

позитроний)спинами. Парапозитроний зарядово четен (см. § 6, п. 10). Он распадается на два кванта и имеет время жизни порядка  $10^{-10}$  с. Ортопозитроний зарядово нечетен и поэтому может распадаться не менее чем на три кванта. А это — процесс 3-го порядка. Поэтому ортопозитроний живет сравнительно долго, примерно  $10^{-8}$  с.

Спектры позитрония и мезоводорода довольно точно рассчитаны и промерены. И здесь не удалось обнаружить расхождений квантовой электродинамики с экспериментом.

Проблема пределов применимости квантовой электродинамики при достигнутой в настоящее время время точности измерений связана не только с электромагнитными, но и с сильными взаимодействиями (см. ниже § 7, п. 11).

## § 7. Сильные взаимодействия

1. Главные опытные свойства сильных взаимодействий таковы:

а) Сильные взаимодействия не универсальны. Они не действуют на лептоны и фотоны.

б) Сильные взаимодействия являются доминирующими для тех частиц, которые подвержены их действию. Такие частицы называются *адронами*.

в) Полные сечения  $\sigma_t$  рассеяния адрон — адрон при энергиях столкновения (в СЦИ) в области примерно от 5 до 10 ГэВ для всех адронов имеют порядок 20—40 мбарн (рис. 7.37). При этом адроны ведут себя как черные, т. е. абсолютно непрозрачные шары радиуса  $R_0$ , определяемого очевидным соотношением

$$\sigma_t = \pi (2R_0)^2, \quad (7.98)$$

если в  $\sigma_t$  не включать дифракционное рассеяние. Отсюда получается оценка  $R_0 \approx \approx 0,35 \cdot 10^{-13}$  см.

То, что адрон при таких энергиях ведет себя именно как черный шар, а не как серый шар большего радиуса, подтверждается тем, что опытный угол  $\vartheta$  дифракционного рассеяния согласуется с оценкой

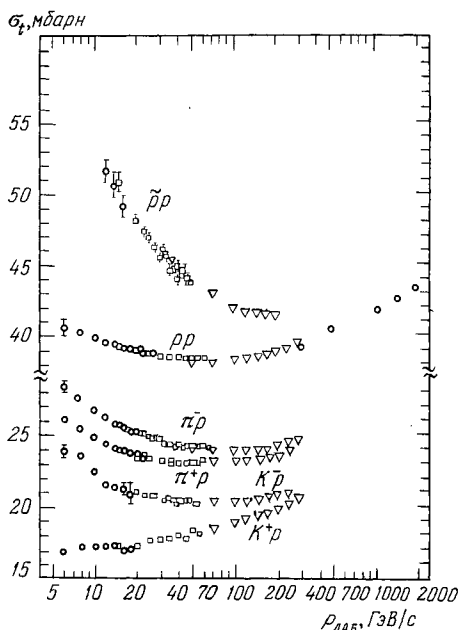


Рис. 7.37. Полное сечение  $\sigma_t$  рассеяния адронов  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$  на протонах.

Кружки, треугольники и т. д. — данные разных лабораторий

$\vartheta \approx \lambda/R_0$ . Величина  $R_0$  называется *геометрическим радиусом адрона*. Ниже мы увидим, что электромагнитные радиусы адронов также имеют порядок  $R_0$  (см. п. 11). Подчеркнем, что размеры всех неадронных частиц настолько малы, что до сих пор находятся вне пределов достижимости экспериментальной техники.

Отмеченное поведение адрон-адронных сечений свидетельствует о высокой интенсивности и о коротком радиусе действия сильных взаимодействий, а также о том, что адроны, в отличие от других частиц, обладают структурой, радиус которой порядка  $R_0$ .

г) Выше соответствующих порогов и при отсутствии запретов по точным и приближенным законам сохранения в адрон-адронных столкновениях интенсивно идут реакции рассеяния и взаимопревращения адронов. Суммарное сечение  $\sigma_{\text{неупр}}$  этих процессов также имеет порядок  $\pi (2R_0)^2$ . Например, при столкновении  $p$  с энергией 10 ГэВ наряду с упругим рассеянием идут процессы:



Суммарное сечение  $\sigma_{\text{неупр}}$  этих процессов равно 30 мбарн и составляет 75% от полного сечения 40 мбарн.

Это свойство свидетельствует о высокой интенсивности сильных взаимодействий, а также о том, что все адроны в каком-то смысле состоят из одного и того же «материала».

д) Адроны состоят из субчастиц, имеющих ничтожно малые размеры (как минимум на три порядка меньше размеров адрона). Более точно, масса адрона не распределена сколько-нибудь равномерно по его объему, а сосредоточена в отдельных ничтожно малых областях. Точечные составные части адрона называются *партонами*.

Опытное доказательство партонной структуры адронов в своей основе такое же, как резерфордовское доказательство ядерной структуры атома (см. гл. II, § 1, п. 2). В опытах Резерфорда  $\alpha$ -частицы с энергией 5 МэВ с заметной вероятностью отклоняются на большие углы, т. е. приобретают большие поперечные импульсы  $p_T$ . Количественно это означает, что сечение  $d\sigma/dp_T$  убывает с ростом  $p_T$  не по экспоненциальному, а по степенному закону (рис. 7.38, а). На этом рисунке показано, что точно такое же медленное спадание  $d\sigma/dp_T$  с ростом  $p_T$  происходит в инклюзивной реакции  $p + p \rightarrow \pi + X$  с энергией  $E_{\text{сци}} = 52,7$  ГэВ. В отличие от рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах, реакция  $p + p \rightarrow \pi + X$  (рис. 7.38, б) является *глубоко неупругой*. Это указывает на то, что протон состоит не из одного, а из нескольких партонов. Действительно, при передаче большого импульса одному из партонов протон в целом должен сильно возбуждаться, т. е. отбирать у другого протона большую энергию. Подчеркнем, что оборот «состоит из» здесь понимается не в смысле выполнения условий а), б) из § 1, п. 4.

2. В настоящее время практически вся совокупность опытных фактов в отношении как структуры адронов, так и механизма их взаимодействия получила единое объяснение в рамках кварк-партонной модели. Более того, создана единая теория — *квантовая хромодинамика*, которая удивительно похожа на квантовую электродинамику, но описывает адронные структуры и процессы. Однако из-за сложности структуры адронов и из-за высокой интенсивности сильных взаимодействий последовательные расчеты невозможны без дополнительных модельных предположений (так же, как, например, в физике твердого тела).

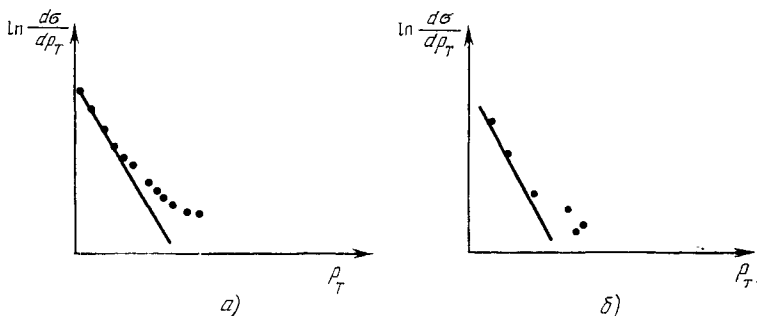


Рис. 7.38. Экспериментальная зависимость дифференциального сечения  $d\sigma/dp_T$  рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах (а) и протонов на протонах (б).

Прямые линии соответствуют экспоненциальному спадаанию  $d\sigma/dp_T$  с ростом поперечного импульса  $p_T$  рассеянных  $\alpha$ -частиц и протонов. Сечения и поперечные импульсы — в относительных единицах. Данные взяты из работы Э. Резерфорда (Phil. Mag., 1911, т. XXI, с. 669) и из журнала Phys. Lett., 1973, т. 46B, с. 471.

В этом пункте будут изложены исходные положения квантовой хромодинамики, а также дополнительные модельные допущения кварк-партонной модели.

Исходные положения квантовой хромодинамики таковы:

а) Адроны состоят из более элементарных субчастиц — *кварков и глюонов*. Определение субчастицы дано в § 1, п. 4. Кварки являются фермионами, имеют ненулевую массу и спин  $1/2$ . Глюоны являются бозонами, имеют нулевую массу и спин 1. (Частицы спина 1 часто называются векторными.) Уже здесь видна глубокая аналогия с квантовой электродинамикой: кварки аналогичны лептонам, а глюоны — фотонам.

Кварковая гипотеза выдвинута в 1963 г. М. Гелл-Манном и Дж. Цвейгом.

б) Различные кварки классифицируются по двум признакам, которые получили названия *аромат* и *цвет* (термины условные, не связанные с их прямым смыслом). Имеются четыре различных аромата и три различных цвета, т. е. всего 12 различных кварков.

Имеются еще 12 соответствующих антикварков. 4 различных аромата обозначаются соответственно буквами  $u, d, s, c$  (от английских слов up — вверх, down — вниз, strange — странный, charm — шарм; встречаются также обозначения  $p, n, \lambda, c$ ). За три цвета обычно принимаются «красный» ( $R$ ), «голубой» ( $B$ ) и «зеленый» ( $G$ ). Кварки  $u$  и  $d$  называются обычными,  $s$ -кварк называется странным,  $c$ -кварк — шармированным. Антикварки отмечаются волнистой чертой сверху, например  $\tilde{u}, \tilde{d}$ .

в) Каждый цвет является точно сохраняющимся аддитивным целочисленным квантовым числом. Например, для системы из двух зеленых кварков  $G = 2$ , а остальные цветковые числа — нули.

Каждый аромат означает определенную совокупность квантовых чисел. Квантовые числа для кварков с разными ароматами приведены в табл. 7.4. Эти квантовые числа при фиксированном аромате одинаковы для всех цветов. Следует обратить внимание на то, что электрические и барионные заряды кварков не целые, а дробные, кратные  $1/3$  элементарного.

Таблица 7.4. Квантовые числа кварков

Квантовое число Аромат	$B$	$T$	$T_z$	$Q$	$S$	$C$
$u$	$1/3$	$1/2$	$1/2$	$2/3$	0	0
$d$	$1/3$	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	0	0
$s$	$1/3$	0	0	$-1/3$	-1	0
$c$	$1/3$	0	0	$2/3$	0	1

г) У глюонов равны нулю все квантовые числа кроме цветковых:  $B = 0, T = 0, S = 0, C = 0, Q = 0$ . Каждый глюон обладает одним цветом и одним антицветом. Это означает, что при испускании или поглощении глюона кварк может изменить цвет, но не аромат. Соответственно глюоны можно обозначать через  $R\tilde{R}, R\tilde{B}$  и т. д. Всего имеется девять независимых комбинаций цвета и антицвета. Однако суперпозиция ( $R\tilde{R} + B\tilde{B} + G\tilde{G}$ ) тривиальна (при ее поглощении или испускании вектор состояния любого кварка не меняется) и поэтому исключается\*). Тем самым остаются 8 глюонов: все недиагональные ( $R\tilde{B}, R\tilde{G}$  и др.) и два диагональных (например,  $R\tilde{R} - G\tilde{G}$  и  $R\tilde{R} + G\tilde{G} - 2B\tilde{B}$ ). На число 8 надо обратить специальное внимание. Оно еще встретится в п. 4 по сходной причине.

д) Поскольку кварки и глюоны имеют ничтожно малые размеры, то для них (по аналогии с квантовой электродинамикой) существуют

\*) Мы обозначаем через  $R\tilde{R}$  и т. д. как сам глюон, так и его вектор состояния. Это наглядное упрощение часто используется в физике элементарных частиц.

элементарные диаграммные узлы. Эти элементарные узлы изображены на рис. 7.39. Сплошные линии относятся к кваркам (обозначаемым через  $q$ ), волнистые — к глюонам (обозначаемым через  $gl$ ). Первый из этих узлов вполне аналогичен квантовоэлектродинамическому. Через посредство этого узла кварки являются источниками

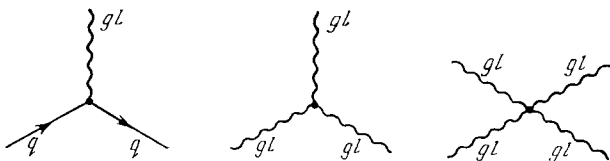


Рис. 7.39. Элементарные узлы квантовой хромодинамики.

глюонного поля, а глюонное поле создает силы, действующие между кварками. Однако наличие второго и третьего узлов рис. 7.39 резко нарушает аналогию между электродинамикой и хромодинамикой. Физический смысл этих узлов состоит в том, что глюоны сами «заряжены» по цвету и тем самым тоже являются источниками глюонного поля. Поэтому статическое глюонное поле кварка ни в каком приближении не определяется элементарным узлом рис. 7.39

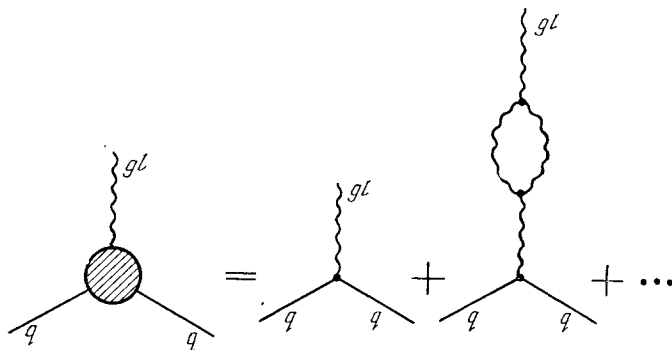


Рис. 7.40. Полный узел глюон — кварк.

слева, а должно описываться полным узлом (рис. 7.40), расчет которого крайне громоздок.

е) Уравнения квантовой хромодинамики обладают симметрией по цвету: любая суперпозиция вида

$$\psi = \alpha\psi_R + \beta\psi_G + \gamma\psi_B$$

имеет одни и те же физические свойства. Здесь  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  — произвольные комплексные коэффициенты,  $\psi_R$ ,  $\psi_G$ ,  $\psi_B$  — состояния одного кварка с одинаковым ароматом и разными цветами. Эта симметрия

является точной по отношению ко всем взаимодействиям. Симметрия по цвету похожа на изотопическую (ср. гл. V, § 6), но, как будет видно ниже, проявляется иначе.

Фактически, в квантовой хромодинамике имеется существенно более общая *калибровочная симметрия*: коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  могут быть не только числами, но и функциями координат и времени. Это важнейшее свойство будет обсуждено в § 8, п. 15.

ж) Уравнения квантовой хромодинамики обладают симметрией по первым двум ароматам: любая суперпозиция вида

$$\psi = \alpha\psi_u + \beta\psi_d$$

имеет одни и те же физические свойства. Здесь  $\psi_u$ ,  $\psi_d$  — векторы состояния одного кварка с одинаковым цветом и соответствующими ароматами. Эта симметрия — точная для сильных взаимодействий, но нарушаемая электромагнитными и слабыми. Она представляет собой не что иное, как изотопическую инвариантность. Тут можно полностью повторить аргументацию, начиная с гл. V, § 6, п. 3 и далее, с заменой протона и нейтрона соответственно на  $u$ - и  $d$ -кварки, а атомных ядер — на адроны.

з) Уравнения квантовой хромодинамики обладают приближенной симметрией по первым трем ароматам: различные суперпозиции вида

$$\alpha\psi_u + \beta\psi_d + \gamma\psi_s \quad (7.99)$$

имеют сходные свойства. Это свойство называется  *$SU_3$ -симметрией сильных взаимодействий*.

Заметим, что до сих пор ничего не было сказано о численных значениях масс кварков. По причинам, которые выяснятся чуть ниже, точные значения этих масс неизвестны. Тем не менее в квантовой хромодинамике принимается, что массы  $u$  и  $d$  кварков одинаковы, а масса  $s$ -кварка заметно больше:

$$m_u = m_d \ll m_s. \quad (7.100)$$

Считается, что различие масс (7.100) является единственной причиной нарушения  $SU_3$ -симметрии. Еще более тяжелым (чем  $s$ ) является  $c$ -кварк (см. п. 3).

Приведенные исходные положения дополняются следующими допущениями *кварк-партоновой модели*

а) Статическое глюонное поле как для кварка, так и для глюона не стремится к нулю на бесконечности. Тем самым полная энергия такого поля бесконечна. А это значит, что *ни кварки, ни глюоны не могут существовать в свободном виде*. Именно поэтому массы кварков не имеют однозначного определения.

б) Между кварками действуют силы притяжения, обладающие двумя необычными свойствами. Первое свойство называется *асимптотической свободой*. Оно состоит в том, что на малых расстояниях

$r < 2 \cdot 10^{-14}$  см силы кварк — кварк ничтожно малы. Согласно соотношению неопределенностей импульс-координата это означает, что кварки ведут себя как свободные при относительных импульсах

$$\Delta p > 1 \text{ ГэВ/с.} \quad (7.101)$$

Второе свойство называется инфракрасным пленением. Оно состоит в том, что потенциальная энергия взаимодействия кварк — кварк неограниченно растет с увеличением расстояния, причем этот рост настолько быстрый, что два кварка не могут разойтись на расстояние, превышающее радиус адрона.

в) Взаимодействие двух кварков неаддитивно. Эта неаддитивность проявляется в двух отношениях. Во-первых, сила, действующая на данный кварк со стороны остальных, не равна сумме сил, действующих со стороны каждого кварка. Во-вторых, глюонное поле системы из нескольких кварков не равно сумме полей отдельных кварков.

г) В отношении суммарного глюонного поля выделенные положения занимают *цветовые синглеты*. Цветовыми синглетами называются системы кварков, «белые» по цвету, т. е. такие, в которых все цвета равномерно смешаны. Для *цветовых синглетов дальнедействующая часть глюонного поля оказывается полностью скомпенсированной*, несмотря на то, что все парные кварк-кварковые силы — притягивающие.

Отсюда следуют три фундаментальных следствия. Во-первых, только *цветовые синглеты имеют конечную энергию поля и тем самым только они могут существовать в виде свободных частиц*. Во-вторых, взаимодействие между цветовыми синглетами должно быть короткодействующим. В-третьих, *цветовой синглет не может быть раздроблен на составные части*.

д) Вопрос о том, какие именно системы кварков являются цветовыми синглетами, не является гипотезой, а однозначно решается с помощью методов теории групп. Ответ такой. Существуют два типа цветовых синглетов: мезонные и барионные. *Мезонный синглет* состоит из одного кварка и одного антикварка. При этом соответствующий вектор состояния  $\psi_{\text{мез}}$  является симметричной суперпозицией по всем цветам:

$$\psi_{\text{мез}} = \frac{1}{\sqrt{3}} (\psi_{RR} + \psi_{BB} + \psi_{GG}). \quad (7.102)$$

*Барионный синглет* состоит из трех кварков разных цветов. При этом соответствующий вектор состояния  $\psi_{\text{бар}}$  является антисимметричной суперпозицией по всем перестановкам цветов:

$$\psi_{\text{бар}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (\psi_{RBG} + \psi_{BGR} + \psi_{GRB} - \psi_{GBR} - \psi_{BRG} - \psi_{RGB}) \quad (7.103)$$

На интуитивном уровне смысл теоретико-групповых утверждений (7.102), (7.103) состоит в том, что из трех цветов и трех «антицветов» можно двумя способами получить белый цвет, либо смешав цвет с соответствующим антицветом (мезонный цветовой синглет), либо смешав все три цвета (барионный цветовой синглет).

