюонного антинейтрино. В этом опыте использовался пучок нейтрино, которые образуются при распаде положительных пионов, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Эти нейтрино при взаимодействии с нуклонами порождали только отрицательные мюоны, $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p$ и не порождали положительных мюонов, $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + p$. Это означает, что мюонное нейтрино отличается от мюонного антинейтрино.

Заметим в заключение, что законы сохранения лептонных зарядов проверены с точностью, которая уступает точности, достигнутой при проверке закона сохранения барионного заряда и электрического заряда.

Классификация слабых процессов

Теория универсального четырехфермионного слабого взаимодействия не учитывает того обстоятельства, что адроны имеют сложную структуру и построены из кварков и антикварков. Поэтому естественно каждый из слабых токов, сопоставляемых адронам, выразить в виде суммы слабых токов, относящихся к каждому из кварков, входящих в состав адронов. Таким образом, мы придем к теории слабого взаимодействия, в которую будут входить слабые токи лептонов и кварков. В этой теории, как уже отмечалось, лагранжиан слабого взаимодействия с заряженными токами имеет вид

$$\mathcal{L}^{(ch)} = \frac{G}{\sqrt{2}} j^+(x) j(x).$$

Слабый заряженный ток представляет собой сумму лептонного и кваркового токов:

$$j(x) = j^{(l)}(x) + j^{(q)}(x).$$

В свою очередь, лептонный ток представляет собой сумму трех слагаемых:

$$j^{(l)}(x) = (\bar{e}v_e) + (\bar{\mu}v_\mu) + (\bar{\tau}v_\tau).$$

Универсальность слабого взаимодействия лептонов заключается в том, что все токи входят в $j^{(l)}(x)$ с одинаковыми коэффициентами.

Для кварков ситуация несколько сложнее. Так, например, в схеме с кварками u , d , s и с заряженный ток кварков имеет вид

$$j^{(q)} = \cos \theta (\bar{d}u) + \sin \theta (\bar{s}u) + \cos \theta (\bar{s}c) - \sin \theta (\bar{d}c),$$

где θ — некоторый угол, называемый *углом Кабиббо*, $\theta = 15^\circ$. Поскольку отдельные кварковые токи входят в $j^{(q)}$ с разными коэффициентами, то, казалось бы, для кваркового тока универсальность не имеет места. В действительности однако универсальность выполняется, так как вероятность перехода u -кварка в d -кварк равна $\cos^2 \theta$, а вероятность перехода $u \rightarrow s$ равна $\sin^2 \theta$, т. е. полная вероятность равна единице, а, следовательно, она совпадает с вероятностями лептонных превращений: $\nu_e \rightarrow e^-$, $\nu_\mu \rightarrow \mu^-$ и $\nu_\tau \rightarrow \tau^-$. Вероятность превращения s -кварка в s - и d -кварки также оказывается равной единице. Поэтому в дальнейшем под универсальностью мы будем понимать равенство этих вероятностей.

Слабый ток $(\bar{s}u)$ описывает переход с изменением странности, и коэффициент при нем равен не g , а $\sin \theta g$. Из опыта известно, что слабые процессы без изменения странности идут более интенсивно, чем слабые процессы с изменением странности. Этим и объясняется малость угла Кабиббо.

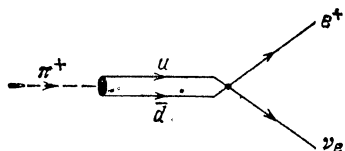
Перемножая токи $j(x)$ и $j^+(x)$, мы получим ряд слагаемых, описывающих различные слабые процессы с участием кварков и лептонов. Эти элементарные процессы позволяют объяснить все известные слабые процессы.

Рассмотрим, например, слабые распады положительно-го пиона, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ и $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$. Казалось бы, существование таких процессов противоречит четырехфермионной схеме слабого взаимодействия, так как, во-первых, пион является бозоном, а не фермионом, а, во-вторых, в этом процессе участвуют не четыре, а три частицы. Но эти противоречия именно и снимаются кварковой теорией слабого взаимодействия. Действительно, положительный пион составлен из u -кварка и d -антикварка, $\pi^+ = u\bar{d}$, которые по этой схеме могут превратиться за

счет слабого четырехфермионного взаимодействия в μ^+ и ν_μ или e^+ и ν_e (рис. 32).

Основываясь на приведенном лагранжиане слабого взаимодействия, можно перечислить возможные слабые процессы. Удобно их свести в следующую таблицу слабых процессов (табл. 5).

В каждой клетке этой таблицы собраны те слабые процессы, которые описываются соответствующими произведениями слабых токов.



Так как таблица симметрична относительно диагонали, то часть клеток таблицы мы оставили незаполненными.

Рис. 32. Распад $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$

В клетке 1 представлены процессы рассеяния электронного нейтрино или антинейтрино электронами $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ и $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$. На опыте процесс $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ зарегистрирован и сечение этого процесса составляет 10^{-45} см². В эту же клетку помещен процесс аннигиляции электронно-позитронной пары в нейтринную пару: $e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$.

В клетке 2 представлен хорошо изученный распад мюона $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Время жизни мюона относительно этого распада однозначно определяется константой слабого взаимодействия G :

$$1/\tau_\mu = G^2 m_\mu^5 / 192 \pi^3,$$

где m_μ — масса мюона. По известному времени жизни мюона τ_μ ($2,19712 \cdot 10^{-6}$ с) с помощью этой формулы можно найти константу G . Распределение по энергии электронов, образующихся в распаде $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, также однозначно определяется константой G :

$$dw = (G^2 m_\mu^5 / 96 \pi^3) (3 - 2\varepsilon) \varepsilon^2 d\varepsilon, \quad \varepsilon = 2E/m_\mu,$$

где E — энергия электрона.

В клетке 2 представлен также процесс неупругого рассеяния мюонного нейтрино электроном, в результате которого образуется мюон, $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$, и процесс рассеяния электроном электронного антинейтрино, $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Таблица 5

j	(\overline{ev}_e)	$(\overline{\mu\nu}_\mu)$	$(\overline{\tau\nu}_\tau)$	(\overline{du})	(\overline{su})	(\overline{sc})	(\overline{dc})
j_{π^+}							
$(\overline{\nu}_e e)$	$\begin{matrix} 1 \\ \nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \\ \overline{\nu}_e + e^- \rightarrow \overline{\nu}_e + e^- \\ e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \overline{\nu}_e \end{matrix}$	$\begin{matrix} 2 \\ \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \overline{\nu}_e \\ \nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e \end{matrix}$	$\begin{matrix} 4 \\ \tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \overline{\nu}_e \\ \nu_\tau + e^- \rightarrow \tau^- + \nu_e \end{matrix}$	$\begin{matrix} 7 \\ \pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \\ \pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \\ n \rightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e \end{matrix}$	$\begin{matrix} 10 \\ K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \\ K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \\ \Lambda \rightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e \end{matrix}$	$\begin{matrix} 13 \\ F^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \\ F^+ \rightarrow \eta + e^+ + \nu_e \end{matrix}$	$\begin{matrix} 16 \\ D^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \\ D^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \end{matrix}$
$(\overline{\nu}_\mu \mu)$		$\begin{matrix} 3 \\ \nu_\mu + \mu^- \rightarrow \nu_\mu + \mu^- \end{matrix}$	$\begin{matrix} 5 \\ \tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \overline{\nu}_\mu \\ \nu_\tau + \mu^- \rightarrow \tau^- + \nu_\mu \end{matrix}$	$\begin{matrix} 8 \\ \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \overline{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \end{matrix}$	$\begin{matrix} 11 \\ K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \Lambda \rightarrow p + \mu^- + \overline{\nu}_\mu \end{matrix}$	$\begin{matrix} 14 \\ F^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ F^+ \rightarrow \eta + \mu^+ + \nu_\mu \end{matrix}$	$\begin{matrix} 17 \\ D^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ D^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu \end{matrix}$
$(\overline{\nu}_\tau \tau)$			$\begin{matrix} 6 \\ \nu_\tau + \tau^- \rightarrow \nu_\tau + \tau^- \end{matrix}$	$\begin{matrix} 9 \\ \tau^- \rightarrow \nu_\tau + \pi^- \\ \tau^- \rightarrow \nu_\tau + \rho^- \\ \tau^- \rightarrow \nu_\tau + \pi^- + \pi^0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 12 \\ \tau^- \rightarrow \nu_\tau + K^- \\ \tau^- \rightarrow \nu_\tau + K^- \end{matrix}$	$\begin{matrix} 15 \\ F^+ \rightarrow \tau^+ + \nu_\tau \end{matrix}$	$\begin{matrix} 18 \\ D^+ \rightarrow \tau^+ + \nu_\tau \end{matrix}$
(\overline{ud})				$\begin{matrix} 19 \\ p \rightarrow p \rightarrow p + p \\ \pi^\pm \rightarrow p \rightarrow \pi^\pm + p \end{matrix}$	$\begin{matrix} 20 \\ K \rightarrow 2\pi \\ K \rightarrow 3\pi \\ \Lambda \rightarrow N + \pi \end{matrix}$	$\begin{matrix} 22 \\ F^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\ D \rightarrow K + \pi \\ D \rightarrow K + \pi + \pi \end{matrix}$	$\begin{matrix} 24 \\ D \rightarrow \pi + \pi \\ D \rightarrow \pi + \pi + \pi \\ F \rightarrow K + \pi \end{matrix}$
(\overline{us})					$\begin{matrix} 21 \\ s \rightarrow u \rightarrow s + u \end{matrix}$	$\begin{matrix} 23 \\ F^+ \rightarrow K^+ + \eta \\ D \rightarrow K + \overline{K} \end{matrix}$	$\begin{matrix} 25 \\ D \rightarrow K + \pi \end{matrix}$
(\overline{cs})						$\begin{matrix} 27 \\ s \rightarrow c \rightarrow s + c \end{matrix}$	$\begin{matrix} 26 \\ F \rightarrow D + \pi \\ F \rightarrow D + \gamma \end{matrix}$
(\overline{cd})							$\begin{matrix} 28 \\ c \rightarrow d \rightarrow c + d \end{matrix}$

Зависимость сечения процесса $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$ от энергии нейтрино определяется формулой

$$\sigma = (G^2/\pi)(s - m_e^2)^2/s, \quad s = m_e^2 + 2E_\nu m_e,$$

где m_e — масса электрона, E_ν — энергия нейтрино в лабораторной системе отсчета (в которой электрон покоится). Заметим, что пороги реакций $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$ и $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$ очень высоки и составляют $E_\nu \approx 11$ ГэВ. На опыте наблюдался только процесс $\nu_e + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$.

В клетке 3 представлено рассеяние нейтрино мюоном. Этот процесс непосредственно изучать невозможно, по сведения об этом взаимодействии в принципе можно получить, изучая процесс неупругого рассеяния нейтрино в кулоновском поле ядер, $\nu_\mu + Z \rightarrow Z + \mu^+ + \mu^- + \nu_\mu$ (здесь Z служит для обозначения поля, создаваемого ядром).

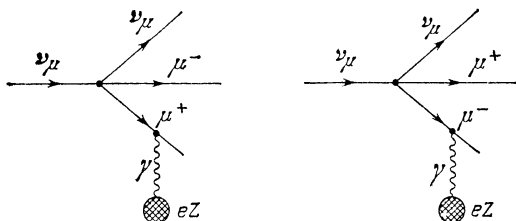


Рис. 33. Диаграммы, определяющие процесс $\nu_\mu + Z \rightarrow \nu_\mu + \mu^+ + \mu^- + Z$

На рис. 33 представлены две диаграммы Фейнмана, отвечающие этому процессу. Все сказанное здесь справедливо и для τ -лептона (шестая клетка — с заменой мюона τ -лептоном).

В клетках 4 и 5 представлены лептонные распады τ^- -лептона: $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$. Этот лептон рождается в $e^+ + e^-$ -столкновениях за счет однофотонного механизма, $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$. Сечение этого процесса определяется формулой

$$\sigma = \sigma_{\mu\mu}(3\beta - \beta^3)/2,$$

где β — скорость τ -лептона, $\sigma_{\mu\mu}$ — сечение процесса $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Масса τ -лептона оказалась равной 1,7 ГэВ, т. е. равна почти двум нуклонным массам. Так как τ -лептон — нестабильная частица, то на опыте удастся наблюдать только его продукты распада.

Распады τ -лептона должны быть обусловлены слабым взаимодействием, а именно заряженным током ($\bar{\nu}\nu$), который описывает превращение τ^- в ν_τ с испусканием W^- -бозона; W^- -бозон затем может превратиться в $e^- + \bar{\nu}_e$ или $\mu^- + \bar{\nu}_\mu$ (лептонные распады) или в кварк-антикварковую пару (адронные распады τ -лептона).

Общим для всех распадов τ -лептона является обязательное присутствие среди продуктов распада нейтрино ν_τ .

Важным предсказанием теории универсального слабого взаимодействия оказывается равенство вероятностей распадов τ -лептона с образованием электрона и мюона:

$$W(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) = W(\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}),$$

что находится в согласии с опытом. Эти вероятности определяются формулой

$$W(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) = G^2 (m_\tau^5 / 192\pi^3)$$

(m_τ — масса τ -лептона), аналогичной формуле для вероятности распада $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, с тем отличием, что масса мюона заменена массой τ -лептона. В результате оказывается, что скорость распада τ -лептона должна существенно превышать скорость распада мюона:

$$\frac{W(\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu})}{W(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^5 \approx 1,9 \cdot 10^3.$$

По этим распадам и удалось наиболее надежно идентифицировать τ -лептон. Дело в том, что в реакциях на встречных электронно-позитронных пучках возможна следующая последовательность превращений: сначала рождается пара $\tau^+\tau^-$, а затем они распадаются,

$$\begin{array}{ccc} e^+ + e^- & \rightarrow & \tau^+ + \tau^- \\ e^+ + \bar{\nu}_\tau + \nu_e & \leftarrow & \downarrow \\ \mu^+ + \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu & \leftarrow & \downarrow \end{array} \quad \begin{array}{l} \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \\ \rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e \end{array}$$

причем τ^+ -лептон распадается на позитрон (μ^+ -мезон) и нейтральные нейтрино, а τ^- -лептон распадается на μ^- -мезон (электрон) и нейтральные нейтрино. Поэтому образование τ -лептонов на опыте должно проявиться как образование $e^\pm\mu^\mp$ -пар. Именно появление такой необычной («аномальной») пары лептонов и сигнализирует об образовании τ -лептонов.

Дело в том, что трудно придумать другой механизм образования «аномальных» пар $e^\pm \mu^\mp$ лептонов. Существует, правда, реакция типа $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \mu^- + \mu^+$ образования мюонных пар на встречных электронно-позитронных пучках. Согласно квантовой электродинамике амплитуда этого процесса определяется четвертым порядком теории возмущений по кон-

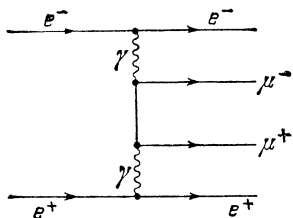


Рис. 34. Диаграмма, определяющая образование $\mu^+ \mu^-$ -пар, $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$

станте электромагнитного взаимодействия (рис. 34) и поэтому очень мала, а, следовательно, очень мала и вероятность такого процесса.

Есть еще одно обстоятельство, которое позволяет интерпретировать аномальные пары ($e\mu$), как указание именно на образование τ -лептонов. На опыте было замечено, что эти пары появляются только при определенной энергии сталкивающихся e^+e^- -пучков, а именно, начиная с энергии каждого из пучков порядка 2 ГэВ. И это естественно, если $e\mu$ -пары образуются при распаде τ -лептона, потому что пара τ -лептонов не может рождаться при любой энергии, но имеет определенный энергетический порог, равный удвоенной массе τ -лептона. Порог же реакции $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$ существенно ниже порога реакции $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$.

В клетке 7 представлена большая группа процессов, которые определяются произведением электронного тока и кваркового тока ($\bar{d}u$). Например, при β -распаде нейтрона один из d -кварков, входящих в состав нейтрона, за счет слабого взаимодействия превращается в u -кварк, испуская при этом электрон и электронное антинейтрино. Остальные два кварка (ud), входящие в состав нейтрона, в слабом взаимодействии не участвуют, а объединяются с образовавшимся u -кварком в протон (рис. 35, а). Аналогично можно описать процесс β -распада Σ^- -гиперона (рис. 35, б). Образующиеся при этом кварки (uds) могут объединиться в Λ^- или Σ^0 -гиперон, поэтому для Σ^- -гиперона возможные следующие распады: $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^- + e^- + \bar{\nu}_e$, $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0 + e^- + \bar{\nu}_e$.

Для распада π^- -мезона на нейтральный пион, электрон и электронное антинейтрино, $\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$, возможны два механизма: один представляет собой слабый

процесс превращения d-кварка, $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$, а другой — процесс превращения u-антикварка, $\bar{u} \rightarrow \bar{d} + e^- + \bar{\nu}_e$ (рис. 35, в).

Клетка 7 содержит наряду с распадами адронов также многочисленные реакции взаимодействия электронного нейтрино с нуклонами:

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-, \quad \nu_e + p \rightarrow e^- + p + \pi^+, \quad \nu_e + n \rightarrow e^- + \Lambda + K^+$$

и т. д.

В клетке 8 представлены процессы, аналогичные процессам, представленным в клетке 7, но электрон заменен

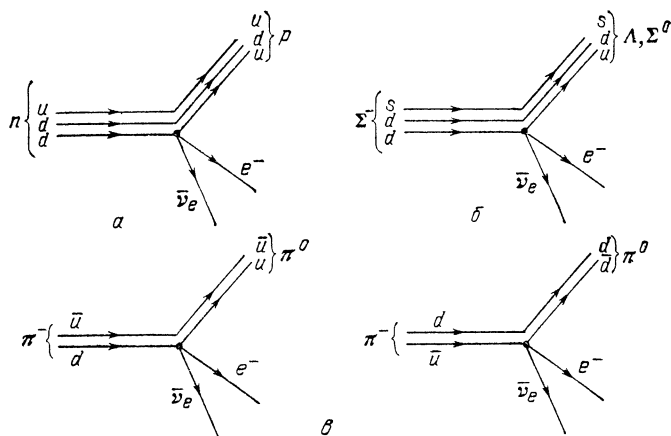


Рис. 35. Диаграммы, определяющие распады частиц с образованием $e^- + \bar{\nu}_e$: распад нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ (а), распады $\Sigma^- \rightarrow \Lambda(\Sigma^0) + e^- + \bar{\nu}_e$ (б), распад $\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$ (в).

здесь мюоном, а электронное нейтрино — мюонным нейтрино.

Клетка 9 описывает большое число адронных распадов тяжелого τ -лептона, причем странность образующихся адронов равна нулю:

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \pi^-, & \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \rho^-, \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + A_1^-, & \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \pi^- + \pi^0 \end{aligned}$$

и т. д. Все эти распады были обнаружены на опыте.

Клетка 10 объединяет процессы с несохранением странности. Здесь содержатся распады гиперонов и K-мезонов с образованием $e^- + \bar{\nu}_e$ или $e^+ + \nu_e$, которые опре-

деляются превращением странного кварка в протонный кварк (рис. 36).

Клетка 11 определяет распады гиперонов и К-мезонов с образованием мюонов, а также процессы образования странных частиц в $\nu_\mu N$ -столкновениях, $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + \Lambda$ и т. д.

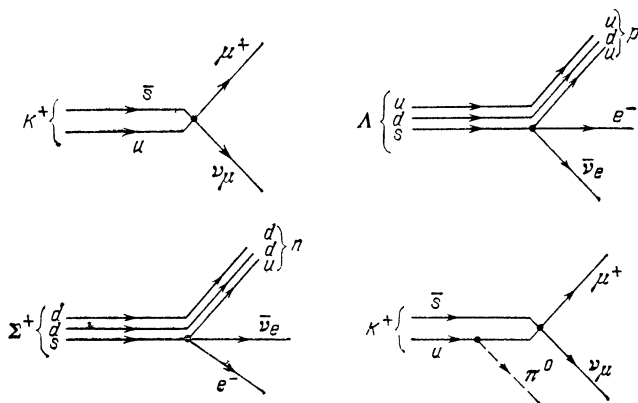


Рис. 36. Лептонные распады каонов и гиперонов

В клетке 12 объединены распады τ -лептона с изменением странности.

Клетки 13—15 содержат лептонные распады очарованных барионов и мезонов, а также процессы образования этих частиц в нейтрино-нуклонных столкновениях. Общим для всех этих процессов является одновременное изменение чарма и странности.

В процессах, представленных в клетках 16—18, не сохраняется чарм, но сохраняется странность. Поскольку кварковый ток ($\bar{d}s$) умножается на $\sin \theta$, то вероятности таких процессов должны быть подавлены по сравнению с вероятностями процессов с изменением чарма и странности.

Клетка 19 определяет слабое рассеяние u -кварков на d -кварках, $u + d \rightarrow u + d$. Это рассеяние должно приводить к малым поправкам для всех процессов взаимодействия адронов, $\pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p$, $N + N \rightarrow N + N$ и т. д. Проявление слабого взаимодействия в этих процессах можно обнаружить, исследуя очень малые эффекты несохранения пространственной четности. Такие эффекты были обнаружены в целом ряде ядерных реакций.

Клетка 20 объединяет процессы распада гиперонов и К-мезонов на другие адроны, причем странность в этих распадах не сохраняется:

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

и т. д. Во всех этих процессах странный кварк за счет слабого четырехфермионного взаимодействия может превратиться в d-кварк и $u\bar{u}$ -пару, $s \rightarrow d + u + \bar{u}$. После этого антикварк \bar{u} может объединиться с u- или d-кварком и образовать π^0 - или π^- -мезон. В результате для Λ -гиперона имеем (рис. 37):

$$\Lambda(uds) \rightarrow ud + d + u + \bar{u} \begin{cases} (u\bar{u}) + (udd) = \pi^0 + p, \\ (d\bar{u}) + (uud) = \pi^- + p. \end{cases}$$

Клетки 22—26 описывают разнообразные адронные распады очарованных мезонов и барионов.

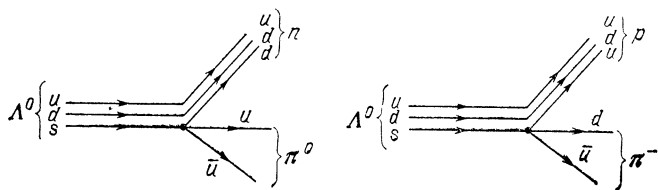


Рис. 37. Распады Λ^0 -гиперона на пион и нуклон

Клетки 24, 27 и 28 описывают экзотические диагональные процессы слабого рассеяния кварков, $s + u \rightarrow s + u$, $s + c \rightarrow s + c$, $c + d \rightarrow c + d$. Экспериментальное исследование этих процессов представляет собой очень сложную задачу.

Процессы, представленные в первых шести клетках, описывают превращения лептонов и называются *лептонными слабыми процессами*. Слабые процессы с участием лептонов и адронов называются *полулептонными процессами*. Эти процессы разбиваются на четыре класса в зависимости от изменения чарма и странности: I класс ($\Delta S = \Delta C = 0$) — полулептонные процессы без изменения чарма и странности, II класс ($\Delta S = 1, \Delta C = 0$) — полулептонные процессы с изменением странности (по без изменения чарма). III класс ($\Delta S = 1, \Delta C = 1$) — полулептонные процессы с изменением странности и чарма и, наконец, IV класс ($\Delta S = 0, \Delta C = 1$) — полулептонные про-

цессы с изменением чарма, но без изменения странности, т. е.

$$\text{I класс, } (\bar{u}d)(\bar{\nu}_l l), \quad \Delta S = \Delta C = 0, \quad \cos^2 \theta,$$

$$\text{II класс, } (\bar{u}s)(\bar{\nu}_l l), \quad \Delta S = 1, \quad \Delta C = 0, \quad \sin^2 \theta,$$

$$\text{III класс, } (\bar{s}c)(\bar{\nu}_l l), \quad \Delta S = \Delta C = 1, \quad \cos^2 \theta,$$

$$\text{IV класс, } (\bar{d}c)(\bar{\nu}_l l), \quad \Delta S = 0, \quad \Delta C = 1, \quad \sin^2 \theta.$$

Здесь приведены произведения соответствующих полулептонных процессов, правила отбора по странности и чарму, а также соответствующие кабиббовские множители (в вероятностях распадов).

