



**ЛЕКЦИИ
ДЛЯ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ**

А.Б.Говорков

Введение в теорию кварков

ДУБНА

ЛЕКЦИИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

Выпуск 22

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

Д. В. Ширков - председатель
А. Т. Филиппов - зам. председателя
А. Н. Сисакян - ученый секретарь

О. А. Займидорога
А. А. Карлов
В. А. Никитин
Ю. П. Попов
В. Р. Саранцева
Н. Б. Скачков

Дорогому Александру
Михайловичу от
Благодарного
А. Б. Говорков.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P2 - 12803

А. Б. Говорков

ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ КВАРКОВ

Дубна 1979

P2 - 12803

Говорков А.Б.

Введение в теорию кварков

Лекции содержат элементарное изложение кварковой модели адронов. Предметом обсуждения являются главным образом обычные адроны. Рассматриваются распространенные версии этой модели: нерелятивистская модель составляющих кварков и релятивистские модели токовых кварков и кварков в "мешках".

P2 - 12803

Govorkov A.B.

The Introduction into the Quark Model

The lectures contain an elementary introduction into the quark model of hadrons . The subjects are mainly the usual hadrons. The consideration is in more details for two widespread versions of this model: nonrelativistic constituent quark model and relativistic model of the current quarks in "bags".

ПРЕДИСЛОВИЕ

Содержание брошюры основано на лекциях, прочитанных автором в Народном университете ОИЯИ в Дубне зимой 1979 года. Основная цель ее состоит в том, чтобы дать читателю общее представление о теории кварков и ее развитии. Внимание более подготовленного читателя, возможно, привлекут те места, где говорится о нерешенных вопросах теории кварков.

Основным объектом изучения будут обычные адроны (из которых, в конце концов, мы главным образом состоим!). Недавно обнаруженные новые узкие резонансы семейств " ψ " и " Υ " будут рассмотрены менее детально.

Литературные ссылки подбирались по принципу: 1) основополагающие работы; 2) работы, вносящие существенные дополнения и разъяснения к первым; 3) работы последних лет, в которых можно найти ссылки на предыдущие статьи в данной области. Большинство работ расчетного характера в список литературы не попало. Я заранее приношу извинения авторам тех работ, которые были пропущены или незаслуженно не включены в этот список.

Остается заметить, что развитие теории кварков происходит настолько стремительно, что немислимо изложить ее в сколько-нибудь окончательной форме. В этих лекциях я постарался лишь как-то отразить ее современное (мгновенное) состояние. По-видимому, по этой же причине и никем другим не дано достаточно полного изложения теории кварков. О первоначальных достижениях кварковой

модели можно узнать из книги Я.Коккеде "Теория кварков" (Мир, М., 1971), написанной, однако, десять лет назад. Некоторые из новых черт этой модели отображены в книге В.П.Шелеста, Г.М.Зиновьева и В.А.Миранского "Модели сильновзаимодействующих элементарных частиц, т.1" (Атомиздат, М., 1975), а также в "Лекциях о структуре и свойствах адронов" В.П.Шелеста (Атомиздат, М., 1976). Популярное изложение модели кварков и ее следствий, проверяемых на эксперименте, содержится в брошюре И.И.Карпова и Ю.И.Лисневского "Кварки" (Наука, М., 1976). Наконец, увлекательное описание кварков можно найти в брошюре В.П.Шелеста "Новый круг" (Атомиздат, М., 1978).

Список обзоров, активно использовавшихся мною:

Я.Б.Зельдович. Классификация элементарных частиц и кварки "в изложении для пешеходов", УФН, 86, 303 (1965);

Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. Нерелятивистская модель кварков, УФН, 94, 243 (1968);

H.J.Lipkin. Кварки для пешеходов, Phys.Rep., 8C, 173 (1973).

S.Weinberg. Современное развитие калибровочных теорий слабого, электромагнитного и сильного взаимодействий, Rev.Mod.Phys. 46, 255 (1974).

Й.Намбу. Почему нет свободных кварков? УФН, 124, 147 (1978);

A.W.Hendry, D.B.Lichtenberg. Кварковая модель. Rep.Prog.Phys., 41, 1707 (1978).

O.W.Greenberg. Кварки, Annual Reviews of Nucl. and Part. Science, 28 (1978).

Н.А.Новиков, Л.Б.Окунь и др. Чармониум и глюоны. Phys.Rep., 41C, 16 (1978).

Другие использованные книги и обзоры указаны в общем списке литературы.

Ниже всюду употребляется матрица $g_{\alpha\beta} = 1, g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$ ($g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu}$) и матрицы: $\gamma^{\mu}\gamma^{\nu} + \gamma^{\nu}\gamma^{\mu} = 2g^{\mu\nu}$, $(\gamma^0)^{\pm} = \gamma^0$, $(\gamma^k)^{\pm} = -\gamma^k, k=1,2,3$, $\gamma_5 = \gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, $\gamma_5^{\pm} = \gamma_5$, $(\gamma_5)^2 = 1$, а также используются естественные единицы $\hbar = c = 1$, в которых $\hbar c = 1 \cong 197$ МэВ.ферми или $1 \text{ ГэВ} \cdot 1 \text{ ферми} \cong 5,07$.

I. ВВЕДЕНИЕ: ЧТО ОБЪЯСНЯЕТ КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ?

Изыщная гипотеза Гелл-Манна и Цвейга^{/1,2/}, выдвинутая ими в 1964 году, о существовании кварков — еще более фундаментальных частиц, чем обычные адроны (сильно взаимодействующие частицы: нуклоны, гипероны, пионы, каоны и их резонансы), из которых эти последние состоят, — с единой точки зрения позволила объяснить, хотя бы качественно, огромное количество накопившихся к тому времени и появившихся впоследствии экспериментальных фактов. Перечислим наиболее важные из них.

