

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 $\varepsilon = \hbar\omega$ имеет еще и импульс (или количество движения), равный $\mathbf{q} = \varepsilon/c$, где c — скорость света в вакууме и \mathbf{n} — единичный вектор вдоль направления распространения волны. Мы должны тогда написать законы сохранения энергии и импульса при рассеянии фотона электроном:

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

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

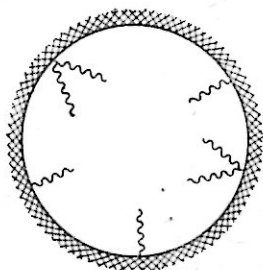


Рис. 1. Полость, содержащая тепловое излучение. Стенки полости имеют температуру T

вероятность того, что физическая 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

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

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*).

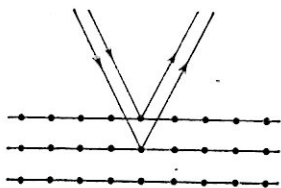


Рис. 2. Рассеяние электронов кристаллами

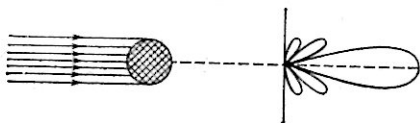


Рис. 3. Рассеяние нейтронов поглощающим ядром

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

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

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

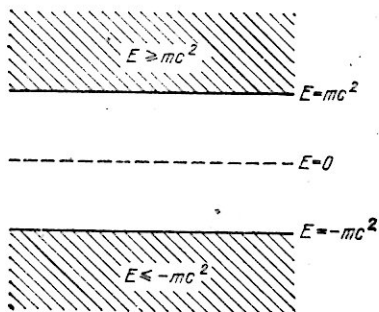


Рис. 4. Континуумы положительных и отрицательных энергий электрона

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 «вытягивается» 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

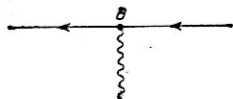


Рис. 5. Простейшая диаграмма Фейнмана в квантовой электродинамике

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),

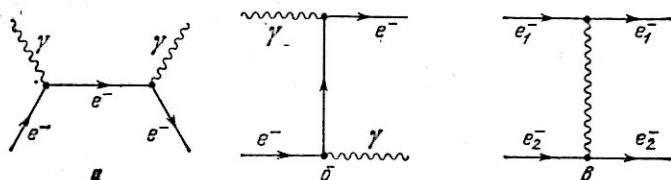


Рис. 6. Диаграммы Фейнмана второго порядка: а и б — комптон-эффект, в — рассеяние электрона электроном

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 комптоновское 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 комптоновскому 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 электронные 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

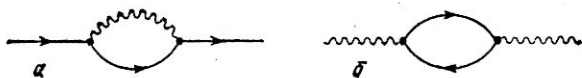


Рис. 7. Электромагнитная масса электрона (*а*), поляризация вакуума (*б*)

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; $\sigma = 2\pi r_e^2 \frac{1}{x} (\ln x + 1/2)$, $x \gg 1$ — 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 комptonовской 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 позвонил 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, «голого», 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 «голого» электрона. Поэтому важно знать, как связаны масса и заряд этих двух электронов. Процедура перенормировки и указывает, как переходить от параметров «голого» 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 «фейнмановских диаграмм» и «фейнмановских 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 взаимодействии»¹⁾.

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.

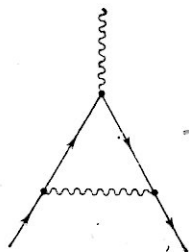


Рис. 8. Диаграмма, определяющая аномальный магнитный момент электрона во втором порядке теории возмущений

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 «голого» 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 «голого», 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 «голого» 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 Фрадкиным*).