Для нелептонных распадов странных и очарованных частиц можно указать следующие четыре класса процессов:

$$\text{I класс, } (\bar{s}u)(\bar{u}d), \quad \Delta S = 1, \quad \Delta C = 0, \quad \sin^2 \theta \cos^2 \theta,$$

$$\text{II класс, } (\bar{s}c)(\bar{u}d), \quad \Delta S = \Delta C = 1, \quad \cos^4 \theta,$$

$$\text{III класс, } (\bar{d}c)(\bar{u}d), (\bar{s}c)(\bar{u}s), \quad \Delta S = 0, \quad \Delta C = 1, \quad \cos^2 \theta \sin^2 \theta,$$

$$\text{IV класс, } (\bar{d}c)(\bar{u}s), \quad \Delta S = -\Delta C = 1, \quad \sin^4 \theta.$$

Как мы видели, в процессах, обусловленных сильным взаимодействием, сохраняются изотопический спин и странность. Эти законы сохранения не выполняются в процессах, обусловленных слабым взаимодействием. Однако эти величины не изменяются произвольно, а для них существуют определенные правила отбора. Эти правила различаются для разных типов слабых процессов, т. е. для полулептонных и адронных процессов.

В полулептонных процессах I класса ($\Delta S = \Delta C = 0$) изотопический спин адронов должен изменяться на единицу. Действительно, эти процессы определяются превращением кварков $u \rightarrow d$, при котором величина проекции изотопического спина и сам изотопический спин изменяются на единицу.

В полулептонных процессах II класса ($\Delta S = 1, \Delta C = 0$), которые определяются переходом $u \rightarrow s$, причем $\Delta S = +1, \Delta Q = +1$, изменение электрического заряда адронов ΔQ и изменение странности ΔS должны быть равными, $\Delta S = \Delta Q$. Изотопический спин адронов изменяется в этих процессах на $1/2$.

В полулептонных процессах III класса ($\Delta S = \Delta C$) должно быть $\Delta S = \Delta Q, \Delta I = 0$, и наконец, в процессах

IV класса изотопический спин адронов должен изменяться на $1/2$.

Несколько более сложная ситуация с правилами отбора имеет место для нелептонных слабых процессов. Так, в адронных процессах I класса странность должна изменяться на единицу (но не может изменяться на две единицы). Что же касается изотопического спина, то он в этих процессах может изменяться на $1/2$ и $3/2$. Однако имеющиеся экспериментальные данные о слабых адронных распадах K -мезонов и гиперонов свидетельствуют о том, что переходы с изменением изотопического спина на $3/2$ существенно подавлены по сравнению с переходами с изменением изотопического спина на $1/2$ (так называемое правило $\Delta I = 1/2$ в нелептонных процессах с изменением странности). Причина такого подавления перехода с $\Delta I = 3/2$ заключается в эффектах сильного взаимодействия кварков.

Аналогичным образом могут быть описаны процессы слабого взаимодействия b - и t -кварков, а также процессы слабого взаимодействия с нейтральными слабыми токами.

Несохранение пространственной четности

Слабое взаимодействие в отличие от сильного и электромагнитного взаимодействий, как мы уже говорили, не инвариантно относительно пространственного отражения и замены частицы на античастицу.

Неинвариантность слабого взаимодействия по отношению к пространственному отражению, или, как говорят, несохранение P -четности, впервые была обнаружена в эксперименте Ц. Ву и сотрудников (1957 г.), в котором изучался β -распад поляризованных ядер ^{60}Co и измерялось распределение электронов в зависимости от угла θ между импульсом электрона p и спином ядра s . Опыт показал, что числа электронов, вылетающих под углами θ и $\pi - \theta$, не одинаковы, в то время как они были бы одинаковы, если бы слабое взаимодействие было инвариантно относительно зеркального отражения (в данном случае нужно зеркало расположить перпендикулярно спину ядра).

Угол θ может входить в теорию только через скалярное произведение sp векторов s и p . Поэтому угловое распределение электронов $dN/d\theta$ будет функцией величины sp .

Выясним, что это за величина. В нее входят векторы, ведущие себя по-разному при пространственных отражениях (или, что то же самое, при переходе от правовинтовой к левовинтовой системе координат). Вектор \mathbf{p} является, так сказать, нормальным вектором и меняет свой знак при пространственном отражении $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ (его проекции при переходе от правовинтовой к левовинтовой системе изменяют свой знак). Напротив, вектор \mathbf{s} , так же, как и вообще вектор момента количества движения $\mathbf{M} = [\mathbf{rp}]$, знака не меняет: это связано с самим определением векторного произведения — оно «поворачивается» вместе с переходом от право- к левовинтовой системе, так что проекции его не меняют своего знака. Векторы типа \mathbf{p} называются полярными, а типа \mathbf{s} — аксиальными. Полярными векторами, кроме \mathbf{p} , являются скорость \mathbf{v} , напряженность электрического поля \mathbf{E} и др. Аксиальным вектором, кроме \mathbf{M} и \mathbf{s} , является, например, напряженность магнитного поля \mathbf{B} .

Скалярное произведение полярного и аксиального векторов, например \mathbf{sp} , будет не настоящим скаляром, а, как говорят, псевдоскаляром — оно будет менять свой знак при пространственном отражении в отличие от истинного скаляра, не меняющегося при пространственном отражении.

Теперь мы можем вернуться к интерпретации опыта Ву. Если бы слабое взаимодействие было инвариантно относительно пространственного отражения, то угловое распределение электронов при β -распаде $dN/d\theta$ было бы четной функцией величины \mathbf{sp} . На опыте же была обнаружена зависимость

$$dN/d\theta = C(1 + \alpha \mathbf{sp}),$$

содержащая величину \mathbf{sp} в первой степени (C и α — в общем случае некоторые функции $(\mathbf{sp})^2$). Наличие слабого, пропорционального \mathbf{sp} , и означает несохранение P -четности в β -распаде, т. е. в слабом взаимодействии.

Рассмотрим теперь неинвариантность слабого взаимодействия относительно замены частиц на античастицы.

Инвариантность по отношению к такой замене называется *C-инвариантностью*.

Нарушение *C-инвариантности* в слабом взаимодействии также вытекает из опыта Ву. На первый взгляд это кажется удивительным, так как для проверки *C-инвариантности*, казалось бы, необходимо сравнивать β -распады поляризованных ядер ^{60}Co и анти ^{60}Co ! Но подобный опыт

не был поставлен и вряд ли может быть поставлен в земных условиях. Тем не менее и без апт⁶⁰Со можно получить заключение о нарушении *C*-инвариантности в слабых процессах, если воспользоваться так называемой *CPT-теоремой*. Разъясним, в чем она заключается.

CPT-преобразованием называется преобразование, при котором частицы заменяются на соответствующие им античастицы (*C*-преобразование), производится отражение пространственных координат (*P*-преобразование) и меняется направление течения времени на обратное (*T*-преобразование).

Замечательным свойством *CPT*-преобразования является то, что в любой физической теории, обладающей свойством релятивистской инвариантности, обязательно должна иметь место *CPT*-инвариантность (*CPT-теорема*).

Справедливость *CPT*-теоремы основана только на существующей всегда связи между спином отдельной частицы и статистикой, которой подчиняется коллектив частиц.

Связь эта заключается в том, что если спин частицы целый (в единицах \hbar), то частицы подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, т. е. каждым индивидуальным состоянием частицы в коллективе частиц может обладать любое число частиц. Если же спин частицы полуцелый, то частицы подчиняются статистике Ферми — Дирака, т. е. каждым индивидуальным состоянием частицы в коллективе частиц может обладать не больше одной частицы. Эта связь между спином и статистикой (называемая *теоремой Паули*) вместе с релятивистской инвариантностью теории делают обязательно справедливой *CPT*-теорему.

Поэтому мы должны считать, что несмотря ни на какие особенности, слабое взаимодействие должно подчиняться *CPT*-теореме.

Отсюда вытекает следующий вывод: если мы убедимся в том, что в слабом взаимодействии нарушается *PT*-инвариантность, то тем самым будет доказано и нарушение *C*-инвариантности в слабом взаимодействии.

Но нарушение *PT*-инвариантности непосредственно следует из результатов опыта Ву. В самом деле, распределение электронов при β -распаде ⁶⁰Со пропорционально $(1 + \alpha \text{sp})$, величина же sp меняет свой знак при *PT*-преобразовании: она меняет знак при *P*-преобразовании и не меняет знака при *T*-преобразовании — при обращении

времени одновременно меняют свой знак и импульс, и момент импульса, т. е. спин.

Таким образом, в процессах, обусловленных слабым взаимодействием, нарушается не только P -, но также и C -инвариантность. Иными словами, слабое взаимодействие не инвариантно относительно замены частицы на античастицу.

Заметим, что сравнение двух цепочек распада частиц и античастиц, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$, непосредственно подтвердило нарушение CP -инвариантности слабого взаимодействия — без обращения к CPT -инвариантности теории.

Во всех этих процессах присутствует нейтрино. Но эффекты нарушения P -инвариантности не обязательно связаны с присутствием нейтрино. Так, например, при распаде $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ наблюдались эффекты нарушения P -инвариантности, хотя в этой реакции не участвует нейтрино. На эксперименте наблюдались распады Λ -гиперона, рожденного в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$. Если бы в распаде $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ имела место инвариантность относительно пространственного отражения, то число протонов, которые вылетают вверх относительно плоскости реакции (т. е. плоскости, образованной импульсами π -мезона и гиперона в $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$), должно в точности совпадать с числом протонов, которые вылетают вниз относительно плоскости реакции. На опыте была обнаружена отличная от нуля асимметрия распадов Λ -гиперона, т. е. числа протонов, вылетающих вверх и вниз, оказались различными, что и свидетельствует о нарушении P -инвариантности в распаде $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$.

Нарушение инвариантности относительно пространственных отражений было обнаружено также в распадах $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$, а также в большом числе других процессов, как с участием, так и без участия нейтрино.

Все это говорит о том, что нарушение P -инвариантности является общим свойством всех слабых процессов, независимо от сорта частиц, участвующих в них.

Что касается электромагнитного взаимодействия, то во всех электромагнитных процессах имеет место CP -инвариантность. В соответствии с этим электромагнитный ток является полярным, а не аксиальным вектором. Электрическое поле также является полярным вектором. Магнитное поле представляет собой, напротив, аксиальный вектор, но никогда электрическое поле не склады-

вается с магнитным полем, а если эти векторы входят в виде произведений, то встречаются либо квадрат скалярного произведения, либо векторное произведение этих векторов, представляющее собой полярный вектор.

Иная картина имеет место для слабого взаимодействия. Здесь слабые токи складываются из двух слагаемых, из которых одно ведет себя как полярный вектор, а другое — как аксиальный вектор, т. е. слабый ток можно представить в виде

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_V - \mathbf{j}_A,$$

где \mathbf{j}_V — полярный и \mathbf{j}_A — аксиальный векторы. При пространственных отражениях \mathbf{j}_V преобразуется как полярный вектор, а \mathbf{j}_A — как аксиальный вектор (знак минус связан с определением величин \mathbf{j}_V и \mathbf{j}_A). Величина \mathbf{j}_V называется слабым векторным током, а \mathbf{j}_A — слабым аксиальным током. Существенно, что векторный и аксиальный токи входят в суммарный ток с одинаковыми весами. Поэтому такая структура токов получила название *V — A-теории слабого взаимодействия*.

Отметим, что *V — A-структура* имеет место для всех заряженных слабых токов (лептонных и кварковых) и для нейтральных токов всех типов нейтрино. Нейтральные токи заряженных лептонов и кварков представляют собой определенные комбинации векторного и аксиального токов.

Ясно, что *V — A-теория* приводит к нарушению инвариантности процессов слабого взаимодействия относительно пространственных отражений. Действительно, перемножив два *V — A* слабых тока, мы получим совокупность четырех слагаемых:

$$\mathbf{j}\mathbf{j}^+ = \mathbf{j}_V\mathbf{j}_V^+ + \mathbf{j}_A\mathbf{j}_A^+ - (\mathbf{j}_V\mathbf{j}_A^+ + \mathbf{j}_A\mathbf{j}_V^+).$$

Первые два слагаемых здесь не изменяются при пространственном отражении, последние два — изменяют свой знак. Поэтому лагранжиан слабого взаимодействия не инвариантен относительно пространственных отражений.

Заметим, что *V — A-вариант* токов с участием нейтрино согласуется с картиной, в которой спин нейтрино направлен против его импульса, а спин антинейтрино направлен вдоль его импульса.

Выше мы уже говорили, что при $m_\nu = 0$ спиральность нейтрино всегда равна $-1/2$, а спиральность антинейтрино всегда равна $+1/2$.

Заметим, что спиральность фотона с поперечной поляризацией принимает значения ± 1 ; равной нулю спиральностью реальный фотон не обладает.

В отличие от нейтрино с $m_\nu = 0$ спин электрона может иметь два направления, например он может быть направлен по или против импульса электрона. В разделе, посвященном квантовой электродинамике, мы говорили, что электрон описывается в теории Дирака четырьмя волновыми функциями. Нейтрино также можно описывать уравнением Дирака, но так как спин нейтрино при $m_\nu = 0$ направлен только противоположно импульсу нейтрино, то для описания нейтрино требуется не четыре, а две волновые функции. Аналогично обстоит дело и для антинейтрино. Поэтому говорят о двухкомпонентном нейтрино (Ландау, Ли и Янг, Салам).

Теория двухкомпонентного нейтрино не инвариантна относительно пространственного отражения. Дело в том, что при пространственном отражении нейтрино (со спиральностью $-1/2$) переходит в частицу со спиральностью $+1/2$, но такой частицы в природе нет, т. е. теория двухкомпонентного нейтрино не инвариантна относительно пространственного отражения (P -преобразования) и, следовательно, она приводит к несохранению пространственной четности.

Разъясним на примере двухкомпонентного нейтрино неинвариантность теории слабого взаимодействия относительно замены частицы античастицей, т. е. относительно C -преобразования.

При C -преобразовании нейтрино переходит в антинейтрино, но поскольку при этом преобразовании спин и импульс остаются неизменными (так как C -преобразование не связано с направлением спина и импульса), то в результате возникает нефизическая частица — антинейтрино со спиральностью $-1/2$ (напомним, что спиральность антинейтрино должна быть равна $+1/2$).

Таким образом, теория двухкомпонентного нейтрино несимметрична относительно замены частицы на соответствующую античастицу.

Однако теория двухкомпонентного нейтрино оказывается инвариантной относительно двух преобразований — C и P , или, как говорят, теория CP -инвариантна (Ландау, Ли и Янг, Салам). В самом деле, нейтрино (со спиральностью $-1/2$) при P -преобразовании переходит в нефизическое нейтрино со спиральностью $+1/2$, а при последующем C -преобразовании переходит в физическую

частицу — антинейтрино со спиральностью $+1/2$. В действительности, однако, как мы увидим дальше, слабое взаимодействие не является строго CP -инвариантным.

Разъясним здесь, как двухкомпонентность нейтрино позволяет установить угловое распределение электронов, образующихся в цепочке процессов $p + \bar{p} \rightarrow W^- + X$, $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$. Поскольку электрон и нейтрино входят в слабый заряженный ток симметрично, то электрон при больших энергиях, превышающих его массу, должен вести себя аналогично нейтрино. Это означает, что электрон, который образуется в слабом взаимодействии, как правило, будет иметь спин, направленный против импульса электрона (если только нет специальных условий, которые реализуются в распаде $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$). Такая корреляция между спином и импульсом должна быть справедливой и для кварков, столкновения которых приводят к образованию W -бозона.

После этих замечаний рассмотрим процесс

$$d + \bar{u} \rightarrow W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$$

рождения электронов при распаде W^- -бозонов, которые образовались в протон-антипротонных столкновениях (рис. 38). Тогда d -кварк движется в направлении импульса протона (d -кварк входит в состав протона), а антикварк \bar{u} движется в противоположном направлении (\bar{u} -антикварк входит в состав антипротона). Учитывая, что спины d -кварка и \bar{u} -антикварка направлены в одну сторону (против импульса протона), немедленно заключаем, что спин W -бозона (равный единице) должен

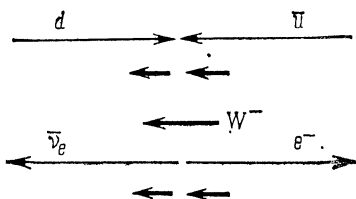


Рис. 38. Комбинаторика импульсов и спинов (жирные стрелки) в процессе $d + \bar{u} \rightarrow W^- + e^- + \bar{\nu}_e$

быть направлен против импульса протона, т. е. проекция спина W -бозона на направление импульса протона должна быть равен -1 . Это означает, что W^- -бозоны рождаются поляризованными (т. е. с определенной ориентацией спина) даже при столкновении неполяризованных частиц. Такая ситуация характерна для слабого взаимодействия. «Выстроенность» спинов W^- -бозонов должна сказаться на продуктах его распада. Действительно, в силу закона

сохранения углового момента суммарная проекция спина образующейся электрон-нейтринной пары также должна быть равна -1 . А поскольку спины электрона и нейтрона равны $1/2$, то проекция спина электрона на импульс протона должна быть равна $-1/2$. Но электрон двухкомпонентен, ибо у него велика энергия и он образуется в слабом взаимодействии. Следовательно, он должен вылетать против своего спина, т. е. по импульсу протона. Такое поведение и наблюдалось на опыте.

В главе I отмечалось, что специфическое угловое распределение электронов явилось сильным аргументом в пользу W -бозонного «происхождения» электронов в реакции $p + \bar{p} \rightarrow e^- + X$.

Выше мы уже отмечали, что слабое взаимодействие с нейтральными токами (так же, как и слабое взаимодействие с заряженными токами) не сохраняет пространственной четности. Это было доказано в ряде тонких экспериментов по взаимодействию электронов с адронами. В области больших энергий электронов изучалась зависимость дифференциального сечения неупругого рассеяния продольно-поляризованных электронов от спиральности электрона. Такая зависимость является P -нечетной и свидетельствует о нарушении P -инвариантности в электрон-адронном взаимодействии. Это — малый эффект, поскольку рассеяние электронов адронами определяется, главным образом, электромагнитным взаимодействием, которое сохраняет P -четность. Но интерференция малой амплитуды электрон-адронного взаимодействия с амплитудой электромагнитного взаимодействия должна приводить к разнообразным эффектам несохранения пространственной четности. Она была экспериментально обнаружена.

Нейтральные каоны

Предположение о CP -инвариантности процессов, обусловленных слабым взаимодействием, приводит к ряду замечательных свойств нейтральных каонов (K^0 -мезонов).

Существует два типа нейтральных каонов — K^0 и \bar{K}^0 , отличающихся значениями странности и проекции изотопического спина: странность K^0 -мезона равна $+1$, странность \bar{K}^0 -мезона равна -1 , а проекции изотопического спина K^0 и \bar{K}^0 равны $-1/2$ и $+1/2$. Так как в сильном и электромагнитном взаимодействиях странность сохраняется, то K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны должны интенсивно рождаться в

различных реакциях, например,
 $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0, \quad \gamma + p \rightarrow \Sigma^+ + K^0,$

$$\gamma + p \rightarrow p + K^0 + \bar{K}^0, \quad K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n.$$

K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны являются нейтральными частицами, поэтому, в отличие от заряженных частиц, они не оставляют следов в таких приборах, как водородная пузырьковая камера, и наблюдать их непосредственно на опыте нельзя. На опыте можно наблюдать только продукты распада K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, например пионы, причем наблюдаются распады каонов на $\pi^+ + \pi^-$ и на $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

По этой причине возникает вопрос: как практически можно различать каоны K^0 и \bar{K}^0 ?

Чтобы ответить на этот вопрос, заметим, что квантовые числа, характеризующие ту или иную частицу, тесно связаны с законами сохранения. Состояние частицы можно характеризовать только теми квантовыми числами, которые сохраняются в том или ином взаимодействии. В разных взаимодействиях сохраняются разные квантовые числа, поэтому нейтральные каоны должны характеризоваться разными квантовыми числами, в зависимости от того, в каком взаимодействии они участвуют.

В сильном и электромагнитном взаимодействиях сохраняются странность и проекция изотопического спина, поэтому K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, возникающие в процессах, которые обусловлены этими взаимодействиями, характеризуются определенными значениями странности и проекции изотопического спина.

Однако ситуация радикально изменяется, когда мы наблюдаем продукты слабых распадов нейтральных каонов, например $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Дело в том, что в таком эксперименте мы измеряем не квантовые числа нейтрального каона, а квантовые числа, характеризующие состояния системы мезонов π^+ , π^- , образовавшиеся при распаде K^0 -мезона. Но распады K^0 -мезонов происходят за счет слабого взаимодействия, в котором не сохраняется ни странность, ни проекция изотопического спина. Поэтому эти квантовые числа не могут быть измерены для распадающихся нейтральных каонов и, следовательно, наблюдая чисто пионные слабые распады, нельзя установить, распадается ли K^0 - или \bar{K}^0 -мезон.

Поэтому, чтобы нейтральным каоном приписать определенные квантовые числа, наблюдая их слабые распады, необходимо прежде всего установить, какие квантовые числа сохраняются в слабом взаимодействии.

Мы уже отмечали, что P - и C -инвариантности нарушаются в процессах, обусловленных слабым взаимодействием. Но если предположить, что имеет место CP -инвариантность слабого взаимодействия, то в слабых процессах должно сохраняться особое квантовое число, называемое CP -четностью или *комбинированной четностью*. Поэтому слабые распады K^0 -мезонов позволяют установить их комбинированную четность.

Чтобы разъяснить это понятие, напомним сперва понятие *пространственной четности*. Если при пространственном отражении волновая функция некоторого состояния частицы или системы частиц не меняет своего знака, то говорят, что пространственная четность состояния равна $+1$, если же знак меняется, то говорят, что пространственная четность состояния равна -1 . Математически это записывается так:

$$\hat{P}\psi = P\psi,$$

где ψ — волновая функция состояния (или вектор состояния), \hat{P} — символ пространственного отражения и P — четность, равная ± 1 .

Существенно то, что ψ -функция описывает не только движение частицы или системы частиц, но и внутренние состояния частиц. Поэтому существует понятие внутренней четности частицы. Так, внутренняя четность электрона равна $+1$, а внутренняя четность позитрона равна -1 .

Если рассматриваются две частицы, a и b , и их внутренние четности равны P_a и P_b , то четность системы частицы $a + b$ будет равна $P_a P_b P_r$. Здесь P_r — четность их относительного движения, равная $P_r = (-1)^l$, где l — относительный момент движения частиц (в единицах \hbar). Эта формула показывает, что P -четность в отличие от аддитивных квантовых чисел — таких, как энергия, импульс, момент, изотопический спин, странность, — является мультипликативным квантовым числом.

Аналогичным образом вводится понятие *зарядовой четности*. Система частиц (или частица) называется зарядово-четной, если при C -преобразовании, т. е. при замене частиц их античастицами, волновая функция системы не изменяется; если же она изменяет свой знак, то система частиц (или частица) называется зарядово-нечетной. Говорят, что в первом случае система обладает зарядовой четностью $+1$, а во втором -1 .

Если частица совпадает со своей античастицей, то такая частица имеет определенную C -четность и называется *истинно нейтральной* частицей.

Система, состоящая из четного числа фотонов, является зарядово-четной, а система, состоящая из нечетного числа фотонов, является зарядово-нечетной.

Зарядовая четность системы электрон — позитрон равна $(-1)^{l+s}$, где l — относительный момент электрона и позитрона и s — их суммарный спин ($s = 0, 1$).

Ценность понятий пространственной четности и зарядовой четности заключается в том, что, если теория является P -инвариантной, то во всех процессах сохраняется пространственная четность. Если теория является C -инвариантной, то во всех процессах сохраняется C -четность.

Например, π^0 -мезон распадается на два фотона (благодаря электромагнитному взаимодействию). Поэтому π^0 -мезон является зарядово-четным (хотя пространственная его четность равна -1).

Так как зарядовая четность системы электрон — позитрон равна $(-1)^{l+s}$, то парапозитроний ($s = 0$) может при $l = 0$ распасться только на четное число фотонов. Напротив, ортопозитроний ($s = 1$) при $l = 0$ может распасться только на нечетное число фотонов.

Пространственная и зарядовая четности сохраняются в процессах, обусловленных сильным и электромагнитным взаимодействиями, и не сохраняются в процессах, обусловленных слабым взаимодействием.

Хотя слабое взаимодействие не обладает ни P -, ни C -инвариантностью, оно с большой степенью точности (см. ниже) обладает CP -инвариантностью.