1) Прежде всего, исходя из предположения о том, что мезоны представляют собою связанные состояния кварка q и антикварка \bar{q} (отмечаемого чертой): $M = q\bar{q}$, а барионы — трех кварков: $B = qqq$, удалось навести порядок в адронной спектроскопии — классификации основных и возбужденных состояний адронов, которых к тому времени насчитывалось уже несколько сотен^{/3,4/}.

2) В рамках простой нерелятивистской модели движения кварков внутри адронов удалось рассчитать статические свойства адронов (магнитные моменты, электрические радиусы и т.п.), а также их одночастичные переходы (электромагнитные распады барионных резонансов в основные состояния: $\Delta \rightarrow N + \gamma$, векторных мезонов V в псевдоскалярные Π : $V \rightarrow \Pi + \gamma$ и т.п.). Эти процессы подробно обсуждаются в книге^{/5/}.

3) На основе правила непрерывных кварковых линий удалось понять ряд не поддававшихся ранее объяснению фактов, в частности, подавление распада векторного Φ -мезона на три пиона: $\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, а также редкое рождение Φ -мезона в нуклон-нуклонных и пион-нуклонных столкновениях^{/2,6-10/}.

4) В предположении, что при достаточно высоких энергиях (порядка нескольких ГэВ) кварки, входящие в состав сталкивающихся адронов, рассеиваются друг на друге независимо^{/11,12/} (модель аддитивности кварк-кварковых амплитуд рассеяния), оказалось возможным вывести простые соотношения между полными сечениями адронов, например,

$$\frac{\sigma_{tot}(NN)}{\sigma_{tot}(\pi N)} \approx \frac{3}{2}.$$

(Отклонения от модели аддитивности обсуждались в работах^{/13,14/}).

5) Сильную поддержку гипотеза о том, что адроны состоят из

более фундаментальных объектов, выступающих при взаимодействии адронов как элементарные, получила после выполнения экспериментов по глубоконеупругому рассеянию электронов, мюонов и нейтрино на нуклонах

$$\ell + N \rightarrow \ell' + X,$$

где $\ell = e^\pm, \mu^\pm, \nu, \bar{\nu}$ - лептон, падающий на нуклон N , ℓ' - вылетающий лептон, X - все вылетающие адроны. На рис. I изображена диаграмма такого рассеяния и приведены кинематические переменные

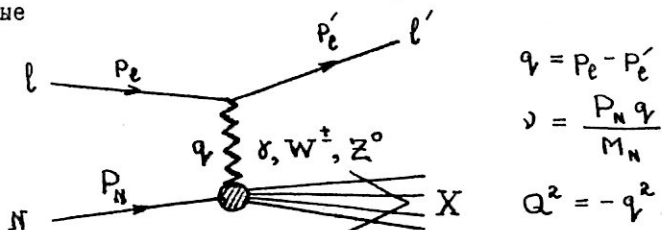


Рис. I. Диаграмма глубоконеупругого рассеяния лептона на нуклоне. $p_\ell, p_{\ell'}$ - 4-импульсы падающего и вылетающего лептонов, p_N - 4-импульс начального нуклона, q - переданный 4-импульс, M_N - масса нуклона.

На этой диаграмме изображен процесс обмена γ -квантом при электромагнитном рассеянии или тяжелыми W^\pm - и Z^0 -бозонами с массами ~ 75 ГэВ и ~ 87 ГэВ соответственно при слабом взаимодействии лептона с нуклоном (эти массы соответствуют такому углу Вайнберга, что $\sin^2 \theta_W = 0,25$). Область глубоконеупругого рассеяния определяется как область очень больших по сравнению с массой покоя нуклона переданных от лептона адронам энергии и импульса: $\nu \rightarrow \infty$, $Q^2 \rightarrow \infty$. В такой предельной области удобно использовать переменные

$$x = Q^2 / (2 M_N \nu) \quad \text{и} \quad y = \nu M_N / (p_N p_\ell),$$

изменяющиеся от 0 до 1, и перейти в систему координат, в которой нуклон налетает на лептон с очень большим импульсом, - "систему бесконечного импульса нуклона". Практически такой системой можно считать систему центра масс сталкивающихся лептона и нуклона. Оказывается, в ней нуклон ведет себя так, как будто он состоит из очень большого числа независимо и упругим образом взаимодейст-

вующих с лептоном частей — партонов, несущих долю α импульса нуклона. (Наилучшее изложение партонной модели содержится в книге ее автора — Р.Фейнмана^{/15/}. Обзор современного состояния партонной модели можно найти в докладе Филда^{/16/}).

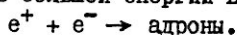
Естественно было предположить, что эти партоны, или хотя бы часть из них, как раз и есть те самые кварки, из которых строятся адроны. Это предположение удалось непосредственно подтвердить: сравнивая данные по глубоконеупругим электромагнитным процессам и слабым процессам, удалось определить заряд партонов, который оказался дробным! (см., например, ^{/17/}). Однако сразу же необходимо подчеркнуть существенное различие, которое имеется между кварками, составляющими адроны, или, как их называют, "составляющими кварками" и кварками-партонами, или "токовыми кварками", проявляющими себя в глубоконеупругих процессах. Число составляющих кварков фиксировано: их три в барионах и два (кварк и антикварк) в мезонах. Масса их достаточно велика и составляет около трети массы протона. Число же токовых кварков неограниченно велико. Массу их принято считать очень малой, не превышающей нескольких МэВ. Три исходных кварка, несущие на себе квантовые числа бариона, или кварк и антикварк, несущие на себе квантовые числа мезона, называются "валентными" токовыми кварками, тогда как остальные, появляющиеся парами, кварки и антикварки, — "морскими". Токовые кварки по своей сущности-релятивистские.