Основная гипотеза о структуре адронов (О. В. Гринберг, 1964; Н. Н. Боголюбов и др., 1965; И. Намбу и др., 1965; И. Миямото, 1965) состоит в том, что каждой «белой» комбинации (7.102) кварк — антикварк в низшем, т. е. в  $S$ -состоянии относительного движения, соответствует мезон, а каждой «белой» комбинации (7.103) трех кварков в низшем состоянии относительного движения соответствует барион. В отдельных случаях (см., например, п. 5) допустимы возбужденные  $P$ -состояния относительного движения.

В грубом приближении можно вообще считать, что каждый мезон состоит из кварка и антикварка, а каждый барион — из трех кварков. Эти основные кварки называются *валентными*. Более точно, кроме валентных кварков (и антикварков) каждый адрон содержит еще «море» непрерывно рождающихся и поглощающихся виртуальных пар кварк—антикварк. В понятие «моря» часто включают и виртуальные глюоны.

Теперь мы можем придать дополнительный смысл введенным в § 5 изображениям адронных линий. Тройная линия для бариона соответствует его трем валентным кваркам, а двойная линия для мезона — валентным кварку и антикварку. Ниже при изложении физики распадов и реакций мы эффективно воспользуемся этой трактовкой адронных линий.

Все составляющие адрон субчастицы (т. е. валентные кварки и виртуальные частицы, образующие «море») называются партонами. При рассмотрении динамики адронных столкновений о свойствах партонов принимаются дополнительные модельные допущения, которые будут приведены в п. 8.

В целом статус квантовой хромодинамики и примыкающей к ней кварк-партонной модели таков. В рамках этих теорий с единой точки зрения объясняются практически все опытные факты физики сильных взаимодействий. Более того, на основе этих теоретических представлений было сделано много различных оправдавшихся предсказаний (существование и свойства  $\Omega$ -бариона, существование шарма и т. д.). С другой стороны, из-за сложности адронной структуры все конкретные расчеты связаны с дополнительными модельными допущениями, так что не существует ни одной «чистой» опытной проверки исходных положений квантовой хромодинамики. Поэтому как квантовая хромодинамика, так и кварк-партонная модель в настоящее время (1978 г.) являются общими и весьма вероятными гипотезами, которые, однако, в принципе могут оказаться просто удобными феноменологическими способами описания.



Противоречивость статуса кварк-партонной картины объясняется тем, что она находится в периоде интенсивного развития. В целом универсальность и предсказательная мощь этой картины перевешивают шаткость ее основания.

3. Известные из опыта адроны с их основными характеристиками приведены на рис. 7.41 (барионы), рис. 7.42 (мезоны). Более подробные опытные данные об адронах приведены в приложении IV.

Нашей целью будет систематизация и осмысливание этого огромного материала на основе представлений квантовой хромодинамики и кварк-партонной модели.

Начнем с двух замечаний вводного характера. Во-первых, для целей систематики адроны можно считать состоящими только из валентных кварков, поскольку у кварк-антикваркового «моря» все квантовые числа равны нулю. Из всех статических свойств только масса адрона меняется под влиянием «моря». Именно поэтому массы адронов можно подсчитывать только с привлечением подгонных феноменологических допущений. Второе замечание относится к цвету. Введение цвета утраивает число кварков. С другой стороны, ограничение реально существующих адронов «белыми» комбинациями цветов почти точно компенсирует это утроение. Результирующее действие этих двух эффектов в отношении статических свойств адронов резюмируется простым правилом: при изучении кварковой структуры адронов можно считать, что утроение по цвету отсутствует (т. е. существуют лишь 4 кварка:  $u$ ,  $d$ ,  $s$  и  $c$ ), но кварки внутри адрона подчиняются статистике Бозе. Поясним происхождение этого правила.

Согласно строгой теореме Паули — Людерса о связи спина со статистикой кварки, как частицы полуцелого спина, должны подчиняться статистике Ферми. Для бариона это означает, что его вектор состояния  $\psi_{\text{бар}}$  (1, 2, 3) должен быть антисимметричным относительно перестановки любых двух кварков, входящих в состав этого бариона:

$$\psi_{\text{бар}}(1, 2, 3) = -\psi_{\text{бар}}(2, 1, 3) = --\psi_{\text{бар}}(3, 2, 1) = \dots \quad (7.104)$$

Но согласно (7.103) вектор состояния  $\psi_{\text{бар}}$  (1, 2, 3) антисимметричен по цветовым переменным. Поэтому он должен быть симметричным по совокупности остальных переменных (координаты, проекции обычного спина, ароматы). А это и означает, что кварки в барионе можно считать «бесцветными», но подчиняющимися статистике Бозе. Легко понять, что число допустимых барионных состояний также получается правильным: каждому цветовому синглету из трех цветовых кварков соответствует одна комбинация из трех бесцветных кварков. Что же касается мезонов, то для них вопрос о статистике вообще несуществен, поскольку мезон всегда состоит из двух разных частиц (кварка и антикварка). Число допустимых состояний также не меняется при переходе к бесцветным кваркам.

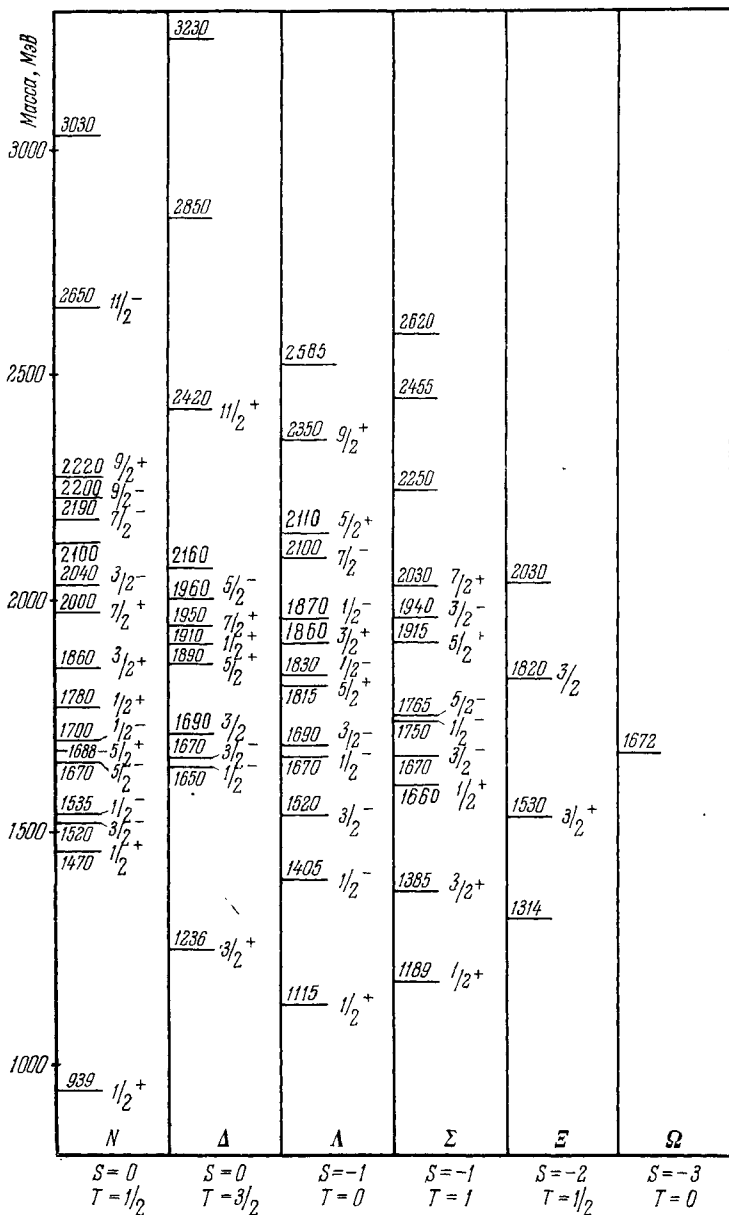


Рис. 7.41. Спектр барионов.

Получим теперь допустимые квантовые числа адронов, исходя из приведенных в табл. 7.4 квантовых чисел кварков и из свойства аддитивности величин  $B$ ,  $S$ ,  $Q$ ,  $T_z$  и шарма  $C$ , а также из правил

2350 $\psi^+(4^+)$				
	2190 $T_1^+(3^-)$			
2040 $\chi_1^+(4^+)$			2140 $F^{*-}$	2030 $F$
			1870 $D, 0^-$	
		1780 $K_{S,3}^{*-}$		
1670 $\omega_1(3^-)$	1680 $g_1(3^-)$			
	1640 $A_{3,2}^+(2^+)$			
1515 $f_1^+(2^+)$	1600 $\rho_1^+(1^-)$			
		1430 $K_{S,2}^{*+}$		
1300 $\varepsilon_1^+(0^+)$	1310 $A_{2,2}^+(2^+)$	1400 $k, 0^+$		
1285 $D_1^+(?)$	1235 $B_1^+(1^-)$	1280 $Q_1, 1^+$		
1270 $f_1^+(2^+)$				
	1100 $A_1^-(1^+)$			
1020 $\phi_1^-(1^-)$	980 $\delta_1^-(0^+)$			
980 $S_1^+(0^+)$		892 $K_{S,1}^{*+}$		
958 $\eta_1^+(0^+)$				
784 $\omega_1(1^-)$	770 $\rho_1^+(1^-)$			
$\eta_1^+(0^+)$		$K_{S,0}^-$		
	$\pi_1^-(0^+)$			
$C=0, S=0$ $T=0$	$C=0, S=0$ $T=1$	$C=0, S=+1$ $T=1/2$	$C=1, S=0$ $T=1/2$	$C=1, S=1$ $T=0$

Рис. 7.42. Спектр мезонов с массой, меньшей 2,5 ГэВ.

(1.31) сложения моментов в применении к обычному и изотопическому спину. Результат очевиден. Для барионов всегда  $B = 1$ , спин полуцелый. Остальные квантовые числа могут принимать

значения:

$$\begin{aligned} S &= 0, -1, -2, -3; & C &= 0, 1, 2, 3; \\ T &= 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}; & Q &= -1, 0, +1, +2; \end{aligned} \quad (7.105)$$

при этом допустимые значения  $T$  в зависимости от  $C, S$  таковы:

$$\begin{aligned} C - S &= 0, & T &= \frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \\ C - S &= 1, & T &= 0, 1; \\ C - S &= 2, & T &= \frac{1}{2}; \\ C - S &= 3, & T &= 0. \end{aligned} \quad (7.106)$$

Для мезонов всегда  $B = 0$ , спин целый. Остальные квантовые числа могут принимать значения:  $S = 0, \pm 1$ ;  $C = 0, \pm 1$ ;  $T = 0, \frac{1}{2}, 1$ ;  $Q = 0, \pm 1$ . При этом допустимые значения  $T$  в зависимости от  $S - C$  таковы:

$$\begin{aligned} S - C &= 0, & T &= 0, 1; \\ S - C &= \pm 1, & T &= \frac{1}{2}; \\ S - C &= \pm 2, & T &= 0. \end{aligned} \quad (7.107)$$

Наконец, непосредственно проверяется, что для каждого кварка выполняется равенство (7.21):

$$Q = T_z + \frac{1}{2}(B + S + C).$$

Так как все входящие в это равенство величины аддитивны, то оно должно быть справедливым для всех адронов.

Приведенные ограничения на квантовые числа адронов полностью согласуются с опытными данными, в чем читатель может убедиться, воспользовавшись приложением IV. Это совпадение весьма нетривиально, и уже оно одно является серьезнейшим аргументом в пользу кварковой гипотезы. Эти ограничения обладают и предсказательной силой. Так, лишь в 1977 г. были открыты мезоны с  $C = \pm 1$ , а существование бариона с  $C = 1$  до сих пор является предсказанием, ждущим опытной проверки.

Нашим следующим шагом будет получение основных (т. е. низших по массам) адронов в рамках кварковой модели. Ход рассуждений здесь таков. Прежде всего примем, что для каждого допустимого набора квантовых чисел  $B, S, C, Q, T$  наимизшим может быть только состояние с нулевым орбитальным моментом относительного движения кварков. После этого мы перечислим и охарактеризуем все мезонные и барионные кварковые системы такого рода, а затем убедимся, что каждой допустимой системе соответствует экспериментально изученная частица.

Перечислим изотопические мультиплеты, к которым приводит кварковая модель. Начнем со случая нестранных мезонов. Каждый такой мезон состоит из одного кварка ( $u$  или  $d$ ) и одного антикварка

( $\tilde{u}$  или  $\tilde{d}$ ). Из них можно составить 4 независимые комбинации:  $u\tilde{u}$ ,  $u\tilde{d}$ ,  $\tilde{u}d$  и  $d\tilde{d}$ . В каждой комбинации имеется согласно (1.31) два способа сложения обычных спинов (напомним, что орбитальный момент относительного движения равен нулю): при сложении двух спинов  $1/2$  может получиться суммарный спин либо нуль, либо единица. Четность мезона будет отрицательной, поскольку внутренние четности частиц и античастиц противоположны при спине  $1/2$  (см. § 2, п. 4). Таким образом, мы получаем 4 псевдоскалярных и 4 псевдовекторных мезона. Классифицируем их по изотопическому спину и его проекции. Состояние  $u\tilde{d}$  имеет  $T_z = 1$  и тем самым  $T = 1$ . Аналогично состояние  $\tilde{u}d$  имеет  $T_z = -1$  и тем самым  $T = 1$ . У состояний  $u\tilde{u}$ ,  $d\tilde{d}$ , однако,  $T_z = 0$ , так что для  $T$  возможны оба значения: 0 и 1. Без доказательства укажем, что каждое из этих состояний является суперпозицией состояний с разными  $T$ . Состояниями с определенными  $T$  будут

$$\begin{aligned}\psi_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{u\tilde{u}} + \psi_{d\tilde{d}}), & T = 0; \\ \psi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{u\tilde{u}} - \psi_{d\tilde{d}}), & T = 1.\end{aligned}\tag{7.108}$$

Таким образом, при каждом допустимом значении обычного спина ( $J = 0^-, 1^-$ ) существует один нестранный мезон с  $T = 0$  (изотопический синглет) и три нестранных мезона с изотопическим спином 1 (изотопический триплет). Квантовые числа этих мезонов приведены в табл. 7.5. В этой таблице без доказательства приведены теоретические значения  $G$ -четностей.

Согласно свойству изотопической инвариантности квантовой хромодинамики (положение ж) из ее исходных допущений в п. 2) частицы, входящие в один и тот же изотопический мультиплет (см. гл. V, § 6, п. 4), должны иметь почти одинаковые массы. Действительно, различие масс адронов внутри изотопического мультиплета обусловлено влиянием только электромагнитных (и слабых) взаимодействий и поэтому должно иметь порядок нескольких МэВ. Массы частиц, принадлежащих разным изотопическим мультиплетам, могут различаться сильно. Без дополнительных модельных допущений нельзя оценить ни величины, ни даже знака этих различий.

Перейдем к опытным данным о нестранных мезонах низших масс. Самыми легкими адронами являются пионы ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ), имеющие  $J^P = 0^-$  и образующие изотопический триплет. Массы заряженных и нейтральных пионов различаются всего лишь на 5 МэВ в полном соответствии с требованием изотопической инвариантности. Пионы соответствуют псевдоскалярным комбинациям кварков  $\tilde{u}d$ ,  $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} -$

–  $d\tilde{d}$ ,  $u\tilde{d}$ . Псевдоскалярному изотопическому синглету  $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} + d\tilde{d})$  соответствует  $\eta$ -мезон, имеющий характеристики  $J^P = 0^-, T^G = 0^+$  (см. табл. 7.5).

Т а б л и ц а 7.5. Кварковая структура нестранных мезонов

Обозначения типа  $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} + d\tilde{d})$  равнозначны  $\frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_{u\tilde{u}} + \Psi_{d\tilde{d}})$ . Ошибки

в опытных значениях масс не указаны, если они не превышают 1 МэВ. Верхний индекс  $P$  в  $J^P$  означает  $P$ -четность, а верхний индекс  $G$  в  $T^G$  означает  $G$ -четность

Кварковый состав	$J^P$	$T^G$	$T_z$	$Q$	Название	Масса, МэВ
$u\tilde{d}$	$0^-$	$1^-$	$+1$	$+1$	$\pi^+$	140
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} - d\tilde{d})$	$0^-$	$1^-$	$0$	$0$	$\pi^0$	135
$\tilde{u}d$	$0^-$	$1^-$	$-1$	$-1$	$\pi^-$	140
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} + d\tilde{d})$	$0^-$	$0^+$	$0$	$0$	$\eta$	549
$u\tilde{d}$	$1^-$	$1^+$	$+1$	$+1$	$\rho^+$	$765 \pm 10$
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} - d\tilde{d})$	$1^-$	$1^+$	$0$	$0$	$\rho^0$	$776 \pm 10$
$\tilde{u}d$	$1^-$	$1^+$	$-1$	$-1$	$\rho^-$	$765 \pm 10$
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} + d\tilde{d})$	$1^-$	$0^-$	$0$	$0$	$\omega$	784

Векторные мезоны оказались значительно тяжелее соответствующих псевдоскалярных. Все они быстро распадаются на пионы за счет сильного взаимодействия. Векторному изотопическому триплету соответствует тройка  $\rho$ -мезонов с массой около 770 МэВ, а векторному изотопическому синглету соответствует  $\omega$ -мезон с массой 784 МэВ.

Более тяжелыми, чем пионы, являются странные мезоны. Им соответствуют комбинации кварков  $u\tilde{s}$ ,  $\tilde{u}s$ ,  $d\tilde{s}$ ,  $\tilde{d}s$  (табл. 7.6). Изотопический спин странного кварка равен нулю. Поэтому изотопический спин (и его проекция) для странного мезона — такие же, как и для соответствующего нестрannого кварка, т. е.  $T = 1/2$ . Таким образом, странные кварки разбиваются на два изотопических дублета:  $u\tilde{s}$ ,  $d\tilde{s}$  ( $S = +1$ ) и  $\tilde{u}s$ ,  $\tilde{d}s$  ( $S = -1$ ). Каждый дублет реализуется в псевдоскалярном ( $J^P = 0^-$ ) и векторном ( $J^P = 1^-$ )

вариантах. Экспериментально псевдоскалярным дублетам соответствуют каоны, а векторным —  $K^*$ -мезоны. И в этом случае массы мезонов внутри мультиплетта почти совпадают (различия в несколько МэВ), а массы частиц векторного мультиплетта почти вдвое превышают массы псевдоскалярных частиц.

Т а б л и ц а 7.6. Кварковая структура странных мезонов

Кварковый состав	$J^P$	$T$	$T_z$	$Q$	Название	Масса, МэВ
$u\bar{s}$	$0^-$	$1/2$	$+1/2$	1	$K^+$	494
$d\bar{s}$	$0^-$	$1/2$	$-1/2$	0	$K^0$	498
$\bar{u}s$	$0^-$	$1/2$	$-1/2$	-1	$K^-$	494
$\bar{d}s$	$0^-$	$1/2$	$+1/2$	0	$\bar{K}^0$	498
$u\bar{s}$	$1^-$	$1/2$	$+1/2$	1	$K^{*+}$	892
$d\bar{s}$	$1^-$	$1/2$	$-1/2$	0	$K^{*0}$	896
$\bar{u}s$	$1^-$	$1/2$	$-1/2$	-1	$K^{*-}$	892
$\bar{d}s$	$1^-$	$1/2$	$+1/2$	0	$\bar{K}^{*0}$	896

Несколько особняком стоит комбинация  $\bar{s}s$ . Мезон такого состава является изотопическим синглетом ( $T = 0$ ) и имеет  $S = Q = 0$ . И этот мезон существует в двух видах — псевдоскалярном и векторном. Соответствующие экспериментально обнаруженные частицы:  $\eta'$ -мезон ( $J^P = 0^-, T^G = 0^+, M = 958$  МэВ) и  $\Phi$ -мезон ( $J^P = 1^-, T^G = 0^-, M = 1019$  МэВ).