Поэтому кроме P - и C -четности целесообразно ввести понятие CP -четности (комбинированной четности). Эта величина может принимать, так же, как и P - и C -четности, два значения ± 1 . Именно, если при CP -преобразовании волновая функция (или вектор состояния) системы остается неизменной, то CP -четность состояния равна 1 , если же при CP -преобразовании волновая функция меняет свой знак, то говорят, что CP -четность состояния равна -1 .

Рассмотрим, например, систему $\pi^+ + \pi^-$ с нулевым полным угловым моментом. Она обладает как положительной пространственной четностью, так и положительной зарядовой четностью, поэтому комбинированная четность системы $\pi^+ + \pi^-$ равна $+1$.

Напротив, комбинированная четность системы $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ в том случае, если момент этой системы равен нулю, равна -1 .

Вернемся теперь к нейтральным каонам K^0 и \bar{K}^0 , для которых наблюдаются распады на пионы, $\pi^+ + \pi^-$ и $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

Возникает вопрос: нельзя ли считать, что один из этих каонов, скажем K^0 , распадается на π^+ и π^- , а другой, \bar{K}^0 , на π^+ , π^- и π^0 ?

Чтобы ответить на этот вопрос, будем исходить из предположения, что при слабых распадах, какими и являются рассматриваемые распады нейтральных каонов, выполняется закон сохранения комбинированной четности. Тогда каоны должны иметь определенные комбинированные четности.

Легко, однако, видеть, что K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны не имеют определенной CP -четности. Это немедленно следует из поведения волновых функций K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов при C -преобразовании: при этом преобразовании K^0 переходит в \bar{K}^0 , а \bar{K}^0 — в K^0 ,

$$\hat{C}K^0 = \bar{K}^0, \quad \hat{C}\bar{K}^0 = K^0,$$

где K^0 и \bar{K}^0 обозначают волновые функции K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, \hat{C} — символ C -преобразования.

С другой стороны, K^0 и \bar{K}^0 являются псевдоскалярными частицами, т. е.

$$\hat{P}K^0 = -K^0, \quad \hat{P}\bar{K}^0 = -\bar{K}^0.$$

Поэтому при CP -преобразовании K^0 и \bar{K}^0 преобразуются следующим образом:

$$\hat{C}\hat{P}K^0 = -\bar{K}^0, \quad \hat{C}\hat{P}\bar{K}^0 = -K^0.$$

Итак, ни K^0 , ни \bar{K}^0 не имеют определенной комбинированной четности.

Отсюда можно сделать вывод, что распадающиеся каоны: один — на π^+ и π^- , а другой — на π^+ , π^- и π^0 , не могут быть отождествлены ни с K^0 , ни с \bar{K}^0 -мезоном.

Но тем не менее нейтральные каоны, распадающиеся на пионы, несомненно существуют — их всего два. Что же это такое, если не K^0 и \bar{K}^0 ? Ответ дает квантовая механика, и заключается он в том, что могут быть различные состояния нейтральных каонов, по-разному проявляющиеся в различных процессах. Если исходить из

состояний K^0 и \bar{K}^0 , рождающихся в реакциях

$$\gamma + p \rightarrow \Lambda + K^0, \quad \pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0, \quad \pi^- + p \rightarrow n + K^0 + \bar{K}^0$$

и т. д., то нейтральными каонными состояниями будут и суперпозиции K^0 и \bar{K}^0 :

$$\begin{aligned} K^{0'} &= \alpha_{11} K^0 + \alpha_{12} \bar{K}^0, \\ K^{0''} &= \alpha_{21} K^0 + \alpha_{22} \bar{K}^0, \end{aligned}$$

где α_{ij} — некоторые константы, ограниченные лишь условием унитарности матрицы α_{ij} . Эти суперпозиционные состояния также имеют физический смысл и могут, вообще говоря, наблюдаться.

Особый интерес представляют суперпозиции K^0 и \bar{K}^0 , имеющие определенную комбинированную четность. Таких суперпозиций есть две и обозначаются они через K_1^0 и K_2^0 :

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0), \quad K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0).$$

Легко определить их комбинированные четности. Вспомогая, что $\hat{C}\hat{P}K^0 = -\bar{K}^0$ и $\hat{C}\hat{P}\bar{K}^0 = -K^0$, имеем

$$\begin{aligned} \hat{C}\hat{P}K_1^0 &= (1/\sqrt{2})(-\bar{K}^0 + K^0) = K_1^0, \\ \hat{C}\hat{P}K_2^0 &= (1/\sqrt{2})(-\bar{K}^0 - K^0) = -K_2^0, \end{aligned}$$

т. е. комбинированные четности K_1^0 и K_2^0 равны соответственно $+1$ и -1 .

Теперь нам остается сделать последний шаг: мы предположим, что на π^+ и π^- распадается нейтральное каонное состояние K_1^0 , или, как говорят, каон K_1^0 , а на π^+ , π^- и π^0 распадается состояние K_2^0 , или каон K_2^0 :

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \quad K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0.$$

Сделав такое предположение, мы удовлетворим сохранению комбинированной четности, которая для системы пионов $\pi^+ + \pi^-$ равна $+1$, как и у каона K_1^0 ; и для системы $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ равна -1 , как и у каона K_2^0 .

Следует иметь в виду, что распад на два пиона является более вероятным, чем распад на три пиона, поэтому времена жизни K_1^0 - и K_2^0 -мезонов сильно различаются, именно, K_1^0 -мезон распадается более чем в 100 раз быстрее K_2^0 -мезона; время жизни K_1^0 -мезона равно $\tau_1 =$

$= 0,89 \cdot 10^{-10}$ с, а время жизни K_2^0 -мезона равно $\tau_2 = 0,52 \cdot 10^{-7}$ с.

Так как K_1^0 - и K_2^0 -мезоны являются «суперпозициями» K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, то K_1^0 - и K_2^0 -мезоны не имеют определенных значений странности и проекции изотопического спина, но имеют определенные значения комбинированной четности. В этом заключаются дуальные свойства нейтральных каонов: в сильном и электромагнитном взаимодействиях, сохраняющих странность и изотопический спин, эти частицы ведут себя как K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, т. е. как частицы с определенными значениями странности и проекции изотопического спина; в слабом же взаимодействии, сохраняющем CP -четность, эти частицы ведут себя как K_1^0 - и K_2^0 -мезоны, т. е. как частицы, не имеющие определенных значений странности и проекции изотопического спина, но имеющие определенные значения комбинированной четности (Пайс и Гелл-Манн).

Таким образом, нейтральные каоны, выражаясь фигурально, можно назвать «двуликим Янусом», ибо они могут выступать и как K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, и как K_1^0 - и K_2^0 -мезоны, причем вторые являются суперпозициями первых, а первые являются суперпозициями вторых. Это замечательное свойство каонов представляет собой чисто квантовомеханическое явление.

Здесь следует добавить еще одну черту «двуликости» нейтральных каонов. Выше мы говорили, что на два пиона распадаются K_1^0 -мезоны и на три пиона распадаются K_2^0 -мезоны. Это означает, что при наблюдении таких распадов регистрируются K_1^0 - и K_2^0 -мезоны. Но для нейтральных каонов возможны также распады, в которых участвуют электронные нейтрино и антинейтрино. При наблюдении этих слабых распадов регистрируются не K_1^0 - и \bar{K}_2^0 -мезоны, а именно K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны. Распады имеют вид

$$K^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-, \quad \bar{K}^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+.$$

Таким образом, результат регистрации зависит от характера измерительного процесса, что находится в соответствии с принципами квантовой механики.

Заметим, что K_1^0 - и K_2^0 -мезоны совпадают со своими античастицами, т. е. эти мезоны являются истинно нейтральными частицами.

Взаимопревращения нейтральных каонов

Связь между состояниями K^0 и \bar{K}^0 , с одной стороны, и состояниями K_1^0 и K_2^0 — с другой, можно, очевидно, переписать в виде

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

Эти соотношения означают, что если родился K^0 -мезон (или \bar{K}^0 -мезон), т. е. возникло состояние K^0 (или \bar{K}^0), то в нем с вероятностью $1/2$ содержится состояние K_1^0 и с такой же вероятностью содержится состояние K_2^0 .

Это свойство нейтральных каонов (свойство дуальности) приводит к замечательному явлению взаимопревращения нейтральных каонов.

Чтобы разъяснить его, предположим, что в нашем распоряжении имеется «чистый» пучок одних только K^0 -мезонов. Такой пучок можно получить, например, в результате взаимодействия π^- -мезонов с протонами, $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, несмотря на то, что при этом взаимодействии возможна также реакция с образованием как K^0 -, так и \bar{K}^0 -мезонов:

$$\pi^- + p \rightarrow n + K^0 + \bar{K}^0.$$

Дело в том, что последняя реакция имеет больший энергетический порог, чем первая; поэтому, выбирая надлежащим образом энергию π^- -мезонов, можно добиться того, чтобы последняя реакция не шла, т. е. добиться исключения \bar{K}^0 -мезонов.

Итак, пусть в момент $t=0$ мы имеем чистый пучок K^0 -мезонов. Вспомним теперь, что $K^0 = (K_1^0 + K_2^0)/\sqrt{2}$ и что K_1^0 - и K_2^0 -мезоны распадаются (соответственно на два $(\pi^+ + \pi^-)$ - и на три $(\pi^+ + \pi^- + \pi^0)$ -мезона). Тогда, начиная с момента рождения K^0 -мезона ($t=0$), начнутся сразу и распады K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, которые как бы живут «во чреве» K^0 -мезона. Но времена жизни τ_1 и τ_2 K_1^0 - и K_2^0 -мезонов неодинаковы, $\tau_1 \ll \tau_2$. Поэтому K_1^0 -мезоны быстро распадутся (в течение времени τ_1) и в интервале времени $\tau_1 \leq t \leq \tau_2$ останутся только K_2^0 -мезоны, т. е. в этом интервале времени будет существовать «чистый» пучок K_2^0 -мезонов. Так как при этом $K^0 \rightarrow K_2^0/\sqrt{2}$, то интенсивность пучка K_2^0 (т. е. число частиц K_2^0) будет в два раза меньше интенсивности (т. е. числа частиц) первоначального пучка K^0 -мезонов.

Но состояние K_2^0 представляет собой определенную суперпозицию состояний K^0 и \bar{K}^0 , $K_2^0 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$. Это значит, что в пучке K_2^0 присутствуют K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, причем интенсивности их в два раза меньше интенсивности K_2^0 -мезонов.

Таким образом, для пучка K^0 -мезонов, не взаимодействующих с веществом и распространяющихся в вакууме, возникает следующая цепочка превращений нейтральных каонов (цепочка регенерации):

$$K^0 = (K_1^0 + K_2^0)/\sqrt{2} \rightarrow K_2^0/\sqrt{2} = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}.$$

Мы видим, что через некоторое время t ($t < \tau_2$) в пучке K^0 -мезонов возникают \bar{K}^0 -мезоны, которые первоначально отсутствовали; при этом числа K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов будут равны между собой и будут составлять одну четверть от первоначального числа K^0 -мезонов, т. е. ровно половина первоначальных K^0 -мезонов распадется за счет реакции $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

Появление \bar{K}^0 -мезонов в пучке K^0 -мезонов может быть установлено, если на пути пучка мезонов поставить тонкий поглотитель. Тогда K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны будут взаимодействовать с нуклонами поглотителя. Но из-за разных значений странности K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов их взаимодействие с нуклонами будет различным. K^0 -мезон, обладающий странностью $+1$ и имеющий сравнительно небольшую энергию, может испытывать только упругое рассеяние при взаимодействии с нуклонами, $K^0 + N \rightarrow K^0 + N$. Напротив, \bar{K}^0 -мезоны, обладающие странностью -1 , будут сильно поглощаться, так как при взаимодействии \bar{K}^0 -мезонов с нуклонами возможно большее число реакций, например,

$$\begin{aligned} \bar{K}^0 + p &\rightarrow \Lambda + \pi^+, & \bar{K}^0 + n &\rightarrow \Lambda + \pi^0, \\ \bar{K}^0 + p &\rightarrow \Sigma^0 + \pi^+, & \bar{K}^0 + n &\rightarrow \Sigma^0 + \pi^0, \\ \bar{K}^0 + p &\rightarrow \Sigma^+ + \pi^0, & \bar{K}^0 + n &\rightarrow \Sigma^+ + \pi^-, \\ \bar{K}^0 + p &\rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^0, & \bar{K}^0 + n &\rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-. \end{aligned}$$

Образование гиперонов в поглотителе будет однозначно свидетельствовать о появлении \bar{K}^0 -мезонов в пучке K^0 -мезонов.

Если выбрать подходящей толщины поглотитель, то все \bar{K}^0 -мезоны застрянут в нем, а K^0 -мезоны пройдут

сквозь него. В результате после поглотителя останутся только K^0 -мезоны ($K^0 \rightarrow K^0/2$), интенсивность которых в четыре раза меньше интенсивности первоначальных K^0 -мезонов (рис. 39).

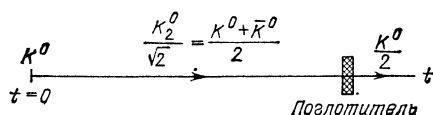


Рис. 39. Поведение пучка K^0 -мезонов во времени

В действительности это явление (оно называется *регенерацией* нейтральных каонов) носит более сложный характер. Дело в том, что мы не учитывали различия масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Между тем массы этих частиц должны быть разными.

Различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов имеет, однако, неэлектромагнитное происхождение в отличие от различия масс протона и нейтрона, которое имеет электромагнитное происхождение, а обусловлено различием их слабых распадов. На рис. 40 изображены диаграммы Фейнмана, иллюстрирующие различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Мы

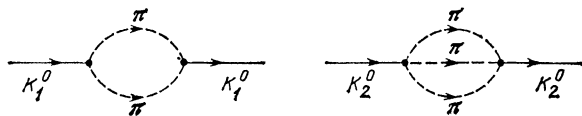


Рис. 40. Диаграммы, определяющие различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов

видим, что это различие Δm определяется слабым взаимодействием во втором порядке по константе слабого взаимодействия G . Поэтому из соображений размерности можно написать

$$\Delta m \approx G^2 m_{\pi}^5,$$

где m_{π} — масса пиона. (Мы написали здесь массу пиона, руководствуясь тем, что каоны распадаются главным образом на пионы.)

Заметим, что массы K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов в отличие от K_1^0 и K_2^0 должны быть строго равными в силу *CPT*-инва-

риантности всех известных в настоящее время взаимодействий.

Согласно приведенной формуле для Δm получаются значения порядка 10^{-5} эВ, что существенно меньше массы K^0 -мезона, равной $5 \cdot 10^8$ эВ. И тем не менее такая ничтожная разница в массах была обнаружена на опыте! При этом было использовано явление регенерации нейтральных каонов, о котором мы только что говорили.

Рассмотрим это явление более детально с учетом различия масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Пусть в начальный момент времени ($t=0$) имеется пучок K^0 -мезонов с волновой функцией $K(0) = K^0 = (K_1^0 + K_2^0)/\sqrt{2}$. Будем изучать поведение этого пучка с течением времени t , т. е. изучать изменение со временем величины $K(t)$:

$$K(t) = [K_1^0(t) + K_2^0(t)]/\sqrt{2},$$

где $K_1^0(t)$ и $K_2^0(t)$ — волновые функции K_1^0 - и K_2^0 -мезонов в момент времени t . Согласно квантовой механике эти волновые функции зависят от времени следующим образом:

$$K_1^0(t) = K_1^0 \exp[-(im_1t + \gamma_1 t/2)],$$

$$K_2^0(t) = K_2^0 \exp[-(im_2t + \gamma_2 t/2)],$$

где m_1, m_2 — массы и γ_1, γ_2 — постоянные распадов K_1^0 - и K_2^0 -мезонов.

Подставляя эти выражения в формулу для $K(t)$, найдем

$$K(t) = (1/\sqrt{2}) K_1^0 \exp[-(im_1t + \gamma_1 t/2)] + \\ + (1/\sqrt{2}) K_2^0 \exp[-(im_2t + \gamma_2 t/2)].$$

Отсюда легко определить изменение со временем чисел K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, исключая K_1^0 и K_2^0 с помощью формул

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

В результате мы получим

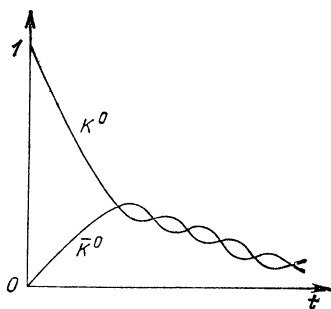
$$K(t) = \\ = 1/2 \{ K^0 [\exp(-(im_1t + \gamma_1 t/2)) + \exp(-(im_2t + \gamma_2 t/2))] + \\ + \bar{K}^0 [\exp(-(im_1t - \gamma_1 t/2)) - \exp(-(im_2t + \gamma_2 t/2))] \}.$$

Изменения интенсивностей K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов $N(K^0)$ и $N(\bar{K}^0)$ со временем определяются квадратами модулей коэффициентов при K^0 и \bar{K}^0 , т. е.

$$N(K^0) = \frac{1}{4} \left[\exp(-\gamma_1 t) + \exp(-\gamma_2 t) + 2 \cos(\Delta m t) \exp\left(-t \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}\right) \right],$$

$$N(\bar{K}^0) = \frac{1}{4} \left[\exp(-\gamma_1 t) + \exp(-\gamma_2 t) - 2 \cos(\Delta m t) \exp\left(-t \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}\right) \right].$$

На рис. 41 представлена зависимость этих величин от времени t . Мы видим, что изменение интенсивностей K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов носит осцилляционный характер, причем характер этих осцилляций определяется различием масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Изучение осцилляций на опыте позволило установить, что $|\Delta m| \approx \approx 4 \cdot 10^{-6}$ эВ, в согласии с приведенной выше оценкой, основанной на соображениях размерности.



Из приведенных формул видно, что осцилляции в интенсивностях $N(K^0)$ и $N(\bar{K}^0)$ не зависят от знака Δm . Однако изучение явлений регенерации K^0 -мезонов позволило установить и знак величины Δm : оказалось, что $m_2 > m_1$, т. е. K_2^0 -мезон тяжелее K_1^0 -мезона.

Рис. 41. Осцилляции в системе K^0 и \bar{K}^0 , определяющиеся различием масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов

Таким образом, явление регенерации K^0 -мезона позволило определить ничтожно малое различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Столь тонкое «взвешивание» неизвестно ни в какой другой области физики! Сами массы K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов известны с гораздо худшей точностью, чем различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов.

Можно сказать, что явление регенерации нейтральных каонов представляет собой одну из наиболее впечатляющих иллюстраций принципа суперпозиции в квантовой механике.

Нейтринные осцилляции

Если масса нейтрино отлична от нуля, то и в физике нейтрино могут наблюдаться явления, сходные с теми, которые имеют место для нейтральных каонов — а именно осцилляции нейтрино (Б. М. Понтекорво). Дело в том, что для нейтрино с ненулевой массой слабое взаимодействие может быть «устроено» так, что определенную массу будут иметь не электронное и мюонное нейтрино, а некоторые их суперпозиции. Можно считать, что существуют два различных нейтринных состояния ν_1 и ν_2 , обладающих различными массами m_1 и m_2 , а электронное и мюонное нейтрино следующим образом связаны с ν_1 и ν_2 :

$$\nu_e = \nu_1 \cos \alpha + \nu_2 \sin \alpha,$$

$$\nu_\mu = \nu_2 \cos \alpha - \nu_1 \sin \alpha,$$

где α называют *углом смешивания*. Подчеркнем при этом, что в слабом взаимодействии участвуют именно электронное и мюонное нейтрино, а не нейтринные состояния ν_1 и ν_2 (с определенными массами). В этом и заключается своеобразный дуализм нейтрино: определенные массы имеют состояния ν_1 и ν_2 , а в слабом взаимодействии участвуют не состояния ν_1 и ν_2 , но их комбинации, называемые электронным и мюонным нейтрино. Подобная дуальность и приводит, согласно общим принципам квантовой механики (в частности, принципу суперпозиции), к тому, что нейтрино ν_e , распространяясь в вакууме, может частично превратиться в нейтрино ν_μ . Это превращение аналогично превращению K^0 -мезонов в \bar{K}^0 -мезоны при распространении в вакууме. Принципиальным при этом является то обстоятельство, что это взаимопревращение нейтрино происходит без всякого взаимодействия. Вероятность $w(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ превращения электронного нейтрино в мюонное легко может быть рассчитана аналогично тому, как это делалось для K^0 -мезонов. Эта вероятность будет определяться разностью масс m_1 и m_2 и углом смешивания:

$$w(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\alpha \sin^2 \left(1,27 \frac{L \delta m^2}{E} \right).$$

Здесь E — энергия нейтрино (в МэВ), L — расстояние, проходимое нейтрино (в м), $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ (в эВ²). Поскольку суммарное число нейтрино, распространяющихся в вакууме, должно остаться неизменным, то вероятность

того, что нейтрино останется самим собой, пройдя расстояние v_e , должна определяться формулой

$$w(v_e \rightarrow v_e) = 1 - w(v_e \rightarrow \nu_\mu).$$

Видно, что обе вероятности, $w(v_e \rightarrow v_e)$ и $w(v_e \rightarrow \nu_\mu)$, зависят от расстояния L по синусоидальному закону — поэтому явление это и получило название *осцилляций*. Впервые нейтринные осцилляции были рассмотрены Б. М. Понтекорво в 1957 г.

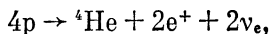
К настоящему времени проведен ряд экспериментов по поиску нейтринных осцилляций. Два эксперимента проведены группой Рейнса. Идея этих экспериментов очень проста. Достаточно каким-то способом измерить зависимость интенсивности антинейтринного пучка $\bar{\nu}_e$ (от ядерного реактора) от расстояния между источником и детектором нейтрино. В 1978 г. были измерены спектры ν_e на расстояниях 6 и 11,2 м от реактора, анализ которых показал, что измеренные спектры можно объяснить, только допустив осцилляции нейтрино. При этом для различия масс δm^2 была получена оценка $\delta m^2 \approx 1 \text{ эВ}^2$. В другом эксперименте сравнивались выходы двух реакций, происходящих при взаимодействии антинейтрино с дейтронами: $\bar{\nu}_e + d \rightarrow e^- + n + p$ (заряженные слабые токи) и $\bar{\nu}_e + d \rightarrow \bar{\nu}_e + n + p$ (нейтральные слабые токи) на расстоянии 11,2 м от источника нейтрино-ядерного реактора. Если имеют место нейтринные осцилляции, то отношение этих выходов должно зависеть от расстояния между источником нейтрино и дейтронной мишенью. Было получено $w(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 0,4 \pm 0,2$, откуда следовало, что $\alpha \approx 0,5$ и $\delta m^2 \approx 1 \text{ эВ}^2$.

Однако, эксперимент, выполненный в г. Гренобле в 1980 г., не подтвердил факта нейтринных осцилляций: при изучении реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ на расстоянии $L = 8,7$ м от реактора оказалось, что интенсивность пучка нейтрино не ослабевает: $w(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 0,87 \pm 0,14$ (совпадает с единицей в пределах ошибок эксперимента). По мнению авторов этого эксперимента значения $\delta m^2 = 1 \text{ эВ}^2$ и $\alpha = 0,5$ представляются неправдоподобными.

Был выполнен также целый ряд экспериментов с нейтрино высоких энергий, получаемых на ускорителе. Ситуация оказалась довольно противоречивой. Так, опыты с пучками нейтрино от распадов π^- - и K^- -мезонов не обнаружили эффектов нейтринных осцилляций. Опыты же с

так называемыми «прямыми» нейтрино указывают на «утечку» электронных нейтрино. В этих опытах пучок протонов из ускорителя, ударяя в массивную мишень, порождает π - и K -мезоны, гипероны, а также очарованные частицы. Поскольку мишень очень велика, то «долгоживущие» пионы, каоны и гипероны поглощаются в мишени, не успев распасться, — поэтому эти частицы не приведут к образованию нейтрино. Зато очарованные частицы, время жизни которых на два—три порядка меньше, будут распадаться, порождая одинаковое количество нейтрино ν_e и ν_μ . Опыты показывают, что это не так. Чтобы прояснить экспериментальную ситуацию, необходимы другие эксперименты.