Такое различие повлекло за собой развитие двух подходов в кварковой модели: в одном из них рассматривались нерелятивистские модели составных кварков, в другом — релятивистские модели токовых кварков. Пока что не удается, несмотря на предпринимавшиеся попытки ^{/18/}, установить конструктивную взаимосвязь этих подходов.

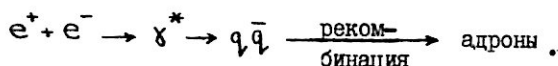
Кроме того, с самого начала было замечено, что заряженные кварки — партоны уносят лишь около половины импульса нуклона, а остальную половину уносит "что-то" нейтральное. В последнее время ожидается, что это "что-то" окажется, скорее всего, нейтральными глюонами.

Хотя последовательного перехода от токовых кварков к составляющим не существует, тем не менее считается, что можно представлять себе составляющий кварк как систему, состоящую из лидирующего валентного кварка-партона плюс совокупность большого числа кварк-антикварковых пар и нейтральных глюонов^{/19/}.

6) Кварк-партоновая картина успешно применялась для описания другого, родственного процесса - аннигиляции встречных электрон-позитронных пучков большой энергии в адроны^{/20/};



Этот процесс при достаточно больших энергиях (несколько ГэВ - "первая зарезонансная область") истолковывается как аннигиляция электрона и позитрона в промежуточное (временеподобное) однофотонное состояние с последующим его переходом в кварк-антикварковую пару партонов, которая затем "вытягивает" из вакуума другие кварк-антикварковые партоновые пары и рекомбинирует с ними в конечные адронные состояния :



Такая простая интерпретация аннигиляции встречных энергичных электрон-позитронных пучков содержала одно существенное предсказание: продукты этой аннигиляции должны разлетаться в виде двух противоположно направленных струй, образующихся из первоначально вылетевших кварка и антикварка. Существование таких струй сейчас надежно установлено^{/21,22/}.

7) Кварковая модель успешно объяснила поведение упругих сечений при столкновении адронов, сопровождающемся большими передачами импульса. Для процессов типа



с большими передачами импульса $t = (p_A - p_C)^2$ из соображений размерности была получена очень простая формула^{/23-25/}:

$$d\sigma/dt \sim s^{-N} f(\theta),$$

где $s = (p_A + p_B)^2$, θ - большой ($\sim 90^\circ$) фиксированный угол рассеяния в системе центра масс, а $N = n_A + n_B + n_C + n_D - 2$ и n_A, \dots, n_D есть числа валентных кварков, входящих в состав A, B, C, D адронов. Эта формула называется "формулой кваркового счета". Например, для реакций

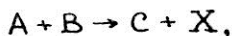
$$pp \rightarrow pp : d\sigma/dt \sim s^{-10} \quad (n_A = n_B = n_C = n_D = 3),$$

$$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p} : d\sigma/dt \sim s^{-8} \quad (n_A = n_C = 2, n_B = n_D = 3).$$

Экспериментальные данные прекрасно укладываются в эти зависимости. Оказалось возможным применить эти же соображения при рассмотрении процессов фоторождения адронов на большие углы. Для реакции $\gamma p \rightarrow \pi p$ получается

$$d\sigma/dt \sim s^{-7} \quad (n_A=1, n_B=n_D=3, n_C=2).$$

Была предпринята также попытка описания инклюзивных процессов типа



когда в конечном состоянии фиксируется лишь одна частица C. Предполагалось, что в этом случае процесс образования адронов можно описывать кварк-кварковым столкновением^{/26/}. В этом случае для инклюзивного рождения частицы C с большим поперечным импульсом P_T также получается очень простая формула:

$$E \frac{dG}{d^3p} = P_T^{-2N} f(x_T, \theta), \quad x_T = 2P_T/\sqrt{s},$$

где $N = n_a + n_b + n_c + n_d - 2$ и n_a, n_b - число начальных кварков, участвующих в столкновении; n_c, n_d - число вылетающих в результате столкновения кварков, распадающихся затем на адроны. Если $n_a = n_b = n_c = n_d = 1$, то получается $N = 2$ и зависимость имеет вид P_T^{-4} . На опыте, однако, получается^{*)} P_T^{-3} . Скорее всего, это свидетельствует о более сложном характере кварк-кваркового (qq) столкновения^{/27,28/}.

8) Кварковая модель в сочетании с теорией слабых взаимодействий Вайнберга-Салама предсказала существование тяжелых узких мезонных и барионных резонансов, обладающих новым (скрытым или явным) квантовым числом - чармом. Векторные мезонные резонансы J/ψ (3100) и ψ' (3700) были открыты в 1974 году^{/29,30/} и обладали скрытым чармом. Вскоре затем были открыты D (1870) и D^* (2010)^{/31/}, обладающие явным чармом. Именно это триумфальное подтверждение теоретических представлений кварковой модели повлекло за собой бурное развитие последней, которое привело к тому, что эта модель перестала теперь быть моделью, а превращается в настоящую теорию, описывающую многообразные явления физики высоких энергий. Правда, нужно заметить, что она еще очень далека от своего завершения.

В настоящее время кварковая теория основана на гипотезе о существовании внутри адронов, помимо кварков, векторных безмассовых полей - глюонов, наделенных, так же как и кварки, некоторым новым квантовым числом - "цветом"^{/32,33/}. "Цвет" кварков и глюонов

^{*)} В последнее время для этой зависимости принимают, скорее, P_T^{-6} .