Каоны являются странными частицами, поскольку для них  $S \neq 0$ . Аналогично каонам устроены шармированные частицы D-мезоны. Они отличаются от каонов тем, что в них странный кварк  $s$  (или антикварк  $\bar{s}$ ) заменен на шармированный кварк  $c$  (или антикварк  $\bar{c}$ ). Например,  $D^+$ -мезон имеет структуру  $\bar{d}c$  и т. д.  $D^+$  и  $D^0$ -мезоны составляют изотопический дублет и поэтому имеют близкие массы 1868 и 1863 МэВ соответственно. Массы D-мезонов намного больше масс пионов, каонов и других изученных ранее мезонов. Это указывает на то, что  $c$ -кварк сильно отличается от остальных.

Значительно более тяжелой является комбинация  $\bar{c}c$ , получившая название шармоний. Основное состояние шармония является векторным ( $J^P = 1^-$ ) и имеет очень большую массу  $M = 3095$  МэВ. Шармоний имеет богатую и хорошо изученную систему состояний, которые рассмотрены в п. 5.

Наконец, открыты предсказываемые в кварковой модели  $F$ -мезоны, состоящие из странного кварка и шармированного антикварка ( $sc$ ).

Перейдем к структуре барионов (табл. 7.7). Здесь анализ несколько более сложен по двум причинам. Во-первых, в барионе больше (чем в мезоне) частиц, а, во-вторых, частицы могут быть одинаковыми, так что надо учитывать свойства симметрии вектора состояния. Напомним, что мы можем не учитывать наличие цвета, но считать составляющие барион кварки бозе-частицами.

Начнем и здесь со случая нестранных барионов. Из нестранных кварков можно составить четыре различные тройки  $uuu$ ,  $uud$ ,  $udd$ ,  $ddd$ , для которых соответственно  $T_z = 3/2, 1/2, -1/2, -3/2$ . Нам осталось определить возможные значения изоспина  $T$  и обычного спина  $J$  для каждой комбинации кварков.

Для этого достаточно использовать правило сложения моментов (1.31) и следующие простые соображения симметрии. Во-первых, поскольку вектор состояния бариона симметричен относительно перестановок кварков, то если этот вектор состояния симметричен по спиновым координатам, то он симметричен и по изоспиновым координатам. Верно и обратное: если вектор состояния бариона несимметричен по спиновым координатам, то он должен быть несимметричен и по изоспиновым. Второе соображение состоит в том, что вектор состояния системы из нескольких частиц спина  $1/2$  симметричен по спиновым координатам тогда и только тогда, когда все эти спины параллельны, так что их векторная сумма имеет максимально возможное значение. Это соображение нам придется принять на веру. Оно применимо как к обычному, так и к изотопическому спину.

Проанализируем теперь систему  $uuu$ . Для нее  $T_z = 3/2$ , поэтому  $T \geq 3/2$ . Но при сложении трех моментов  $1/2$  суммарный момент не может превышать  $3/2$ . Поэтому  $T = 3/2$ . Это означает, что вектор состояния (согласно второму соображению) симметричен по изоспиновым координатам. Следовательно (по первому соображению), этот вектор симметричен и по спиновым координатам, так что (снова по второму соображению)  $J = 3/2$ .

Итак, для комбинации  $uuu$  будет  $T = 3/2, J = 3/2$ . То же, очевидно, будет и для  $ddd$ .

Для комбинации  $uud$  ситуация иная. Пара  $uu$  имеет  $(T_z)_{uu} = 1$  и, следовательно,  $(T)_{uu} = 1$ . Вектор состояния этой пары (по второму соображению) симметричен по изоспиновым координатам. Следовательно, этот вектор состояния симметричен и по обычным спиновым координатам, так что для пары  $uu$  будет  $J_{uu} = 1$ . При сложении спина  $uu$ -пары со спином  $1/2$   $d$ -кварка может получиться как  $J = 3/2$ , так и  $J = 1/2$ . Из тех же соображений симметрии следует, что в первом случае будет  $T = 3/2$ , а во втором  $T = 1/2$ . Итак, для комбинации  $uud$  возможны два набора значений  $T$  и  $J$ , а именно:



$T = 3/2, J = 3/2$  и  $T = 1/2, J = 1/2$ . То же, очевидно, будет и для *udd*. Таким образом, всего имеются 6 низших барионных кварковых комбинаций, разделяющихся на изотопический дублет  $T = 1/2, J = 1/2$  и изотопический квадруплет  $T = 3/2, J = 3/2$ . Из изотопической инвариантности следует, что массы барионов внутри каждого мультиплета должны быть близки друг к другу. Четности в обоих мультиплетах положительны.

Таблица 7.7. Квантовая структура барионов

Кварковый состав	Конфигурация спинов	$J$	$T$	$T_z$	$S$	$Q$	Название	Масса, МэВ
<i>uuu</i>	↑↑↑	$3/2$	$3/2$	$3/2$	0	2	$\Delta^{++}$ (1232)	1232
<i>uud</i>	↑↑↓	$1/2$	$1/2$	$1/2$	0	1	p	938
	↑↑↑	$3/2$	$3/2$	$1/2$	0	1	$\Delta^+$ (1232)	1236
<i>udd</i>	↑↓↓	$1/2$	$1/2$	$-1/2$	0	0	n	940
	↓↓↓	$3/2$	$3/2$	$-1/2$	0	0	$\Delta^0$ (1232)	1236
<i>ddd</i>	↓↓↓	$3/2$	$3/2$	$-3/2$	0	-1	$\Delta^-$ (1232)	1241
<i>uus</i>	↑↑↑	$3/2$	1	1	-1	1	$\Sigma^+$ (1385)	1383
	↑↑↓	$1/2$	1	1	-1	1	$\Sigma^+$	1189
<i>uds</i>	↑↑↑	$3/2$	1	0	-1	0	$\Sigma^0$ (1385)	1385
	↑↑↓	$1/2$	1	0	-1	0	$\Sigma^0$	1192
	↑↓↑	$1/2$	0	0	-1	0	$\Lambda$	1116
<i>dds</i>	↓↓↑	$1/2$	1	-1	-1	-1	$\Sigma^-$	1197
	↓↓↓	$3/2$	1	-1	-1	-1	$\Sigma^-$ (1385)	1386
<i>uss</i>	↑↑↑	$3/2$	$1/2$	$1/2$	-2	0	$\Xi^0$ (1530)	1529
	↑↑↓	$1/2$	$1/2$	$1/2$	-2	0	$\Xi^0$	1315
<i>dss</i>	↑↑↑	$1/2$	$1/2$	$-1/2$	-2	-1	$\Xi^-$	1321
	↑↑↑	$3/2$	$1/2$	$-1/2$	-2	-1	$\Xi^-$ (1530)	1534
<i>sss</i>	↑↑↑	$3/2$	0	0	-3	-1	$\Omega^-$	1672

Экспериментально изотопическому дублету соответствуют протон ( $uud$ ) и нейтрон ( $udd$ ), а изотопическому квадруплету знаменитый ( $^3/2, ^3/2$ ) резонанс  $\Delta$  (1232) с массой около 1232 МэВ, детально исследованный еще в начале 50-х годов (см. приложение IV).

Рассмотрим теперь странные барионы с  $S = -1$ . С одним странным кварком можно составить три различные тройки  $uus$ ,  $uds$ ,  $dds$ . Начнем с системы  $uus$ . Как мы уже знаем, подсистема  $uu$  имеет  $(T)_{uu} = 1$ ,  $(J)_{uu} = 1$ . Поскольку изотопический спин странного кварка нулевой, то и для тройки в целом будет  $T = 1$ . Обычный спин получается векторным сложением спинов 1 ( $uu$ ) и  $1/2$  ( $s$ ). Таким образом, для комбинации  $uus$  возможны два набора значений  $T$  и  $J$ , а именно:  $T = 1$ ,  $J = 1/2$  и  $T = 1$ ,  $J = 3/2$ . То же справедливо и для системы  $dds$ . В системе  $uds$  будет  $T_z = 0$ , так что для  $T$  возможны значения 0 и 1. Действительно, подсистема  $ud$  может находиться в двух состояниях:  $(T)_{ud} = 1$ ,  $(J)_{ud} = 1$  (параллельные спины и параллельные изотопические спины) и  $(T)_{ud} = 0$ ,  $(J)_{ud} = 0$  (антипараллельные как спины, так и изотопспины). При присоединении  $s$ -кварка изотопспин не меняется, а обычный спин меняется на  $1/2$ . Поэтому спин  $(J)_{ud} = 1$  переходит либо в  $J = 1/2$ , либо в  $J = 3/2$ , а спин  $(J)_{ud} = 0$  переходит в  $J = 1/2$ . Резюмируя, получаем, что для комбинации  $uds$  возможны три набора значений  $T$  и  $J$ , а именно  $T = 1$ ,  $J = 1/2$ ,  $T = 1$ ,  $J = 3/2$  и  $T = 0$ ,  $J = 1/2$ . Всего для барионов с одним странным кварком мы получили семь различных состояний, разделяющихся на изотопический триплет с  $J = 1/2$ , изотопический триплет с  $J = 3/2$  и изотопический синглет с  $J = 1/2$ .

Экспериментально изотопическому триплету с  $J = 1/2$  соответствует тройка  $\Sigma$ -гиперонов ( $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ ), изотопическому синглету —  $\Lambda$ -гиперон и изотопическому триплету с  $J = 3/2$  — тройка резонансов  $\Sigma$  (1385) (см. приложение IV).

При переходе к барионам с  $S = -2$  анализ упрощается. Различных барионных систем с двумя странными кварками всего две:  $uss$ ,  $dss$ . Изотопический спин создается нестранным кварком, так что  $T = 1/2$ . Подсистема  $ss$  симметрична по спинам, так что  $(J)_{ss} = 1$ . Векторное сложение спина подсистемы  $ss$  со спином нестранного кварка дает либо  $J = 1/2$ , либо  $J = 3/2$ . Резюмируя, получаем, что для барионов с двумя странными кварками существуют четыре различных состояния, разделяющихся на изотопический дублет с  $J = 1/2$  и на изотопический дублет с  $J = 3/2$ .

Экспериментально изотопическому дублету с  $J = 1/2$ ,  $T = 1/2$  соответствует пара  $\Xi$ -гиперонов ( $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$ ), а изотопическому дублету с  $T = 1/2$ ,  $J = 3/2$  соответствует пара резонансов  $\Xi$  (1530) (см. приложение IV).

Барион с  $S = -3$ , состоящий из трех странных кварков ( $sss$ ), в отличие от остальных был сначала предсказан теоретически, а потом открыт экспериментально. Система  $sss$  имеет  $T = 0$  и спин  $J = 3/2$  (вследствие отсутствия изотопического спина должна быть

полная симметрия по обычному). Соответствующая частица называется  $\Omega$ -гипероном (см. приложение IV). Всего мы получили 18 различных барионов, составленных из кварков  $u$ ,  $d$ ,  $s$ .

Барионы с ненулевым шармом до настоящего времени не наблюдались. Предсказания кварковой модели в отношении низших адронных состояний нетривиальны в том отношении, что изотопические мультиплеты с каждым фиксированным значением  $T$  (т. е. группы из  $2T + 1$  частиц, близких по массам) должны существовать при определенных наборах других квантовых чисел. Например, для барионов значение  $T = 3/2$  возможно только при  $J = 3/2$ ,  $S = 0$ , а значение  $T = 0$  возможно либо при  $J = 3/2$ ,  $S = -1$ , либо при  $J = 1/2$ ,  $S = -2$  и т. д. То, что экспериментально обнаружены именно такие и только такие изотопические мультиплеты — сильнейший аргумент в пользу кварковой гипотезы.

4. В предыдущем пункте мы воспользовались изотопической инвариантностью кварковых взаимодействий. Учтем теперь их приближенную  $SU_3$ -симметрию (свойство  $z$ ) квантовой хромодинамики). Согласно этому свойству замена векторов состояний  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварков их суперпозицией  $\alpha\psi_u + \beta\psi_d + \gamma\psi_s$  будет менять только массы адронов, причем так, что масса будет расти с ростом вклада  $s$ -кварка. Расширение группы преобразований симметрии естественно приводит к новому понятию  $SU_3$ -мультиплета.  $SU_3$ -мультиплетом называется группа таких адронов с одинаковыми спинами и четностями, массы которых совпали бы, если бы  $SU_3$ -симметрия была точной. Это определение не вполне однозначное, поскольку нарушения  $SU_3$ -симметрии довольно велики (сотни МэВ по массам). Тем не менее для низших состояний мезонов и барионов  $SU_3$ -мультиплеты устанавливаются в достаточной мере однозначно. Действительно, с одной стороны очевидно, что если частицы принадлежат одному и тому же изотопическому мультиплету, то они принадлежат одному и тому же  $SU_3$ -мультиплету. С другой стороны, в один  $SU_3$ -мультиплет могут входить только частицы с одинаковыми значениями барионного числа, спина, четности (поскольку эти величины не меняются при переходе к суперпозициям типа  $\alpha\psi_u + \beta\psi_d + \gamma\psi_s$ ). Эти два условия необходимы, но могут оказаться недостаточными. Фактически оказывается (это приходится принять за веру), что для низших кварковых барионных состояний эти условия достаточны.

18 барионных состояний разделяются на два  $SU_3$ -мультиплета. Барионы со спином  $1/2$  образуют октет (т. е. мультиплет из 8 частиц):  $p$ ,  $n$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$ . Этот октет состоит из четырех изотопических мультиплетов ( $T = 1/2, 0, 1, 1/2$ ). Все частицы октета либо стабильны, либо долгоживущие. Барионы со спином  $3/2$  образуют декуплет (т. е. мультиплет из 10 частиц):  $\Delta^{++}$  (1232),  $\Delta^+$  (1232),  $\Delta^0$  (1232),  $\Delta^-$  (1232),  $\Sigma^+$  (1385),  $\Sigma^0$  (1385),  $\Sigma^-$  (1385),  $\Xi^0$  (1530),  $\Xi^-$  (1530),  $\Omega^-$ . То, что все частицы декуплета, кроме  $\Omega^-$ , быстро распадаются,

объясняется просто тем, что для каждой из них существует более легкая частица октета с тем же значением странности. Поэтому оказываются разрешенными сильные распады типа

$$\Delta^{++}(1232) \rightarrow p + \pi^+, \quad \Sigma^+(1385) \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0 \text{ и т. п. } (7.109)$$

Низшие кварковые мезонные состояния по значениям спина разделяются на две группы по 9 частиц (мультиплет из 9 частиц называется *нонетом*). Для одного нонета  $J^P = 0^-$ , для другого  $J^P = 1^-$ . Кроме частиц, перечисленных в табл. 7.6, в каждый нонет входит еще комбинация  $\tilde{s}\tilde{s}$  с соответствующим спином. Однако в теории групп доказывается, что каждый нонет распадается на два  $SU_3$ -мультиплета — октет и синглет. Синглет состоит из симметричной комбинации

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\tilde{u} + d\tilde{d} + s\tilde{s}). \quad (7.110)$$

В качестве аргумента укажем, что такого же вида укороченная комбинация  $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} + d\tilde{d})$  является изотопическим синглетом.

К  $SU_3$ -синглетам относят мезоны  $\eta$  и  $\Phi$ . В октеты входят все частицы, перечисленные в табл. 7.6, 7.7. Псевдоскалярный октет:  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ,  $\eta$ ,  $K^+$ ,  $K^0$ ,  $\tilde{K}^0$ ,  $K^-$ . Псевдовекторный октет:  $\rho^+$ ,  $\rho^0$ ,  $\rho^-$ ,  $\omega$ ,  $K^{*+}$ ,  $K^{*0}$ ,  $K^{*-}$ ,  $\tilde{K}^{*0}$ . При точной  $SU_3$ -симметрии векторы состояния  $\eta$ - и  $\omega$ -мезонов должны были бы иметь вид  $\frac{1}{\sqrt{6}}(u\tilde{u} + d\tilde{d} - 2s\tilde{s})$ .

Однако нарушение  $SU_3$ -симметрии превращает векторы состояния частиц  $\eta$  и  $\eta'$  (а также  $\omega$  и  $\Phi$ ) в какие-то новые суперпозиции типа  $\alpha(u\tilde{u} + d\tilde{d}) + \beta(s\tilde{s})$ , поскольку квантовые числа частиц  $\eta$  и  $\eta'$  (а также  $\omega$  и  $\Phi$ ) одинаковы.

Для того чтобы установить количественно, как расщепляются массы  $SU_3$ -мультиплета, нужны дополнительные модельные допущения. Произвол здесь не так уж велик, поскольку расщепление не должно затрагивать массы внутри изотопических мультиплетов. Общепринятой является полуэмпирическая массовая формула Окубо — Гелл-Манна:

$$m^n = m_0^n + a(B + S) + b\left[T(T + 1) - \frac{1}{4}(B + C)\right], \quad (7.111)$$

где  $m_0$ ,  $a$ ,  $b$  — эмпирические константы, разные для разных мультиплетов,  $n = 1$  для барионов и  $n = 2$  для мезонов. Именно на основе этой формулы была предсказана масса  $\Omega^-$ -гиперона. Для барионного декуплета  $n = 1$ ,  $B = 1$ ,  $T = 1/2(S + 3)$ , так что формула (7.111) принимает простой вид:

$$m = c_1 + c_2 S \quad (\text{барионный декуплет}), \quad (7.112)$$

где  $c_1 = m_0 + a + \frac{7}{2}b$ ,  $c_2 = a + \frac{3}{2}b$ . Отсюда следует, что для масс частиц декуплета должно иметь место соотношение

$$m_{\Omega^-} - m_{\Xi} = m_{\Xi} - m_{\Sigma} = m_{\Sigma} - m_{\Lambda}. \quad (7.113)$$

По экспериментальному подтверждению второго равенства была установлена применимость формулы (7.111), а первое равенство предсказало значение  $m_{\Omega}$ .

Установлены некоторые мезонные и барионные мультиплеты с более высокими значениями масс, соответствующие ненулевым орбитальным моментам относительного движения кварков. Наиболее полно в этом отношении изучен спектр шармония (см. ниже п. 5). В целом, однако, с повышением энергии возбуждения однозначность теоретической трактовки (т. е. кварковой или хотя бы феноменологической мультиплетной структуры) адронов резко снижается.

Предлагаются и исследуются разного рода высшие симметрии, более общие и соответственно более нарушенные, чем  $SU_3$ . Развивается теория суперсимметрий, в которых в единый мультиплет объединяются частицы целых и полуцелых спинов. Несмотря на огромные усилия, полученные до сих пор физические результаты в этих направлениях носят предварительный характер.