Нейтринные осцилляции имеют прямое касательство к проблеме солнечных нейтрино, т. е. тех нейтрино, которые образуются на Солнце в результате термоядерных реакций. Еще в 1938 г. Х. Бете указал ту последовательность ядерных реакций на Солнце, которая приводит к объединению четырех ядер водорода, т. е. четырех протонов в ядро гелия, $4p \rightarrow {}^4\text{He}$. Чтобы сохранялись электрический заряд и лептонное число, это превращение должно выглядеть следующим образом:



т. е. Солнце должно являться интенсивным источником нейтрино. Интенсивность потока нейтрино может быть определена по известной энергии, испускаемой Солнцем в виде электромагнитного излучения, а именно, по известной светимости Солнца, равной $3,9 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Зная энергию связи протонов и нейтронов в ядре ${}^4\text{He}$, можно показать, что такая светимость должна приводить к потоку нейтрино у поверхности Земли, заключенному в интервале от $6,5 \cdot 10^{10}$ до $8,9 \cdot 10^{10}$ см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$.

Для регистрации нейтрино, идущих от Солнца, была использована реакция $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$, предложенная в 1946 г. Б. Понтекорво.

Детектор солнечных нейтрино, созданный Дэвисом, представлял собой цилиндрический бак, заполненный жидкостью тетрахлорэтилена (C_2Cl_4) — использовалось 390 000 литров этой жидкости массой 610 т. Детектор был помещен в шахту на глубину, равную 4400 м водного эквивалента, чтобы защитить его от облучения космическими лучами. В этой установке интенсивность нейтринного излучения Солнца определялась по числу атомов Ar , образованного в баке с C_2Cl_4 .

Результат эксперимента оказался довольно неожиданным. Наблюдаемый на опыте нейтринный поток Солнца оказался в несколько раз меньшим расчетного. Выход атомов аргона принято характеризовать так называемыми солнечными нейтринными единицами SNU. (одна SNU отвечает одному захвату нейтрино в баке с 10^{36} ядрами хлора). На опыте получено $2,2 \pm 0,4$ SNU, тогда как ожидаемый поток нейтрино должен приводить к $7 \div 8$ SNU.

Этот результат прежде всего показал, что углеродно-азотный цикл не является основным источником энергии Солнца, так как этот цикл привел бы к такому количеству нейтрино, что они могли бы быть зарегистрированы в установке Дэвиса. Более того, приходится практически полностью исключить углеродно-азотный цикл из числа наиболее вероятных источников солнечной энергии.

Таким образом, удалось наблюдать нейтрино от Солнца, правда, в меньшем количестве, чем ожидалось.

Легко видеть, что нейтринные осцилляции могли бы объяснить результат опыта Дэвиса. Действительно, электронные нейтрино, образующиеся на Солнце в результате термоядерных реакций, по пути к Земле могли бы частично превращаться в мюонное (а также и в ν_τ) нейтрино. Поскольку в «бочке» Дэвиса не могут быть зарегистрированы нейтрино ν_μ и тем более нейтрино ν_τ , то при наличии нейтринных осцилляций количество отсчетов в установке Дэвиса уменьшится по сравнению с тем случаем, когда осцилляции отсутствуют. При оптимальных условиях может наблюдаться уменьшение отсчетов в три раза, что достаточно для объяснения результатов опыта Дэвиса. Такое разное поведение электронного и мюонного нейтрино в установке Дэвиса связано с тем, что нейтрино двух типов являются «теньями» разных заряженных лептонов: тенью электрона является электронное нейтрино, а тенью мюона — мюонное нейтрино. Поэтому при взаимодействии с веществом электронное нейтрино должно приводить к образованию электронов, а мюонное нейтрино — к образованию мюонов. Но мюоны существенно тяжелее электронов (в 200 раз), а, следовательно, для их образования нейтрино должно иметь энергию, существенно большую той энергии, которая достаточна для образования электрона.

Термоядерные реакции на Солнце, приводящие к «сгоранию» водорода, происходят, как уже отмечалось, за счет следующего эффективного процесса: $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\bar{\nu}_e$.

Но при этом образуются нейтрино, максимальная энергия которых не может превышать энергию связи ядра гелия, т. е. 28 МэВ. Но этой энергии недостаточно, чтобы нейтрино могло бы образовать мюон.

Нарушение CP -инвариантности

Мы исходили из предположения, что слабое взаимодействие инвариантно относительно CP -преобразования. Однако экспериментально было доказано (Дж. Кронин, В. Фитч, 1964 г.), что в слабых распадах нейтральных каонов CP -инвариантность не выполняется точно, и в действительности имеет место небольшое нарушение закона сохранения комбинированной четности. Именно в этом эксперименте были зарегистрированы распады $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, запрещенные сохранением CP -четности (напомним, что CP -четность K_2^0 -мезонов равна -1 , тогда как CP -четность состояния системы $\pi^+\pi^-$, образующегося при распаде K_1^0 -мезонов, равна $+1$).

Опыт, в котором были обнаружены «запрещенные» распады $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, заключался в следующем. Пучок нейтральных каонов рождался при столкновении протонов, ускоренных на Брукхейвенском ускорителе до энергии 30 ГэВ, с ядрами бериллия. На расстоянии 20 м от мишени помещалась камера, в которой распадались нейтральные каоны, причем была предпринята попытка зарегистрировать их распады на положительный и отрицательный пионы, $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Так как расстояние в 20 м соответствует 600 длинам пробега K_1^0 -мезонов, то в распадной камере должны были присутствовать только K_2^0 -мезоны (интенсивность пучка K_1^0 -мезонов с энергией в 5 ГэВ должна была уменьшиться в астрономическое число раз, а именно в $e^{60} = 20^{26}$ раз!). Поэтому ожидалось, что распадов $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ не должно наблюдаться на таком расстоянии, так как оставшиеся в пучке K_2^0 -мезоны могут распадаться только на три пиона и не должны распадаться на два пиона. Тем не менее в эксперименте были зарегистрированы распады $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$: из общего числа 22 700 зарегистрированных K_2^0 -распадов были найдены 45 ± 9 распадов $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, т. е. были обнаружены распады с нарушением закона сохранения комбинированной четности. Отношение числа распадов $K_2^0 \rightarrow \pi^+ +$

+ π^- к общему числу распадов $K_2^0 \rightarrow$ «заряженные частицы» оказалось равным $(2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$. Это значение характеризует степень нарушения CP -инвариантности в слабых распадах нейтральных каонов.

Мы видим, что, в отличие от нарушений P - и C -инвариантностей слабого взаимодействия, которые оказываются максимально большими (эффекты нарушения достигают 100%), нарушение комбинированной CP -инвариантности слабого взаимодействия оказывается очень малым, не превышающим 1%.

После этого эксперимента стало ясно, что состояния K_1^0 и K_2^0 (с определенными значениями CP -четности) могут самопроизвольно превращаться друг в друга. Поэтому вместо состояний K_1^0 и K_2^0 необходимо ввести новые состояния нейтральных каонов, названные K_s^0 - и K_l^0 -мезонами, которые уже не могут переходить друг в друга (K_l^0 — долгоживущий, K_s^0 — короткоживущий нейтральные каоны). Так же, как K_1^0 и K_2^0 , состояния K_s^0 и K_l^0 не имеют определенного значения странности, но в отличие от K_1^0 , K_2^0 эти состояния не имеют и определенного значения комбинированной четности. Состояния K_1^0 , K_2^0 и K_s^0 , K_l^0 связаны между собой следующими формулами:

$$K_l^0 = K_2^0 + \varepsilon K_1^0, \quad K_s^0 = K_1^0 + \varepsilon K_2^0,$$

где ε — некоторое малое число ($\varepsilon \approx 10^{-3}$), определяющее нарушение CP -инвариантности в распадах K^0 -мезонов. Отсюда видно, что в состоянии долгоживущего K^0 -мезона доминирует K_2^0 -мезон и имеется малая примесь K_1^0 -мезона. Именно эта малая примесь и приводит к распадам $K_l^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, происходящим на большом расстоянии от мишени, в которой рождаются K^0 -мезоны. Аналогично, в состоянии короткоживущего K_s^0 -мезона доминирует K_1^0 -мезон и имеется малая примесь \bar{K}_2^0 -мезонов.

Для количественной характеристики степени нарушения CP -инвариантности принимается отношение амплитуд распадов K_l^0 - и K_s^0 -мезонов:

$$\eta_{+-} = \frac{\text{амплитуда распада } K_l^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-}{\text{амплитуда распада } K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-} =$$

$$= (2,274 \pm 0,022) \cdot 10^{-3}.$$

Наряду с CP -нарушающими распадами нейтральных каонов на заряженные пионы были обнаружены также распады K_l^0 -мезонов на два нейтральных пиона, которые нарушают CP -инвариантность слабого взаимодействия. При этом было найдено, что

$$\eta_{00} = \frac{\text{амплитуда распада } K_l^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0}{\text{амплитуда распада } K_s^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0} = (2,33 \pm 0,08) \cdot 10^{-3},$$

т. е. η_{00} в пределах ошибок совпадает с величиной η_{+-} .

Необходимо подчеркнуть, что вера в справедливость и незыблемость CP -инвариантности была столь сильной, что был даже предпринят целый ряд попыток объяснить результаты опыта Фитча — Кронина, не отказываясь от справедливости CP -инвариантности. В частности, было высказано предположение, что слабое взаимодействие CP -инвариантно, а эффекты «кажущегося» нарушения CP -инвариантности вызваны новым векторным полем космологического происхождения.

Взаимодействия K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов с этим полем одинаковы по абсолютной величине, но противоположны по знаку, т. е. гипотетическое поле действует на странность K^0 -мезонов аналогично тому, как электромагнитное поле действует на электрический заряд частиц. Взаимодействие с таким полем приводит к различию масс K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов. Для объяснения результатов опыта Фитча — Кронина достаточно было считать, что различие масс составляет примерно 10^{-8} эВ. Проявление этого дальнодействующего поля заключалось бы в том, что распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (с нарушением CP -инвариантности) в действительности представляет собой распад K_2^0 -мезона на $\pi^+ + \pi^-$ и квант гипотетического поля, CP -четность которого равна -1 , так что в таком распаде CP -четность сохраняется.

Эта красивая гипотеза была, однако, отвергнута, так как она предсказывала рост вероятности распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ с ростом энергии K^0 -мезона. На эксперименте же такого роста не было обнаружено: оказалось, что скорость распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ вообще не зависит от энергии. При этом удалось с большой точностью проверить равенство гравитационных масс K^0 -мезона и анти- K^0 -мезона: разность масс Δm этих частиц не превышает 10^{-10} эВ, т. е. $\Delta m/m \leq 10^{-10}$.

Высказывались также сомнения в справедливости фундаментального принципа квантовой механики — прин-

типа суперпозиции. Но в конце концов все эти гипотезы были отвергнуты и утвердился в качестве бесспорного тот факт, что в слабых распадах нейтральных каонов имеет место малое нарушение CP -инвариантности.

Возникает вопрос фундаментальной важности: какова природа взаимодействия, ответственного за нарушение CP -инвариантности? Ответ на этот вопрос не может быть дан однозначно в настоящее время. Ситуация осложняется тем обстоятельством, что в распадах $K_L^0 \rightarrow 2\pi$, нарушающих CP -инвариантность, «запутываются» эффекты всех известных взаимодействий: слабого, сильного и электромагнитного. Слабое взаимодействие ответственно за изменение странности в превращении $K^0 \rightarrow 2\pi$, сильное взаимодействие обеспечивает «перестройку» кварков в этом распаде; и, наконец, электромагнитное взаимодействие также вносит свой вклад за счет обмена виртуальным фотоном. Поэтому заранее не исключена возможность, что CP -инвариантность нарушается не в слабом взаимодействии, а в электромагнитном или даже в сильном взаимодействии.

В этой связи была выполнена обширная программа экспериментальных поисков нарушения CP -инвариантности в процессах, обусловленных электромагнитным и сильным взаимодействиями. В пределах экспериментальных ошибок, однако, не было обнаружено в этих процессах нарушения закона сохранения комбинированной четности.

Возможно, что существует сверхслабое CP -неинвариантное взаимодействие (Вольфенштейн, 1964 г.). Это взаимодействие характеризуется следующими правилами отбора: $\Delta S = -\Delta Q$ для полулептонных распадов (в противоположность правилу $\Delta S = \Delta Q$, справедливому для «обычного» CP -инвариантного слабого взаимодействия) и $\Delta S = 2$ для адронных слабых распадов, т. е. сверхслабое взаимодействие приводит к переходам с изменением странности на две единицы. (Напомним, что в обычном слабом взаимодействии странность может измениться максимум на единицу.)

Таким образом, сверхслабое взаимодействие может приводить в первом порядке по его константе к превращению K^0 -мезона в \bar{K}^0 -мезон (и наоборот). Но такие переходы приводят к различию масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов (или, что почти то же самое, к различию масс K_s^0 - и K_l^0 -мезонов). Если константу сверхслабого взаимодействия записать в виде fG , где f — некоторое безразмерное число,

G — константа слабого взаимодействия Ферми, то различие масс Δm из соображений размерности должно определяться следующим выражением:

$$|\Delta m| = f G m_K^3,$$

где m_K — масса каона. Так как $\Delta m \simeq 10^{-5}$ эВ, то для f получается оценка $f \approx 10^{-8}$, т. е. константа сверхслабого взаимодействия оказывается на восемь порядков меньше константы «обычного» слабого взаимодействия. Из-за малости величины f это взаимодействие и получило название сверхслабого.

Существование сверхслабого взаимодействия с такой константой может объяснить наблюдаемые эффекты нарушения CP -инвариантности в слабых распадах K^0 -мезонов, а также равенство отношений η_{+-} и η_{00} . Малость константы сверхслабого взаимодействия приводит к тому, что практически эффекты нарушения CP -инвариантности должны наблюдаться только в системе K^0 и \bar{K}^0 , которую можно рассматривать как необычайно топкий и точный «интерферометр».

После наблюдения нарушения CP -инвариантности в адронных слабых распадах каонов эффекты нарушения CP -инвариантности были обнаружены и в полулептонных распадах K_l^0 -мезонов:

$$\begin{aligned} K_l^0 &\rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-, & K_l^0 &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+, \\ K_l^0 &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi^-, & K_l^0 &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \pi^+. \end{aligned}$$

Состояние $e^+ \nu_e \pi^-$ при CP -преобразовании переходит в состояние $e^- \bar{\nu}_e \pi^+$ и, если бы имела место CP -инвариантность, то вероятности распадов

$$K_l^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^- \text{ и } K_l^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+$$

были бы равны между собой (так же, как и вероятности распадов $K_l^0 \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi^-$ и $K_l^0 \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \pi^+$). Однако измеренные на опыте вероятности W не равны между собой, т. е. имеет место зарядовая асимметрия, свидетельствующая о малом нарушении CP -инвариантности. Она характеризуется величиной:

$$\delta = \frac{W(K_l^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^-) - W(K_l^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^+)}{W(K_l^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^-) + W(K_l^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^+)} = 3,3 \cdot 10^{-3}.$$

Заметим, что отличие значения δ от нуля позволяет придать абсолютный и однозначный смысл понятию знака электрического заряда электрона (и мюона).

При точной CP -инвариантности принципиально невозможно отличить левую систему координат от правой, а также вещество от антивещества в космических масштабах. На первый взгляд это представляется удивительным, так как, казалось бы, факт существования выделенного направления вылета электронов при β -распаде ориентированных ядер ^{60}Co однозначно определяет левую систему координат.

Чтобы убедиться в том, что даже при нарушении P -инвариантности нет возможности отличить правое от левого, рассмотрим следующий пример. Пусть с помощью световых сигналов мы хотим сообщить удаленным от нас разумным существам, живущим на других галактиках, что мы понимаем под левой системой. При этом мы, естественно, «расскажем» им о распаде ядра ^{60}Co , о преимущественном вылете электронов и о связанном с этим явлением определением левой системы.

После этого, следуя предложению Л. Б. Окуня, необходимо послать этим существам левополяризованный свет. Сравнивая теперь с этим светом поляризацию лептонов, образующихся при β -распаде ядер, и учитывая то обстоятельство, что электроны в β -распаде левополяризованы, а позитроны правополяризованы, можно в принципе узнать, «сделана» ли другая галактика из вещества или антивещества.

Иная картина возникает при нарушении CP -инвариантности. В этом случае можно придать абсолютный смысл и знаку электрического заряда, и различию между правым и левым, не посылая на другие галактики таких земных образцов, как левополяризованный свет.

На Земле (так же, как и во всех других местах, в том числе и на «антипланетах») положительный заряд имеет тот лептон (электрон или мюон), который образуется в более вероятном полулептонном распаде долгоживущего K_L -мезона, так как при нарушении CP -инвариантности вероятность распада $K_L^0 \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \pi^-$ превышает вероятность распада $K_L^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+$. Наблюдая после этого распад ^{60}Co , можно однозначно определить левую систему координат.

Глава V

СИММЕТРИИ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Точные и приближенные внутренние симметрии

Выше не раз уже говорилось о внутренних симметриях взаимодействий. Мы говорили, например, что электромагнитное взаимодействие инвариантно относительно замены частицы античастицей (C -инвариантность) и инвариантно относительно пространственного отражения (P -инвариантность), а слабое взаимодействие не инвариантно ни относительно замены частицы античастицей, ни относительно пространственного отражения, однако с большой степенью точности является CP -инвариантным. Мы видели также, что, используя свойство внутренней симметрии сильного взаимодействия, связанное с возможностью замены одного кварка другим, можно получить замечательную классификацию адронов (супермультиплеты).

Теперь мы покажем, что внутренняя симметрия не сводится просто к внешним проявлениям взаимодействия и что роль ее гораздо более фундаментальна, ибо она лежит в основе самой динамики взаимодействия, обуславливая возникновение полей, осуществляющих взаимодействие.

На первый взгляд это утверждение кажется парадоксальным. Действительно, ведь когда мы видим красиво ограненный кристалл и удивляемся его симметрии, то мы не можем даже по симметрии огранки определить симметрию кристаллической решетки, не говоря уже о силах, которыми держится эта решетка. И тем не менее динамика взаимодействия теснейшим образом связана со свойствами его внутренней симметрии. Чтобы понять эту фундаментальную роль внутренних симметрий, мы прежде всего подытожим то, что говорилось выше о симметриях, и уточним понятия точной и приближенной симметрии.

Возможна ситуация, когда математическая формулировка закона не меняется при некоторых преобразованиях

входящих в нее величин, т. е. закон остается инвариантным. Эти преобразования называются *преобразованиями симметрии*.

Если последовательно произвести два преобразования симметрии, то это будет эквивалентно некоторому одному преобразованию. Такое свойство характерно для математического объекта, называемого *группой*. Поэтому преобразования симметрии образуют математическую группу — группу симметрии.

Простейшими свойствами симметрии обладает пространство-время само по себе, т. е. «пустое» 4-пространство без материи. Эти свойства заключаются в инвариантности интервала s_{12} между двумя произвольными событиями, $s_{12}^2 = -(x_1 - x_2)^2 - (y_1 - y_2)^2 - (z_1 - z_2)^2 + c^2(t_1 - t_2)^2$, где (x, y, z, t) определяют мировую точку, соответствующую событию, происходящему в пространственной точке (x, y, z) в момент времени t , а индексы 1, 2 относятся к двум событиям.

Интервал остается инвариантным при преобразованиях Лоренца, соответствующих переходу от одной инерциальной системы отсчета к другой, а также при преобразованиях пространственного отражения ($x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$) и обращения времени ($t \rightarrow -t$). Преобразования эти образуют группу (*группу Лоренца*). Дополнив ее допустимыми также преобразованиями трансляции, мы получим так называемую *группу Пуанкаре*. Группы эти можно назвать геометрическими, так как они касаются свойств симметрии 4-пространства самого по себе («пустого» пространства).

Если в 4-пространстве находится материя и мы считаем, что свойства 4-пространства не изменятся при «помещении» в него материи, то законы движения материи должны быть инвариантными при преобразованиях Лоренца. Это значит, что они должны иметь одинаковую формулировку во всех инерциальных системах отсчета. Но это может быть возможно только в том случае, если сами величины, характеризующие материю, испытывают определенное преобразование — преобразование, которое является функцией преобразования Лоренца. В частности, испытывают преобразования напряженности электрического и магнитного поля, но таким образом, что уравнения Максвелла, выражающие закон движения этих полей, остаются инвариантными при преобразованиях Лоренца.

Связь преобразований различных физических величин с преобразованиями Лоренца позволяет проклассифициро-

вать физические величины по отношению к этим преобразованиям и установить, что физические величины могут быть либо скалярами, либо 4-векторами, либо 4-тензорами разных рангов, либо спинорами, либо псевдоскалярами и псевдовекторами.

Из этой же связи следует, что из физических величин могут быть сконструированы в общем виде 4-вектор энергии-импульса и 4-тензор моментов, которые являются интегралами движения, т. е. не меняются во время движения. Конкретная структура этих величин зависит; естественно, от конкретного вида материи.

Мы связывали до сих пор преобразование различных физических величин с преобразованиями Лоренца, т. е. по существу дела рассматривали геометрические преобразования величин (в 4-пространстве).

Но возможны преобразования величин совершенно другого характера, не имеющего непосредственно геометрической природы. Эти преобразования, также оставляющие инвариантными математические формулировки законов природы, носят название *преобразований внутренней симметрии*.

Возьмем, например, уравнения Максвелла, устанавливающие закон движения электромагнитного поля, т. е. тензора поля F_{ik} ,

$$F_{ik} = \frac{\partial A_i}{\partial x_k} - \frac{\partial A_k}{\partial x_i},$$

где A_i — 4-потенциал, и подвергнем этот потенциал преобразованию:

$$A_i(x) \rightarrow A'_i(x) = A_i(x) + \partial \eta(x) / \partial x_i,$$

где $\eta(x)$ — произвольная скалярная функция x . При этом тензор F_{ik} не изменится, $F'_{ik} = F_{ik}$, т. е. останутся инвариантными и уравнения Максвелла. Существенно, что здесь и $A'_i(x)$, и $A_i(x)$ относятся к одной и той же мировой точке, т. е. это преобразование не связано с преобразованием координат и времени. Оно называется *калибровочным преобразованием*.

Вторым примером такого же типа преобразований является преобразование

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha} \psi$$

волновой функции ψ частицы, где α — постоянная вещественная величина. При таком преобразовании не изменя-

ется волновое уравнение, например уравнение Шредингера, не изменяются плотность вероятности локализации частицы $\rho = |\psi(x)|^2$ и собственные значения различных величин. Это также калибровочное преобразование.

Очевиден групповой характер этих калибровочных преобразований: два последовательных преобразования со значениями η , равными η_1 и η_2 , эквивалентны одному преобразованию с $\eta = \eta_1 + \eta_2$. Аналогично обстоит дело с параметром α .

Если рассматривается система, состоящая из тождественных частиц, то волновая функция системы должна обладать определенным свойством симметрии при перестановке частиц, т. е. при замене местами пространственных координат и спиновых переменных частиц как аргументов волновой функции. Именно, волновая функция может при этом либо не изменяться, либо менять свой знак. В первом случае частицы называются бозонами, а во втором — фермионами. Бозоны имеют целый, а фермионы — полуцелый спин (в единицах \hbar). Здесь мы имеем первый пример связи между симметрией и динамикой, ибо спин — это динамическое понятие. Более того, эта симметрия лежит в основе химической связи.

Мы пока говорили об абсолютно точных симметриях; по симметрии могут быть и приближенными, и играть тем не менее существенную роль — дело в том, что эти симметрии становятся точными при пренебрежении некоторыми факторами, которые играют второстепенную роль.

Важнейшим примером приближенной симметрии является изотопическая инвариантность сильного взаимодействия. Она связана с эквивалентностью протона (p) и нейтрона (n) с точки зрения сильного взаимодействия, т. е. с возможностью замены нейтрона протоном и протона нейтроном в процессах, обусловленных только сильным взаимодействием. Такая эквивалентность соответствует пренебрежению различием в массах протона и нейтрона и пренебрежению электромагнитным взаимодействием по сравнению с сильным взаимодействием. При этом протон и нейтрон выступают как два различных состояния единой частицы — нуклона. У электрона, спин которого равен $1/2$, также возможны два состояния, соответствующие двум различным ориентациям спина по отношению к избранной оси. По аналогии мы можем ввести, как уже разъяснялось, изотопический спин нуклона, считая его равным $1/2$, и предполагать, что протон и нейтрон соответствуют двум различным ориентациям изотопического спи-

на, но не в обычном, а в так называемом *изотопическом* пространстве. Поэтому говорят, что протон и нейтрон образуют изотопический нуклонный дублет.