является не только их отличительным квантовым числом, но также и характеристикой их взаимодействия — "цветовым зарядом". Кварки взаимодействуют между собой, обмениваясь глюонами. Теория такого взаимодействия строится в полной аналогии с квантовой электродинамикой (в которой заряженные частицы взаимодействуют, обмениваясь фотонами — квантами электромагнитного поля) и называется "квантовой хромодинамикой". Однако теория кварк-глюонных полей имеет ряд существенных особенностей, связанных с тем, что глюоны сами обладают цветовыми зарядами (фотон, конечно, электрическим зарядом не обладает) и поэтому взаимодействуют между собой. Теория становится существенно нелинейной. Вследствие этого возникают два исключительно важных явления. Первое связано с поведением взаимодействия кварков на малых расстояниях (или при больших энергиях столкновения): с ростом энергии сталкивающихся кварков сила взаимодействия между ними уменьшается и в пределе обращается в нуль^{/34,35/}. Это явление получило наименование "асимптотической свободы". С другой стороны, на больших расстояниях энергия отделения кварков друг от друга возрастает и в пределе стремится к бесконечности^{/36,37/}. Поэтому кварки, а также глюоны и другие "цветные" объекты не могут существовать в одиночку, но могут существовать лишь совместно с другими кварками или глюонами, образуя в целом "бесцветные" состояния: мезоны и барионы. Такое явление получило название "цветного заточения" кварков и глюонов. Следует отметить, что проблема заточения кварков еще далека от своего решения^{/38/}.

Каждый из вышеперечисленных пунктов представляет собою весьма обширную область экспериментальных и теоретических исследований, и по каждому из них можно было бы написать отдельную книгу. Наша цель будет более скромной: осветить основные понятия и свойства кварковой модели. Экспериментальные факты будут служить лишь в качестве иллюстраций того, как может "работать" кварковая модель.

Мы видели, что, по существу, следует говорить не об одной кварковой модели, а по крайней мере о трех основных типах моделей:

- I. Модель составных кварков, обычно нерелятивистская.
- II. Модель токовых кварков — релятивистская.
- III. Модель цветных кварков — теоретико-полевая модель, или так называемая квантовая хромодинамика (КХД).

Конечно, главной общей чертой всех кварковых моделей является трактовка адронов как составных частиц, образованных определенными комбинациями кварков и антикварков.

Классификация адронных состояний в этих моделях одна и та же. Поэтому мы начнем наше изложение с этой общей характеристики кварковых моделей – классификации адронных состояний и определения кварков как их структурных единиц. Этому будет посвящен следующий раздел. Затем мы последовательно рассмотрим в данной брошюре две первые из вышеперечисленных моделей.

2. КВАРКИ – СТРУКТУРНЫЕ ЕДИНИЦЫ АДРОНОВ

2.1. Адроны. Унитарные мультиплеты

Сначала вспомним о характеристиках самих адронов – группы сильно взаимодействующих частиц, разделяющихся в свою очередь на частицы с целыми спинами – мезоны (пионы, каоны) и частицы с полуцелыми спинами – барионы (нуклоны: протон и нейтрон; гипероны). Как и любая частица, адрон характеризуется массой m , спином J и зарядом Q (в единицах элементарного заряда $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кулон), а также пространственной четностью P , показывающей, меняет или не меняет знак волновая функция адрона при операции пространственного отражения: $\vec{x} \xrightarrow{P} -\vec{x}$. Для мезонов пространственная четность имеет абсолютный смысл, для барионов – лишь относительный. Принято соглашение, по которому пространственная (внутренняя) четность протона считается $+1$, а для всех других она определяется по отношению к протонной. Над частицами можно производить также операцию зарядового сопряжения, заменяя их на соответствующие античастицы. Если при этом частица переходит сама в себя, то ее называют "истинно нейтральной". Для такой частицы (или системы частиц) можно ввести зарядовую четность C_n , показывающую изменение знака волновой функции этой частицы (или системы) при операции зарядового сопряжения (например, π^0 -мезон – истинно нейтральная частица с $C_n = +1$; векторный ρ^0 -мезон – также истинно нейтральная частица с $C_n = -1$; K^0 -мезон не является истинно нейтральной частицей, поскольку при зарядовом сопряжении он превращается в другой мезон, \bar{K}^0 , – эти мезоны имеют разную странность: $S = +1$ и -1 соответственно).

Помимо этих общих для всех частиц свойств адроны наделены еще специфическими внутренними характеристиками. Прежде всего им свойственен барионный заряд B , равный 0 для мезонов и $+1$ для бари-

онов ($-I$ для антибарионов). Барионный заряд, как и электрический, сохраняется во всех реакциях. Далее, адроны характеризуются изоспином I , третьей его проекцией I_3 , странностью S . Для новых, "очарованных" частиц вводится квантовое число^{*}-"чарм" C , равное нулю для обычных адронов. В связи с недавним открытием³⁹⁻⁴³ новых узких тяжелых резонансов Υ (9,46 ГэВ), Υ' (10 ГэВ), возможно, потребуются введение нового квантового числа: \mathcal{B} - "бъйти" (красота). Для следующего квантового числа, которое, скорее всего, потребуется ввести вместе с "бъйти", также уже придумано название: t - "трьюс" (истина).

Изоспины складываются по закону векторного сложения, так же как квантовомеханические угловые моменты,

$$\vec{I} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2, \quad \vec{I}^2 = I(I+1).$$

Все остальные внутренние квантовые числа адронов: B, I_3, S, C и т.п. - складываются аддитивно, т.е. просто как числа.

На самом деле не все квантовые числа независимы: их связывает формула Гелл-Манна-Накано-Нишиджимы, которую в общем виде следует записать так:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} (B + S + C + \mathcal{B} + t + \dots).$$

Удобным оказывается также введение гиперзаряда

$$Y = B + S - C + \mathcal{B} - t + \dots$$

В сильных взаимодействиях, и только в них, сохраняются: векторная сумма всех изоспинов - полный изоспин I , сумма всех третьих проекций изоспинов I_3 , сумма всех странностей S , сумма всех чармов C и т.д. (В них сохраняется также G -четность: произведение всех G -четностей мезонов, равных $G = (-1)^I C_n$, где C_n - зарядовая четность нейтрального члена данного изомультиплета).

^{*}) По-русски это слово имеет созвучный перевод: "чары".