5. Одной из важнейших и характернейших особенностей сильных взаимодействий является их ярко выраженный резонансный характер. Сечения рассеяния адронов, как правило, не монотонно изменяются с ростом энергии, а имеют многочисленные отчетливые резонансы. Из теории ядерных реакций мы знаем, что резонансам в сечении соответствуют нестабильные состояния. Согласно (2.54) среднее время жизни такого нестабильного состояния обратно пропорционально энергетической ширине  $\Gamma$ -резонанса. Поэтому исследование резонансных столкновений в значительной мере является исследованием спектра масс и структуры нестабильных адронов. В этом пункте будут изложены основные экспериментальные данные об адронных резонансах, методы их обнаружения, распадные свойства резонансов.

Наблюдаемые ширины адрон-адронных резонансов варьируются в пределах от нескольких десятков МэВ до 300 МэВ, что соответствует временам жизни в интервале  $10^{-22}$  —  $10^{-23}$  с. Отдельные резонансы имеют существенно более узкие ширины. Экспериментально установлено порядка сотни различных резонансных адронных изотопических мультиплетов. Верхний предел масс резонансов непрерывно повышается. Недавно (1977 г.) открыт резонанс с массой 9,5 ГэВ. Кварковая структура определена однозначно далеко не для всех резонансов. Поэтому многие опытные свойства резонансов будут приведены без кварковой трактовки. Современные методы регистрации далеки от того, чтобы давать возможность непосредственно измерять времена жизни резонансов или проходимые ими

пути. Поэтому частицы-резонансы наблюдаются в некотором смысле косвенно.

Существуют два основных метода исследования резонансов.

Первый метод состоит в изучении положения и ширины резонансных пиков в сечениях различных процессов. Например, по приведенным на рис. 7.43 экспериментальным зависимостям от энергии полных сечений столкновения положительных и отрицательных пионов с протонами можно сделать заключение о существовании четырех баронных резонансов с  $S = 0$  при энергиях 1232, 1520, 1688, 1950,

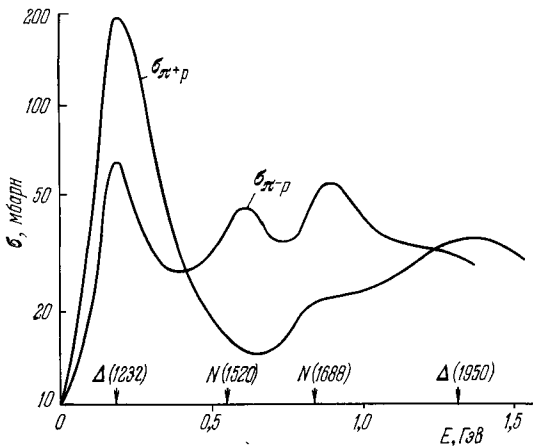


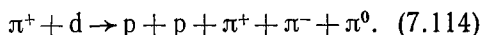
Рис. 7.43. Зависимость полного сечения рассеяния пионов на нуклонах от энергии пионов.

Стрелками отмечены массы баронных резонансов.

1688 и 1950 МэВ. Более того, пользуясь изотопической инвариантностью, можно установить и изотопические спины этих резонансов. Изотопические спины нуклона и пиона равны соответственно  $\frac{1}{2}$  и 1. Отсюда по правилу сложения моментов (все равно каких, обычных или изотопических) следует, что изотопический спин системы пион — нуклон может равняться либо  $\frac{1}{2}$ , либо  $\frac{3}{2}$ . Далее, система  $\pi^- - p$  имеет проекцию изотопического спина  $T_z = -\frac{1}{2}$ . Такой проекцией может обладать как момент  $\frac{3}{2}$ , так и момент  $\frac{1}{2}$ . Поэтому при столкновении  $\pi^- - p$  реализуются в определенной пропорции как состояние  $T = \frac{3}{2}$ , так и состояние  $T = \frac{1}{2}$ . Но система  $\pi^+ - p$  имеет проекцию, равную  $T_z = \frac{3}{2}$ . Поэтому при столкновении  $\pi^+ - p$  реализуется только состояние с  $T = \frac{3}{2}$ . Следовательно, все резонансы, которые имеются на кривой сечения  $\pi^+ - p$ , обладают изотопическим спином  $T = \frac{3}{2}$ , а те резонансы, которые имеются на кривой сечения  $\pi^- - p$ , но на кривой  $\pi^+ - p$  отсутствуют, обладают изотопическим спином  $T = \frac{1}{2}$ . Однако метод непосредствен-

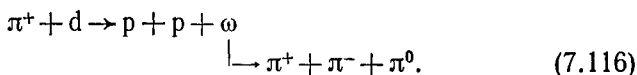
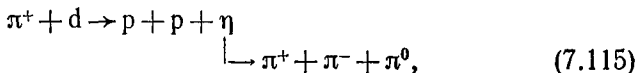
ного исследования хода сечений с энергией применим далеко не всегда, поскольку для многих резонансов нет практически осуществимых комбинаций пучок — мишень с нужными суммарными квантовыми числами. Например, почти все мезонные резонансы этим способом обнаружить нельзя, потому что не существует мезонных мишеней.

Для поисков такого рода резонансов применяется метод исследования энергетических распределений в реакциях с большим числом частиц в конечном состоянии. В качестве примера приведем реакцию



Энергия падающих пионов в эксперименте была постоянной и равной 1850 МэВ. Для каждого события измерялась суммарная энергия относительного движения всех трех пионов \*). В результате для энергетического распределения в системе из трех пионов получился график, показанный на рис. 7.44 сплошной линией.

На этом же графике пунктиром указано энергетическое распределение, которое получилось бы, если бы все пять частиц (три пиона и два протона) образовывались одновременно в одной и той же точке. Из рис. 7.44 видно, что реальное энергетическое распределение имеет два резких максимума при энергиях примерно 550 и 780 МэВ. Происхождение этих максимумов таково. Помимо прямого процесса образования пяти частиц конечного состояния, реакция (7.114) может идти через промежуточную стадию образования  $\eta$ - или  $\omega$ -мезона:



Очевидно, что в процессе (7.115) энергия относительного движения с точностью до ширины  $\Gamma$   $\eta$ -мезонного резонанса будет равна

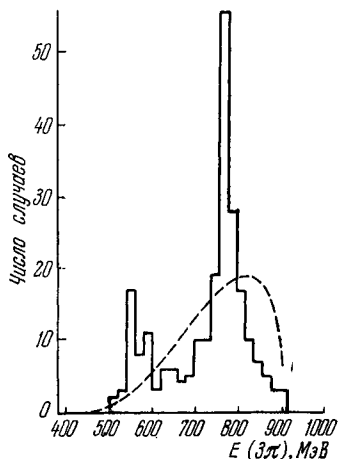


Рис. 7.44. Распределение трех пионов, рождающихся в реакции  $\pi^+ + d \rightarrow p + p + 3\pi$ , по энергии  $E(3\pi)$  в системе их центра инерции.

Пунктирная кривая — теоретическое распределение без учета взаимодействия пионов.

\*) Это значит, что из суммы кинетических энергий пионов вычиталась кинетическая энергия, соответствующая движению центра инерции этих трех частиц.

массе  $\eta$ -мезона. Первый пик на графике (рис. 7.44) и указывает на наличие механизма (7.115), т. е. на существование  $\eta$ -мезона. Аналогично второй пик на этом графике свидетельствует о существовании  $\omega$ -мезона. Установление спинов и четностей резонансных состояний является трудной и громоздкой экспериментальной задачей, связанной с изучением различных запретов и угловых распределений.

Сделаем несколько замечаний о системе обозначений элементарных частиц. К настоящему времени эта система в значительной степени сложилась и состоит в следующем.

Все элементарные частицы, имеющие одинаковые квантовые числа  $Y$  и  $T$  (а для нестранных мезонов дополнительно и  $G$ -четность), обозначаются одной и той же буквой, исходя из следующего соглашения:

а) барионы

$$\begin{aligned} Y = 1, \quad T = 1/2 \quad N, \quad Y = 0, \quad T = 1 \quad \Sigma, \\ Y = 1, \quad T = 3/2 \quad \Delta, \quad Y = -1, \quad T = 1/2 \quad \Xi, \\ Y = 0, \quad T = 0 \quad \Lambda, \quad Y = -2, \quad T = 0 \quad \Omega; \end{aligned} \quad (7.117)$$

б) мезоны (знаки  $\pm$  соответствуют положительной и отрицательной  $G$ -четности)

$$\begin{aligned} Y = 0, \quad T = 0 \begin{cases} + \\ - \end{cases} \quad \eta, \quad \phi, \\ Y = 0, \quad T = 1 \begin{cases} + \\ - \end{cases} \quad \rho, \quad \pi, \\ Y = 1, \quad T = 1/2 \quad K. \end{aligned} \quad (7.118)$$

Чтобы различать частицы одного и того же класса, вслед за символом частицы в скобках указывается округленное значение ее массы, а иногда момент, четность и другие характеристики \*). Например, символы  $\Delta$  (1670) и  $\eta_{0+}$  (700) означают, что речь идет соответственно о частице с главными квантовыми числами  $Y = 1$ ,  $T = 3/2$  и массой 1670 МэВ и о частице, у которой  $Y = T = 0$ , положительная  $G$ -четность, масса 700 МэВ и спин  $0^+$ . Отметим, однако, что для мезонов этим правилам (из-за укоренившейся привычки к старым обозначениям) в ряде случаев не следуют. Поэтому некоторые мезоны ( $f$ ,  $D$ ,  $A$ ,  $B$ ) обозначаются символами, не соответствующими изложенной схеме.

Рассмотрим теперь характерные распадные свойства частиц-резонансов. Для каждого резонанса, как правило, законами сохранения разрешено большое количество различных типов распадов, из которых, однако, как правило, лишь немногие реализуются с большой (десятки %) вероятностью, а остальные сильно подавлены. На соотношение вероятностей различных распадов влияют следующие общие причины:

а) вероятность распада понижается при уменьшении энергии, выделяющейся при распаде; по этой причине увеличивается вероят-

\*) Так, обозначение  $K_N$  (1420) подразумевает, что эта частица характеризуется нормальным ( $K + \pi$ ) типом распада, т. е. распадом на каон и пион.



ность распада на такую группу частиц, у которой сумма масс минимальна (см. гл. VI, § 1, п. 4).

б) при малых энергиях, выделяющихся в распаде, вероятность распада снижается при увеличении разности спинов исходного резонанса и продуктов распада (ср. с г) из гл. VI, § 1, п. 4).

Кроме того, из кварковой модели для распадных свойств выводится следующая специфическая для адронов закономерность, получившая название *правила Цвейга*: при прочих равных условиях наиболее вероятны такие распады, при которых рождается минимальное число пар кварк — антикварк. Каждое дополнительное рождение такой пары уменьшает вероятность распада примерно на два порядка. Например,  $\Phi$ -мезон, как правило (в 82% случаев), распадается на два каона, хотя это очень невыгодно энергетически. Но распад на  $2\pi$  является преимущественным по правилу Цвейга.  $\Phi$ -мезон имеет кварковую структуру  $\tilde{s}s$  (см. п. 3) и поэтому распадается на два каона с рождением одной кварк-антикварковой пары (см.

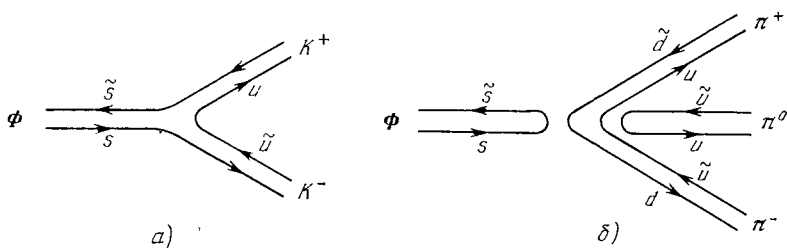


Рис. 7.45. а) Кварковая диаграмма распада  $\Phi \rightarrow 2K$ , разрешенного правилом Цвейга. б) Кварковая диаграмма распада  $\Phi \rightarrow 2\pi$ , двукратно запрещенного правилом Цвейга.

рис. 7.45, а). Оставшиеся 18% вероятности распада почти целиком приходится на трехпионный распад  $\Phi^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^-$ . Такой распад дважды запрещен правилом Цвейга и поэтому сильно подавлен (рис. 7.45, б).

Происхождение правила Цвейга таково. Кварки имеют ничтожно малые размеры. Поэтому для аннигиляции кварк и антикварк должны подойти друг к другу на очень малое расстояние, где, однако, взаимодействие между ними очень мало (см. допущение б) кварковой модели, п. 2). Поэтому аннигиляция затруднена.

Другим примером действия запрета по правилу Цвейга является распад  $\eta'$ -мезона, также имеющего структуру  $\tilde{s}s$ . Масса  $m_{\eta'}$  немного меньше удвоенной массы каона. Поэтому распад  $\eta'$  на  $2K$  запрещен энергетически. Действие правила Цвейга проявляется в том, что полная ширина распада очень мала (меньше 4 МэВ). В целом действие правила Цвейга проявляется в том, что резонансы в основном

распадаются на минимальное число частиц. Так, нестранные барионные резонансы в основном распадаются на нуклон и один-два пиона. При этом процессы распада на нуклон и два пиона трактуются либо как каскадные, либо как возникающие за счет большого вклада «моря» в высоко возбужденные состояния.

Для распадов мезонных резонансов с нулевой странностью нередко проявляется запрет по  $G$ -четности (см. § 2, п. 9), снижающий вероятность распада на четыре порядка.  $G$ -четности для нестранных мезонов приведены в табл. 7.5. Например, характеристика  $0^{-+}$  при  $\eta$ -мезоне означает нулевой спин, отрицательную обычную четность и положительную  $G$ -четность. Как мы уже говорили в § 2,  $G$ -четность сохраняется в сильных взаимодействиях и при нулевой странности имеет определенное значение. Поскольку  $G$ -четность мультипликативна и равна минус единице для пиона, то  $G$ -четная система может распадаться только на четное число пионов, а  $G$ -нечетная система — только на нечетное число пионов. Так, например,  $\eta$ -мезон  $G$ -четен. Поэтому за счет сильных взаимодействий он не может распадаться на три пиона. Но распад его на два пиона запрещен еще сильнее. Действительно, так как спины  $\eta$ -мезона и пиона — нули, то два пиона должны рождаться в  $S$ -состоянии. Поэтому их волновая функция четна (здесь уже мы говорим об обычной четности). А  $\eta$ -мезон — нечетен. На опыте было обнаружено, что  $\eta$ -мезон распадается на три пиона, причем ширина резонанса столь мала, что измерению не поддается. Поскольку трехпионный распад за счет сильных взаимодействий запрещен, то, значит, в реальном распаде участвуют и электромагнитные взаимодействия. Поэтому  $\eta$ -мезон должен распадаться на два  $\gamma$ -кванта примерно с такой же вероятностью, как и на три пиона. Специально проведенные измерения подтвердили, что в 40% случаев идет распад на два  $\gamma$ -кванта. Сохранением  $G$ -четности обусловлен запрет двухпионного распада  $\Phi$ -мезона.

Отдельного рассмотрения заслуживают мезонные состояния, составленные из шармированного кварка  $s$  и его антикварка  $\bar{s}$ . Эти состояния получили собирательное название шармоний (по аналогии с позитронием, см. § 6, п. 10). Основным экспериментальным методом получения и изучения шармония являются столкновения  $e^+e^- \rightarrow$  адроны. Сечение этой реакции имеет резонансные пики, энергии которых соответствуют массам векторных (т. е. имеющих характеристику  $J^{PC} = 1^{-}$ ) мезонов. По ширинам резонансов можно судить о временах жизни этих мезонов. Уже в первых опытах на встречных  $e^+e^-$ -пучках (Новосибирск, Орсе, Фраскатти, 1967) были обнаружены резонансы, соответствовавшие известным векторным мезонам  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\Phi$ . Создавалось впечатление, что при более высоких энергиях резонансы, если и встретятся, то будут очень широкими. Поэтому сенсацией оказалось открытие в Стенфорде (Б. Рихтер и др., 1974) и в Брукхэвене (С. Тинг и др., 1974) необы-

чайню узкого резонанса с  $\Gamma = 67$  кэВ при необычайно высокой энергии 3,095 ГэВ. Этот резонанс получил двойное обозначение  $J/\psi$ , поскольку он одновременно был открыт двумя группами, давшими разные названия. После этого за короткое время был открыт еще один узкий резонанс  $\psi'$  при энергии 3,684 ГэВ ( $\Gamma = 228$  кэВ). Затем были открыты более широкие  $\psi$ -резонансы (так стали называть все резонансы с  $J^{PC} = 1^{--}$  в этой области энергий) при энергиях 3,772 ГэВ и 4,414 ГэВ. Было также обнаружено, что резонанс  $\psi'$  с заметной (порядка 10%) вероятностью испускает  $\gamma$ -квант, переходя в новые резонансы с другой (положительной) четностью и с массами, промежуточными между массами  $\psi'$  и  $\psi$ . Эти новые резонансы были названы  $\chi$ -частицами.

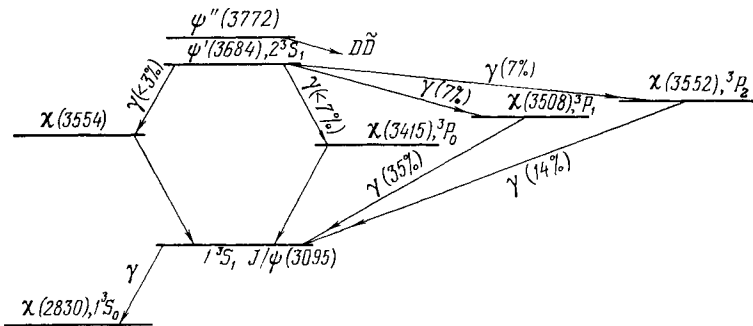


Рис. 7.46. Спектр состояний шармония.

У каждого уровня в скобках указана масса в МэВ, приведены также характеристики  $J^{PC}$ , спектроскопические характеристики (например,  $1^3S_1$ ) и вероятности  $\gamma$ -переходов.

Каждая  $\chi$ -частица также с заметной вероятностью может испустить  $\gamma$ -квант с переходом в  $\psi$ -частицу. Основными каналами распада для  $\psi$ ,  $\psi'$  и всех  $\chi$ -частиц являются адронные. Спектр состояний шармония с вероятностями  $\gamma$ -переходов (в %) приведен на рис. 7.46.

Продемонстрируем, что эти состояния относятся к шармонию. В рамках  $c\bar{c}$ -структуры естественно объясняются практически все свойства шармония. Подчеркнем, что фактически значительная часть этих свойств была предсказана, что является решающим аргументом в пользу существования  $c$ -кварковых свойств. В шармонии  $c$ -кварк имеет эффективную массу \*) примерно 1,6 ГэВ. Энергии

\*) Понятие массы, строго говоря, существует только для свободных частиц. Поскольку кварки не существуют в свободном виде, то для них можно вводить лишь понятие эффективной массы, которая может быть разной для разных явлений.