Если обозначать волновые функции протона и нейтрона или векторы состояний через $\psi_p \equiv \psi_1$, $\psi_n \equiv \psi_2$, то можно объединить их в единую волновую функцию или вектор состояния нуклона

$$\psi \equiv \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}.$$

Изотопическая инвариантность, связанная с вырождением между p и n , означает, что можно перейти от ψ к преобразованной функции ψ' :

$$\psi' = U\psi,$$

где U — двухрядная матрица, и при этом сильное взаимодействие не изменится, т. е. не изменятся величины, описывающие его. Необходимо лишь, чтобы соблюдалось условие $|\psi'|^2 = |\psi|^2$, где $|\psi|^2 = \psi_1^* \psi_1 + \psi_2^* \psi_2$. Поэтому матрица U должна быть унитарной и унимодулярной. Она имеет следующий вид:

$$U = e^{i\omega\tau/2},$$

где $\omega(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ — произвольный вещественный вектор и $\tau(\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ — три матрицы Паули:

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

Преобразования $U \equiv U(\omega)$ образуют группу, т. е. два последовательно произведенных преобразования $U(\omega)$ и $U(\omega')$ эквивалентны некоторому преобразованию $U(\omega'')$,

$$U(\omega') U(\omega) = U(\omega''),$$

где вектор ω'' определенным образом связан с векторами ω и ω' . Эти преобразования не коммутируют между собой, так как

$$\exp(i\omega'\tau) \exp(i\omega\tau) \neq \exp(i\omega\tau) \exp(i\omega'\tau),$$

в отличие от рассмотренных выше калибровочных преобразований электромагнитного поля и ψ -функции электрона, которые коммутируют между собой. Если преобразования группы коммутируют между собой, то группа называется *абелевой*, в противном случае она называется *неабелевой*.

Наша неабелева группа обозначается через $SU(2)$. Подчеркнем, что симметрия, связанная с этой группой, приближенная, а не точная.

Вторым примером приближенной $SU(2)$ -симметрии является «изотопическая» инвариантность слабого взаимодействия по отношению к замене левого электрона левым нейтрино (напомним, что у левых частиц спин ориентирован против их импульса). Эта симметрия имеет место только в том случае, если пренебречь массой электрона. В этом случае можно ввести «изотопический» дублет левых электрона и нейтрино, $\begin{pmatrix} e_L \\ \nu_L \end{pmatrix}$, аналогичный дублету

$\begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$ (e_L и ν_L обозначают волновые функции левых электрона и нейтрино). Подчеркнем, что «изотопический» спин левых лептонов, равный $1/2$, не имеет ничего общего с изотопическим спином нуклона, поэтому правильнее говорить о лептонном изоспине. Эта симметрия является приближенной.

Группа симметрии $SU(2)$ является, как уже указывалось, частным случаем общей группы $SU(n)$, представляющей собой совокупность унитарных и унимодулярных (т. е. с единичным детерминантом) преобразований, оставляющих инвариантной квадратичную форму n комплексных величин x_i ($i = 1, 2, \dots, n$):

$$H_n(x, x^*) = \sum_{i=1}^n x_i^* x_i.$$

Это значит, что если

$$x_i \rightarrow x'_i = \sum_j U_{ij} x_j,$$

где U — унитарная и унимодулярная $n \times n$ -матрица, то

$$H_n(x', x'^*) = H_n(x, x^*).$$

Эта группа существенна для сильного взаимодействия. Дело в том, что адроны имеют сложную структуру и состоят из кварков и антикварков, подобно тому как ядра состоят из протонов и нейтронов. При этом, как уже говорилось, динамика кварков и антикварков определяется лагранжианом

$$\mathcal{L}_q = \sum \{i\bar{q}_{i\alpha} \widehat{D} q_{i\alpha} + m_i \bar{q}_{i\alpha} q_{i\alpha}\}_s$$

где $q_{i\alpha}$ — волновая функция (биспинор) кварка, $\bar{q}_{i\alpha}$ — комплексно-сопряженная величина, индексы $i = 1, 2, \dots, n$ и $\alpha = 1, 2, 3$ характеризуют аромат и цвет кварка (n — число ароматов), m_i — масса кварка (она зависит от аромата, но не от цвета кварка) и, наконец, $\hat{D} \equiv \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}$ — дифференциальный оператор, содержащий производные по пространственным координатам ($\mu = 1, 2, 3$) и по времени ($\mu = 4$) и γ_μ — матрицы Дирака, уже упоминавшиеся в разделе о квантовой электродинамике (по μ производится суммирование от $\mu = 1$ до $\mu = 4$).

Выражение для \mathcal{L}_q , очевидно, инвариантно по отношению к преобразованиям

$$q_{i\alpha} \rightarrow q'_{i\alpha} = \sum_{\alpha'} U_{\alpha\alpha'}^{(c)} q_{i\alpha'},$$

затрагивающим только цветовой индекс α кварка (индекс аромата i закреплён), если матрица $U_{\alpha\alpha'}^{(c)}$ такова, что остается инвариантной форма

$$\sum_{\alpha} \bar{q}_{i\alpha} q_{i\alpha} = \sum_{\alpha} \bar{q}'_{i\alpha} q'_{i\alpha}.$$

Эти преобразования образуют группу $SU(3)$, которая называется $SU(3)$ -группой цветовой симметрии и обозначается $SU(3)_c$.

Если не учитывать различия в массах кварков и не принимать во внимание их заряды, то лагранжиан \mathcal{L}_q будет инвариантен еще и по отношению к преобразованиям

$$q_{i\alpha} \rightarrow q'_{i\alpha} = \sum_{i'} U_{ii'}^{(f)} q_{i'\alpha},$$

затрагивающим только сортовой индекс (цветовой индекс α закреплён), если матрица $U_{ii'}^{(f)}$ такова, что остается инвариантной квадратичная форма $\sum_i q_{i\alpha}^* q_{i\alpha}$:

$$\sum_i \bar{q}_{i\alpha} q_{i\alpha} = \sum_i \bar{q}'_{i\alpha} q'_{i\alpha}.$$

Эти преобразования образуют группу $SU(n)$. В частности, в случае трех сортов кварков возникает $SU(3)$ -симметрия ароматов, или *сортная симметрия*.

Обратим внимание на следующее важное обстоятельство. Лагранжиан состоит из двух слагаемых — одного, не содержащего массы кварков, и другого, содержащего массы кварков. Первое слагаемое строго инвариантно от-

носителем преобразований группы $SU(n)$, а второе — инвариантно только в том случае, если массы кварков одинаковы. Так как массы кварков не одинаковы, то именно это слагаемое нарушает сортовую симметрию $SU(n)$, т. е. делает ее приближенной, в то время как цветовая симметрия является абсолютно точной. В действительности первое слагаемое значительно больше второго, так это нарушение $SU(n)$ -симметрий не очень велико; именно поэтому сортовая $SU(n)$ -симметрия и имеет физический смысл. Но следует помнить, что эта симметрия (ее обозначают через $SU(n)_f$) является приближенной, так же, как и изотопическая инвариантность в случае протона и нейтрона.

Ясно, что, так как преобразования $SU(3)_c$ и $SU(n)_f$ связаны с разными величинами (т. е. индексами i и α), или, как говорят, действуют в разных пространствах (аромата и цвета), то полной группой симметрии лагранжиана \mathcal{L}_q будут произведения преобразований $SU(3)_c$ и $SU(n)_f$; эту полную группу обозначают через $SU(3)_c \otimes SU(n)_f$.

Для $SU(3)$ -группы матрицы U , осуществляющие преобразования $q_{i\alpha}$, в простейшем случае будут 3×3 матрицами, имеющими структуру, аналогичную структуре приведенных выше матриц U для $SU(2)$ -группы:

$$U = \exp \left(\frac{i}{2} \sum_{i=1}^8 \omega_i \lambda_i \right),$$

где λ_i ($i = 1, 2, \dots, 8$) — восемь 3×3 -матриц, аналогичных трем 2×2 -матрицам Паули τ_i ($i = 1, 2, 3$) и ω_i — произвольные вещественные числа.

Конкретный вид матриц λ_i (они называются *матрицами Гелл-Манна*) таков:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Матрицы λ_i эрмитовы и имеют шпур (след), равный нулю. При этих условиях матрицы U будут унитарны и унимодулярны.

То, что матриц должно быть восемь, следует из того, что произвольная 3×3 -матрица имеет девять компонент, а если шпур ее равен нулю, то всего независимых компонент будет восемь. Именно по этой тривиальной причине число 8 имеет столь фундаментальное значение в теории $SU(3)$ -симметрии. Следует здесь в качестве курьеза упомянуть, что в первой работе Гелл-Манна теория $SU(3)$ -симметрии (сортовой, но не цветовой) была даже названа «восьмиричным путем» (The Eightfold Way) со ссылкой на «благородный восьмеричный путь», который был указан Буддой монахам, чтобы избежать страданий! *)

Для малых значений вещественных параметров ω_i матрица U имеет вид

$$U = 1 + \frac{i}{2} \sum_{j=1}^8 \omega_j \lambda_j.$$

Собственно эта формула позволяет найти преобразование U при любых ω_j ; поэтому матрицы λ_i называются *генераторами группы*.

Из восьми 3×3 -матриц с нулевым шпуром можно одновременно привести к диагональной форме только две матрицы. В соответствии с этим в $SU(3)_f$ -симметрии имеется два сохраняющихся квантовых числа — проекция изотопического спина (I_3) и странность (S). Напомним, что в $SU(2)$ -симметрии с тремя 2×2 -матрицами к диагональному виду можно привести только одну матрицу; в соответствии с этим в $SU(2)$ -симметрии имеется только одно сохраняющееся квантовое число — проекция изотопического спина (или обычный спин).

Матрицы $U = \exp \left(\frac{i}{2} \sum_j \omega_j \lambda_j \right)$ образуют простейшее нетривиальное представление группы $SU(3)$. При этом подвергаются преобразованию либо три кварка (т. е. их ароматы либо цвета), либо три антикварка. Это представление называется *фундаментальным*.

Но существует бесчисленное множество других представлений этой же группы. В них подвергаются преобра-

*) Он содержал следующие рекомендации: правильные взгляды; правильные намерения; правильная речь; правильные действия; правильный образ жизни; правильные условия; правильные размышления; правильное сосредоточение.

зованию величины, представляющие собой определенные произведения кварковых (q) и антикварковых (\bar{q}) волновых функций.

Если эти величины нельзя разбить на две группы таким образом, чтобы величины, входящие в каждую из групп, преобразовывались только друг через друга, то представление называется *неприводимым*; если же разбиение возможно, то представление называется *приводимым*. О величинах, которые подвергаются преобразованию согласно некоторому неприводимому представлению говорят, что они образуют *базис* представления.

Неприводимые представления группы $SU(3)$, играют важную роль в классификации адронов и разделении их на унитарные мультиплеты. Дело в том, что каждый элемент базиса, т. е. определенное произведение кварковых и антикварковых функций, представляет собой определенный «кварковый» состав, соответствующий определенному адрону. Весь же базис можно интерпретировать как совокупность адронов, относящихся к определенному унитарному мультиплету. Иными словами, каждый унитарный мультиплет соответствует определенному неприводимому представлению группы $SU(n)$.

Разъясним, как строится базис неприводимого представления. Обозначим волновые функции кварков через q_i , а волновые функции антикварков — через \bar{q}^j . Если адрон состоит из p_1 кварков и p_2 антикварков, то его волновая функция имеет структуру типа

$$\psi_{i_1 \dots i_{p_1}}^{j_1 \dots j_{p_2}} = q_{i_1} q_{i_2} \dots q_{i_{p_1}} \bar{q}^{j_1} \dots \bar{q}^{j_{p_2}}.$$

Чтобы функция ψ относилась к неприводимому представлению, необходимо ее симметризовать по всем верхним и по всем нижним индексам и, кроме того, результат сворачивания по одному верхнему и одному нижнему индексу должен обращаться в нуль, т. е.

$$\sum_j \psi_{i_1 \dots j \dots i_{p_1}}^{j_1 \dots j \dots j_{p_2}} = 0.$$

Полученные таким образом функции ψ носят название *неприводимых суперспиноров*.

Число независимых компонент неприводимого суперспинора с p_1 нижними и p_2 верхними симметризованными индексами $n(p_1, p_2)$ определяется формулой

$$n(p_1, p_2) = \frac{1}{2} (p_1 + 1) (p_2 + 1) (p_1 + p_2 + 2).$$

Таким образом, простейшие унитарные мультиплеты соответствуют следующим значениям p_1 и p_2 :

$$\begin{aligned} p_1 = 0, p_2 = 0, n = 1; \quad p_1 = 1, p_2 = 1, n = 8; \\ p_1 = 3, p_2 = 0, n = 10; \quad p_1 = 0, p_2 = 3, n = 10; \\ p_1 = 2, p_2 = 2, n = 27. \end{aligned}$$

Они называются синглетом ($n = 1$), октетом ($n = 8$), декуплетом и антидекуплетом ($n = 10$), 27-плетом и обозначаются просто через 1, 8, 10, 10, 27. Заметим, что триплета здесь нет, так как он соответствует кваркам и антикваркам, обладающим дробными электрическими зарядами и гиперзарядами.

Адронное состояние из данного супермультиплета $SU(3)$ характеризуется числом единиц $p_1(1)$, числом двоек $p_1(2)$ и числом троек $p_1(3)$ среди p_1 нижних индексов ($p_1(1) + p_1(2) + p_1(3) = p_1$), а также числами единиц $p_2(1)$, двоек $p_2(2)$ и троек $p_2(3)$ среди верхних индексов ($p_2(1) + p_2(2) + p_2(3) = p_2$) неприводимого суперспинора. Величины проекции изотопического спина I_3 и гиперзаряда Y , равные алгебраической сумме соответствующих величин для кварков и антикварков рассматриваемого адронного состояния, определяются формулами

$$I_3 = [p_1(1) - p_1(2)]/2 - [p_2(1) - p_2(2)]/2,$$

$$\begin{aligned} Y = [p_1(1) + p_1(2) - 2p_1(3)]/3 - [p_2(1) + p_2(2) - 2p_2(3)]/3 = \\ = (p_1 - p_2)/3 - p_1(3) + p_2(3), \end{aligned}$$

откуда с помощью формулы Гелл-Манна — Нишидзимы легко получить электрический заряд рассматриваемого состояния:

$$Q = I_3 + Y/2 = (p_2 - p_1)/3 + p_1(1) - p_2(1).$$

При $p_1 - p_2 = 3n$ (n — целое число) Q и Y принимают только целые значения.

Рассмотрим подробнее октет группы $SU(3)$. Волновая функция октета ψ_j^i выражается через волновые функции кварков и антикварков следующим образом:

$$\psi_j^i = q_j \bar{q}^i - 1/3 \delta_j^i (q \bar{q}), \quad (q \bar{q}) \equiv q_i \bar{q}^i = q_1 \bar{q}^1 + q_2 \bar{q}^2 + q_3 \bar{q}^3,$$

где $\delta_j^i = 1$, если $i = j$, и $\delta_j^i = 0$, если $i \neq j$. Эту формулу

можно переписать также в виде трехрядной матрицы

$$\psi_j^i = \begin{bmatrix} q_1 \bar{q}^1 - 1/3 (\bar{q}q) & q_1 \bar{q}^2 & q_1 \bar{q}^3 \\ q_2 \bar{q}^1 & q_2 \bar{q}^2 - 1/3 (\bar{q}q) & q_2 \bar{q}^3 \\ q_3 \bar{q}^1 & q_3 \bar{q}^2 & q_3 \bar{q}^3 - 1/3 (\bar{q}q) \end{bmatrix}.$$

Зная квантовые числа (электрический заряд и гиперзаряд) кварков и псевдоскалярных мезонов, нетрудно установить «кварковое устройство» мезонов:

$$\eta = \frac{u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}}{\sqrt{6}} = \frac{3}{\sqrt{6}} (\psi_1^1 + \psi_2^2),$$

$$\pi^+ = u\bar{d} = \psi_1^2, \pi^- = d\bar{u} = \psi_2^1, \text{ и т. д.}$$

Поэтому октет псевдоскалярных мезонов описывается в группе $SU(3)$, матрицей

$$\psi_j^i = P_j^i = \begin{bmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{bmatrix}$$

Мы видим, сколь фундаментальна роль приближенной симметрии ароматов в теории сильного взаимодействия.

Зачем же нужна еще группа цветовой симметрии? Ка- залось бы, цвет кварков введен только для того, чтобы согласовать спин кварков с их статистикой, т. е. сделать так, чтобы не было противоречия с принципом Паули. Но оказывается, что именно цветовая симметрия лежит в основе кварковой динамики.

Новый, красивый вид симметрии, объединяющей непрерывные и дискретные преобразования, — суперсимметрия — был введен в 1972 г. Д. В. Волковым и независимо в 1974 г. Б. Зумино и др.¹⁾

Глобальные и локальные симметрии

Прежде чем разъяснить связь между внутренними симметриями и взаимодействиями, необходимо расширить понятие симметрии и различать глобальные и локальные симметрии.

¹⁾ Волков Д. В., Акулов В. П. — Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 621; Wess J., Zumino B. — Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 70, p. 39.

Если параметры, характеризующие преобразования симметрии, являются константами, то симметрия называется *глобальной*, если же величины, определяющие преобразования симметрии, не постоянны, т. е. зависят от пространственных координат и времени, то симметрия называется *локальной*.

Рассмотренные выше симметрии: инвариантность уравнения Шредингера относительно калибровочного преобразования ψ -функции, изотопическая инвариантность, $SU(3)_c$ - и $SU(n)_f$ -симметрии, определяются постоянными параметрами и являются поэтому глобальными симметриями.

Напротив, калибровочная инвариантность электромагнитного поля, преобразования которого определяются произвольными функциями координат и времени, представляет собой пример локальной симметрии.

Локальная симметрия представляется с физической точки зрения более естественной, чем глобальная симметрия. Действительно, когда мы рассматриваем глобальную симметрию и хотим применить ее к описанию свойств ограниченных в пространстве физических объектов или к описанию процессов, протекающих в ограниченные интервалы времени, то становится неясным, почему параметры, определяющие преобразования симметрии, должны быть одинаковы во всем мире и во все времена. В этом отношении, казалось бы, образцом должна быть теория электромагнитного поля, симметрия которого является не глобальной, а локальной, т. е. зависящей от мировой точки, в которой рассматривается поле. Поэтому возникает общий вопрос — можно ли сделать так, чтобы инвариантность теории была не только глобальной, но и локальной?

Простой пример показывает, что это сделать не так просто. Действительно, рассмотрим свободный электрон, волновая функция которого удовлетворяет уравнению Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi = E \psi,$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — лапласиан, E — энергия электрона и m — его масса. Если мы сделаем преобразование $\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha} \psi$, то при $\alpha = \text{const}$ уравнение сохранит свой вид и для ψ' . Но если α есть функция координат, $\alpha = \alpha(\mathbf{r})$, то уравнение для ψ' не будет иметь ничего общего с исходным уравнением для ψ .

Ситуация коренным образом изменяется, если электрон находится в электромагнитном поле \mathbf{A} . В этом случае можно связать калибровочные преобразования ψ и \mathbf{A} таким образом, чтобы уравнение Шредингера сохранило свой вид и для ψ' . Действительно, рассмотрим, например, уравнение Шредингера в постоянном магнитном поле, имеющем вид

$$\frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi = E\psi,$$

где $\mathbf{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$ и \mathbf{A} зависит только от координат. Если сделать преобразование

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha(\mathbf{r})} \psi, \quad \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}' = \frac{\hbar c}{e} \frac{\partial \alpha}{\partial \mathbf{r}},$$

где $\alpha(\mathbf{r})$ — произвольная функция координат, то уравнение для ψ' примет вид

$$\frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}' \right)^2 \psi' = E\psi',$$

т. е. будет совпадать с уравнением для ψ ; магнитное же поле при этом не изменится.

Можно, таким образом, сказать, что локальная калибровочная инвариантность теории электронного (точнее, электронно-позитронного) поля достигается только за счет наличия электромагнитного поля, чуждого само по себе электронному полю, но введение его делает теорию — всю, т. е. и теорию электронно-позитронного поля и теорию электромагнитного поля, иными словами, всю квантовую электродинамику, — локально калибровочно-инвариантной.

Общий вывод заключается в следующем. Если физическая теория инвариантна относительно некоторой глобальной симметрии и мы хотим, чтобы теория была инвариантной и относительно соответствующей локальной симметрии, то этого можно достичь только путем включения новых физических полей.

То, что переход от глобальной к локальной симметрии может приводить к появлению добавочных сил, иллюстрирует следующий простой пример. Рассмотрим резиновый упругий шарик, точки поверхности которого снабжены каким-то способом координатами, например нанесением сетки меридианов и параллелей. Поворот шарика как целого — пример глобальной симметрии, при которой форма

шарика не меняется, а положение всех точек на его поверхности смещается на один и тот же угол. Но можно представить себе и другие преобразования, оставляющие форму шарика неизменной: если шарик идеально упругий, то можно было бы смещать точки на его поверхности одну относительно другой, не изменяя при этом расстояния их от центра. Но эти преобразования являются локальными, поскольку смещения различных точек разные. Принципиальным при этом является то обстоятельство, что из-за натяжений в резине между смещенными по-разному точками должны появиться упругие силы.

Возникновение новых физических полей при расширении симметрии — от глобальной к локальной — представляет собой универсальное явление и мы разъясним его на примере общей теории относительности, являющейся одновременно релятивистской теорией гравитации.

Специальная теория относительности имеет дело только с инерциальными системами отсчета, координаты и моменты времени в которых для каждого события (каждой мировой точки) связаны между собой преобразованиями Лоренца. Преобразования Лоренца образуют группу, которая определяет симметрию пространства-времени, причем симметрия эта глобальная, ибо относительные скорости систем, входящие в преобразования Лоренца, являются константами, не зависящими ни от пространственных координат, ни от времени.

Законы природы должны быть инвариантными относительно преобразований этой глобальной симметрии — таково требование специальной теории относительности.

Но почему нужно ограничиваться инерциальными системами отсчета? Существует бесчисленное множество неинерциальных систем отсчета, и ими также можно пользоваться при описании физических явлений.

В общей теории относительности допускаются любые четырехмерные системы координат и требуется, чтобы законы природы формулировались единым образом для всех четырехмерных систем координат, т. е. требуется, чтобы общая формулировка законов природы не зависела от выбора системы координат. При этом теряет смысл понятие системы отсчета, которым пользуется специальная теория относительности, где под системой отсчета понимается некоторая совокупность покоящихся друг относительно друга тел и совокупность часов, одинаково идущих в пределах системы отсчета. Теперь в каждой мировой точке нужно пользоваться своей локальной си-

стемой отсчета, имеющей свойства системы отсчета специальной теории относительности, иными словами, теперь мы должны иметь бесконечно много локальных систем отсчета.

Но безобиден ли переход от глобальной к локальным системам отсчета, т. е. от инерциальных к неинерциальным системам?

Переход этот не прост, ибо он прежде всего требует введения нового поля — гравитационного.

Далее, заметим, что в неинерциальных системах возникают специфические силы, связанные с неинерциальностью системы, например центробежная сила или сила Кориолиса, которых нет в инерциальных системах отсчета. Важнейшей особенностью сил инерции является то, что ускорения, вызываемые ими, не зависят от массы движущегося тела. Благодаря этому возникает аналогия, которая переходит в глубокую физическую связь между неинерциальными системами и гравитационными полями.

Можно указать, например, на неотличимость силы инерции, возникающей в неинерциальной системе, движущейся прямолинейно и равномерно-ускоренно, от однородного гравитационного поля. Это явление называется *принципом эквивалентности*.

Однако принцип эквивалентности является более универсальным, чем кажется на первый взгляд. Дело в том, что не только механические движения, но и все другие физические процессы протекают совершенно одинаково как в неинерциальной системе отсчета, движущейся с постоянным ускорением, так и в инерциальной системе отсчета, в которой действует однородное гравитационное поле.

Отсюда можно заключить, что невозможно последовательно пользоваться неинерциальными системами отсчета, пренебрегая гравитационными силами.

Если в классической механике Ньютона ввести в уравнение движения силы инерции, то после этого можно забыть о том, что мы используем неинерциальную систему отсчета: после учета сил инерции неинерциальная система не отличается от инерциальной.

Но ситуация становится более сложной в теории относительности. Действительно, рассмотрим диск, могущий вращаться вокруг оси, перпендикулярной его плоскости и проходящей через центр диска (ось z). Имея масштабную линейку размера a , сделаем на периферии диска и одном из его радиусов отметки на равном расстоянии a одна от

другой. Отношение чисел отметок на периферии и по радиусу будет, естественно, при малом a близко к 2π .