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

$$L_0 = m \exp\left(\frac{3}{2}\pi \cdot 137\right).$$

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 , 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_s и ω_c 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),

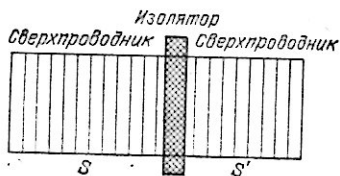


Рис. 9. Эффект Джозефсона (контакт Джозефсона)

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 спиновому 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

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

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

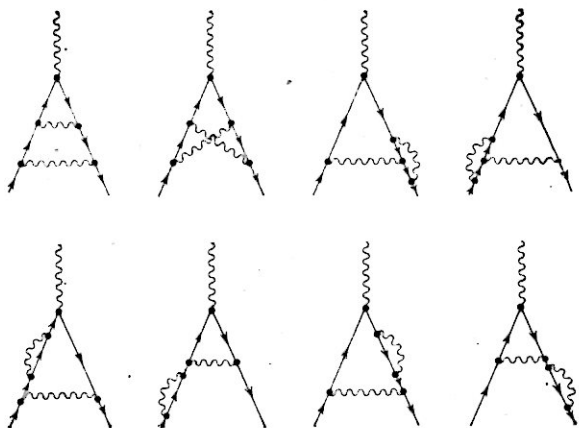


Рис. 10. Диаграммы, определяющие аномальный магнитный момент электрона в четвертом порядке теории возмущений

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 $\Delta\mu^{\text{экс}}$. 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 $\gamma_p = \omega_B/B$ 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 возмущений»¹⁾).

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 обстояло гораздо тяжелее. Многие физики полагали даже, что он вообще неосуществим. По сравнению с электронами мюонов в нашем

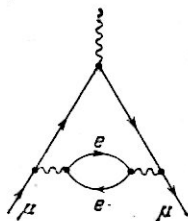


Рис. 11. Диаграмма, описывающая вклад поляризации вакуума электронно-позитронного поля в аномальный магнитный момент мюона

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 секунды»¹⁾.

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.

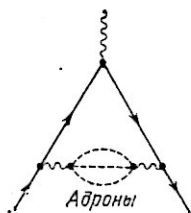


Рис. 12. Вклад адронов в аномальный магнитный момент мюона

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.

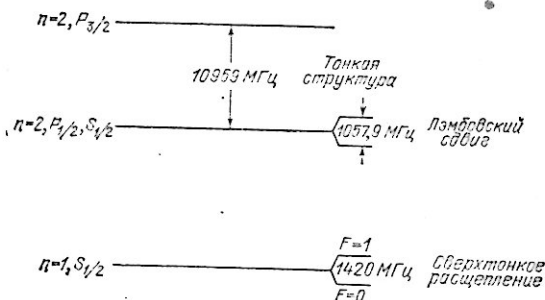


Рис. 13. Структура уровней атома водорода

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.

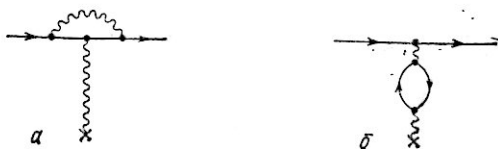


Рис. 14. Диаграммы, определяющие лэмбовский сдвиг

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 $\Delta v^{\text{теор}} = 2,034003 \cdot 10^5$ МГц, а эксперимент — $\Delta v^{\text{эксп}} = 2,033849(12) \cdot 10^5$ 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 падающей 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 ГэВ^2 , 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 $e\mu\tau$ -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 $e\mu\tau$ -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.

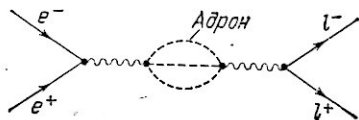


Рис. 15. Диаграмма, определяющая вклад сильного взаимодействия в амплитуды процессов $e^+ + e^- \rightarrow l + l^-$ ($l = e, \mu, \tau$)

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

Барнионное 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 состояний 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 $(\psi_1, \psi_2) = \psi$, 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 $\varphi'_i = U_{ij}^{(\tau)}$ φ_j — суперпозиции этих состояний (по j производится суммирование), так же, 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 $J^2 = J_1^2 + J_2^2 + J_3^2$ 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 J^2 связан с J соотношением $J^2 = J(J+1)$. 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 $I^2 = I_1^2 + I_2^2 + I_3^2$. 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 $I^2 = I(I+1)$. 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).

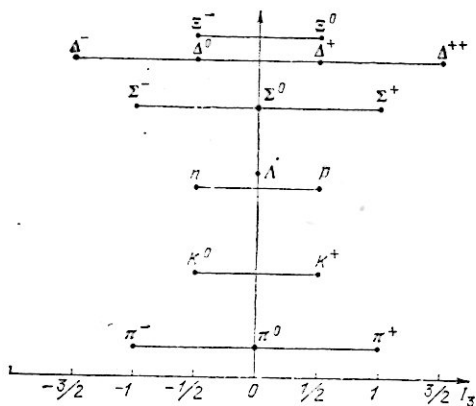


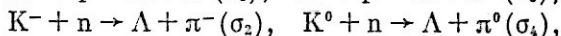
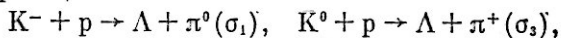
Рис. 16. Изотопические мультиплеты адронов

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_3 будет эквивалентно определенным соотношениям между сечениями.