уровней шармония занимают полосу, ширина которой намного меньше удвоенной массы кварка. Поэтому движение кварков в шармонии в грубом приближении можно считать близким к нерелятивистскому. Следовательно, система уровней и переходов должна быть похожей на соответствующие системы для водородоподобных образований типа позитрония. Так оно и оказывается.  $J/\psi$ -частица является низшим  $S$ -состоянием ортошармония (спины параллельны, т. е. спектроскопическая характеристика  $1^3S_1$ ).  $\chi$ -резонансы соответствуют  $P$ -состояниям ортошармония с различными значениями векторной суммы спинного и орбитального моментов. Состояние  $\psi'$  относится к первому возбужденному  $S$ -состоянию  $2^3S_1$  парашармония. При этом все отмеченные на рис. 7.46  $\gamma$ -переходы оказываются

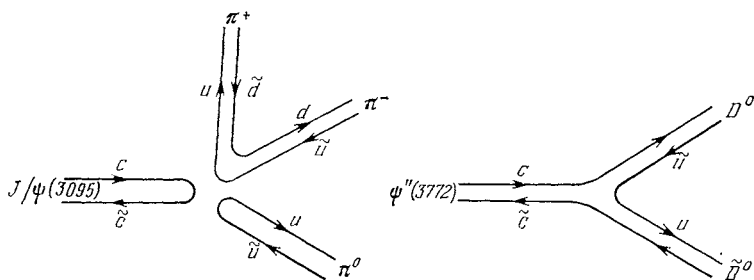


Рис. 7.47. Кварковые диаграммы распадов:  $\psi \rightarrow 3\pi$ ,  $\psi' \rightarrow D^0 + \bar{D}^0$ .

электрическими дипольными, т. е. разрешенными. Главное свойство шармония — очень малые ширины адронных распадов при огромном энергетическом выходе — объясняются уже знакомым нам правилом Цвейга (см. рис. 7.45, а):  $\psi$ -частицы имеют отрицательную  $G$ -четность, так что могут распадаться за счет сильных взаимодействий не менее чем на три пиона. А при таком распаде (ср. рис. 7.45, б) дважды действует запрет по правилу Цвейга. В результате вероятности сильных распадов становятся сравнимыми с электромагнитными. Так, вероятность распада  $J/\psi \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^-$  лишь в четыре раза меньше вероятности распада  $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ .

По аналогии с распадом  $\Phi$ -мезона (см. рис. 7.45) можно было бы ожидать интенсивных распадов шармония на пару частиц с ненулевым шармом. Но тут оказалось различие, состоящее в том, что удвоенные массы шармированных мезонов, называемых  $D$ -мезонами, превышают массы  $J/\psi$ ,  $\chi$ - и  $\psi'$ -частиц. Поэтому распад на два  $D$ -мезона энергетически возможен лишь для состояний, начиная с  $\psi''(3772)$  (рис. 7.47). И действительно, распад  $\psi'' \rightarrow D^0 + \bar{D}^0$  является резко доминирующим (рис. 7.47, справа).

В заключение укажем, что в недавних (1977 г.) опытах группы Л. Ледермана обнаружена группа из трех узких векторных резонансов с массами в области 9,5 ГэВ и с той же характеристикой  $J^{PC} = 1^-$ . Эти сверхтяжелые мезоны названы  $\Upsilon$  (заглавное греческое «ипсилон»). Наиболее вероятным считается толкование  $\Upsilon$ -мезона как системы  $b\bar{b}$  из нового очень тяжелого кварка  $b$  (от английского слова bottom — дно) и его антикварка  $\bar{b}$ .

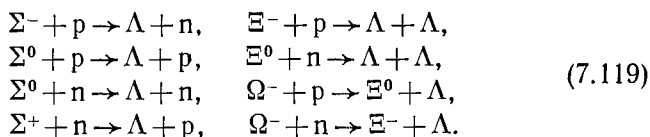
6. На рис. 7.41 приведена только половина известных барионов. Имеется еще точно такое количество антибарионов — частиц с такими же массами и спинами, но с противоположными зарядами всех видов. Антибарионы получаются при столкновениях нуклон — нуклон достаточно высоких энергий. К настоящему времени получены антипротон, антинейтрон и несколько антигиперонов. Однако существование всех остальных антибарионов не вызывает сомнений. Времена жизни барионов и соответствующих антибарионов совпадают. Поэтому, в частности, антипротон сам по себе стабилен. Однако, сталкиваясь с атомом какого-либо вещества, антипротон притягивается ядром (его электрический заряд отрицательный!) и аннигилирует в нем. При аннигиляции нуклона с антинуклоном рождается несколько пионов (в среднем около пяти).

Несколько антинуклонов могут образовать «антиядро». Из этих антиядер удалось получить антидейтрон и антигелий-3. Захватив достаточное количество позитронов, стабильное антиядро может образовать стабильный электрически нейтральный антиатом. Большие количества антиатомов могут образовывать макроскопическое антивещество, свойства которого будут такими же, как и у обычного вещества (но рассматриваемого через зеркало, см. гл. VI, § 4). Вещество и антивещество не могут сосуществовать из-за аннигиляции. Поэтому, если во Вселенной существуют области, заполненные антивеществом, то они должны быть отделены от областей, заполненных веществом, большими расстояниями.

Высказывалось предположение, что гравитационные (конечно, не инертные) массы античастиц отрицательны. В этом случае гравитационная масса фотона должна была бы равняться нулю. Существование же у фотона ненулевой гравитационной массы было доказано экспериментально (см. гл. VI, § 6, п. 6). Поэтому в соответствии с общей теорией относительности гравитационная масса античастиц должна быть положительной.

7. Гипероны ( $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ ,  $\Omega$ ) живут примерно  $10^{-10}$  с, т. е. время, колоссальное по сравнению с характерным ядерным временем  $10^{-21}$  —  $10^{-22}$  с. Поэтому интересно посмотреть, не могут ли эти частицы входить в состав ядра, что дало бы возможность изучать силы гиперон — нуклон. Очевидно, что для того чтобы гиперон мог существовать в ядре, необходимо выполнение двух условий. Во-первых, силы между гипероном и нуклонами должны быть притягивающими и достаточно интенсивными. Во-вторых, для гиперона должны быть запрещены такие быстрые реакции с нуклонами, при которых этот гиперон исчезает. Пользуясь алгеброй реакций из § 4, легко сообразить, что в ядре все гипероны, кроме

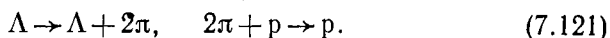
$\Lambda$ -частицы, будут немедленно превращаться в другие частицы:



Все реакции (7.119) экзотермичны и идут с сохранением странности, т. е. быстро. Отсюда видно, что  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^-$  и  $\Omega^-$ -гипероны в состав ядер входить не могут (возможными исключениями являются связанные системы двух частиц  $\Sigma^- - n$ ,  $\Sigma^+ - p$ ,  $\Xi^- - n$ ,  $\Xi^0 - p$ ). Но  $\Lambda$ -частицы в быстрые реакции с нуклонами не вступают и поэтому имеют возможность входить в состав ядра. Ядра, содержащие  $\Lambda$ -частицы, называются гиперядрами. Гиперядра обозначаются теми же химическими символами, что и обычные, но с добавлением индекса  $\Lambda$  внизу слева. Вверху справа указывается полное число барионов в ядре. Так, символ  ${}_{\Lambda}\text{He}^5$  (читается: «гипергелий пять») обозначает ядро, состоящее из двух протонов, двух нейтронов и  $\Lambda$ -частицы. Первое гиперядро было обнаружено в 1952 г. (М. Даныш и Дж. Пневский). Сейчас известно уже около двух десятков гиперядер. Их существование показывает, что между  $\Lambda$ -гипероном и нуклонами действуют силы притяжения. Эти силы притяжения немного слабее сил между нуклонами, что видно из того, что не существует дейтроноподобной стабильной системы  $\Lambda - p$  (гиперводород), а также из того, что измеренные энергии связи  $\Lambda$ -частицы в ядре оказываются несколько меньше энергий связи нейтрона. Отсутствие связанного состояния в системе  $\Lambda - p$  (гиперводорода) можно в определенной степени ожидать, так как взаимодействие  $\Lambda - p$  должно быть более короткодействующим, чем, например, взаимодействие  $p - p$ . Действительно, как мы уже говорили (гл. V, § 8), радиус взаимодействия определяется массой промежуточной частицы, которой перебрасываются нейтрон и протон,  $\Lambda$ -гиперон и протон и т. д. Радиус действия сил в системе  $n - p$  по порядку величины равен  $\hbar/m_{\pi}c$ . С другой стороны,  $\Lambda$ -гиперон и протон не могут обмениваться одним пионом, так как виртуальный развал



не может идти за счет сильного взаимодействия вследствие несохранения изотопического спина ( $T_{\Lambda} = 0$ ,  $T_{\pi} = 1$ ). Следовательно,  $\Lambda$ -гиперон и протон могут обмениваться минимум двумя пионами:



Поэтому радиус действия сил в системе  $\Lambda - p$  будет по порядку величины равен  $\hbar/2m_{\pi}c$ . Учитывая далее, что силы между протоном и нейтроном слабо связывают протон с нейтроном, следует ожидать,

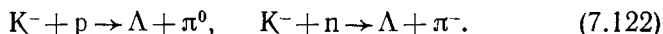
что более короткодействующие силы в системе  $\Lambda - p$  не смогут связать  $\Lambda$ -гиперон и протон.

Таблица 7.8. Энергии связи  $\Lambda$ -гиперона в некоторых гиперядрах

Тип ядра	$\Lambda \text{H}^3$	$\Lambda \text{H}^4$	$\Lambda \text{He}^4$	$\Lambda \text{He}^5$	$\Lambda \text{Li}^7$	$\Lambda \text{Be}^7$	$\Lambda \text{He}^8$	$\Lambda \text{Li}^8$	$\Lambda \text{Be}^8$	$\Lambda \text{Li}^9$	
$E_{\text{св}}, \text{МэВ}$	0,13	2,05	2,31	3,12	5,58	5,16	7,16	6,80	6,84	8,53	
Тип ядра	$\Lambda \text{Be}^9$	$\Lambda \text{B}^9$	$\Lambda \text{Be}^{10}$	$\Lambda \text{B}^{10}$	$\Lambda \text{B}^{11}$	$\Lambda \text{B}^{12}$	$\Lambda \text{C}^{12}$	$\Lambda \text{C}^{13}$	$\Lambda \text{C}^{14}$	$\Lambda \text{N}^{15}$	$\Lambda \text{O}^{16}$
$E_{\text{св}}, \text{МэВ}$	6,71	7,88	9,11	8,89	10,24	11,37	10,76	11,69	12,17	13,59	13,0

Известные энергии связи  $\Lambda$ -частицы в различных ядрах приведены в табл. 7.8. Из этой таблицы видно, что энергии связи гиперядер подчиняются иным закономерностям, чем энергии обычных ядер. Так, обычное ядро  ${}^2_0\text{He}^5$  нестабильно относительно распада на нейтрон и  ${}^2_0\text{He}^4$ , в то время как гиперядро  $\Lambda\text{He}^5$  связано довольно прочно. Это различие, однако, легко объясняется принципом Паули. В  ${}^2_0\text{He}^5$  третий нейтрон из-за принципа Паули вынужден в одиночестве занимать состояние в  $p$ -оболочке, на которой он не может удержаться. Но  $\Lambda$ -частица в ядре  $\Lambda\text{He}^5$  может находиться в  $S$ -оболочке и тем самым быть сильно связанной. С учетом принципа Паули энергии связи гиперядер удастся объяснить, считая силы нуклон — нуклон и нуклон — гиперон примерно одинаковыми.

Гиперядра образуются при бомбардировке обычных ядер частицами очень высоких энергий. Особенно удобен для этой цели пучок отрицательных каонов, вызывающий превращения



Гиперядро живет примерно столько же, сколько и  $\Lambda$ -частица, т. е.  $10^{-10}$  с, после чего распадается на несколько осколков. У легких гиперядер обычно вместе с осколками вылетает и отрицательный пион, возникающий в результате распада гиперона:



При распаде (7.123) выделяется энергия 36,4 МэВ. Эта энергия затрачивается на разрыв связей между осколками и на кинетические энергии пиона и осколков. Если все осколки заряжены, то в фотоэмульсии (см. гл. IX, § 4, п. 10) можно определить их энергии, импульсы, массы и заряды. Отсюда по балансу энергии определяются энергии связи гиперядер. У более тяжелых гиперядер обычно наблюдаются безмезонные распады. В этом случае выделяющаяся

энергия равна 177 МэВ. Существование безмезонных распадов объясняется частью процессом поглощения ядром возникшего при распаде (7.123) пиона, а частью взаимодействием гиперон — нуклон, приводящим к превращению  $\Lambda$ -частицы в нейтрон. Наблюдались гиперядра с двумя  $\Lambda$ -частицами ( ${}_{\Lambda\Lambda}\text{He}^6$ ,  ${}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}^8$ ), из которых можно извлечь информацию о  $\Lambda$  —  $\Lambda$ -силах. Оказывается, что энергия отделения первой  $\Lambda$ -частицы примерно на 4 МэВ больше энергии отделения второй. Это говорит в пользу притяжения  $\Lambda$ -частиц друг к другу. Не наблюдались в принципе возможные системы  $\Sigma^- - p$ ,  $\Sigma^+ - p$ ,  $\Xi^0 - p$ ,  $\Xi^- - p$ , а также  $\Sigma^- - 2p$  и т. д.

8. Рассмотрим теперь опытные свойства адрон-адронных столкновений. Адрон-адронные столкновения являются основным источником информации о механизме сильных взаимодействий, т. е. о динамических свойствах адронов. Другие экспериментальные возможности изучения динамических свойств адронов будут приведены в п. 11. По причинам, изложенным в гл. IX, §§ 2, 3, на ускорителях экспериментально исследованы только: столкновения  $pp$  до энергии 60 ГэВ в СЦИ и столкновения  $\pi^\pm p$ ,  $K^\pm p$ ,  $\bar{p}p$  до энергии около 20 ГэВ в СЦИ. Начато исследование столкновений  $\Sigma^\pm p$ . Столкновения  $pp$  исследованы лишь до менее высоких энергий. Исследуются также высокоэнергичные столкновения адронов с ядрами и ядер с ядрами. Например, в Дубне изучаются столкновения ядер аргона друг с другом при  $E \approx 1,5$  ГэВ/нуклон в СЦИ. В космических лучах регистрировались события, являющиеся «последствиями» адрон-адронных столкновений существенно более высоких энергий. Однако извлечение из этих данных четкой информации о механизме взаимодействия сильно затруднено тем, что в космических лучах имеют дело с природным наблюдением, а не с контролируемым экспериментом.

По поведению полного сечения  $\sigma_t$  адрон-адронные процессы можно разделить на три области по энергии (в СЦИ!):

- а) резонансная область (примерно до 0,5 — 1 ГэВ);
- б) асимптотическая область (примерно от 0,5 — 1 до 10 ГэВ);
- в) область роста радиуса взаимодействия (примерно от 10 ГэВ до 60 ГэВ (?)).

Знаком вопроса отмечено, что 60 ГэВ является границей, до которой (на 31 декабря 1978 г.) имеются измерения. Характерные для этой области физические особенности могут сохраняться до каких-то более высоких энергий. Зависимости полных адрон-адронных сечений от энергии приведены на рис. 7.37. Рассмотрим теперь особенности поведения сечений в этих областях.

В резонансной области полные сечения  $\sigma_t$  в среднем наиболее велики и наименее регулярны. Многие из этих полных сечений имеют отчетливые резонансы с ширинами  $\Gamma$  от десятков до сотен МэВ. Значительную долю полного сечения (десятки процентов) составляет упругое рассеяние  $\sigma_{упр}$ . При отсутствии экзотермических



неупругих каналов (например, в столкновениях  $\pi^+p$ ,  $pp$ ,  $K^+p$ ) существует низкоэнергетическая область чисто упругого рассеяния. В этом случае при энергии примерно 10 МэВ такое упругое рассеяние является чисто  $S$ -волновым и хорошо описывается двумя параметрами — длиной рассеяния  $a$  и эффективным радиусом  $r_0$ , как это имеет место для рассеяния нейтрон — протон (см. гл. V, § 3). При наличии экзотермических каналов (например, в столкновениях  $pp$ ) сечение при энергиях до 10 МэВ также является  $S$ -волновым, но подчиняется уже закону « $1/v$ » (см. гл. IV, § 4). В обоих случаях мы говорим только о сильных взаимодействиях в пренебрежении кулоновским взаимодействием. При повышении энергии открываются все новые и новые неупругие каналы. В результате к верхнему краю области а) неупругое рассеяние начинает преобладать во всех столкновениях.

В области а) большую роль играет изучение детальных корреляций между двумя или несколькими частицами, вылетающими в результате столкновения. Как мы видели в п. 5, с помощью таких корреляций удалось открыть большое число частиц-резонансов, у которых квантовые числа отличаются от квантовых чисел входного канала. В этой области также была проверена изотопическая инвариантность сильных взаимодействий (см., например, § 7, п. 2).

В резонансной области кварковая структура проявляется лишь в том, что ни для каких сил (и сечений) не существует простых законов типа закона Кулона. Мы уже столкнулись с этим обстоятельством в гл. V при изучении ядерных сил. Кварк-партонное объяснение состоит в том, что потенциал взаимодействия между составными системами всегда имеет сложный характер.

В областях б) и в) дебройлевская длина волны налетающей частицы уже намного меньше геометрических размеров адрона,  $\lambda \ll R_0$ . Резонансы еще существуют и в этой области, хотя и в меньшем количестве. Но на ход полного сечения с энергией резонансы уже практически не влияют, поскольку в рассеянии участвует большое число парциальных волн, так что вклад каждой отдельной волны мал даже в ее резонансе. В результате в области б) полные сечения плавно зависят от энергии. Сама зависимость оказывается очень простой: каждое сечение  $\sigma_i$  монотонно выходит на асимптотическую константу (см. рис. 7.37). Именно в этой области адроны ведут себя как черные шары (см. п. 1). В период исследований в асимптотической области, когда ускорителей более высоких энергий еще не было, складывалось впечатление, что асимптотическое постоянство полных сечений является «окончательным». Однако в 1971 г. был открыт *серпуховский эффект* отчетливого роста полного сечения  $K^+p$ , начиная с энергий 5 ГэВ в СЦИ (С. П. Денисов и др.). Экспериментальные исследования при более высоких энергиях привели к выводу, что серпуховский эффект явился первым указанием на существование качественно новой области энергий адрон-

адронных столкновений. Эта область обозначена выше через  $v$ ). В ней плавно растут все измеренные полные адрон-адронные сечения (см. рис. 7.37). Из очень общих теоретических принципов для максимально возможного роста получена оценка (М. Фруассар, 1961)

$$\sigma_t \sim \ln^2 E. \quad (7.124)$$

Универсальный рост сечений в области  $v$ ) оказался близким к максимально возможному. Наглядно рост сечений  $\sigma_t$  с энергией означает, что радиус сильных взаимодействий растет с энергией.

В областях б) и в) как экспериментальное исследование, так и теоретическое осмысливание отдельных многочисленных каналов затруднено их обилием и обилием величин, характеризующих каждый канал. Поэтому вместо полного исследования каждого канала в экспериментах стараются измерять сравнительно небольшое количество величин, но выбранных так, чтобы они давали содержательную информацию.

Например, физически интересная информация о динамике сильных взаимодействий получается из исследования инклюзивных реакций. На важность таких реакций впервые указали А. А. Логунов с сотрудниками (1967 г.). Инклюзивной называется реакция типа (гл. IV, § 10, п. 2)

$$a + h \rightarrow b + X, \quad (7.125)$$

где  $h$  — адрон,  $a$ ,  $b$  — определенные частицы (не обязательно адроны),  $X$  — остальные (кроме  $b$ ) частицы в конечном состоянии.