Пусть теперь диск начинает равномерно вращаться вокруг оси z и наблюдатель, находящийся на диске, предпринимает измерение длины окружности диска и его радиуса своей прежней масштабной линейкой. Прикладывая линейку вдоль окружности, наблюдатель обнаружит, что она укладывается вдоль периферии большее число раз, т. е. он получит больше отметок, чем в том случае, когда диск покоился. Число же отметок вдоль радиуса не изменится. Произойдет это вследствие лоренцева сокращения длины линейки, если она направлена вдоль движения. Так как лоренцево сокращение определяется величиной $\sqrt{1 - v^2/c^2}$, где v — скорость периферии диска, то наблюдатель, находящийся на вращающемся диске, придет к выводу, что отношение длины окружности (периферии диска) к ее радиусу равно не 2π , как было в случае покоящегося диска, а $2\pi/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, где $v = \omega R$ — скорость периферии диска (R — его радиус, ω — угловая скорость вращения).

Вращающийся диск представляет собой неинерциальную систему отсчета. Поэтому мы приходим к выводу, что в неинерциальных системах пространство не является евклидовым.

Но неинерциальные системы эквивалентны некоторым гравитационным полям. Поэтому в гравитационном поле пространство перестает быть евклидовым. Это значит, что геометрические свойства пространства не могут быть чем-то абсолютным даже в смысле специальной теории относительности, а должны зависеть от гравитационных полей.

С другой стороны, гравитационные поля создаются материей. Поэтому мы приходим к выводу, что геометрия пространства зависит, а точнее говоря, определяется материей. Иными словами, геометрия пространства теряет свое самостоятельное существование, и становится как бы частью физики. Пространство, как мы знаем, теснейшим образом связано со временем. Поэтому можно сказать, что не только свойства пространства, но и свойства времени, определяются в конечном счете материей — ее характером и структурой, распределением в пространстве и состоянием движения.

В этом заключается основная идея общей теории относительности, созданной Эйнштейном,

«Если система физических законов инвариантна относительно некоторой глобальной симметрии, то более сильное требование инвариантности относительно локальной симметрии можно выполнить только введением новых полей, которые приводят к появлению новых сил. Эти поля называются калибровочными полями, они связаны с новыми частицами, и силы можно представить как результат обмена этими частицами. Так, гравитация — калибровочное поле для локальной инвариантности относительно преобразований Пуанкаре, а сила тяготения возникает из требования, чтобы эта симметрия была локальной.

Существование электромагнитных сил также можно вывести из требования локальности симметрии. В квантовой теории поля заряженные частицы описываются комплексными полями, так что в каждой точке заданы две величины: амплитуда и фаза. Амплитуда измеряет вероятность найти частицу в данной точке, а фаза характеризует волновые свойства частиц. Наблюдаемые величины, такие как полная энергия системы заряженных частиц, не меняется при сдвиге фазы на некоторую величину, одинаковую во всех точках. Таким образом, поле обладает глобальной симметрией относительно сдвига фаз. Локальная симметрия требует инвариантности наблюдаемых относительно независимого изменения фазы в разных точках. Чтобы устроить локальную симметрию, необходимо ввести калибровочное поле; кванты этого поля — фотоны, вызывающие электромагнитные силы. При наличии лишь глобальной симметрии не было бы ни электромагнитных сил, ни света¹⁾.

Расширение симметрии с глобального до локального уровня требует введения новых полей, но следует иметь в виду, что динамика полей не определяется только условием расширения симметрии.

Теперь мы перейдем к симметриям сильного и слабого взаимодействий и попытаемся расширить их с глобального до локального уровня.

Начнем с сильного взаимодействия, которое, как мы видели, обладает точной цветовой симметрией $SU(3)$. Эта симметрия глобальная и преобразования ее, бесконечно

¹⁾ Фридман Д., ван Ньувенгейзен П. Супергравитация и унификация законов физики.— УФН, 1979, т. 128, с. 135.

близкие к единичному, имеют вид

$$U^{(c)} = 1 + \frac{i}{2} \sum_{j=1}^8 \omega_j \lambda_j,$$

где λ_j — восемь генераторов группы (это — матрицы Гелл-Манна, которые выше были приведены) и ω_j — восемь вещественных констант.

Чтобы симметрия стала локальной, параметры группы ω_i должны стать функциями пространственных координат (а также времени). Чтобы понять, к чему это должно приводить, вспомним калибровочное преобразование ψ -функции электрона, $\psi \rightarrow \psi' = U\psi$, где $U = e^{i\alpha}$. Преобразование, близкое к единичному, имеет вид $U = 1 + i\alpha$. Это преобразование аналогично преобразованию $U^{(c)}$ — только теперь у нас нет восьми матриц λ_i , а перед параметром группы α стоит единичная матрица.

Чтобы сделать калибровочное преобразование локальным, т. е. считать параметр α функцией пространственных координат (а также времени) и сохранить при этом инвариантность теории, необходимо ввести, как уже разъяснялось, новое поле. Мы ввели электромагнитное поле, описываемое 4-вектором электромагнитного потенциала A_μ (μ — векторный индекс в 4-пространстве). Тензор электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$ связан с A_μ соотношением

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu},$$

а напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей — соотношениями

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi$$

(четвертая компонента A_μ равна φ).

Возвратимся к группе $SU(3)_c$. По сравнению с калибровочным преобразованием U электрона у нас теперь не один, а восемь параметров ω_i . Но если они станут функциями координат и времени и мы хотим сохранить инвариантность теории, т. е. теории сильного взаимодействия (иными словами, динамики кварков), то мы должны ввести восемь новых полей. Именно, на каждый параметр ω_i следует ввести 4-вектор, аналогичный 4-вектору электромагнитного потенциала. Таким образом, мы должны ввести восемь 4-векторов, которые обозначаются через G_μ^A , где индекс A соответствует номеру генератора ($A =$

$= 1, 2, \dots, 8)$ — он называется цветовым индексом — и μ — по-прежнему, векторный индекс.

Введенные поля — их восемь — носят название *глюонных* полей. Они аналогичны электромагнитному полю и так же, как электромагнитное поле обуславливает взаимодействие между электронами (и позитронами), так и глюонные поля обуславливают взаимодействие между кварками (и антикварками). Взаимодействия эти возникают в результате обмена квантами соответствующих полей: в случае электромагнитного поля — это фотоны, обмен которыми приводит к взаимодействию между электронами, и в случае глюонных полей — это глюоны (их восемь сортов), обмен которыми приводит к взаимодействию между кварками. Таким образом, глюоны в конечном счете ответственны за образование адронов.

Введя глюонные 4-потенциалы G_μ^A , можно определить и глюонные поля, аналогичные электромагнитному полю $F_{\mu\nu}$. Формулы получаются более сложные:

$$F_{\mu\nu}^A = \frac{\partial G_\nu^A}{\partial x_\mu} - \frac{\partial G_\mu^A}{\partial x_\nu} - g_s C_{ABC} G_\mu^B G_\nu^C.$$

Здесь g_s — некоторая константа, характеризующая связь глюонных полей с кварковыми полями, а также глюонных полей между собой и C_{ABC} — некоторые величины, определяемые структурой матриц λ_i (по индексам B и C они суммируются от 1 до 8). Эти матрицы определяют также цветовые заряды $R-G$, $G-B$, $B-R$, о которых мы говорили в разделе о цветных кварках и глюонах.

Поля, которые вводятся для того, чтобы сохранить инвариантность теории при расширении симметрии от глобальной до локальной, носят название *калибровочных*. Таким образом, глюонные поля — это калибровочные поля. Такими же полями являются электромагнитное поле и гравитационное поле.

С каждым полем связаны некоторые частицы — кванты этого поля. С электромагнитным полем связаны фотоны, с глюонными полями — глюоны, с гравитационным полем — гравитоны. Все эти частицы являются безмассовыми. Таково общее свойство квантов калибровочных полей.

Итак, расширение цветовой симметрии с глобального до локального уровня приводит к введению новых полей — глюонных, которые обуславливают взаимодействие между кварками.

Симметрия — в данном случае $SU(3)$. — лежит в основе кварковой динамики. Мы должны теперь перейти к слабому взаимодействию и тоже попытаться объяснить его с позиций расширения понятия симметрии взаимодействия с глобального на локальный уровень. Речь будет идти о расширении лептонной изотопической инвариантности для левого электрона и левого нейтрино с глобального до локального уровня. При этом также возникают новые поля — поля промежуточных бозонов, которые выполняют функции переносчиков слабого взаимодействия. Эти частицы «при рождении», так же как фотоны и глюоны, не имеют массы, но так как симметрия электрон — нейтрино является приближенной, то их нужно «одеть», т. е. сделать так, чтобы они получили конечную массу. Это достигается путем специального механизма, который мы далее рассмотрим, а пока закончим этот раздел словами Янга, который в своей лекции «Эйнштейн и физика второй половины XX века» говорил:

«Первым важным принципом симметрии в фундаментальной физике была лоренц-инвариантность, обнаруженная как математическое свойство уравнений Максвелла, которые в свою очередь были основаны на экспериментально наблюдаемых законах электромагнетизма. В этой цепочке обнаружение инвариантности, или симметрии, было вторичным. В своих «Автобиографических заметках» Эйнштейн подчеркивал заслуги Г. Минковского в обращении этой цепочки. Начав с лоренц-инвариантности, Минковский потребовал, чтобы все полевые уравнения были ковариантны относительно этой симметрии.

Могущество физических следствий из принципов симметрии произвело глубокое впечатление на самого Эйнштейна, и он начал работать над расширением лоренц-инвариантности. Это, в совокупности с принципом эквивалентности, привело к общей теории относительности. Мы можем утверждать, что Эйнштейн ввел в обращение принцип: взаимодействия диктуются симметрией. Этот принцип сыграл в последние годы важную роль в зарождении различных теорий поля».

Асимптотическая свобода

Возвратимся снова к кварк-глюонному взаимодействию и сравним его с электронно-фотонным взаимодействием.

Электронно-фотонное взаимодействие определяется электрическим зарядом электрона, причем электрическим

зарядом обладает только электронно-позитронное поле, фотонное же поле, являющееся переносчиком электромагнитного взаимодействия, электрически нейтрально.

Кварк-глюонное взаимодействие определяется не электрическим зарядом кварка, а специфическим зарядом — цветовым зарядом и переносится глюонными полями, причем цветовым зарядом обладают как кварки, так и переносчики взаимодействия — глюоны. Иными словами, это взаимодействие осуществляется заряженными (цветным зарядом) полями. Полей этих восемь, а зарядов, строго говоря, — три (мы обозначали их в разделе о цветных кварках и глюонах через $R - G$, $G - B$, $B - R$), но по существу они определяются одной константой g_s (она входит в выражение для глюонных полей $F_{\mu\nu}^A$), которую обыкновенно и называют цветным зарядом. Константа электронно-фотонного взаимодействия определяется как $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, а константа кварк-глюонного взаимодействия как $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$.

Существенным свойством глюонных полей является то, что они взаимодействуют друг с другом. Поэтому говорят, что глюонное поле — это поле с самодействием. Самодействие определяется тем же цветовым зарядом g_s , что и взаимодействие глюонов с кварками.

Таким образом, глюонное поле является полем нелинейным. Поэтому глюоны могут испускать и поглощать друг друга. Если сравнить глюоны со светом, то это будет, по образному выражению Л. Б. Окуня, «самосветящийся свет», т. е. свет как бы сам испускает свет.

Откуда возникают такие удивительные свойства глюонного поля? Оказывается, что они заключены в свойствах цветовой симметрии $SU(3)_c$. Если сравнивать эту группу симметрии с калибровочной группой симметрии квантовой электродинамики ($KЭ$), то различие будет заключаться в том, что группа $SU(3)_c$ — неабелева, а группа калибровочных преобразований в $KЭ$ — абелева. Именно неабелев характер группы цветовой симметрии и приводит к особенностям глюонного поля и делает его «самосветящимся».

Но этим дело не ограничивается. Неабелев характер группы $SU(3)_c$, или, как говорят, неабелев характер глюонного поля, приводит к удивительному свойству кварк-глюонного взаимодействия — оно мало на малых

расстояниях между кварками и растет с увеличением этого расстояния. Дело в том, что интенсивность кварк-глюонного взаимодействия зависит не только от величины цветового заряда, но еще и от переданного импульса (от кварков к глюонам). Чем больше этот импульс, тем меньше интенсивность взаимодействия. Но большим импульсам соответствуют малые расстояния. Поэтому, если ввести эффективный цветовой заряд, определяющий интенсивность взаимодействия, то он будет уменьшаться с ростом переданного импульса или уменьшением расстояния. При стремлении переданного импульса к бесконечности, т. е. уменьшении расстояния до нуля, эффективный цветовой заряд будет стремиться к нулю. Это замечательное явление носит название *асимптотической свободы*. Именно это явление и объясняет успех партонной гипотезы — на малых расстояниях кварки в адронах ведут себя почти как свободные частицы — партоны. Однако взаимодействие между взаимно дополнительными цветовыми зарядами в белых адронах на расстояниях порядка размеров адронов столь велико, что развести их на большие расстояния невозможно. Это утверждение, называемое *гипотезой конфайнмента* (пленения) кварков и глюонов внутри белых адронов, находится в согласии со всеми экспериментальными фактами, относящимися к сильному взаимодействию.

Асимптотическая свобода является следствием неабелевого характера глюонного поля. Она может возникнуть только в том случае, если калибровочная симметрия, с которой связано возникновение поля (при переходе от глобальной к локальной инвариантности), характеризуется неабелевой группой. В случае абелевых калибровочных симметрий асимптотической свободы не возникает.

Чтобы разъяснить это фундаментальное обстоятельство, рассмотрим сперва квантовую электродинамику, калибровочная симметрия которой является абелевой.

Взаимодействие между электронно-позитронным и электромагнитным полями определяется зарядом электрона e , играющим роль константы взаимодействия между полями. Эту величину — заряд реального электрона — следует отличить от заряда «голого» электрона e_0 — гипотетического электрона, изолированного от окружающего мира.

Отличие e от e_0 связано с тем, что заряд e_0 поляризует вакуум, т. е. создает вокруг себя электронно-позитронные пары. При этом естественно, что компоненты

пар со знаком заряда, противоположным знаку e_0 , будут приближаться к e_0 , а компоненты пар с тем же зарядом — удаляются от e_0 . В результате для внешнего наблюдателя, находящегося от заряда e на расстоянии, большем электронной комптоновской длины волны \hbar/mc , заряд e_0 будет экранирован. Экранировка будет восприниматься как уменьшение заряда. Уменьшенный таким образом заряд и будет представлять собой величину e , которую можно интерпретировать как эффективный заряд электрона. На рис. 42 схематически показано распределение плотности $\rho_0(r)$ исходного заряда e_0 («голого»

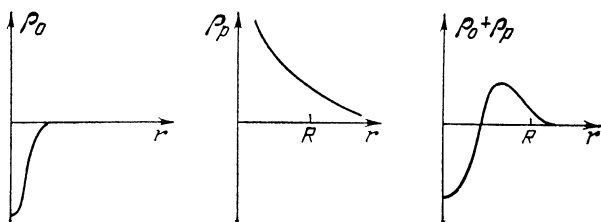


Рис. 42. Распределения плотностей электрического заряда

заряда), распределение плотности заряда $\rho_p(r)$, индуцированного поляризацией облака виртуальных пар, и, наконец, суммарная плотность заряда $\rho_0 + \rho_p$, соответствующая эффективному заряду e (все эти величины изображены как функции расстояния r от «центра» голого заряда).

На рис. 43 изображена диаграмма Фейнмана, соответствующая поляризации вакуума в квантовой электродинамике. Петля изображает здесь виртуальную электронно-позитронную пару, а волнистая линия — виртуальный фотон с 4-импульсом k , испущенный зарядом e_0 . От этого импульса и будет зависеть эффективный заряд электрона $e \equiv e(k, e_0)$. Зависимость имеет следующий вид:



Рис. 43. Вклад e^+e^- -пар в поляризацию вакуума

$$e^2(k, e_0) = e_0^2 \left(1 + \frac{e_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{|k^2|} \right)^{-1}$$

где Λ — так называемый *предельный импульс* (импульсы частиц в квантовой электродинамике не должны превосходить Λ , так как при этом возникают расходимости,

и теория теряет смысл, хотя по идее мы должны были бы считать $\Lambda \rightarrow \infty$).

Эта формула, справедливая при $|k^2| \ll \Lambda^2$, показывает, во-первых, что $e^2 < e_0^2$, как и должно быть в силу эффекта экранировки заряда при поляризации вакуума, и, во-вторых, что с ростом $|k^2|$ (вектор k называют *переданным импульсом*) эффективный заряд увеличивается. Так и должно быть, так как большим $|k^2|$ соответствуют меньшие расстояния.

Переданный импульс $|k|$ связан с расстоянием r до центра заряда соотношением $r = \hbar/|k|$. Поэтому, если выразить эффективный заряд как функцию рассеяния r , то мы получим

$$e^2(r, e_0) = e_0^2 \left(1 + \frac{e_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{r^2}{r_0^2} \right)^{-1},$$

где $r_0 = \hbar/\Lambda$.

Длина r_0 очень мала, так как предельный импульс очень велик и формула справедлива при $r > r_0$. Если считать формально, что логарифмический член значительно больше единицы, то мы получим формулу:

$$e^2(r, e_0) = 12\pi^2 / \ln(r^2/r_0^2),$$

в которую вообще не входит исходный заряд e_0 .

Если устремить r_0 к нулю (т. е. $\Lambda \rightarrow \infty$), то эффективный заряд обратится в нуль независимо от величины e_0 . Это так называемая *нулификация заряда* Ландау — Померанчука, происходящая благодаря полному экранированию заряда при $\Lambda \rightarrow \infty$. (Мы говорили о ней в главе, посвященной квантовой электродинамике.)

В действительности, конечно, никакой нулификации заряда нет, а пришли мы к ней потому, что сделали формально предельный переход, что не законно, так как при этом квантовая электродинамика несправедлива.

Поляризация электронно-позитронного вакуума приводит к модификации закона Кулона. Именно, если взять пробный заряд Q , то потенциал, создаваемый им, будет равен Q/r только на больших расстояниях $r \gg \hbar/mc$ (m — масса электрона). Если же $r \ll \hbar/mc$, то потенциал будет определяться формулой

$$\varphi = Q(r)/r;$$

здесь $Q(r)$ — эффективный заряд:

$$Q(r) = Q \left[1 + \frac{\alpha}{3\pi} \ln \left(\frac{\hbar}{mcr} \right)^2 \right],$$

где $\alpha = e^2/(4\pi\hbar c)$ — постоянная тонкой структуры. (Эта формула соответствует приведенной выше формуле для эффективного заряда и представляет собой первые два члена разложения последней по степеням α .)

Перейдем теперь от квантовой электродинамики (КЭ) к квантовой хромодинамике (КХД), объектами которой, вместо электронно-позитронного и электромагнитного полей, являются кварковые и глюонные поля. При этом вместо «затравочного» электрического заряда электрона e_0 выступает «затравочный» цветовой заряд g_{c0} , играющий роль константы взаимодействия между полями. Однако он не является только принадлежностью кваркового поля: глюонное поле также несет этот заряд. Ясно, что подобно ситуации в КЭ мы должны наряду с затравочным цветовым зарядом g_{c0} рассматривать эффективный цветовой заряд $g_c(k, g_{c0})$, определяющий интенсивность кварк-глюонного поля и зависящий от переданного импульса k и затравочного заряда g_{c0} . На первый взгляд кажется, что в КХД не будет различия по сравнению со случаем КЭ — ведь эффект поляризации вакуума (и поэтому эффект экранировки заряда) должен быть и в

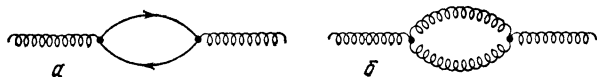


Рис. 44. Поляризация вакуума во втором порядке по константе кварк-глюонного взаимодействия: вклад фермионов (а), вклад глюонов (б)

КХД. Это утверждение верно и ему отвечает диаграмма рис. 44, а, соответствующая поляризации вакуума. На ней сплошные линии относятся к кваркам (петля изображает кварк-антикварковую пару), а волнообразные линии — к глюонам.

Но замечательным свойством неабелевых полей является то, что для них наряду с эффектом экранирования имеет место еще эффект антиэкранирования, т. е. эффект уменьшения эффективного цветового заряда при увеличении переданного импульса или уменьшении расстояния. Этот эффект присущ только неабелевым полям и связан с тем, что глюонное поле может само переносить цвето-

вой заряд. Простейшая диаграмма Фенмана, соответствующая этому эффекту, изображена на рис. 44, б. Мы должны учитывать как диаграмму рис. 44, а, соответствующую эффекту экранировки, так и эту диаграмму (рис. 44, б), соответствующую эффекту антиэкранировки. Ясно, что вклад диаграмм первого типа будет тем больше, чем больше в нашем распоряжении сортов — ароматов кварков. Но если их число меньше $33/2$, то эффект антиэкранировки оказывается более существенным — и эффективная константа взаимодействия оказывается убывающей функцией переданного импульса, т. е. функцией, убывающей с уменьшением расстояния. В этом случае эффективная константа взаимодействия равна

$$g_c^2(k, g_{c0}) = 16\pi^2 [\beta_0 \ln(k^2/\Lambda_s^2)]^{-1},$$

где Λ_s — некоторая константа размерности импульса, $\beta_0 = 11 - 2/3 n_f$ и n_f — число сортов кварков.

Эффекту антиэкранировки соответствует модификация закона Кулона для цветовых зарядов, отличающаяся от рассмотренной выше модификации закона Кулона в КЭ. Именно в КХД потенциал, создаваемый цветовым зарядом Q_c на расстоянии r , будет определяться формулой

$$\varphi_c = Q_c(r)/r,$$

где эффективный заряд определяется формулой

$$Q_c(r) = Q_c [1 + \gamma g_c^2 \ln(r^2/r_0^2)]$$

(γ и r_0 — некоторые константы).

Мы видим, что цветовой заряд как бы «разбухает», или расширяется, а расширение это происходит потому, что само глюонное поле, наряду с кварками, переносит цветовой заряд. Действительно, рассмотрим какой-либо кварк в вакууме. Он будет окружен как виртуальными кварк-антикварковыми парами, так и виртуальными глюонами. При этом «облако» кварк-антикварковых пар будет поляризовано таким образом, что антикварки будут расположены ближе к рассматриваемому кварку и будут поэтому экранировать его цветовой заряд. Что же касается виртуальных глюонов, то действие их будет прямо противоположное — цветовой заряд глюонов будет такой же, как и у рассматриваемого кварка. Он и вызывает эффективное «разбухание» заряда кварка. Именно это и означает антиэкранировку, лежащую в основе явления асимптотической свободы, т. е. обращения эффективной константы взаимодействия $g_c(k)$ в нуль при $k \rightarrow \infty$.

Асимптотическая свобода кварков объясняет, как уже указывалось, успех гипотезы партонов. Но асимптотическая свобода достигается только в пределе $k \rightarrow \infty$, при конечных же k она выполняется приближенно, поэтому должны быть отклонения от скейлинга в глубоко неупругом рассеянии электронов адронами, который справедлив в партонной модели. Именно, если ввести в задачу о рассеянии электронов адронами структурные функции $W_1(v, q^2) \equiv F_1$ и $\frac{v}{2m^2} W_2(v, q^2) \equiv F_2$, то в партонной модели эти функции будут зависеть только от одной переменной $\omega = 2v/(-q^2)$ (напомним, что $q^2 < 0$). Но в действительности они зависят как от ω , так и от q^2 . Если определить моменты этих функций, т. е. интегралы $\int_1^0 x^n F_{1,2} dx$, где $x = 1/\omega$, то они будут отличаться от констант, характерных для скейлинга, на величины типа $(\ln q^2/M^2)^{-\alpha_n}$, где $\alpha_n > 0$ и M — некоторая константа.

Отметим также, что в партонной модели величина

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)},$$

где $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ и $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ — сечения процессов $e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}$, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, представляет собой константу, равную $R_0 = \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2/e^2$ (e_i — заряды кварков, участвующих в процессе). В КХД же с асимптотической свободой R будет зависеть от переданного импульса q , причем зависимость будет слабой и поправка к R_0 будет определяться формулой вида $[a \ln(q^2/M^2)]^{-\alpha_n}$, где a и M — константы. При $q^2 \rightarrow \infty$ поправка исчезает.