Разъясним это на примере реакций $K + N \rightarrow \Lambda + \pi$. 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:



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, K -мезонов, т. е. равенство чисел K^0 - и K^- -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.

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

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 состояниях 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, Δ (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 нуклон 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).

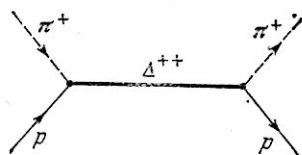


Рис. 17. Резонансный механизм рассеяния π^+ -мезонов протонами: $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$

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.

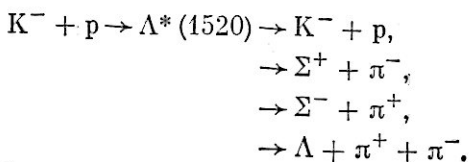
Чтобы разъяснить появление адронных резонансов в процессах рассеяния адронов, а также появление различных распадов одного и того же резонанса, или, как говорят, различных каналов распада, можно воспользоваться электромагнитной аналогией, а именно аналогией между адронными резонансами и электромагнитными 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 Λ^* (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 энергии 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 Френеля), 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 невылетаания 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 $+1/2$ (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 $-1/2$ (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 $1/2$.

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. Струминским 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 $2/3e$, $-1/3e$ и $-1/3e$ для u , d - и s -кварков, соответственно, где e — заряд протона. Действительно, барионный заряд кварка должен быть равен $1/3$. Предположим, что u - и d -кварки образуют изотопический дублет с проекциями изоспина $+1/2$ (для u -кварка) и $-1/2$ (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 — Нипиджими применима и к кваркам, тогда для электрических зарядов, странности и проекции изотопического спина кварков мы получим

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

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-

торые 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

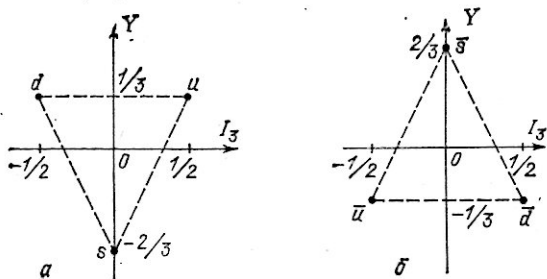


Рис. 18. Триплет кварков (а) и антикварков (б) на плоскости I_3, Y

мы получим для этих величин значения $m_u \approx m_d \approx 310$ 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 можно 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 электронно-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 групп

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 $q_{i\alpha s}$,

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 представления 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 . 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). Кружок 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

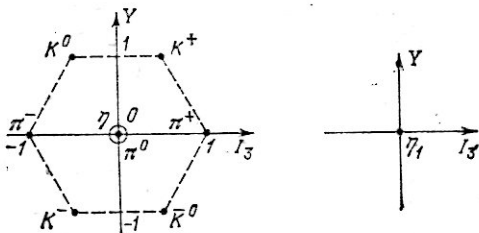


Рис. 19. Октет и синглет псевдоскалярных мезонов (с нулевым спином и отрицательной пространственной четностью)

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 мультиплетта: 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.

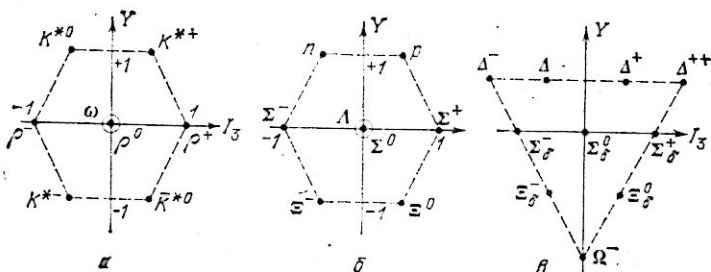


Рис. 20. Октет векторных мезонов с единичным спином (а), октет барионов со спином $1/2$ и положительной пространственной четностью (б); декуплет барионов со спином $3/2$ и положительной пространственной четностью (в)

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_δ -резонансов с нулевым гиперзарядом, изотопического дублета Ξ_δ -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 барсионные 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 спином $3/2$. 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 триплетами 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 *s-кварком*).