На опыте регистрируется только частица  $b$  (с измерением ее энергии и импульса  $p$ ). Примеры инклюзивных процессов:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + X, \quad (7.126)$$

$$e^- + p \rightarrow e^- + X, \quad (7.127)$$

$$\nu + p \rightarrow e^- + X. \quad (7.128)$$

Диаграмма инклюзивного процесса (7.127) приведена на рис. 7.48.

Дифференциальное сечение  $d^3\sigma_{\text{инк}}/d^3p$  инклюзивной реакции равно по определению сумме дифференциальных сечений всех процессов с вылетом частицы  $b$ , каждое из которых проинтегрировано по всем переменным остальным частицам. Инклюзивное сечение обычно выражают через инвариантную функцию  $f(p_T, p_L, E)$ :

$$f(p_T, p_L, E) = E_p \frac{d^3\sigma_{\text{инк}}}{d^2p_T dp_L} = E_p \frac{d^3\sigma_{\text{инк}}}{dp}. \quad (7.129)$$

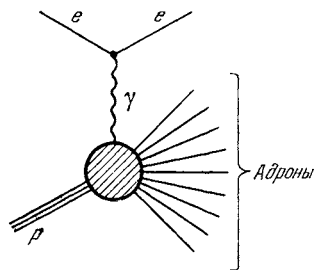


Рис. 7.48. Доминирующая диаграмма инклюзивного процесса:  $e^- + p \rightarrow e^- + X$ .

Здесь  $E_p = c\sqrt{p^2 + M^2c^2}$  — полная энергия вылетающей частицы,  $M$  — ее масса,  $p_T$ ,  $p_L$  — соответственно поперечная и продольная компоненты импульса  $\mathbf{p}$  вылетающей частицы. Напомним, что  $E$  — суммарная энергия столкновения и что все величины берутся в СЦИ. Инвариантность величины  $f$  примем без доказательства.

Нас будет интересовать область ультрарелятивистских энергий, когда  $E_p$ ,  $E \gg M_i$ , где  $M_i$  — масса любого адрона, участвующего в процессе. Инклюзивные процессы, для которых  $E_p \ll E$ , называют *глубоко неупругими*. Это название оправдывается тем, что в противоположном предельном случае  $E_p - M = E$  (и при одинаковых частицах  $a$  и  $b$ ) рассеяние является чисто упругим. Глубоко неупругие процессы интересны тем, что из них можно извлечь информацию об элементарном акте столкновения с отдельным партоном внутри адрона. Это видно уже из того, что приведенный в п. 1 эксперимент по установлению партонной структуры протона является не чем иным, как инклюзивным процессом (7.127).

Для изучения корреляций между вылетающими частицами используются инклюзивные процессы с вылетом двух частиц:

$$a + h \rightarrow b + c + X, \quad (7.130)$$

в которых в конечном состоянии регистрируются частицы  $b$  и  $c$  с их характеристиками.

Важной характеристикой адронных столкновений является также множественность  $\bar{n}$ . Множественностью называется среднее число частиц, рождающихся в единичном столкновении. Очевидно, что множественность зависит от того, какие именно частицы сталкиваются, и от энергии столкновения.

Для анализа распределения вторичных частиц по продольным импульсам удобно воспользоваться введенным в гл. 1, § 2, п. 8 понятием быстроты  $y$ . При трехмерном движении быстротой  $y$  называется величина

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right), \quad (7.131)$$

где  $p_L$  — составляющая импульса вылетающей частицы вдоль оси столкновения. Напомним, что при одномерном движении  $p_T = 0$  быстроты аддитивны, а их разности релятивистски инвариантны. При небольших  $p_T$  ( $\ll p_L$ ) эти свойства выполняются приближенно. Для ориентировки в порядках величин быстрот укажем, что для pp-столкновений с  $E = 60$  ГэВ (в СЦИ) разность быстрот сталкивающихся протонов  $\Delta y = 8,2$ .

Перечислим теперь основные опытные свойства адрон-адронных столкновений высоких энергий:

а) Универсальный рост полных сечений с энергией по закону (7.124).

б) При энергиях в асимптотической области и выше упругое рассеяние  $\sigma_{\text{упр}}$  является чисто дифракционным и составляет примерно 10—20% от  $\sigma_t$ . Например,  $\sigma_{\text{упр}} = 0,18 \sigma_t$  для столкновения  $pp$  в области роста радиуса взаимодействия. В неупругих столкновениях рождаются новые частицы, в основном пионы.

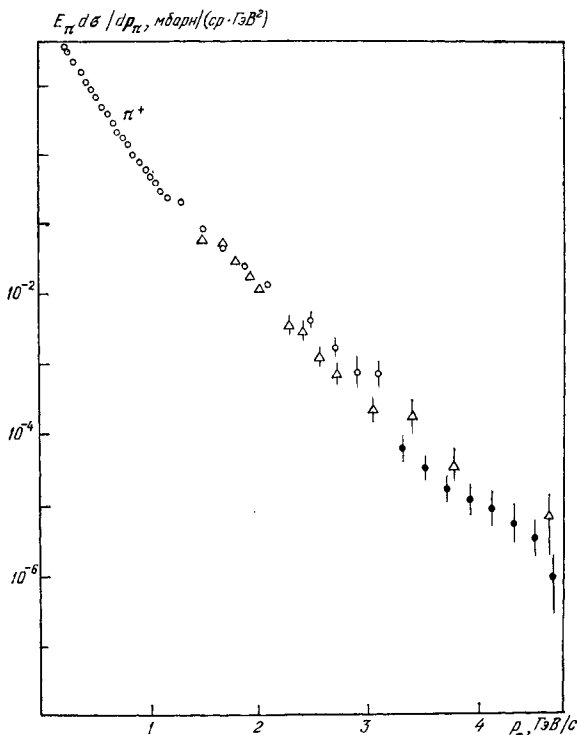


Рис. 7.49. Зависимость инклюзивного сечения  $E_{\pi} d^2 \sigma / d p_{\pi}$  процесса  $p + p \rightarrow \pi^+ + X$  при  $E = 51$  ГэВ от поперечного импульса  $p_T$ .

Точки — экспериментальные данные разных лабораторий.

в) Наблюдаемые значения множественности  $\bar{n}$  фантастически малы по сравнению с теми, которые разрешены законами сохранения. Так, при энергиях 20—30 ГэВ в одном  $pp$ -столкновении рождается в среднем 4—5  $\pi$ -частиц и 0,2 антипротона. Законом же сохранения энергии разрешено рождение более сотни пионов. Поэтому вторичные частицы, как правило, вылетают с большими энергиями.

г) Для инклюзивных адрон-адронных реакций в области ультрарелятивистских энергий  $E_p$ ,  $E \gg M_i$  (где  $M_i$  — масса любого из адронов  $a, b, h$  в (7.125)) установлена общая закономерность,

получившая название *фейнмановский скейлинг*. Используется также несколько более общий термин *масштабная инвариантность*. Скейлинг состоит в том, что при достаточно малых поперечных импульсах  $p_T < 1$  ГэВ/с инвариантная функция  $f(p_T, p_L, E)$  из (7.129) с точностью порядка 10% становится функцией только двух переменных  $p_T$  и  $x = 2p_L/E$ :

$$f(p_T, p_L, E) \rightarrow f(p_T, x). \quad (7.132)$$

Безразмерная величина  $x$  называется *фейнмановской скейлинговой переменной*. Импульсами с  $p_T < 1$  ГэВ/с обладает подавляющее

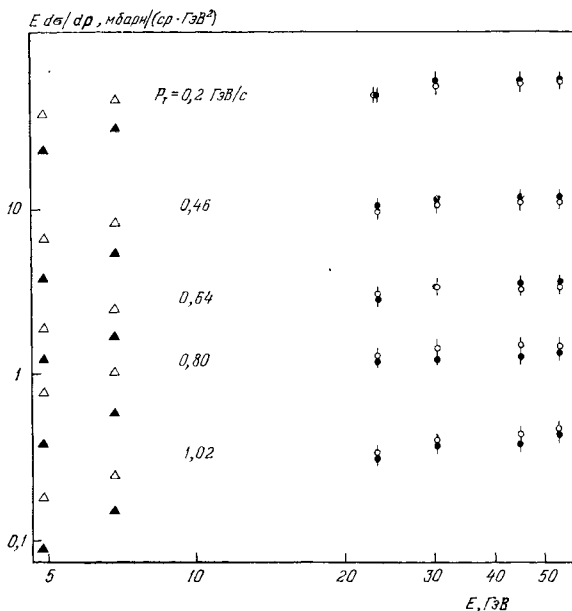


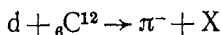
Рис. 7.50. Зависимость инвариантных инклюзивных сечений  $E d\sigma/dp$  от энергии при фиксированном  $x = 0$  и различных фиксированных  $p_T$ .

Черные кружки и треугольники относятся к процессам  $p + p \rightarrow \pi^+ + X$ , светлые — к процессам  $p + p \rightarrow \pi^- + X$ . Скейлинг проявляется в том, что, начиная с 20–30 ГэВ, инвариантные сечения почти не зависят от  $E$ .

большинство вторичных частиц (рис. 7.49). Поэтому скейлинг является общим свойством инклюзивных сечений в целом. Скейлинг был предсказан теоретически (Р. Фейнман и др., 1969). Экспериментально скейлинг установлен для большого числа инклюзивных сечений во всей изученной области ультррелятивистских энергий (см., например, рис. 7.50).

При релятивистских столкновениях ядро — ядро наблюдается кумулятивный эффект (предсказан и получен в Дубне в 1971 г.),

состоящий в том, что в части столкновений значительная доля энергии передается одной вторичной частице. Например, в инклюзивной реакции



были обнаружены пионы, уносящие до 98% кинетической энергии дейтрона.

д) При экспериментальном изучении корреляций между вылетающими частицами установлено явление *кластеризации*. Оно состоит в том, что вылетающие в результате адрон-адронного столкновения

частицы группируются в *сгустки* частиц с разбросом по быстройтам порядка  $\Delta y = 1$ . Сгустки имеют еще название *кластеры*. Разделяют три типа кластеров. Первый тип соответствует *дифракционному развалу* одной из сталкивающихся частиц. Типичное распределение вылетающих частиц по быстройтам для процесса дифракционного развала приведено на рис. 7.51. Частица *a* рассеивается как целое, квазиупруго. Частица *b* возбуждается в процессе дифракционного отклонения, а затем теряет возбуждение, испуская вторичные частицы,

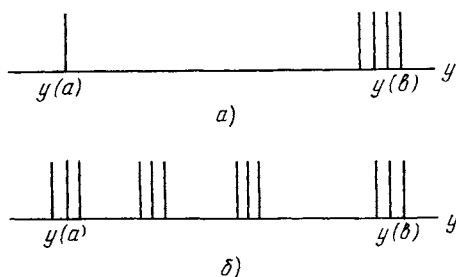


Рис. 7.51. Типичные распределения вылетающих частиц по быстройтам в процессах с образованием кластеров (струй) разных типов:

а) дифракционный развал, б) столкновение с образованием фрагментов налетающих частиц и двух струй в области пионизации.  $y(a)$ ,  $y(b)$  — быстройты сталкивающихся частиц.

которые и образуют кластер. Суммарные квантовые числа этого кластера (и его средняя быстрая) такие же, как у налетающей частицы. Второй тип кластера соответствует *фрагментации налетающей частицы*. В этом случае (рис. 7.51, а) быстройты частиц кластера также сгруппированы вокруг быстройты налетающей частицы ( $y(a)$  или  $y(b)$ ). Но суммарные квантовые числа кластера уже не совпадают с квантовыми числами соответствующей налетающей частицы. Наконец, кластеры третьего типа образуются в области быстройт, заметно отличающихся от  $y(a)$  и  $y(b)$  (рис. 7.51, б, в середине). Эти кластеры часто называются *струями*. Они в основном состоят из пионов. Поэтому соответствующая область быстройт  $y(a) < y < y(b)$  называется областью *пионизации*.

Отмеченные закономерности, как правило, отчетливо проявляются лишь в области роста радиуса взаимодействия в) энергий столкновения. В этом смысле асимптотическая область б) является переходной.

9. Перейдем к объяснению механизма адрон-адронной динамики на основе кварк-партонной модели. Партонные динамические свойства адронов наиболее отчетливо проявляются при больших быстротах столкновения, когда

$$|y(a) - y(b)| \gg 1. \quad (7.133)$$

Это соответствует энергиям столкновений в СЦИ в десятки ГэВ и выше. В этом случае принимается *первая гипотеза динамики партонов*, согласно которой в начальный момент столкновения каждый адрон можно рассматривать как рой свободных партонов. Напомним, что в самом грубом приближении партонами являются валентные кварки. Более точно, к партонам принадлежат валентные кварки, а также виртуальные кварки, антикварки и глюоны из «моря».

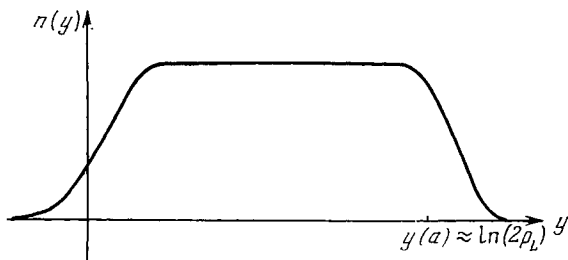


Рис. 7.52. Распределение партонов по быстротам внутри адрона высокой энергии ( $|y(a)| \gg 1$ ).

Соединив первую гипотезу кварковой динамики с гипотезой об асимптотической свободе, можно получить резко противоречащий опыту вывод о том, что при достаточно высокой энергии столкновения полное сечение должно стремиться к нулю. Но здесь положение спасает *вторая гипотеза динамики партонов*, согласно которой распределение  $n(y)$  партонов в адроне высокой энергии по быстротам имеет форму плато, простирающегося от нуля до  $y(a)$  (рис. 7.52). Согласно (7.131) при  $|p_L| \gg cM$

$$y(a) \approx \ln(2p_L). \quad (7.134)$$

Вне области  $0 < y < y(a)$  функция  $n(y)$  быстро спадает до нуля. Если принять эту гипотезу, то в начальный момент столкновения адронов  $a$  и  $b$  возникает композитная система с распределением по быстротам в виде плато, простирающегося от  $y(a)$  до  $y(b)$  (рис. 7.53). Из этого рисунка видно, что в композитной системе имеются пары партонов с  $|\Delta y| < 1$  (и тем самым могущие интенсивно взаимодействовать) во всей области  $y(a) < y < y(b)$ . Заметим, что эффективно взаимодействовать могут и партоны, принадлежащие одному и

тому же адрону. До столкновения адронов взаимодействия внутри каждого адрона уравнивались и давали стационарную картину.

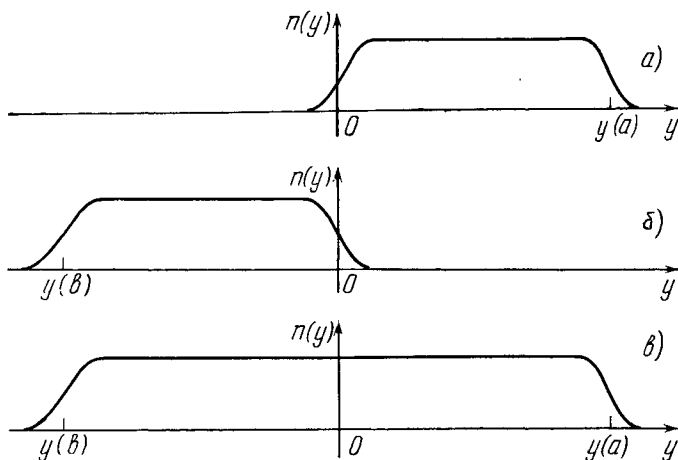


Рис. 7.53. Распределение партонов по быстройтам в частицах *a* и *b* (верхние графики) и в системе в целом в начальный момент столкновения (нижний график).

С момента столкновения самосогласованное поле, уравнивавшее адроны, меняется, так что столкновение любой пары партонов может сильно повлиять на дальнейшее течение процесса.

С принятием только что введенных двух гипотез (и с использованием остальных гипотез кварковой модели) общая картина адрон-адронного столкновения выглядит так (рис. 7.54). Первый этап: оба адрона соединяются в единую систему с распределением партонов по быстройтам по рис. 7.53, *в*. Вторым этапом: два партона с близкими быстройтами эффективно сталкиваются и резко меняют направления своих импульсов. Заметим, что эти два партона пространственно должны находиться относительно далеко друг от друга, иначе они взаимодействовать не смогут из-за свойства асимптотической свободы.

После партонных столкновений начинается фаза разлета. Но партоны

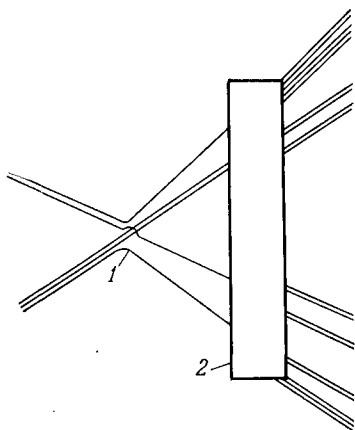


Рис. 7.54. Схематическая кварковая диаграмма столкновения адронов (пр) высокой энергии.

1 — первый и второй этапы разлета кварков, 2 — третий этап.



являются кварками и по свойству инфракрасного пленения не могут вылетать наружу в свободном виде. Поэтому начинается третий, заключительный, этап: возникшие на втором этапе одиночные кварки и другие «не белые» системы (например, из двух кварков) начинают энергично взаимодействовать с кварками и антикварками из «моря». Детали этого процесса не ясны, но конечный результат очевиден: образуется какое-то количество мезонов, а также барионов и антибарионов, которые свободно разлетаются.

Посмотрим теперь, как согласуется такой механизм с опытными данными. Прежде всего заметим, что полные сечения зависят только от первых двух этапов столкновения. В грубом приближении можно считать, что на втором этапе происходит столкновение свободных валентных кварков. Уже отсюда получается простое и, как видно из рис. 7.37, хорошо согласующееся с опытом соотношение

$$\sigma_t(\pi p)/\sigma_t(p p) = 2 : 3 \quad (7.135)$$

между полными сечениями пион — протон и протон — протон. Свойство а) из п. 8 роста полных сечений объясняется тем, что согласно второй гипотезе динамики партонов полное число партонов в адроне логарифмически растет с энергией. Поэтому должны расти и полные адрон-адронные сечения. Свойство б) большого вклада упругого рассеяния не противоречит партонной модели. Как показывают модельные расчеты, удается получить и количественное согласие. Свойство в) низкой множественности объясняется тем, что, как правило, эффективно сталкиваются лишь два партона. При этом превращение возникших «не белых» систем в «белые» согласно правилу Цвейга имеет тенденцию произойти с минимальным рождением кварк-антикварковых пар, т. е. с низкой множественностью и преимущественным рождением мезонов (а не барионов и антибарионов). В отношении свойства г) фейнмановского скейлинга (7.132) ограничимся утверждением, что он может быть выведен из партонной модели. Свойство д) кластеризации вылетающих адронов также прямо следует из кварк-партонной модели, как это видно из того же рис. 7.54. На втором этапе столкновения образуются два разлетающихся кварка и два остатка исходных адронов. На третьем этапе они превращаются в кластеры. Примерная диаграмма порождения струи кварком изображена на рис. 7.55. Аналогично, дифракционный развал трактуется (на втором этапе) как дифракционное рассеяние кварков адрона на разные углы.