Подводя итоги, можно сказать, что теория цветных кварков, взаимодействующих с безмассовыми цветными глюонами, которая основана на локальной цветовой симметрии $SU(3)_c$, с единой точки зрения объясняет основные свойства сильного взаимодействия.

Единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий

Рассматривая слабое взаимодействие, мы проводили аналогию между слабым и электромагнитным взаимодействиями и говорили, что подобно тому, как электромаг-

нитное взаимодействие обусловлено обменом фотонами, так слабое взаимодействие обусловлено обменом W^- и Z^0 -бозонами. Потом мы отошли от этой концепции обмена, так как масса промежуточных бозонов очень велика и имеется обширная низкоэнергетическая область динамики слабых процессов, которая не требует для своего описания представления о W^- и Z^0 -бозонах, а может целиком базироваться на теории универсального четырех-фермионного взаимодействия. Приложениями этой теории мы и занимались.

Теперь мы вернемся к концепции промежуточных бозонов — прежде всего с целью показать, как они должны быть введены в физическую теорию. Мы воспользуемся при этом тем же методом, которым мы пользовались при введении глюонов — переносчиков сильного взаимодействия: поля промежуточных бозонов должны быть введены, как и глюонные поля, таким образом, чтобы происходило расширение некоторой симметрии от глобального до локального уровня.

Но прежде чем рассматривать эту симметрию, остановимся на исходном «строительном» материале, т. е. исходных частицах, лагранжиан которых будет обладать интересующей нас симметрией.

Исходными частицами являются электрон и электронное нейтрино, массы которых для наиболее четкого выявления симметрии считаются вначале равными нулю. В слабых процессах участвует, как мы знаем, только левое нейтрино ν_L (со спиральностью $-1/2$). С ним «спарен» левый электрон e_L (также со спиральностью $-1/2$), который вместе с ν_L входит в заряженный слабый ток (правового заряженного тока нет!). Поэтому свободный лептонный лагранжиан удобно записать в виде

$$\mathcal{L}_l^{(0)} = i\bar{L}'\hat{D}L + i\bar{R}\hat{D}R,$$

где L — лептонный дублет,

$$L \equiv \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix},$$

$R = e_R$ — лептонный синглет (ν_L , e_L , e_R — векторы состояний левого нейтрино, левого электрона и правого электрона) и $\hat{D} = \gamma_\mu \partial / \partial x_\mu$ — знакомый уже нам дифференциальный оператор, содержащий матрицы Дирака γ_μ .

Смысл этих понятий (дублета и синглета) становится ясным из симметрии лептонного лагранжиана. Так как

мы не допускаем перемешивания или суперпониования левых и правых лептонных состояний, то лагранжиан будет инвариантен по отношению к преобразованиям группы $SU(2)$ (а не $SU(3)$, хотя имеется три состояния ν_L, e_L, e_R). Допустимые преобразования имеют вид

$$R \rightarrow R' = R, \quad L \rightarrow L' = e^{i\tau\omega/2}L,$$

где τ — три матрицы Паули, всегда определяющие преобразование $SU(2)$ и ω — три произвольных вещественных числа. Эту группу мы будем обозначать через $SU(2)_W$. Преобразования ее производят суперпозицию состояний левых нейтрино и электрона, которые при пренебрежении массами этих частиц, эквивалентны исходным состояниям. Эта группа аналогична группе изотопического спина в случае нуклона. Поэтому естественно назвать ее группой лептонного изоспина. Левый нейтрино и левый электрон образуют лептонный изодублет. Мы можем ввести понятие лептонного изоспина — он равен $1/2$ — и считать, что проекция лептонного изоспина левого нейтрино равна, скажем, $+1/2$, а проекция лептонного изоспина левого электрона равна $-1/2$. Но нужно иметь в виду, что лептонный изоспин не имеет ничего общего с нуклонным (и, вообще, адронным) изотопическим спином. Речь идет только об одинаковых групповых свойствах, т. е. свойствах симметрии. По этой же терминологии состояние правого электрона e_R мы должны считать лептонным изосинглетом. (Изосинглетом будет также и состояние правого нейтрино ν_R , если, конечно, масса нейтрино отлична от нуля.)

Лагранжиан $\mathcal{L}_l^{(0)}$ инвариантен, очевидно, также и по отношению к калибровочным преобразованиям типа $\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha}\psi$, о которых мы уже говорили при рассмотрении уравнения Шредингера.

Инвариантность по отношению к этим преобразованиям в случае квантовой электродинамики связана с законом сохранения электрического заряда. В других случаях (т. е. в других теориях) также имеется эта инвариантность — например, для лагранжиана $\mathcal{L}_l^{(0)}$, и всегда связана с сохранением некоторого заряда. Мы говорим некоторого, потому что заряд не обязательно должен быть электрический — это может быть и барионный заряд, и лептонный заряд, и гиперзаряд и т. д. Нас будет интересовать лептонный гиперзаряд частиц Y_L (поскольку с ним будут взаимодействовать калибровочные поля,

которые возникнут при расширении симметрии) и соответствующую группу преобразований мы обозначим через $U(1)_Y$. Она объединяет преобразования вида $e^{iY_L\alpha}$, где вместо α мы написали $Y_L\alpha$; группа эта, очевидно, абелева. Лептонный гиперзаряд Y_L определяется как удвоенное значение среднего электрического заряда Q в пределах изомультиплета (в данном случае лептонного). Поэтому

$$\begin{aligned} Y_L &= -1 & \text{для } e_L \text{ и } \nu_L, \\ Y_L &= -2 & \text{для } e_R, \\ Y_L &= 0 & \text{для } \nu_R. \end{aligned}$$

Заметим, что заряд частицы Q связан с Y_L и проекцией лептонного изотопического спина I_{L3} соотношением

$$Q = I_{L3} + \frac{1}{2}Y_L.$$

Теперь мы можем окончательно определить группу глобальной симметрии лагранжиана наших лептонов. Она представляет собой прямое произведение абелевой калибровочной группы $U(1)_Y$ и группы лептонного изоспина $SU(2)_W$, т. е. группу $SU(2)_W \otimes U(1)_Y$.

Эту глобальную группу мы должны расширить до локального уровня, т. е. сделать так, чтобы параметры группы ω и α стали непрерывными функциями пространственных координат и времени. Чтобы теория осталась при этом инвариантной по отношению к преобразованиям локальной группы, необходимо ввести — так же, как и в случае локальной цветовой $SU(3)_c$ -симметрии, — новые поля. Полей должно быть четыре — по одному на каждый параметр группы $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \alpha$. Поля эти называются калибровочными и каждое из них представляет собой 4-вектор, подобный 4-вектору электромагнитного потенциала. Поля, связанные с группой $SU(2)_W$, обозначаются через $A_\mu^{(1)}, A_\mu^{(2)}, A_\mu^{(3)}$ (μ — релятивистский индекс), а поле, связанное с абелевой группой $U(1)_Y$, — через B_μ . Все эти поля — безмассовые, т. е. частицы, связанные с полями, имеют нулевую массу.

Поскольку поле B_μ возникает от расширения группы $U(1)_Y$, связанной с сохранением гиперзаряда Y_L , то оно взаимодействует с гиперзарядом Y_L , подобно тому, как электромагнитное поле A_μ взаимодействует с электрическим зарядом Q .

Введенные поля взаимодействуют с лептонами. Чтобы описать это взаимодействие, нужно вспомнить, как вво-

дится электромагнитное поле в уравнение Шредингера. В этом случае оператор импульса $\mathbf{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$ заменяется на $\left(\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)$, где \mathbf{A} — векторный потенциал, e — заряд частицы. В четырехмерной форме эта замена имеет вид $\frac{\partial}{\partial x_\mu} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x_\mu} - ieA_\mu$ ($\hbar = c = 1$).

В рассматриваемой нами теории слабого взаимодействия производная $\partial/\partial x_\mu$, входящая в $\hat{D} \equiv \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}$, должна быть заменена на «удлиненную» производную

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x_\mu} - ig \frac{\tau}{2} A_\mu - ig' Y_L B_{\mu\epsilon}$$

где g и g' — некоторые константы, аналогичные заряду e в электродинамике, которые определяют взаимодействие полей A_μ и B_μ с лептонами. Если сделать эту замену в лагранжиане $\mathcal{L}_l^{(0)}$, то он приобретет вид

$$\mathcal{L}_l^{(0)} \rightarrow \mathcal{L}_l^{(0)} + \mathcal{L}_{\text{int}},$$

где \mathcal{L}_{int} — лагранжиан взаимодействия лептонов с калибровочными полями:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = - \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} j^{(e)} \cdot A + \frac{g}{\sqrt{2}} (j^{(+)} \cdot A^{(+)} + j^{(-)} \cdot A^{(-)}) + \\ + \sqrt{g^2 + g'^2} j^{(0)} \cdot Z.$$

Здесь $A^{(\pm)}$, Z , A — следующие комбинации калибровочных полей:

$$A^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (A^{(1)} \pm iA^{(2)}), \\ Z = \frac{gA^{(3)} - g'(B)}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad A = \frac{g'A^{(3)} + gB}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

(в них не выписан 4-векторный индекс $\mu = 1, 2, 3, 4$), и $j \equiv j_\mu$ — 4-векторы плотностей токов лептонов ($jA \equiv j_\mu A_\mu$): $j^{(e)}$ — плотность электрического тока электронов:

$$j_\mu^{(e)} = \bar{e} \gamma_\mu e,$$

$j^{(\pm)}$ — плотности левых заряженных слабых токов лептонов:

$$j_\mu^{(+)} = \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L, \quad j_\mu^{(-)} = \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L,$$

и $j^{(0)}$ — плотность слабого нейтрального тока лептонов:

$$j_{\mu}^{(0)} = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_{\mu} \nu_L + \frac{1}{2} \frac{-g^2 + g'^2}{g^2 + g'^2} \bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L + \frac{g'^2}{g^2 + g'^2} \bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R$$

(L и R служат для обозначения левых и правых биспиноров частиц).

Мы видим, что заряженные токи умножаются в выражении для лагранжиана взаимодействия \mathcal{L}_{int} на поля $A^{(\pm)}$. Поэтому мы должны интерпретировать эти поля как поля заряженных W^{\pm} -бозонов, $A_{\mu}^{(\pm)} \equiv W_{\mu}^{\pm}$. Именно с этими полями взаимодействуют заряженные слабые токи.

Электромагнитный ток $j_{\mu}^{(e)}$ умножается на поле A_{μ} , поэтому мы должны интерпретировать A_{μ} как электромагнитное поле — именно с ним должен взаимодействовать электронный ток.

Наконец, нейтральный слабый ток $j_{\mu}^{(e)}$ умножается в \mathcal{L}_{int} на поле Z_{μ} . Поэтому мы должны интерпретировать Z_{μ} как поле нейтральных бозонов Z^0 .

Множители перед произведениями токов и полем представляют собой константы связи полей с токами. Но константа связи электромагнитного поля с электрическим током есть заряд электрона e . Поэтому мы приходим к замечательному соотношению

$$e = gg' / \sqrt{g^2 + g'^2},$$

связывающему электрический заряд электрона с константами слабого взаимодействия, или слабыми зарядами, g и g' .

Обратим внимание на структуру токов. В электрический ток $j^{(e)}$ входит полный биспинор электрона e , и только он один.

В заряженные слабые токи $j^{(\pm)}$ входят биспиноры электрона и нейтрино e и ν , но не полностью, а только их левые составляющие (они соответствуют спину частиц, ориентированному против импульса).

В нейтральный слабый ток $j^{(0)}$ входят как левые, так и правые комплекты биспиноров e и ν (для правых компонент спин направлен вдоль импульса), но коэффициенты при $\bar{\nu}_L \gamma_{\mu} \nu_L$, $\bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L$ и $\bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R$ различны (в нейтральные токи входят биспиноры одной и той же частицы, а в заряженные токи — биспиноры разных частиц).

Таким образом, наша теория слабого взаимодействия с W^{\pm} - и Z^0 -бозонами заодно «захватывает» и фотоны.

Иными словами, наша теория является единой теорией слабого и электромагнитного взаимодействий.

Заметим, что без фотонов теорию нельзя сделать перенормируемой, а хорошая теория обязательно должна быть перенормируемой, так как в противном случае она будет содержать бесконечное число расходящихся величин.

Введенные при расширении симметрии $SU(2)_w \otimes U(1)_Y$ с глобального до локального уровня калибровочные поля $A^{(1)}$, $A^{(2)}$, $A^{(3)}$ и B являются безмассовыми. Мы должны сделать теперь так, чтобы поля $W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(A^{(1)} \pm iA^{(2)})$ и $Z = (gA^{(3)} - g'B)/\sqrt{g^2 + g'^2}$ приобрели массу (т. е. частицы, связанные с ними, стали массивными), поле же $A = (g'A^{(3)} + gB)/\sqrt{g^2 + g'^2}$ осталось безмассовым, так как оно является фотонным полем.

Чтобы W - и Z^0 -бозоны приобрели массы, должны быть введены добавочные поля, в результате взаимодействия с которыми и возникают массы бозонов, если, правда, при этом действует специфический механизм, называемый *спонтанным нарушением симметрии* (механизм Хиггса).

Новые поля, которые должны быть введены, — это изотопический дублет (в смысле группы $SU(2)_w$ скалярных полей)

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$$

с гиперзарядом $Y_L = 1$ и соответствующий ему изотопический дублет античастиц $\bar{\varphi}^-, \bar{\varphi}^0$, т. е. всего вводится четыре новых поля — $\varphi^+, \varphi^0, \bar{\varphi}^-, \bar{\varphi}^0$, не содержащихся в исходном «строительном» материале.

Лагранжиан этих полей предполагается имеющим вид

$$\mathcal{L}_\Phi^{(0)} = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial \Phi}{\partial x_\mu} \right|^2 - \frac{\lambda}{2} \left(\Phi^2 - \frac{\eta^2}{2} \right)^2,$$

где $|\Phi|^2 = \varphi^{+*}\varphi^+ + \varphi^{0*}\varphi^0$ и λ и η — две константы (производится суммирование по $\mu = 1, 2, 3, 4$). Этот лагранжиан должен быть добавлен к исходному лагранжиану $\mathcal{L}_l^{(0)}$.

После введения калибровочных полей не только лептоны ν_L, e_L и e_R , но и скалярные поля $\varphi^+, \varphi^{(0)}$ начинают взаимодействовать с калибровочными полями. Для учета взаимодействия скалярных полей Φ с калибровочными

полями в лагранжиане $\mathcal{L}_\psi^{(0)}$ надо сделать лишь замену

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - \frac{i}{2} g \tau A_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \varphi,$$

так же, как мы поступали при учете взаимодействия лептонных полей с калибровочными полями. Мы получим тогда лагранжиан, который обозначим через \mathcal{L}_φ .

Теперь мы сделаем два отступления, чтобы разъяснить, что такое формально масса частиц и что такое спонтанное нарушение симметрии.

Если поле ψ характеризуется лагранжианом

$$\mathcal{L} = +1/2 (\partial\psi/\partial x_\mu)^2 - 1/2 m^2 \psi^2 + U(\psi),$$

где $\mu = 1, 2, 3, 4$ — релятивистский индекс (по нему производится суммирование), $U(\psi) = \alpha\psi^3 + \beta\psi^4, \dots$ — некоторая функция ψ , не содержащая квадратичного члена (α, β — константы), то m^2 , т. е. квадрат коэффициента при $-1/2\psi^2$, и будет квадратом массы частиц, связанных с полем ψ .

Рассмотрим теперь идею спонтанного нарушения симметрии, а затем покажем, как, используя эту идею, получить отличную от нуля массу частиц, которые сначала были безмассовыми.

Спонтанное нарушение симметрии означает, что симметрия состояния системы может отличаться от симметрии, которой удовлетворяют силы, действующие в системе. Например, взаимодействие между двумя атомами обладает центральной симметрией, т. е. силы между атомами зависят только от расстояния между ними. Но системы многих атомов могут находиться в состояниях, симметрия которых отличается от центральной симметрии. Действительно, в парах и жидкостях атомы находятся в состоянии хаотического движения и при этом нет никакого выделенного направления. Но наряду с изотропным распределением атомов в жидкости или газе атомы могут образовывать кристаллы, которые отличаются анизотропией, несмотря на то, что взаимодействие между атомами остается, как и в газе, по-прежнему центрально-симметричным.

Эту ситуацию можно проиллюстрировать на примере так называемого буриданова осла (рис. 45). Осел этот стоит на одинаковых расстояниях от двух стогов сена и вся эта картина явно симметрична. Но в тот момент, когда осел «выбирает» один из стогов сена и делает шаг

к нему, симметрия нарушается — возникает спонтанное нарушение симметрии.

Важным физическим примером спонтанного нарушения симметрии может служить ферромагнетик. Ферромагнетизм обусловлен спинами электронов, причем взаимодействие между отдельными спинами является инвариантным по отношению к вращениям. Однако спины могут

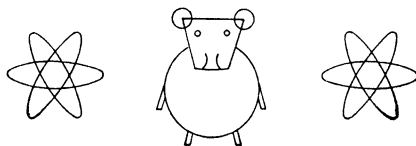


Рис. 45. Буриданов осел

иметь одну и ту же пространственную ориентацию — направление намагниченности. В этом случае симметрия состояния кристалла отличается от симметрии взаимодействия спинов, или, как говорят, имеет место спонтанное нарушение спиновой симметрии. Отметим здесь вклад Н. Н. Боголюбова в развитие идеи о спонтанном нарушении симметрии.

Разъясним теперь, как «работает» спонтанное нарушение симметрии в качестве механизма порождения массы.

Рассмотрим сперва следующий пример. Пусть имеется действительное скалярное поле φ , которое описывается лагранжианом

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial\varphi/\partial x_\mu)^2 - \frac{1}{2}\mu\varphi^2 - \frac{1}{4}\lambda^2\varphi^4,$$

где μ и λ — вещественные константы. Если $\mu > 0$, то величина $m = \sqrt{\mu}$ будет массой частицы, связанной с полем. В этом случае функция $V(\varphi) = \frac{1}{2}\mu\varphi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2\varphi^4$ (будем называть ее потенциальной энергией) имеет минимум при $\varphi = 0$ (рис. 46, а). Этот минимум соответствует вакууму поля.

Предположим теперь, что $\mu < 0$. Тогда $V(\varphi)$ будет иметь вид, изображенный на рис. 46, б. При $\varphi = 0$ мы имеем теперь не минимум, а максимум функции $V(\varphi)$; минимум же достигается при $\varphi = \sqrt{|\mu|}/\lambda$ и $\varphi = -\sqrt{|\mu|}/\lambda$, т. е. возникает два минимума и соответственно два состояния вакуума; поэтому говорят о вырождении вакуума.

Добавив к $V(\varphi)$ константу $-\mu^2/4\lambda^2$, что не меняет уравнения движения, мы можем считать, что при $\mu < 0$

функция $V(\varphi)$ определяется формулой

$$V(\varphi) = 1/4 \lambda^2 (\varphi^2 - \eta^2)^2, \quad \eta \equiv \sqrt{|\mu|}/\lambda.$$

Выберем какое-либо одно состояние вакуума, например $\varphi = \eta$. Тогда ситуация выглядит следующим образом. Лагранжиан обладает зеркальной симметрией $\varphi \rightarrow -\varphi$, состояние же вакуума $\varphi = \eta$ этой симметрией не обладает (в отличие от состояния вакуума $\varphi = 0$ при $\mu > 0$,

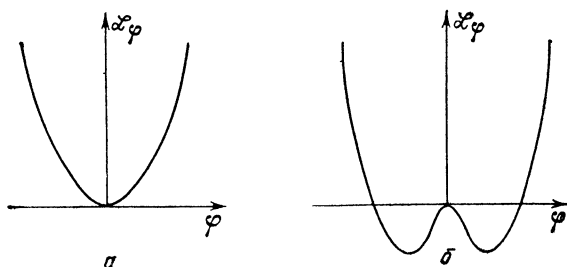


Рис. 46. Зависимость лагранжиана от поля φ : $\mu > 0$ (а), $\mu < 0$ (б)

обладающего зеркальной симметрией). По этой причине мы и говорим о спонтанном нарушении симметрии.

Можно теперь рассмотреть возбуждение поля над состоянием вакуума $\varphi = \eta$. Положим для этого $\varphi = \eta + \psi$, где ψ описывает возбуждение поля. Лагранжиан \mathcal{L} после подстановки в него $\varphi = \eta + \psi$ приобретает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= 1/2 (\partial\psi/\partial x_\mu)^2 - 1/4 (\varphi^2 - \eta^2)^2 = \\ &= 1/2 (\partial\psi/\partial x_\mu)^2 - \lambda^2 \eta^2 \psi^2 + \dots \end{aligned}$$

Таким образом, масса частиц, связанных с возбуждением поля над вакуумом $\varphi = \eta$, равна $\sqrt{2}\lambda\eta$.

Рассмотрим еще один пример. Пусть комплексное скалярное поле φ взаимодействует с векторным полем A_μ , причем лагранжиан имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \left| \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ieA_\mu \right) \varphi \right|^2 - \frac{\lambda^2}{2} \left(|\varphi|^2 - \frac{\eta^2}{2} \right)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}, \\ F_{\mu\nu} &= \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}. \end{aligned}$$

Полагая $\varphi = \varphi' \exp(i\theta(x))$, можно выбрать $\theta(x)$ таким образом, чтобы величина φ' была действительной.

После этого можно сделать калибровочное преобразование и убрать $\theta(x)$ (при этом изменится только поле A_μ). Таким образом мы приходим к полю φ' с состоянием вакуума $\varphi_0 = \eta/\sqrt{2}$.

Рассмотрим возбуждения этого поля над вакуумом. Полагая в лагранжиане $\varphi' = \eta/\sqrt{2} + \chi$, получим

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \frac{\lambda^2 \chi^2}{8} (\chi + 2\eta)^2 + \frac{e^2}{2} A_\mu^2 (\eta + \chi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}.$$

Отсюда следует, что частицы поля χ обладают массой $m_\chi = \lambda\eta$. Кроме того, мы видим, что в лагранжиан вошло слагаемое $e^2\eta^2 A_\mu^2/2$, которого раньше не было. Оно означает, что векторное поле A_μ , бывшее безмассовым, приобрело массу $m_A = e\eta$. Это и есть эффект спонтанного нарушения симметрии поля φ .

Теперь мы можем вернуться к «созданию» масс W- и Z-бозонов.

Из выражения для лагранжиана $\mathcal{L}_\varphi^{(0)}$ для дублета $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$ следует, что поле φ имеет бесчисленное множество состояний вакуума, которые определяются соотношением $|\varphi|^2 = \eta^2/2$.

Можно преобразовать изодублет φ к виду

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix},$$

где $\chi(x)$ — действительное скалярное поле. Полагая $\chi = 0$, мы сделаем определенный выбор состояния вакуума поля φ :

$$\varphi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix}.$$

Сделав этот выбор вакуума, мы тем самым спонтанно нарушаем симметрию поля φ .

Выражение для поля φ , содержащее χ , должно быть теперь подставлено в формулу для $\mathcal{L}_\varphi^{(0)}$, в которой, кроме того, должна быть сделана замена $\frac{\partial}{\partial x_\mu} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x_\mu} - ig \frac{\tau}{2} A_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu$. Для нас достаточно рассмотреть только одно слагаемое

$$\left| \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ig \frac{\tau}{2} A_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \varphi \right|^2,$$

в которое вместо φ нужно подставить состояние вакуума $\varphi = \varphi_0$. В результате мы получим выражение

$$1/8\eta^2(gA_\mu^{(3)} - g'B_\mu)^2 + 1/8\eta^2g^2(A_\mu^{(1)} - iA_\mu^{(2)})(A_\mu^{(1)} + iA_\mu^{(2)}).$$

Мы видим, что после спонтанного нарушения симметрии поля φ в общий лагранжиан добавились слагаемые, квадратичные по калибровочным полям $A^{(1)}$, $A^{(2)}$, $A^{(3)}$, B . Это значит, что эти поля приобрели массу. Но массовыми стали не все четыре поля, а только три их комбинации:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^{(1)} \pm iA_\mu^{(2)}) \equiv W_\mu^{(\pm)}, \quad \frac{gA_\mu^{(3)} - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \equiv Z_\mu,$$

т. е. W - и Z -бозоны; что же касается четвертой комбинации

$$A_\mu = (g'A_\mu^{(3)} + gB_\mu)/\sqrt{g^2 + g'^2}$$

(ортогональной к Z_μ), то она осталась безмассовой, как и должно быть, так как A_μ — это фотонное поле.