Обычные адроны обозначаются следующим образом:

мезон $(\bar{p}, K, \dots)^Q I^G (J^P) C_n$,

барион $(p, n, \Lambda, \dots)^Q I (J^P)$.

Например: $\pi^+ 1^-(0^-)$, $\pi^0 1^-(0^-)$, $p \frac{1}{2} (\frac{1}{2}^+)$ и т.п.

Еще до того, как была сформулирована кварковая модель, адроны были собраны в отдельные группы, или мультиплеты, на основе предполагавшихся внутренних симметрий: сначала изоспиновой $SU(2)$, а затем унитарной $SU(3)$ /44-46/.

Рассмотрим унитарные мультиплеты основных состояний мезонов. Нарисуем так называемую "корневую диаграмму", для чего отложим по осям I_3 и Y (рис. 2). Состояния псевдоскалярных мезонов /44/ и векторных мезонов располагаются в вершинах шестиугольника с тремя нейтральными мезонами в центре. Согласно $SU(3)$ -симметрии эти нонеты (девятки) должны разделяться на октеты (восьмерки) и синглеты (единицы), поскольку именно 8 и 1 являются размерностями неприводимых представлений группы $SU(3)$.

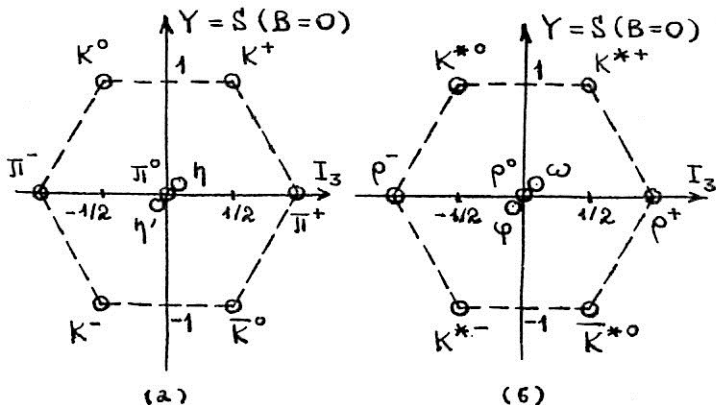


Рис. 2. Нонеты псевдоскалярных (а) и векторных (б) мезонов на $SU(3)$ -корневой диаграмме.

Для псевдоскалярных мезонов такое разделение действительно имеет место: η' - или $X(958)$ -мезон представляет собой унитарный синглет, а остальные, π, K, η -мезоны, составляют октет. Для

векторных мезонов это не так. Ни ω -, ни φ -мезон не являются синглетом, но представляют собою определенную синглет-октетную смесь (ρ^0 -мезон, конечно, является членом унитарного октета, поскольку он относится к изотопическому триплету: ρ^+ , ρ^0 , ρ^-). Эта загадка о различном синглет-октетном смешивании для псевдоскалярных и векторных мезонов окончательно не решена и по сей день, хотя в рамках квантовой хромодинамики качественное объяснение этого явления можно предложить.

Аналогично основные состояния барионов - частиц со спином $J = 1/2$ - располагаются в виде унитарного октета^{45/} (рис. 3). Именно такое расположение послужило основой применения унитарной симметрии к адронам ("восьмеричный путь" Гелл-Манна).

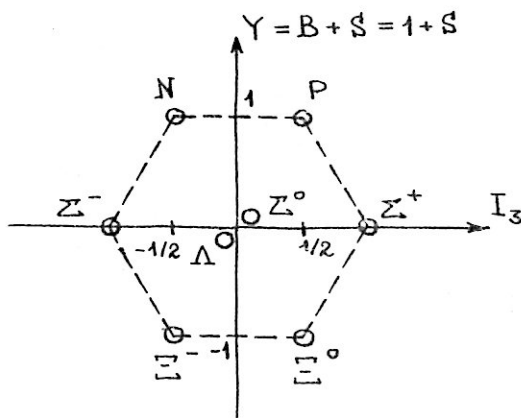


Рис. 3. Основной барионный октет со спином $J = 1/2$.

Барионные резонансы - частицы со спином $J = 3/2$ - группируются не в октет, а в декаплет (десятку, рис. 4).

К моменту открытия $SU(3)$ -симметрии было известно девять барионных резонансов со спином $J = 3/2$. Естественно было "замкнуть" треугольник на корневой диаграмме, поскольку среди представлений $SU(3)$ -группы есть десятки и нет девяток. Так был предсказан Ω^- -гиперон - изосинглет со странностью $S = -3$. Его масса была

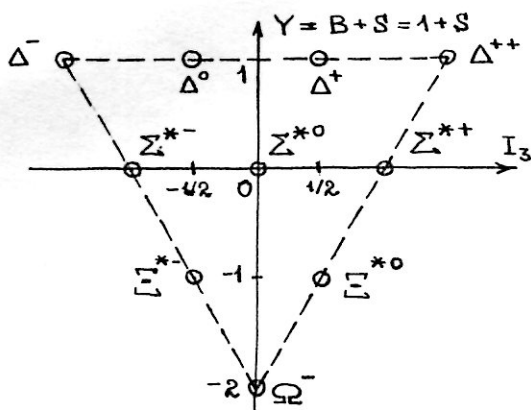


Рис. 4. Декаплет барионов со спином $J=3/2$.