Гипотеза s-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 s-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 .

Таблица 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*.

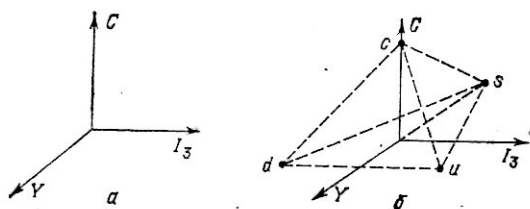


Рис. 21. Тетраэдр кварков u, d, s и c .

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 супермультиплетта должен содержать $c\bar{s}$ -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.

Таблица 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

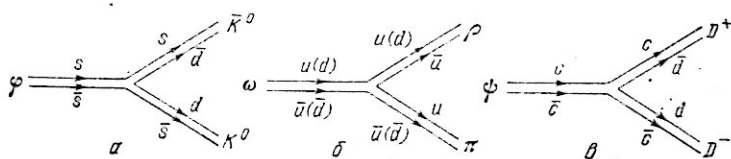


Рис. 22. Кварковые диаграммы распадов нейтральных векторных мезонов: $\phi \rightarrow K + \bar{K}$ (а), $\omega \rightarrow \rho + \pi$ (б), $\psi \rightarrow D + \bar{D}$ (в)

(«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 c 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-plet 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^{++}	cuc	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:

$$X_u^{++} = cuc, \quad I_3 = +1/2; \quad X_d^+ = ccd, \quad I_3 = -1/2; \quad S = 0;$$

$$X_s^+ = ccs, \quad I_3 = 0, \quad S = -1.$$

Очарованные барионы могут, в принципе, рождаться в сильном взаимодействии вместе с очарованными мезонами, например

$$\pi^+ + p \rightarrow \bar{D}^0 + C_1^{++}, \quad \pi^- + p \rightarrow D^- + C_1^+$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \bar{D}^0 + C_{1s}^0, \quad \pi^+ + p \rightarrow \bar{D}^0 + \bar{D}^0 + X_u^{++},$$

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 назвали 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 спинные 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. «Склеивка» 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

Таблица 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} , ..., 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. Кажется 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 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 цветные заряды мезонов и барионов (с учетом как кварков, так и глюонных связей между ними) всегда равны нулю. Иными словами, адроны — нейтральные системы в смысле цветového 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 цветным 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 $qq\bar{q}$. 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

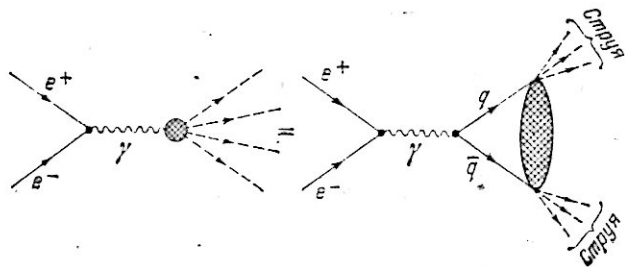


Рис. 23. Образование двух струй адронов на встречных электронно-позитронных пучках

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

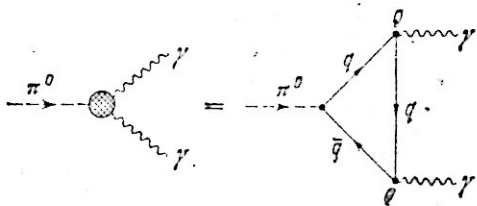


Рис. 24. Кварковые диаграммы, определяющие распад нейтрального псевдоскалярного пиона на два γ -кванта: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

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». Своеобразным подобным 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

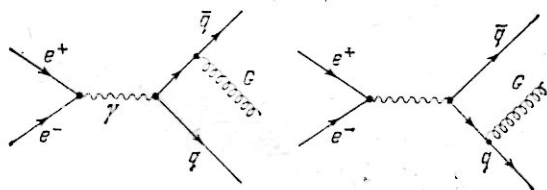


Рис. 25. Диаграммы Фейнмана, определяющие образование трех струй адронов в e^+e^- -столкновениях за счет процесса $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + G$

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.