Выделив коэффициенты при $W_\mu^{(\pm)2}$ и Z_μ^2 , найдем массы W^\pm - и Z -бозонов:

$$m_W = 1/2g\eta, \quad m_Z = 1/2\sqrt{g^2 + g'^2}\eta.$$

Если ввести так называемый *угол Вайнберга* θ_W ,

$$\operatorname{tg} \theta_W = g'/g,$$

то отношение масс промежуточных бозонов запишется в виде

$$m_W/m_Z = \cos \theta_W.$$

Итак, массы промежуточных бозонов пропорциональны величине η , определяющей состояние вакуума поля φ . Это поле называется *хиггсовым полем*.

После введения вакуума хиггсово поле $\chi(x)$ будет описывать возбуждения поля над вакуумом. Они представляют собой массивные нейтральные скалярные мезоны с массой $\lambda\eta$.

В лагранжиан \mathcal{L}_φ будут входить, очевидно, слагаемые, пропорциональные как $\chi(x)$, так и $A^{(1)}$ и B . Эти слагаемые — взаимодействие нейтральных скаляров — мезонов Хиггса с промежуточными бозонами W^\pm и Z^0 (рис. 47).

Мы показали, как возникают массы W^\pm - и Z^0 -бозонов. Поступая аналогичным образом, можно получить массу электрона (и массу нейтрино), но мы не будем останавливаться на этом вопросе.

Рассматривая универсальное четырехфермионное слабое взаимодействие, мы говорили, что входящая в него универсальная константа Ферми G должна быть пропорциональна g^2 и обратно пропорциональна квадрату бозонных масс. Теперь, после того, как выяснено происхождение масс W^\pm - и Z^0 -бозонов и сформулировано, как бозонные поля входят в общий лагранжиан, можно установить точную связь между этими константами. Она имеет следующий вид:

$$G = g^2 / (4\sqrt{2}m_W^2).$$

Рассмотренная нами теория — единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий, или, как говорят, теория электрослабого взаимодействия была построена Вайнбергом, Глешоу и Саламом (Нобелевская премия 1980 г.). Мы видим, что в этой теории оба взаимодействия — слабое и электромагнитное — вводятся на одинаковой основе, и входящие в теорию поля — бозонное и электромагнитное — рассматриваются как калибровочные поля локальной симметрии $SU(2)_W \otimes U(1)_Y$. Присоединив к локальной инвариантности $SU(2) \otimes U(1)_Y$ идею о спонтанном нарушении симметрии, мы получим конечные массы W - и Z -бозонов.

Важнейшим свойством единой теории электрослабого взаимодействия является то, что вся теория в целом, а не только ее электромагнитная часть, оказывается перенормируемой, и поэтому все высшие приближения (по константам g и g' или g и e) могут быть вычислены и имеют физический смысл, в то время как теория четырехфермионного взаимодействия свойством перенормируемости не обладает.

Единая теория в равной мере применима и к низким, и к высоким энергиям. Она содержит два свободных безразмерных параметра g и g' (электрический заряд электрона e выражается через них, $e^{-2} = g^{-2} + g'^{-2}$), характеризующих интенсивность взаимодействия, и требует

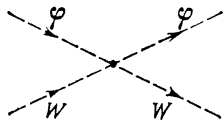


Рис. 47. Контактное взаимодействие φ -мезонов с W -бозонами

для своего построения введения хиггсовых скалярных бозонов. Эти частицы должны, естественно, считаться такой же реальностью, как и промежуточные бозоны W^\pm , Z^0 .

Великое объединение

В предыдущих разделах было разъяснено, как локальная симметрия оказывается лежащей в основе динамики частиц. Мы видели, что, если предположить локальность цветовой $SU(3)_c$ -симметрии кваркового поля, то необходимо ввести калибровочные глюонные поля (октет цветных глюонов), которые будут «цементировать» кварки, т. е. обеспечат сильное взаимодействие.

Мы показали далее, что W^\pm и Z^0 — промежуточные бозоны, обуславливающие слабое взаимодействие, также должны выступать как калибровочные поля, причем они должны вводиться на той же основе, что и фотон, который также является калибровочным полем.

Поэтому мы рассматривали систему фермионов — электрон и нейтрино — с характерной для них $SU(2)_w \otimes U(1)_Y$ глобальной симметрией (в предположении, что массы электрона и нейтрино равны нулю). Чтобы сделать эту симметрию локальной, нужно было ввести четыре калибровочных поля — безмассовые W^+ , W^- , Z^0 -бозоны и фотон (промежуточные бозоны приобретают массы благодаря механизму спонтанного нарушения симметрии). В результате возникает теория электромагнитного и слабого взаимодействий, которые объединяются в единое электрослабое взаимодействие.

Важнейшей чертой вводимых таким образом (т. е. для обеспечения локальной симметрии) калибровочных полей является то, что эффективные константы взаимодействия этих полей с фермионами (т. е. кварками, электронами и нейтрино) зависят от переданного импульса или, иначе говоря, от расстояния до фермиона. Именно эти константы, как мы уже говорили, уменьшаются с уменьшением расстояния в случае глюонов (благодаря этому возникает явление асимптотической свободы) и возрастают с уменьшением расстояния в случае фотонов; в случае промежуточных W^\pm - и Z^0 -бозонов поведение константы такое же, как и в случае глюонов.

Причина непостоянства «констант» взаимодействия или связи, т. е. зависимости «констант» от переданного импульса, заключается в поляризации вакуума, которой

соответствуют на языке диаграмм Фейнмана петли виртуальных частиц — векторных бозонов и фермионов (см. рис. 44, на котором волнистые линии обозначают бозоны, а сплошные линии — фермионы).

Зависимость эффективных констант связи от переданного импульса оказывается логарифмической. Если обозначить эти константы для электромагнитного, слабого и сильного взаимодействий через $\alpha = \alpha_1$, $\alpha_w = \alpha_2$, $\alpha_s = \alpha_3$ (эти константы равны квадратам соответствующих зарядов, деленных на 4π), то в области больших переданных импульсов M и μ будут справедливы соотношения:

$$\frac{1}{\alpha_i(M)} - \frac{1}{\alpha_i(\mu)} = \frac{b_i}{2\pi} \ln \frac{M}{\mu}, \quad i = 1, 2, 3,$$

где b_i — константы, определяющиеся размерностью калибровочной группы и числом фермионных ароматов. Для глюонов в $SU(3)_c$ -группе

$$b_3 = 11 - \frac{2}{3}n_f,$$

где n_f — число кварковых ароматов ($b_3 = 7$ при $n_f = 6$).

Зависимость эффективных констант взаимодействия от переданного импульса

M в области больших значений M показана на рис. 48 (величина μ также предполагается большой; мы будем считать, что $\mu = m_w$, где m_w — масса W -бозона). Так как величины $\alpha_2(M)$ и $\alpha_3(M)$ падают с ростом M , а величина $\alpha_1(M)$ растет с ростом $\alpha_3(M)$, то кривые $\alpha_1(M)$, $\alpha_2(M)$ и $\alpha_3(M)$ могут пересечься в некоторой точке $M = M_0$. Можно убедиться, что равенство

$$\alpha_1(M) = \alpha_2(M_0) = \alpha_3(M_0) \equiv \bar{\alpha}(M_0)$$

соблюдается, если

$$\ln \frac{M}{\mu} = \frac{\pi}{11} \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{8}{3\alpha_s} \right) \approx 29,$$

где α — постоянная тонкой структуры в квантовой электродинамике и α_s — постоянная кварк-глюонного взаимо-

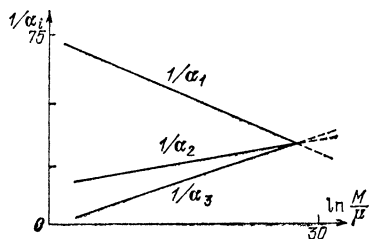


Рис. 48. Зависимость эффективных констант от массы M

действия при $\mu = m_w$, $\alpha_s \approx 0,1$. Полагая $\mu = m_w$, получим $M/m_w = 4 \cdot 10^{12}$, что при $m_w = 10^2$ ГэВ дает $M \approx 10^{14}$ ГэВ.

При таких передаваемых импульсах, что соответствует расстояниям порядка $r \approx 10^{-23}$ см, интенсивности трех фундаментальных взаимодействий — сильного, электромагнитного и слабого — становятся одинаковыми. Поэтому мы можем говорить о едином фундаментальном взаимодействии — сильноэлектрослабом. Это и есть явление большого объединения или «великого синтеза». Общее значение эффективных констант взаимодействия равно $\bar{\alpha}(M) = 0,02$. Эта величина мала по сравнению с единицей, поэтому при исследовании различных процессов в области великого синтеза будет применима теория возмущений. Это общее значение константы связи для всех трех фундаментальных взаимодействий, слившихся в единое взаимодействие. В этой области переданных импульсов (и соответствующих расстояний) и тем более еще больших импульсов теория становится неабелевой. Но для неабелевых полей константа связи не стремится к нулю при безграничном увеличении переданного импульса, иными словами, в неабелевой теории не возникает нулификации заряда, которая имеет место в абелевой квантовой электродинамике. В единой теории фундаментальных взаимодействий нет отдельного электромагнитного взаимодействия, описываемого абелевой квантовой электродинамикой и поэтому исчезает проблема нулификации электрического заряда.

Одинаковость констант взаимодействия при великом синтезе означает, что единое фундаментальное взаимодействие должно обладать некоторой единой симметрией кварков и $SU(2)_w \otimes U(1)_Y$ -симметрией, которая лежит в основе единого электрослабого взаимодействия. Все известные «элементарные фермионы», т. е. лептоны и кварки, должны подчиняться этой объединенной симметрии и должны быть сгруппированы в минимальное число фундаментальных мультиплетов.

Простейшей такой объединенной симметрией является $SU(5)$ -симметрия. В математике важной характеристикой группы симметрии является *ранг группы*. По определению ранг группы есть число коммутирующих операторов, которые одновременно могут быть приведены к диагональному виду, позволяя тем самым охарактеризовать состояние частицы определенными квантовыми числами. Поскольку группа цветовой $SU(3)_c$ -симметрии является

группой второго ранга, а ранг группы $SU(2)$ равен единице, то ранг группы симметрии единого фундаментального взаимодействия, основанного одновременно на $SU(3)_c$ - и $SU(2)_w \otimes U(1)_Y$ -симметриях, должен быть равен 4. Простейшей группой четвертого ранга и является группа $SU(5)$.

При использовании группы $SU(5)$ все известные фермионы (кварки и лептоны) подразделяются на три совокупности, или, как говорят, три поколения — I, II, III:

$$\begin{array}{ccc} \begin{array}{|c|} \hline e \\ \hline \nu_e \\ \hline u \\ \hline d \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|} \hline \mu \\ \hline \nu_\mu \\ \hline c \\ \hline s \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|} \hline \tau \\ \hline \nu_\tau \\ \hline t \\ \hline b \\ \hline \end{array} \\ \text{I} & \text{II} & \text{III} \end{array}$$

Каждое из поколений включает два лептона и два кварка. Частицы каждого поколения описываются идентично. В рамках $SU(5)$ -симметрии не удастся все лептоны и кварки «втиснуть» в один мультиплет. Но подобная ситуация уже встречалась нам при описании лептонов в группе $SU(2)_w \otimes U(1)_Y$ -симметрии электрослабого взаимодействия: там электрон, мюон и тяжелый лептон относились к трем различным мультиплетам.

Чтобы сконструировать фермионные фундаментальные мультиплеты в рамках $SU(5)$ -симметрии, необходимо подсчитать число независимых состояний в каждом поколении. Учитывая спиновые состояния всех фермионов и цвет кварков, легко убедиться, что поколение содержит 15 независимых фермионных состояний (см. табл. 6).

15 фермионных состояний можно «разместить» в двух фундаментальных мультиплетах группы $SU(5)$:

$$\bar{5} = \begin{bmatrix} \bar{d}_1 \\ \bar{d}_2 \\ \bar{d}_3 \\ e^- \\ \nu_e \end{bmatrix}, \quad 10 = \begin{bmatrix} 0 & \bar{u}_3 & -\bar{u}_2 & -u_1 & -d_1 \\ -\bar{u}_3 & 0 & \bar{u}_1 & -u_2 & -d \\ \bar{u}_2 & -\bar{u}_1 & 0 & -u_2 & -d_3 \\ u_1 & u_2 & u_3 & 0 & -e^+ \\ d_1 & d_2 & d_3 & e^+ & 0 \end{bmatrix}_L$$

где индекс L обозначает левые частицы (спин частицы направлен против ее импульса). Эти совокупности частиц образуют базисы двух простейших представлений группы $SU(5)$. Вместо базиса $\bar{5}$, содержащего левые античасти-

Фермионные состояния

1 состояние ν_e	Если нейтрино двухкомпонентно, то его спин может быть направлен только против импульса нейтрино
2 состояния e^-	Спин электрона может быть направлен как по, так и против импульса
$3 \times 2 = 6$ состояний u $3 \times 2 = 6$ состояний d	Каждый кварк может находиться в трех различных состояниях по цвету

цы, может быть выбран и другой базис, содержащий правые частицы (спин частицы направлен вдоль ее импульса):

$$5 = (d_r, d_g, d_b, e^+, \bar{\nu}_e)_R.$$

Таковыми же мультиплетами описываются частицы, принадлежащие ко II и III поколениям.

Из структуры мультиплета 5 легко видеть, что дробность электрического заряда кварков связана с их цветом. Дело в том, что если электрический заряд кварка не зависит от его цвета (а это неперенное условие локальной цветовой симметрии) и если суммарный электрический заряд всех частиц данного мультиплета $SU(5)$ обращается в нуль, то имеет место соотношение

$$3Q(d) = Q(e), \quad \text{т. е.} \quad Q(d) = -1/3.$$

(Отметим, что обращение в нуль суммарного заряда в $SU(5)$ -симметрии имеет ту же природу, что и обращение в нуль суммарной проекции изотопического спина частиц, принадлежащих каждому мультиплету группы $SU(5)$ или $SU(3)$.)

До сих пор речь шла о классификации лептонов и кварков, т. е. о размещении их по мультиплетам глобальной группы симметрии $SU(5)$. Теперь, так же как и при изучении цветовой симметрии кварков и $SU(2)_w \otimes U(1)_Y$ -симметрии лептонов, мы должны сделать симметрию $SU(5)$ локальной. Для этого должны быть введены калибровочные поля. Число этих полей оказывается равным 24 (по числу генераторов группы $SU(5)$). С этими полями связаны частицы — векторные бозоны, обмен которыми приводит к взаимодействиям в системе фермионов, т. е. между кварками, между лептонами и между кварками и лептонами.

Сперва все эти бозоны будут безмассовыми, но затем мы спонтанно нарушаем $SU(5)$ -симметрию и бозоны приобретают массу (все, кроме фотона и глюонов!).

В число рассматриваемых бозонов входят прежде всего восемь глюонов, отвечающих подгруппе $SU(3)_c$ и ответственных за переходы между известными кварками (отличающимися цветом); далее сюда входят три бозона $A^{(1)}$, $A^{(2)}$, $A^{(3)}$, отвечающие группе $SU(2)_w$, и бозон B , отвечающий группе $U(1)_Y$, причем линейные комбинации $A^{(3)}$ и B дают Z^0 -бозон и фотон, так же, как в теории электрослабого взаимодействия.

Наконец, остается еще двенадцать бозонов, представляющих собой четыре заряженных цветовых триплета:

$$X_i^{(4/3)}, \bar{X}_i^{(-4/3)}, Y_i^{(1/3)} \text{ и } \bar{Y}_i^{(-1/3)},$$

где i — цветовой индекс ($i = r, g, b$) и индексы $4/3$, $1/3$ обозначают электрические заряды частиц.

С X - и Y -бозонами мы не встречались до сих пор; это совершенно новые частицы, связанные с $SU(5)$ -симметрией. Они обуславливают переходы, т. е. превращения кварков в лептоны (X_i и \bar{X}_i обуславливают переходы $\bar{d} \leftrightarrow e^-$, а Y_i и \bar{Y}_i — переходы $\bar{d} \leftrightarrow \nu_e$, рис. 49, а).

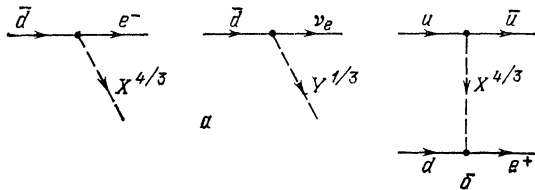


Рис. 49. Процессы с участием X - и Y -бозонов: испускание X - и Y -бозонов (а), процесс $u + d \rightarrow \bar{u} + e^+$ (б)

Схема переходов в мультиплете 5, обусловленных взаимодействиями фермионов со всеми бозонами, т. е. с глюонами G , бозонами W^\pm , Z^0 и бозонами X и Y и фотоном γ , имеет вид матрицы 5×5 , в верхнем левом углу которой находится матрица 3×3 , описывающая переходы, обусловленные восемью глюонами, а в правом нижнем углу — матрица 3×2 , описывающая переходы, обусловленные W^\pm - и Z^0 -бозонами, а также фотоном γ ; к этим матрицам примыкают с боков две матрицы 2×3 и 3×2 , описывающие переходы между кварками и лептонами, обусловленные X - и Y -бозонами.

Нестабильный протон

Необычным является то, что X- и Y-бозоны обладают как барионным, так и лептонным зарядами. Поэтому их можно назвать *лептокварками*.

Взаимодействие X- и Y-бозонов с фермионами таково, что X- и Y-бозоны могут переходить как в пары кварков, так и в пары антилептон — антикварк:

$$e^+ + \bar{d} \leftarrow X \rightarrow u + u, \quad \bar{\nu}_e + \bar{d} \leftarrow Y \rightarrow u + d.$$

В результате этих переходов, идущих с несохранением барионного заряда, протон и нейтрон становятся нестабильными, так как они могут превращаться в лептоны:

$$p \doteq uud \rightarrow e^+, \quad n = udd \rightarrow \bar{\nu}_e.$$

Ясно, что в силу сохранения энергии и импульса одиночные лептоны появляться не смогут и будут иметь место распады типов

$$\begin{aligned} p &\rightarrow e^+ + \pi^0, & p &\rightarrow e^+ + \rho^0, \\ p &\rightarrow \bar{\nu}_e + \pi^+, & p &\rightarrow \bar{\nu}_e + \rho^+. \end{aligned}$$

Интересно, что возможен распад протона и с образованием μ^+ -мезона; он должен сопровождаться образованием каонов: $p \rightarrow \mu^+ + K^0$ или $p \rightarrow \bar{\nu}_\mu + K^+$. Такая корреляция среди продуктов распада протона связана с тем, что электрон и мюон принадлежат к разным поколениям группы $SU(5)$ -симметрии.

Нестабильность протона должна быть очень малой (если вообще она есть*). Поэтому массы X- и Y-бозонов должны быть огромными ($\geq 10^{15}$ ГэВ). Действительно, матричный элемент распада протона должен быть пропорционален g^2/m_X^2 , где m_X — масса X-бозона и $g^2 \approx \alpha$ -квадрат универсального заряда. Отсюда получаем оценку для времени жизни протона: $\tau_p = m_X^4/(\alpha^2 m_p^5)$, где m_p — масса протона. Время жизни протона следует считать не меньше 10^{30} лет. Отсюда следует оценка для m_X , $m_X/m_p \approx 10^{14}$, и та же оценка для массы Y-бозонов.

*) Можно указать также на эффект монополярного катализа распада протонов, согласно которому взаимодействие магнитных монополей, если они существуют, с нуклонами должно приводить к распадам последних (В. А. Рубаков).

Заметим, что время жизни протона на двадцать порядков выше времени существования Вселенной, которое составляет 10^{10} лет.

Чтобы проиллюстрировать чрезвычайную медленность процессов распада протона, оценим число барионов N_B во Вселенной: $N_B = \frac{4}{3}\pi R^3 n_B$, где R — радиус Вселенной и n_B — плотность протонов. Полагая $R \approx 10^{28}$ см и $n_B \approx 10^{-7}$ см $^{-3}$ (предполагается, что средняя плотность вещества во Вселенной составляет 10^{-31} г/см 3), получим $N_B = 10^{77}$. За время существования Вселенной могла распасться только 10^{-20} часть от общего числа протонов, т. е. 10^{57} протонов. Они весят 10^{33} г, что составляет по порядку величины массу Солнца, но таких звезд во Вселенной не меньше 10^{20} .

Звезда размером в Солнце, содержащая 10^{57} протонов, могла бы потерять за 10^{10} лет за счет распадов 10^{37} протонов, которые весят около 10^{13} г = 10^7 т, т. е. за год Солнце должно терять около 1 кг своей массы за счет распадов протонов.

Масса Земли равна приблизительно $6 \cdot 10^{27}$ г, поэтому за 10^{10} лет может распасться $6 \cdot 10^7$ г земных протонов, т. е. за год — $6 \cdot 10^{-3}$ г, что эквивалентно распаду 10^{21} протонов.

Поскольку в физике элементарных частиц возможна регистрация одиночных распадов, то регистрация подобной нестабильности протона в принципе не составляет труда. Так, в бочке воды в одну тонну в течение года должен происходить один распад (если время жизни протона 10^{30} лет).

Если барионное число не сохраняется, то в принципе возможен переход нейтрона в антинейтрон (с изменением барионного числа на две единицы) и может наблюдаться нейтрон-антинейтронная осцилляция, аналогичная нейтрино-антинейтринной осцилляции (В. А. Кузьмин).

Разъясним теперь, что сохранение барионного числа, если оно вообще имеет место, не связано с локальной калибровочной инвариантностью. Выше уже неоднократно отмечалось, что локальная инвариантность с неизбежностью порождает безмассовые векторные бозоны. Если бы инвариантность, приводящая к сохранению барионного числа, была локальной, то должны были бы существовать «барионные фотоны», взаимодействующие с барионным зарядом. Это взаимодействие должно быть дальнodelствующим, так как масса «барионных фотонов» равна нулю. Поскольку барионный заряд Земли отличен

от нуля и велик, то на любое пробное тело (содержащее барионы), помещенное над поверхностью Земли, должны действовать две силы, а именно, сила гравитационного притяжения и сила притяжения барионных зарядов:

$$F_1 = \kappa \frac{mM}{R^2} + g_B^2 \frac{aA}{R^2} = \kappa \frac{mM}{R^2} \left(1 + \frac{g_B^2}{\kappa} \frac{A}{M} \frac{a}{m} \right),$$

где M и R — масса и радиус Земли, m — масса пробного тела, A и a — числа барионов в Земле и в теле, κ — постоянная тяготения Ньютона, g_B — константа взаимодействия барионного заряда с «барионным фотоном».

Существует, однако, опыт Этвеша, демонстрирующий, что дополнительное дальнеедействие между макроскопическими телами отсутствует. Действительно, опыт Этвеша показывает, что на два тела одинаковой массы, но разной природы (например, тела из свинца и углерода) действуют одинаковые силы, причем различие сил ничтожно, $\frac{|F_1 - F_2|}{F_1} \leq 10^{-12}$. Но «барионные фотоны» должны приводить к разным силам:

$$\frac{F_1 - F_2}{F_1} = \frac{g_B^2}{\kappa} \frac{A}{M} \left(\frac{a_1}{m} - \frac{a_2}{m} \right) = \frac{g_B^2}{\kappa m_p} \left(\frac{a_1}{m} - \frac{a_2}{m} \right),$$

где a_1 и a_2 — числа барионов в двух телах одинаковой массы. Эти числа различны в силу различия энергии связи нуклонов в ядрах элементов, т. е. $\left| \frac{m}{a_1} - \frac{m}{a_2} \right| \approx 10^{-3} m_p$. Таким образом,

$$\frac{|F_1 - F_2|}{F_1} = 10^{-3} \frac{g_B^2}{\kappa m_p^2} \leq 10^{-12},$$

т. е. $g_B^2 \leq \kappa \cdot 10^{-9} m_p^2$.

Это означает, что интенсивность гипотетического взаимодействия безмассовых «барионных фотонов» на девять порядков меньше интенсивности гравитационного взаимодействия! Можно считать, что дальнеедействующее взаимодействие для барионного заряда отсутствует, т. е. соответствующая инвариантность носит не локальный, а глобальный характер. Поэтому сохранение барионного заряда не имеет такой глубокой физической причины, как сохранение электрического заряда. В этом различии и заключается источник несохранения барионного заряда, предсказываемого в теории великого объединения.

85 коп.