предсказана Гелл-Манном на основе гипотезы об эквидистантности изоспиновых уровней в этом декаплете: Σ^* - гипероны на столько же тяжелее Δ -резонансов, на сколько Ξ^* -гипероны тяжелее Σ^* - гиперонов и на сколько Ω^- -гиперон тяжелее Ξ^* -гиперонов. Экспериментальные значения разностей масс составляют

$$\begin{aligned} \Sigma^*(1385) - \Delta(1232) &= 153 \text{ МэВ}, \\ \Xi^*(1530) - \Sigma^*(1385) &= 145 \text{ МэВ}, \end{aligned}$$

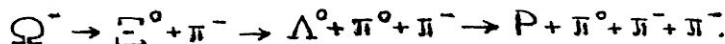
что убеждало в справедливости высказанной гипотезы. Тогда из равенства

$$\Omega^-(m) - \Xi^*(1530) = \Xi^*(1530) - \Sigma^*(1385) = 145 \text{ МэВ}$$

для массы Ω^- -гиперона получалось значение

$$m_{\Omega^-} = 1530 \text{ МэВ} + 145 \text{ МэВ} = 1675 \text{ МэВ}.$$

Поскольку Ω^- -гиперон должен был иметь странность $S = -3$, он мог бы сильным образом распадаться лишь на $\Xi^0 + K^-$ или $\Xi^- + \bar{K}^0$. Но для этого у него не хватало массы, и он оказывался квазистабильным и мог распадаться лишь слабым образом. Поскольку в слабых распадах странность может изменяться лишь на единицу, Ω^- -гиперон приводил к следующему каскаду слабых процессов:



Образование и каскадный распад Ω^- -гиперона вскоре действительно были обнаружены на протонном ускорителе в Брукхейвене (США) в

пузырьковой двухметровой камере^{/47/}. Его масса оказалась равной

$$m_{\Omega^-} = 1672.2 \text{ МэВ.}$$

Открытие Ω^- -гиперона явилось триумфальным подтверждением унитарных симметрий сильных взаимодействий. Однако, несмотря на этот успех, исходные положения подхода, основанного на унитарных симметриях, не были ясны. В частности, не была очевидна природа правила эквидистантности.

В 1964 году Гелл-Манн^{/1/} и Цвейг^{/2/}, основываясь на идее о составной природе адронов, высказанной еще в 1949 году Ферми и Янгом^{/48/} для пионов и обобщенной на странные мезоны и гипероны Сакатой^{/49/}, выдвинули гипотезу о существовании внутри адронов более фундаментальных частиц со спином $1/2$, названных Гелл-Манном "кварками". Это название так и укоренилось за структурными единицами адронов.

Теперь все многообразие мезонов, барионов и их резонансов можно было объяснить, предположив, что все мезоны являются связанными состояниями кварка и антикварка:

$$M = q\bar{q},$$

а все барионы - связанными состояниями трех кварков :

$$B = qqq.$$

Последнее предположение было новой и очень важной чертой кварковой модели. В модели Саката барионы P, N и Λ считались фундаментальными, а остальные - составными. Например, $\Sigma^+ = P\bar{N}\Lambda$ или $\Xi^0 = \Lambda\bar{\Lambda}N$. В кварковой же модели все барионы рассматривались на равной основе как составные. Это обстоятельство, как мы сейчас увидим, с необходимостью приводит к тому, что заряды у кварков должны быть дробными.

2.2. Характеристики кварков: спин, заряды, сорта, массы

Естественно было считать кварки частицами со спином $1/2$ ^{*)} (в единицах \hbar), поскольку из трех кварков следовало составлять барионы - частицы со спинами $1/2$ и $3/2$. Гипотезы о более высоких полуцелых значениях спинов кварков не нашли естественного обоснования.

*) Для токовых кварков это предположение было подтверждено экспериментами по глубоконеупругому рассеянию: измерением $\sigma_L / \sigma_T \lesssim 0,25$, а также проверкой выполнения соотношения Каллана-Гросса $F_2(x) = 2x F_1(x)$.

Внутренние квантовые числа кварков — изоспин и странность — определялись тем, что из кварков нужно было построить все мезоны и барионы. Для этого нужно было предположить существование кварков трех сортов: u , d и s . Кварки u и d образуют изодублет $I = 1/2$ с проекциями $I_3 = 1/2$ и $I_3 = -1/2$ соответственно (отсюда и название для этих кварков от сокращения английских слов: $u = "up"$ (вверх) и $d = "down"$ (вниз)). Эти кварки нестранные: их странность $S = 0$. Кварк s является изосинглетом и имеет странность $S = -1$ ($s = "strange"$ (странный)). Ранее для обозначения кварков употреблялись также символы p, n, λ по аналогии с названиями фундаментальных барионов в модели Саката, однако, чтобы не возникало путаницы с названиями барионов (P, N, Λ), ныне они не употребляются.

Заряды кварков с необходимостью получаются дробными. Действительно, рассмотрим протон и нейтрон. Чтобы они образовали изодублет, их нужно построить из следующих нестранных кварков:

$$N = ddu, \quad P = uud.$$

Отсюда для зарядов кварков Q_u и Q_d получается два условия:

$$2Q_d + Q_u = 0, \quad 2Q_u + Q_d = 1.$$

Решая эти уравнения, получаем

$$Q_d = -1/3, \quad Q_u = 2/3.$$

Аналогично, Λ -гиперон состоит из кварков

$$\Lambda = uds,$$

откуда

$$Q_u + Q_d + Q_s = 0$$

и

$$Q_s = -1/3.$$

Итак, кварки обладают различными внутренними квантовыми числами. Совокупность этих чисел для данного кварка в последнее время стали называть "ароматом" (английское слово "flavour"). Такое наименование не слишком удобно для употребления, особенно в русском переводе. Ниже мы будем его избегать и будем употреблять для обозначения внутреннего состояния кварка просто слово "сорт*"). Квантовые числа кварков различных сортов приведены в

* Ранее для обозначения внутреннего состояния кварка по аналогии с изоспиновым состоянием употребляли термин "унитарно-спиновое состояние". Однако со словом "спин" ассоциируется, скорее, величина, принимающая лишь два значения, а не три, четыре и т.д.