Мы видим, что все основные опытные факты физики сильных взаимодействий находят естественное объяснение в кварк-партон-

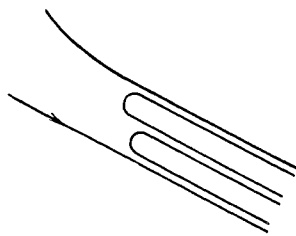


Рис. 7.55. Диаграмма порождения кварком струи пионов.

ной модели. Следует подчеркнуть, что изложенная кварк-партонная модель до сих пор не является единственной используемой. Развиваются и другие варианты («кварковые мешки», «струны» и т. д.). Именно поэтому мы отделили изложение опытных фактов от их модельного объяснения.

10. В резонансной области энергий первое основное допущение кварк-партонной модели не выполнено. Поэтому все три этапа столкновения сливаются в один. Это означает, что партонная структура при этих энергиях еще не проявляется, так что за основные частицы приходится принимать сами барионы и мезоны. В таком подходе приходится проводить сложные и громоздкие количественные расчеты, базирующиеся на технике диаграмм Фейнмана. Главная трудность состоит в том, что константы связи адронных узлов велики по сравнению с единицей. Это означает, что в этих взаимодействиях нельзя выделить какой-то основной элементарный процесс, подобный виртуальному рождению фотона (см. рис. 7.9) в квантовой электродинамике. Поэтому в изучаемый процесс заметный вклад вносит большое число различных диаграмм. В электромагнитных взаимодействиях, как и во всех взаимодействиях с малой константой связи, соблюдается простое правило: чем больше узлов имеет диаграмма, тем меньше вероятность описываемого этой диаграммой механизма. В сильных взаимодействиях вероятность того или иного механизма практически не зависит от числа узлов в соответствующей диаграмме. Определяющим фактором здесь становится степень виртуальности промежуточных частиц.

Именно, радиус действия сил, соответствующих определенному механизму процесса, согласно соотношению неопределенностей имеет порядок  $\hbar/\Delta M c$ , где  $\Delta M$  — отклонение массы виртуальной частицы от ее реального значения,

$$(\Delta M)^2 c^4 = E^2 - c^2 p^2 - c^4 M^4. \quad (7.136)$$

Отсюда прямо следует, что наибольшим радиусом действия будут обладать силы, соответствующие механизму с наименьшими отклонениями масс виртуальных частиц от реальных. С другой стороны, из-за волновых свойств частица с импульсом  $p$  при столкновениях может «чувствовать» расстояния, не меньшие  $\lambda = \hbar/p$ . Поэтому можно ожидать, что при низких энергиях столкновений основную роль будут играть механизмы с минимальным отклонением виртуальных масс от реальных, а с повышением энергии начнут вступать в игру механизмы, соответствующие более высоким значениям  $\Delta M$ . Проиллюстрируем все это на примере взаимодействия нуклон — нуклон, которое мы подробно анализировали в гл. V с иных точек зрения. Часто можно встретить утверждение о том, что это взаимодействие осуществляется путем обмена пионом (см. рис. 7.16), подобно тому как взаимодействие электрон — электрон осуществляется путем обмена фотоном (см. рис. 7.12). Однако расчет нук-

лон-нуклонных сил по диаграмме рис. 7.16 не дает даже качественного согласия с опытом. Приходится допустить, что в полную диаграмму нуклон-нуклонного рассеяния дают существенный вклад и другие механизмы, например, обмен двумя пионами (рис. 7.56). Конечно, радиус действия сил, соответствующих механизму с обменом двумя пионами, в два раза меньше радиуса сил с однопионным обменом. Но вполне может оказаться, что взаимодействие через

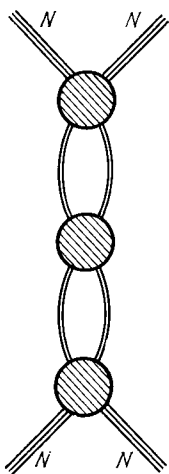


Рис. 7.56. Диаграмма рассеяния нуклона на нуклоне, в которой учитывается взаимодействие пионов.

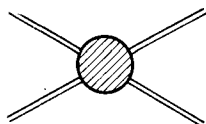


Рис. 7.57. Узел, входящий в диаграмму рассеяния нуклона на нуклоне.

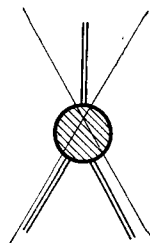


Рис. 7.58. Трехпионный узел в сильных взаимодействиях; он является недопустимым из-за сохранения  $G$ -четности.

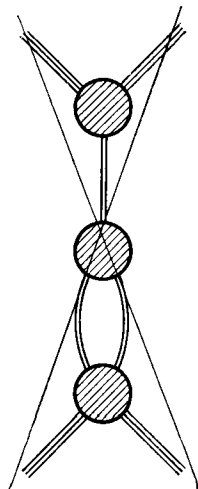


Рис. 7.59. Диаграмма, запрещенная сохранением  $G$ -четности.

двухпионный и даже трехпионный обмен будет идти несколько интенсивнее, чем через однопионный. При этом в диаграммах с многопионным обменом следует учесть и возможность взаимодействия между обмениваемыми пионами.

Действительно, от количества узлов амплитуды процессов сильных взаимодействий не зависят, а степень виртуальности у диаграммы рис. 7.56 такая же, как и у диаграммы с простым двухмезонным обменом. Таким образом, мы пришли к выводу, что для расчета нуклон-нуклонного рассеяния необходимо знать амплитуду пионного рассеяния. Из-за относительной малости масс пионов пион-пионный узел (рис. 7.57) существенно входит практически во все процессы сильных взаимодействий и в этом смысле является одним из фундаментальных. Здесь уместно напомнить, что из-за сохранения  $G$ -четности (см. § 2, п. 9) в сильных взаимодействиях

нет трехпионного узла (рис. 7.58). Поэтому, например, в сумму диаграмм рис. 7.17 не входит диаграмма рис. 7.59.

Как экспериментальное, так и теоретическое исследование пион-пионного взаимодействия не только очень сложно, но и наталкивается на трудности принципиального характера, преодолеть которые удается лишь частично. На опыте можно получать пучки заряженных пионов, но нельзя создавать пионных мишеней. Поэтому информация о пион-пионном рассеянии получается из исследования энергетических распределений пионов либо в реакциях типа (7.114), либо в реакциях



Методами, описанными в п. 5, именно на этом пути в сечении  $\pi - \pi$  был обнаружен резонанс, соответствующий  $\rho$ -мезону. Ширина этого резонанса составляет 155 МэВ, т. е. очень велика. Наличие  $\rho$ -мезона сказывается на многих явлениях и, в частности, как мы увидим в следующем пункте, существенно влияет на структуру нуклона. Другой метод получения информации о пион-пионном взаимодействии состоит в изучении реакции

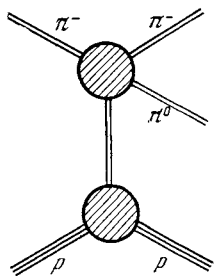
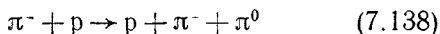


Рис. 7.60. Основная диаграмма, описывающая реакцию (7.138) в околопороговой области.

вблизи порога. В околопороговой области основную роль будут играть столкновения на больших расстояниях. Поэтому главным здесь будет механизм, соответствующий диаграмме рис. 7.60, в котором участвует только один виртуальный пион. Из рис. 7.60 видно, что этот процесс идет в две стадии: нуклон рождает виртуальный пион, который затем упруго сталкивается с падающим пионом. Поэтому, изучая процесс (7.138), можно получить некоторые сведения о рассеянии виртуального пиона на реальном. Отсюда путем разумной экстраполяции можно сделать некоторые количественные заключения и о рассеянии реальных пионов. Именно на этом пути было выяснено, что вблизи порога наиболее интенсивно рассеяние пион — пион идет в состоянии с нулевым суммарным изотопическим спином.

Теоретическое исследование  $\pi - \pi$ -рассеяния основано на допущении малости вкладов от диаграмм с большими изменениями масс в виртуальных состояниях, а также на некоторых математических допущениях о характере поведения амплитуд рассеяния при комплексных значениях энергии и передаваемого (от одного пиона к другому) импульса. В результате громоздких расчетов здесь удастся получить результаты, качественно согласующиеся с экспериментальными.

11. Одной из самых интересных областей физики элементарных частиц является изучение процессов, обусловленных совместным влиянием электромагнитных и сильных взаимодействий. Как и в фотоядерных реакциях (гл. IV, § 11), своеобразной чертой этих процессов является переплетение хорошо известного взаимодействия с не столь изученными.

В результате возникают возможности получения новой информации о структуре адронов и о динамике сильных взаимодействий. В основном исследованы следующие комбинированные электромагнитно-сильные процессы:

а) упругое рассеяние электрон—адрон:

$$\begin{aligned} e^- + p &\rightarrow e^- + p, \\ e^- + n &\rightarrow e^- + n, \\ \pi^- + e^- &\rightarrow \pi^- + e^-; \end{aligned} \quad (7.139)$$

б) инклюзивное рассеяние электрон—протон с регистрацией электрона (7.127):

$$e^- + p \rightarrow e^- + X;$$

в) рождение адронов в электрон-позитронных столкновениях:

$$e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}. \quad (7.140)$$

У электрона отсутствует непосредственное взаимодействие с адронами (иначе, например, квантовоэлектродинамический расчет лэмбовского сдвига давал бы результат, не согласующийся с опытом). В низшем порядке по электромагнитной константе связи взаимодействие электронов (позитронов) с адронами идет через посредство одного виртуального фотона. Поэтому амплитуды всех только что перечисленных процессов а) — в) описываются диаграммами с одной внутренней фотонной линией.

Процессы а) дают прямую информацию о распределении электрических зарядов и магнитных моментов внутри соответствующих частиц, точно так же, как упругое рассеяние электронов на ядрах дает информацию о распределении зарядов и магнитных моментов в ядрах (см. гл. II, § 6).

Проследим, почему рассеяние электрон—нуклон (для определенности) дает информацию об электромагнитной структуре нуклона. Рассеяние электрон—нуклон с высокой (порядка  $g_{эл}^2/4\pi \approx 10^{-2}$ ) точностью идет за счет механизма однофотонного обмена, диаграмма которого изображена на рис. 7.61. Электрон испускает (поглощает) виртуальный фотон, который поглощается (испускается) нуклоном. Узел электрон—фотон этой диаграммы является элементарным и точно известен из квантовой электродинамики. А нуклон-фотонный узел уже не элементарен (т. е. описывается не числом, а функцией) и, как оказывается, описывает распределение заряда и магнитного

момента внутри нуклона. Поэтому по измеренному сечению упругого рассеяния электрон—нуклон можно восстановить форму распределения заряда и магнитного момента внутри нуклона.

Из опытных данных следует, что для протона среднеквадратичные радиусы распределения заряда и магнитного момента примерно одинаковы:

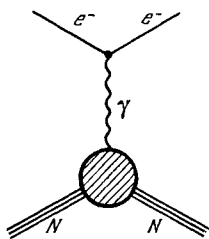
$$\sqrt{r_{\text{эл } p}^2} = \sqrt{r_{\mu p}^2} = 0,82 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (7.141)$$

При малых  $r$  плотность заряда и плотность магнитного момента примерно пропорциональны  $r$ . Распределение заряда в нейтроне оказывается всюду близким к нулю, хотя, казалось бы, за счет виртуальных распадов на протон и отрицательный пион в центре нейтрона должны преобладать положительные заряды, а на периферии — отрицательные. Плотность магнитного момента в нейтроне имеет такую же форму, как и в протоне. В 1977 г. группой советских и американских физиков был измерен среднеквадратичный радиус распределения электрического заряда в отрицательном пионе. Оказалось, что

$$\sqrt{r_{\text{эл } \pi^-}^2} = 0,56 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (7.142)$$

Отметим, что приведенные электромагнитные радиусы адронов близки к их геометрическим размерам (см. п. 1).

Рис. 7.61. Основная диаграмма, описывающая рассеяние электрона на нуклоне.



В заключение отметим, что опытное изучение второго и третьего процессов (7.139) затруднено отсутствием соответственно нейтронных и электронных мишеней. Эту трудность обходят так. Электромагнитные свойства дейтрона изучают по неупругому рассеянию электронов на дейтерии



Так как энергия связи в дейтроне аномально мала и так как нейтрон дейтрона 90% времени находится вообще вне поля действия сил со стороны протона (см. гл. V, § 2), то рассеяние электрона высокой (сотни МэВ и выше) энергии на нейтроне дейтрона будет идти почти так же, как на свободном нейтроне. Электрический форм-фактор пиона был измерен в экспериментах, в которых пучок отрицательных пионов с энергией 100 ГэВ рассеивался на атомных электронах мишени. Рассеяние пучка тяжелых частиц на легких (почти в 300 раз легче) частицах мишени очень невыгодно энергетически. Однако энергия 100 ГэВ настолько велика, что соответствующая энергия в СЦИ оказывается равной около 200 МэВ, что согласно (4.64) достаточно для определения среднеквадратичного радиуса пиона.

Перейдем теперь к инклюзивному процессу (7.127). Доминирующая диаграмма инклюзивного процесса (7.127) приведена на

рис. 7.48. Из этой диаграммы видно, что фактически изучается процесс столкновения виртуального кванта  $\gamma_v$  с протоном  $p$ :

$$\gamma_v + p \rightarrow X, \quad (7.144)$$

где  $X$  — любые системы частиц, допустимые законами сохранения. Сечение исходного процесса (7.127) равно полному сечению  $\sigma$ , процесса (7.144), умноженному на некоторый множитель. Этот множитель вычисляется точно, поскольку он определяется известным из квантовой электродинамики электрон-фотонным узлом рис. 7.9. Импульс  $q$  и энергия  $E_q$  виртуального фотона в (7.127) равны соответственно

$$q = p - p', \quad E_q = E_p - E_{p'}, \quad (7.145)$$

где  $p$ ,  $E_p$  — соответственно импульс и энергия падающего электрона, а  $p'$ ,  $E_{p'}$  — вылетающего. Сечение  $\sigma_t$  зависит от двух переменных, которые принято обозначать через  $u$  и  $v$  и которые выбираются следующим образом:

$$u = q^2 - \frac{1}{c^2} E_q^2, \quad v = \frac{1}{c^2} E_q E_p - qp. \quad (7.146)$$

Удобство этих переменных состоит в том, что они согласно (1.13), (1.14) релятивистски инвариантны, т. е. одинаковы во всех инерциальных системах координат. Если выбрать систему координат так, чтобы было  $p' = -p$ , то получим  $u = q^2$ . Поэтому переменная  $u$  называется квадратом переданного импульса. В этой же системе координат  $v = 2p^2$ , т. е. с большой точностью  $v = 2E_p^2/c^2$ , поскольку мы интересуемся областью  $|p| \gg mc$ . Поэтому переменная  $v$  называется квадратом энергии.

Главный опытный факт в отношении сечения  $\sigma_t$  процесса (7.144) состоит в том, что для него с хорошей точностью выполняется *бьеркеновский скейлинг*: безразмерная величина

$$F(v, u) = \sigma_t u \hbar^{-2} \quad (7.147)$$

при больших  $v$ ,  $u$  асимптотически стремится к функции одной безразмерной переменной  $v/u$ :

$$F(v, u) \rightarrow f(v/u) \quad \text{при } v, u \rightarrow \infty. \quad (7.148)$$

Простейшее теоретическое объяснение бьеркеновского скейлинга таково: безразмерная функция может зависеть только от безразмерных переменных, за которые можно выбрать  $v/u$  и  $u/M^2$ , где  $M$  — масса нуклона. При  $u \rightarrow \infty$   $u/M^2 \rightarrow \infty$ , так что зависимость от второй переменной пропадает. При очень больших  $u$ ,  $v$  скейлинг может нарушиться, если функция  $F$  содержит логарифмы типа  $\ln(u/M^2)$ . Из квантовой теории поля следует, что точное выполнение скейлинга будет свидетельствовать о наличии сингулярности

определенного типа на световом конусе  $(r_1 - r_2)^2 - c^2(t_1 - t_2)^2 = 0$  в произведении  $j_\mu(r_1, t_1) \cdot j_\nu(r_2, t_2)$  квантовых электрических токов.

Третий электронно-адронный процесс (7.140) выдвинулся на ключевую роль в физике элементарных частиц с конца 1974 г. Именно на встречных электронно-позитронных пучках была открыта и исследована система уровней шармония (см. п. 5). Основной вклад в процессы (7.140) вносит диаграмма рис. 7.62. Из этой диаграммы следует, что фактическим объектом изучения является процесс превращения виртуального фотона в адроны

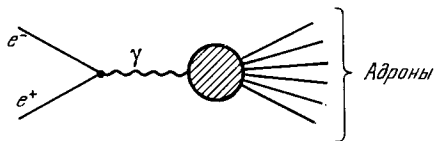


Рис. 7.62. Доминирующая диаграмма процессов  $e^+ + e^- \rightarrow$  адроны.

$\gamma_v \rightarrow$  адроны.

Тем самым квантовые числа полученной системы адронов совпадают с квантовыми числами виртуального фотона:

$$B = Q = S = L = C = 0, \quad J^{PC} = 1^{--}.$$

Истинная нейтральность фотона приводит к тому, что при достаточно высокой энергии столкновения с вполне заметной интенсивностью идет рождение заряженной частицы с любыми квантовыми числами  $B, S, L, L', L'', C$  в паре с ее античастицей. Поэтому  $e^-e^+$  встречные пучки наиболее удобны для получения и изучения «экзотических» частиц, в том числе даже с новыми, ранее неизвестными квантовыми числами.

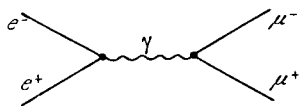


Рис. 7.63. Доминирующая диаграмма процесса  $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ .

Напротив, на встречных  $pp$ -пучках в результате каждого столкновения получается система с барионным зарядом  $B = 2$ . Поэтому среди продуктов должно

быть не менее двух барионов, что резко уменьшает относительную вероятность рождения «экзотических» частиц. Действительно, на встречных  $pp$ -пучках с энергией столкновения 60 ГэВ не открыто ни одной новой частицы, а на встречных  $e^-e^+$ -пучках с энергией около 8 ГэВ в те же годы — не менее десятка.

Наряду с (7.140) при  $e^-e^+$ -столкновениях интенсивно идет процесс

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \quad (7.149)$$

в механизме которого доминирует диаграмма рис. 7.63. Эта диаграмма — чисто квантовоэлектродинамическая и, следовательно, поддающаяся точному расчету. Соответствующее сечение  $\sigma_{\mu\mu}$  оказывается равным (при  $E \gg m_\mu$ )

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi e^4}{3\hbar^2 c^2 E}, \quad (7.150)$$



где  $E$  — энергия столкновения в СЦИ. По причинам, которые выяснятся ниже, удобно рассматривать не само сечение  $\sigma_{\text{адр}}$  процесса (7.140), а обозначаемое через  $R$  отношение

$$R = \frac{\sigma_{\text{адр}}}{(\sigma_{\mu\mu})_{\text{КЭД}}} \quad (7.151)$$

Отметим, что опытное  $\sigma_{\mu\mu}$ -сечение отличается от  $(\sigma_{\mu\mu})_{\text{КЭД}}$  (см., например, рис. 7.64). Опытная зависимость  $R$  от энергии  $E$  приведена на рис. 7.65. Следующие особенности этой кривой заслуживают внимания. Во-первых, кривая имеет четкие резонансы, в том числе два очень узких при трех с лишним ГэВ. Во-вторых, кривая имеет два четких плато.