таблице I. Квантовые числа антикварков имеют противоположные знаки (конечно, за исключением изоспина I). Для того, чтобы описать семейство новых $\bar{U}/\bar{\psi}$ -частиц, понадобилось введение нового сорта кварков - "очарованных" кварков C. Для описания семейства совсем недавно открытых Υ -частиц понадобится, скорее всего, ввести еще один сорт кварков - "прекрасных" (Beauty) кварков \bar{b} . Похоже, вслед за ними придется ввести еще один новый сорт кварков - "истинных" (truth) кварков \bar{t} . Ниже мы постараемся не употреблять эти изощренные и неудобные наименования, но будем говорить просто об $u, d, s, c, \bar{b}, \bar{t}$, ... внутренних состояниях или сортах кварков.

Таблица I. Квантовые числа кварков

Сорт	Барион.	Электр.	Изоспин		Стран-	Чарм	Бьюти	Трьос	Гипер.
	заряд	заряд	I	I_3					
	B	Q			s				Υ
$\left\{ \begin{array}{l} u \\ d \end{array} \right.$	1/3	2/3	1/2	1/2	0	0	0	0	1/3
	1/3	-1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	1/3
s	1/3	-1/3	0	0	-1	0	0	0	-2/3
c	1/3	2/3	0	0	0	1	0	0	-2/3
\bar{b}	1/3	-1/3	0	0	0	0	-1	0	-2/3
\bar{t}	1/3	2/3	0	0	0	0	0	1	-2/3
?

Как и любая другая частица, кварк, казалось бы, должен иметь определенную массу. Однако, как было указано во введении, кварки не могут появляться в одиночку и их следует считать чем-то вроде квазичастиц, существующих лишь внутри адронов. Поэтому нет смысла говорить о массе несвязанного кварка (или же следует положить ее бесконечно большой). Масса же связанных кварков зависит от того, в какой модели они рассматриваются. Оценки масс кварков в различных моделях мы получим по мере изучения последних.

2.3. Мезоны - связанные состояния кварка и антикварка. Проблема η - η' и ω - φ -смешивания. Правило ОЦИ

То, что мезоны состоят из кварка и антикварка, сразу же

налагает жесткие ограничения на связь между спином мезона J и его пространственной четностью P , а для истинно нейтрального мезона — и его зарядовой четностью C_n .

В нерелятивистской модели

$$P = (-1)^{L+1}, \quad \vec{J} = \vec{L} + \vec{S},$$

где \vec{L} — относительный орбитальный момент кварка и антикварка, а \vec{S} — сумма их спинов. "Лишняя" (-1) возникает из-за того, что кварк (частица со спином $1/2$) и антикварк имеют противоположные внутренние четности: $\eta\bar{\eta} = -1$.

Если $L = 0$ (S -состояние), то $P = -1$. Таким образом, основные состояния мезонов со спином $J = 0$ должны быть псевдоскалярами, а со спином $J = 1$ — векторами. Такое простое объяснение того факта, что кварковый пион оказался не скаляром, а псевдоскаляром, было получено еще Ферми и Янгом⁴⁸ в их модели, согласно которой пион считался связанным состоянием нуклона и антинуклона (напомним, что антипротон в то время еще не был открыт!).

Легко также показать, что зарядовая четность для истинно нейтральных мезонов составляет

$$C_n = (-1)^{L+S}$$

(Это доказывается так. Пусть $f(q, m_1, \bar{q}, m_2; L, S, J)$ — волновая функция, описывающая связанное состояние кварка q и его антикварка \bar{q} , имеющих проекции спинов на заданную ось m_1 и m_2 соответственно, а также относительный орбитальный момент L , полный спин S и полный момент J . Произведем пространственное отражение — кварк и антикварк (в системе центра масс) поменяются местами:

$$f(q, m_1, \bar{q}, m_2; L, S, J) \xrightarrow{P} f(\bar{q}, m_2, q, m_1; L, S, J) = (-1)^{L+1} f(q, m_1, \bar{q}, m_2; L, S, J).$$

Последнее равенство написано согласно только что указанному свойству преобразования этой волновой функции при пространственном отражении. Далее, поменяем у кварка и антикварка спиновые состояния:

$$f(\bar{q}, m_2, q, m_1; L, S, J) \xrightarrow{m_1 \leftrightarrow m_2} f(\bar{q}, m_1, q, m_2; L, S, J).$$

Определим, как при этом преобразуется волновая функция. Спиновые функции для двух частиц со спинами $1/2$ имеют вид

$$f_{S^2=0}(m_1, m_2; S) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\delta_{\frac{1}{2}, m_1} \delta_{-\frac{1}{2}, m_2} + (-1)^{S+1} \delta_{\frac{1}{2}, m_2} \delta_{-\frac{1}{2}, m_1} \right],$$

где δ_{m_1, m_2} - символ Кронекера, а $S=0$ или 1 . Поэтому при замене $m_1 \leftrightarrow m_2$ они просто приобретают множители $(-1)^{S+1}$. В результате обоих преобразований, P и $m_1 \leftrightarrow m_2$, мы, таким образом, получим функцию

$$(-1)^{L+1} (-1)^{S+1} f(q, m_1, \bar{q}, m_2; L, S, J).$$

Но, с другой стороны, мы видели, что эти же преобразования приводят к замене $q \leftrightarrow \bar{q}$, то есть вместе составляют операцию зарядового сопряжения. Мы можем написать

$$\begin{aligned} f(\bar{q}, m_1, q, m_2; L, S, J) &= \\ &= (-1)^{L+S} f(q, m_1, \bar{q}, m_2; L, S, J), \end{aligned}$$

что и доказывает вышеприведенное выражение для C_n .