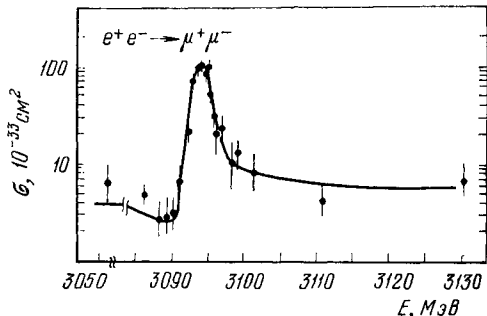


Рис. 7.64. Зависимость сечения процесса  $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$  от энергии в области резонанса  $J/\psi$ .

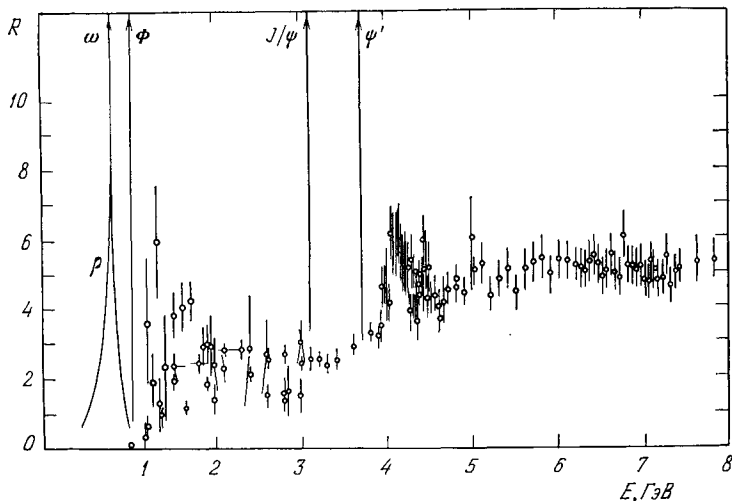


Рис. 7.65. Экспериментальная кривая отношения  $R = \sigma_{\text{адр}}/\sigma_{\mu^+\mu^-}$ .

По горизонтальной оси отложена суммарная энергия  $E$  сталкивающейся пары  $e^+e^-$ . Уходящими вверх линиями со стрелками отмечено положение узких резонансов, соответствующих векторным мезонам с характеристикой  $J^{PC} = 1^{--}$ .

Каждый резонанс соответствует нестабильной истинно нейтральной частице с  $J^{PC} = 1^{--}$ . Первые три сравнительно низкоэнер-

гетических резонанса соответствуют уже известным (до опытов по  $e^+e^-$ -столкновениям) мезонам  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\Phi$ . Необычайно узкие резонансы  $J/\psi$  и  $\psi'$  и следующие за ними  $\psi''$  и др. соответствуют  $1^-$  уровням шармония, открытым и исследованным именно на встречных пучках (см. п. 5).

С резонансами на рис. 7.65 связана группа явлений, получивших собирательное название *векторной доминантности*. Эти явления можно пояснить так.

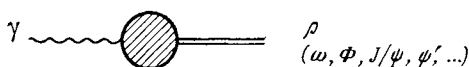


Рис. 7.66. Диаграммный узел, описывающий превращение фотона в нейтральный векторный мезон.

Каждый резонанс свидетельствует о возможности превращения виртуального фотона в соответствующую этому резонансу частицу. На диаграммном языке это соответствует наличию своеобразных узлов фотон —  $\rho$ -мезон и др., в каждом из которых сходятся только две линии (рис. 7.66). Наличие таких узлов означает, что фотон часть времени проводит в состоянии  $\rho$ -мезона (и других векторных мезонов). Эта часть времени особенно велика для такого фотона, который виртуален и имеет массу, близкую к массе  $\rho$ -мезона. Непосредственным экспериментальным доказательством превращения  $\rho$ -мезона в  $\gamma$ -квант является существование канала распада



который впервые был обнаружен в Дубне (А. М. Балдин и др., 1967). Мы говорим именно о  $\rho$ -мезоне, поскольку для него эффект проявления узла рис. 7.66 наиболее отчетлив и наиболее изучен. Простейшая форма гипотезы о векторной доминантности состоит в том, что взаимодействие фотонов (реальных и виртуальных) с адронами при энергиях в несколько сотен МэВ и выше (или же с соответствующими передаваемыми импульсами) в основном происходит через посредство узлов типа рис. 7.67. Интуитивно эта гипотеза базируется на том, что  $\rho$ -мезон подвержен сильным взаимодействиям и поэтому, появившись (взамен фотона) на короткое время, успевает провзаимодействовать

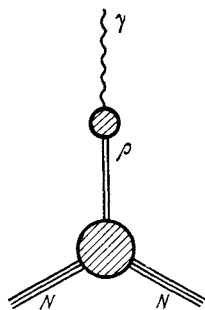


Рис. 7.67. Основная диаграмма взаимодействия нуклона с фотоном в модели векторной доминантности.

с большей вероятностью, чем сам фотон за более длительный промежуток. В качестве примера укажем, что опытное полное сечение  $\sigma_t(A)$  фотонов высокой энергии на ядрах пропорционально  $A^{2/3}$ , а не  $A$ . Это означает, что поглощение фотонов происходит на поверхности ядра, а не во всем объеме.

Другие проявления векторной доминантности связаны с тем, что  $\rho$ -мезон имеет определенный изотопический спин ( $T = 1$ ), в то время как спин фотона неопределен. Поэтому при доминировании  $\rho$ -мезонного полюса фотон можно считать частицей с  $T = 1$ , для которой сохраняется изотопический спин при столкновениях. На основе векторной доминантности еще до открытия  $\rho$ -мезона удалось количественно объяснить изложенное в начале настоящего пункта поведение нуклонных электрических и магнитных форм-факторов. Например, равенство нулю среднеквадратичного электрического радиуса нейтрона объясняется просто тем, что при испускании нейтроном нейтрального виртуального  $\rho$ -мезона (рис. 7.67) заряд не появляется.

Перейдем теперь от резонансов на кривой  $R(E)$  рис. 7.65 к ее двум плато. Покажем, что эти два плато дают непосредственную информацию о кварковой структуре адронов. Согласно кварковым представлениям элементарным узлом фотон-адронного взаимодействия является узел фотон — кварк, изображенный на рис. 7.68. Этот узел аналогичен фотон-электронному узлу (7.9). Отличия сводятся к тому, что кварки имеют дробные заряды и не могут существовать в свободном виде. Поскольку фотон имеет бесконечно большую быстроту, то для узла рис. 7.68 всегда справедлива первая гипотеза кварк-партоновой динамики (п. 9). Это дает возможность рассчитать полное сечение процесса  $e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}$  вдали от резонансов. Оно будет равно сумме сечений процессов

$$e^+ + e^- \rightarrow q_i + \bar{q}_i \quad (7.153)$$

по всем кварковым состояниям. Сечение же процесса (7.153) вычисляется точно так же, как сечение процесса (7.149), и определяется формулой (7.150) с заменой  $e^4 = e^2 e^2$  на  $e^2 (e^2 Q_i^2)$ , где  $Q_i$  — зарядовое число  $i$ -го кварка (см. табл. 7.4). Здесь-то и выясняется удобство величины  $R$  из (7.151). В  $R$  все величины, кроме  $Q_i^2$ , сокращаются, так что мы получаем

$$R = \sum_i Q_i^2. \quad (7.154)$$

Итак, мы получили, что вдали от резонансов величина  $R$  должна быть постоянной и иметь вполне определенное значение. Эти значения легко вычисляются с помощью табл. 7.4. Надо только учесть, что кварк каждого аромата существует в трех цветах. На первом плато в области  $E = 2$  ГэВ еще не надо учитывать шармированные

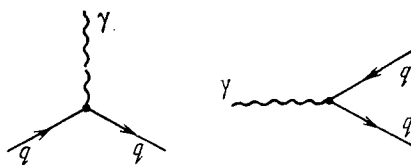


Рис. 7.68. Элементарный узел фотон-адронного взаимодействия.

Приведены два варианта ориентации линий узла.

кварки. Поэтому здесь

$$R = 3 \left\{ \left( \frac{2}{3} \right)^2 + \left( -\frac{1}{3} \right)^2 + \left( -\frac{1}{3} \right)^2 \right\} = 2. \quad (7.155)$$

При энергиях же  $E > 5$  ГэВ выше резонансов шармония получается

$$R = 3 \left\{ \left( \frac{2}{3} \right)^2 + \left( -\frac{1}{3} \right)^2 + \left( -\frac{1}{3} \right)^2 + \left( \frac{2}{3} \right)^2 \right\} = \frac{10}{3}. \quad (7.156)$$

Значение  $R = 2$  прекрасно согласуется с опытным на первом плато. Значение  $R = 10/3$  несколько ниже опытного для второго плато. Но в области  $E = 4$  ГэВ начинается рождение пар тяжелых лептонов  $\tau$ , для которых  $Q_\tau = 1$ . Если допустить, что продуктами распада  $\tau$  в основном являются мезоны, то  $Q_\tau$  надо включить в сумму (7.154), что даст значение

$$R' = \frac{10}{3} + 1 = \frac{13}{3}, \quad (7.157)$$

уже хорошо согласующееся с опытом. Следует подчеркнуть, что уже значение (7.156) дает довольно хорошее согласие. Резкое расхождение получилось бы, например, без учета утроения по цвету. Мы видим, что электромагнитные взаимодействия помогают исследовать сильные.

Существует и обратное влияние. Сильные взаимодействия в определенном смысле кладут естественный предел квантовой электродинамике как изолированной науке. Фундаментальность проблемы обнаружения пределов применимости квантовой электродинамики обусловлена тем, что во всей теории элементарных частиц только квантовая электродинамика представляет собой законченную расчетную схему, дающую возможность последовательного расчета всех эффектов практически с любой точностью. Поэтому установление расхождения между предсказанием квантовой электродинамики и экспериментальным результатом явилось бы крупным открытием, устанавливающим предел нашим представлениям о строении материи.

Возможное отклонение опытных данных от значений, предсказываемых квантовой электродинамикой, в принципе может быть обусловлено либо достижением пределов применимости самой квантовой электродинамики, либо вмешательством сильных или слабых взаимодействий. Для теории важно уметь разделить эти возможности.

Эксперименты по проверке квантовой электродинамики четко разделяются на две группы. В первую группу входят радиоспектроскопические измерения с высокой (до  $2 \cdot 10^{-5}\%$ ) точностью низкоэнергетических эффектов. Важнейшими из этих эффектов являются рассмотренные в § 6, п. 8 поправки к магнитным моментам электрона и мюона, а также лэмбовский сдвиг уровней в атоме водорода. Во вторую группу входят опыты при высоких энергиях и больших

переданных импульсах, главным образом на встречных пучках. Основными для проверки являются процессы

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

В экспериментах первой группы изучаются возможные отклонения от эксперимента для расчетов диаграмм высших порядков. В экспериментах второй группы изучаются возможные отклонения в диаграммах низших порядков.

В настоящее время в экспериментах при низких энергиях установлено, что квантовая электродинамика справедлива вплоть до расстояний порядка  $10^{-15}$  см. В экспериментах при высоких энергиях (столкновения с энергией до 7,6 ГэВ в СЦИ) квантовая электродинамика проверена до расстояний того же порядка  $10^{-15}$  см.

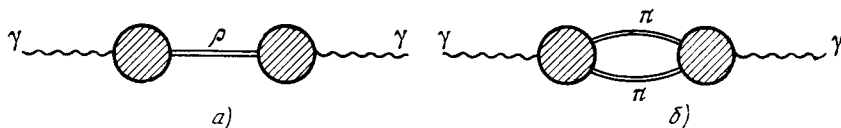


Рис. 7.69. Искажение квантовоэлектродинамической фотонной линии сильно взаимодействующими частицами.

К сожалению, возможности проверки квантовой электродинамики ограничены эффектами, обусловленными процессами с участием сильно взаимодействующих частиц, потому что соответствующие диаграммы уже не поддаются точному расчету. В первую очередь начинает сказываться вкрапление  $\rho$ -мезонной линии, а также пионной петли в фотонную линию (рис. 7.69). В опытах первой группы эти поправки становятся существенными, начиная с уже доступных расстояний  $10^{-15}$  см. В опытах второй группы эта поправка сказывается по-разному, в зависимости от конкретных условий. Раньше всего вклад диаграммы рис. 7.69, а становится заметным в  $\rho$ -мезонном резонансе для процессов  $e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$  и  $e^- + e^+ \rightarrow \mu^- + \mu^+$ . Оба экспериментальных сечения при энергии 765 МэВ, соответствующей массе  $\rho$ -мезона, имеют отчетливые резонансы, следующие из расчетов по квантовой электродинамике. Это нарушение КЭД происходит уже на расстоянии порядка  $10^{-14}$  см. Однако вдали от резонансов (или для процесса  $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$ , в котором таких резонансов нет) поправки за счет сильных взаимодействий начнут сказываться только от расстояний порядка  $5 \times 10^{-16}$  см, т. е. при энергиях столкновения порядка 10—15 ГэВ (в СЦИ). Ускорители на встречных пучках на такие энергии сейчас строятся. На них можно будет провести «последнюю» проверку пределов применимости КЭД. При более высоких энергиях эффекты

КЭД уже нельзя будет наблюдать без заметного искажающего вклада от сильных взаимодействий.

Забегаая вперед, заметим, что при еще более высоких энергиях  $e^+e^-$ -столкновений станет заметным влияние слабых взаимодействий, поскольку электромагнитное  $e^+e^-$ -сечение падает, как  $E^{-1}$ , а слабое сечение растет пропорционально  $E$ . При экстраполяции к  $E = 75$  ГэВ эти сечения становятся равными, так что в этой области появится принципиально новая возможность изучения слабых взаимодействий.

12. Несмотря на незавершенность общей теории сильных взаимодействий, в ней удалось получить несколько точных количественных результатов, допускающих экспериментальную проверку и опирающихся только на основные требования теории: релятивистская инвариантность, справедливость исходных положений квантовой теории, причинность, положительность энергии. Примером может служить приведенное в п. 8 ограничение (7.124) на возможную степень роста полного сечения  $\sigma_t$ . Главным экспериментально проверяемым точным результатом теории сильных взаимодействий следует считать дисперсионные соотношения, предложенные М. Гелл-Манном, М. Гольдбергом и В. Тиррингом (1954) и строго доказанные Н. Н. Боголюбовым (1956) для рассеяния пион-нуклон. Боголюбовские дисперсионные соотношения имеют вид

$$T_{\pm}(E) = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{E}{m_{\pi}} \right) T_{\pm}(m_{\pi}) + \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{E}{m_{\pi}} \right) T_{\mp}(m_{\pi}) + \frac{2f^2}{m_{\pi}^2} \frac{q^2}{E \mp \frac{m_{\pi}^2}{2M}} + \frac{q^2}{4\pi^2} \int_{m_{\pi}}^{\infty} \frac{dE'}{q'} \left[ \frac{\sigma_{\pm}(E')}{E' - E} + \frac{\sigma_{\mp}(E')}{E' + E} \right]. \quad (7.158)$$

Здесь  $m_{\pi}$ ,  $M$  — массы соответственно пиона и нуклона,  $E$  — энергия столкновения в СЦИ,  $q = \sqrt{E^2 - m_{\pi}^2}$ ,  $q' = \sqrt{E'^2 - m_{\pi}^2}$ ,  $f = g_{\text{сильн}} m_{\pi} / 2M$ , где  $g_{\text{сильн}}$  — константа связи пион-нуклонного узла (рис. 7.15). Знаки  $\pm$  в индексах всюду относятся соответственно к процессам

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p, \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^- + p;$$

$\sigma_{\pm}(E)$  — полные сечения,  $T_{\pm}(E)$  — величины, выражающиеся через полные сечения и сечения упругого рассеяния вперед:

$$\left. \frac{(d\sigma_{\pm})_{\text{упр}}}{d\Omega} \right|_{\theta \rightarrow 0} = T_{\pm}^2(E) + \frac{q^2}{16\pi^2} \sigma_{\pm}(E). \quad (7.159)$$

Наконец, величины  $T_{\pm}(m_{\pi})$  выражаются через соответствующие  $S$ -волновые амплитуды рассеяния (см. гл. IV, § 3, п. 5). Таким

образом, единственным неизвестным численным параметром является константа связи пион—нуклон  $g_{\text{сильн}}$ . Поэтому экспериментальная проверка дисперсионных соотношений (7.158) состоит в установлении того, что существует значение  $g_{\text{сильн}}$ , для которого эти соотношения выполняются при всех энергиях. Экспериментально дисперсионные соотношения (7.158) проверены в широком диапазоне энергий и оказались хорошо соблюдающимися. «Попутно» была определена константа связи сильных взаимодействий, для которой получилось  $g_{\text{сильн}}^2/4\pi = 14,7$ , т. е. заметно больше единицы. Опытное несоблюдение дисперсионных соотношений для  $\pi N$ -рассеяния явилось бы прямым указанием на то, что какие-то основные принципы теории нарушаются и тем самым требуют пересмотра.

Дисперсионные соотношения можно выписать и для многих других процессов. К сожалению, однако, лишь для небольшого числа процессов строго доказанные дисперсионные соотношения удается записать в такой форме, чтобы они содержали величины, доступные (хотя бы в принципе) непосредственному измерению.

## § 8. Слабые взаимодействия

1. Из известных сейчас опытных данных следует, что роль слабых взаимодействий в окружающем нас мире в основном сводится к тому, что ими обусловлены распады таких частиц, ядер и других микрообъектов, которые без слабых взаимодействий были бы стабильными. Пока не установлена область явлений, для которой вызываемые слабыми взаимодействиями силы между частицами являлись бы определяющими или хотя бы существенными. За одним, правда, очень важным, исключением (см. гл. XII, § 1, п. 5) то же можно сказать и о реакциях, идущих за счет слабых взаимодействий.

Чтобы представить себе роль слабых взаимодействий более наглядно, попробуем вообразить, каким бы был мир при отсутствии тех или иных взаимодействий. В мире без сильных взаимодействий не претерпели бы существенных изменений квантовая электродинамика и вся физика лептонов. И комpton-эффект, и распад мюона протекали бы так же, как и в обычном мире. Но вот сильно взаимодействующих частиц либо не стало бы вовсе, либо вместо них появились бы совершенно другие частицы. Поэтому мир в целом был бы совершенно иным во всей доступной нам области масштабов. Если бы исчезли электромагнитные взаимодействия, то атомные ядра и сильно взаимодействующие частицы остались бы, хотя и в исковерканном виде (или, если хотите, в виде, не исковерканном электромагнитными взаимодействиями). Протон и нейтрон стали бы совершенно неотличимыми друг от друга. Точно так же одинаковыми стали бы частицы внутри каждого изотопического мультиплета (например, три пиона). Начиная же с атомных масштабов и выше, мир изменился бы до полной неузнаваемости. Не стало бы ни молекул, ни атомов, ни электромагнитного излучения. Тем самым не стало бы и привычных нам микроскопических вещей.

Но если бы исчезли слабые взаимодействия, то из всех частиц исчезли бы только нейтрино, а остальные даже не претерпели бы существенных измене-