Итак, для мезонов должно быть

$$P = (-1)^{L+1}, C_n = (-1)^{L+S}, G = (-1)^{L+S+1}, \vec{J} = \vec{L} + \vec{S}.$$

Посмотрим, какие состояния J^{PC} допускаются этими соотношениями:

$$\begin{aligned} S=0, L=0, J=0, J^{PC} &= 0^{-+}, \\ L=1, J=1, J^{PC} &= 1^{+-}, \\ L=2, J=2, J^{PC} &= 2^{-+}, \\ \dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S=1, L=0, J=1, J^{PC} &= 1^{--}, \\ L=1, J=0, J^{PC} &= 0^{++}, \\ L=1, J=1, J^{PC} &= 1^{++}, \\ L=1, J=2, J^{PC} &= 2^{++}, \\ \dots \end{aligned}$$

Все известные до настоящего времени мезоны соответствуют этим состояниям (могут быть, конечно, не только орбитальные, но и радиальные возбуждения). Тем самым подтверждается справедливость кварковой модели.

Мезонные состояния, не удовлетворяющие этим соотношениям, называются "экзотическими". Таковыми являются, например, состояния с

$$J^{PC} = 0^{-}; 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots$$

Все эти состояния нельзя получить как связанную систему кварка и антикварка: $q\bar{q}$. Они могут появиться лишь среди состояний многокварковых систем типа $qq\bar{q}\bar{q}$. Пока что нет ни одного надежного свидетельства в пользу существования подобного рода связанных систем.

Рассмотрим теперь кварковое содержание мезонов.

Для обычных мезонов мы можем составить таблицу 2, из которой ясно, как данный мезон составлялся из кварка и антикварка.

Таблица 2. Кварковое содержание мезонов

	u	d	s
\bar{u}	$\bar{u}u$	π^-	K^-
\bar{d}	π^+	$\bar{d}d$	K^0
\bar{s}	K^+	K^0	$\bar{s}s$

Однако диагональные состояния комбинируются для псевдоскалярных и векторных мезонов по-разному. Конечно, и для тех, и для других имеется одна комбинация, представляющая собою нейтральную компоненту изотриплета:

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}), \quad \rho^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}).$$

Но оставшиеся две изосинглетные комбинации различны. Для псевдоскалярных мезонов они, как уже упоминалось, близки к $SU(3)$ -октету и синглету, соответственно

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{6}} (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}),$$

$$\eta' = \frac{1}{\sqrt{3}} (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}).$$

Для векторных же мезонов имеется сильное октет-синглетное смешивание, так что ω -мезон почти целиком состоит из нестранных кварков, а φ -мезон - из странных:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}),$$

$$\varphi = -s\bar{s}.$$

На самом деле физические η, η' - и ω, φ - мезоны представляют собою слегка смешанные комбинации вышеуказанных состояний. Такое смешивание характеризуется "ортогональным поворотом" этих состояний на некоторые "углы смешивания".

Общепринятыми являются следующие комбинации:

$$\eta, \varphi = \frac{\cos \theta - \sqrt{2} \sin \theta}{\sqrt{6}} (u\bar{u} + d\bar{d}) - \frac{\sin \theta + \sqrt{2} \cos \theta}{\sqrt{3}} (s\bar{s}),$$

$$\eta', \omega = \frac{\sin \theta + \sqrt{2} \cos \theta}{\sqrt{6}} (u\bar{u} + d\bar{d}) + \frac{\cos \theta - \sqrt{2} \sin \theta}{\sqrt{3}} (s\bar{s}).$$

Углы смешивания для физических мезонов определяются подстановкой значений масс этих мезонов в массовые формулы (см. ^{75/}). Обычно для мезонов используются квадратичные массовые формулы. Тогда для углов получаются следующие значения: для псевдоскалярных мезонов

$$\Theta_{\Pi} = -11 \pm 1^{\circ},$$

для векторных мезонов

$$\Theta_V = 40 \pm 1^{\circ}.$$

Для последних удобнее использовать не этот угол, а угол δ отклонения Θ_V от "идеального" угла смешивания $\Theta_{\text{ид.}}$, для которого $\text{tg } \Theta_{\text{ид.}} = \sqrt{2}/2$ и комбинации странных и нестранных кварков разделяются ($\Theta_{\text{ид.}} \cong 35^{\circ}15'52''$). Поэтому пишут

$$\varphi = -\cos \delta (s\bar{s}) - \frac{\sin \delta}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}),$$

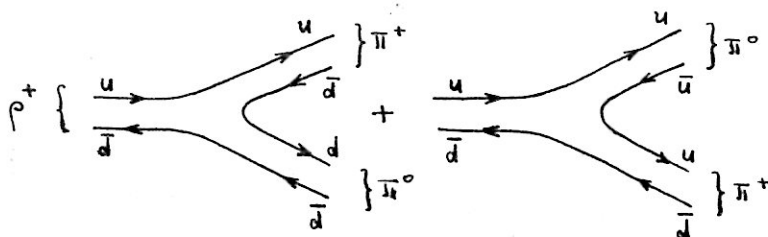
$$\omega = \frac{\cos \delta}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) - \sin \delta (s\bar{s})$$

и $\delta = \Theta_V - \Theta_{\text{ид.}} = 4,74 \pm 1^{\circ} (4^{\circ}44'8'' \pm 1^{\circ})$.

Именно то обстоятельство, что φ - мезон состоит почти из одних странных кварков, позволило понять особенности его образования и распадов. Но чтобы перейти к такому объяснению, сначала сформулируем общее "правило непрерывных кварковых линий"^{76-10/}, или правило ОЦИ, названное так в честь впервые применивших его авторов Окубо, Цвейга и Иизуки (в английской транскрипции "OZI-rule"). Заметим, что Окубо сформулировал это правило на языке унитарной симметрии как подавление определенных вершин ("анзатц Окубо"), поскольку о кварках тогда еще не было и речи.

Изобразим каждый кварк, входящий в состав адрона, линией, а антикварк - линией, идущей в противоположном направлении (античастицу следует считать частицей, движущейся "попятно" во вре-

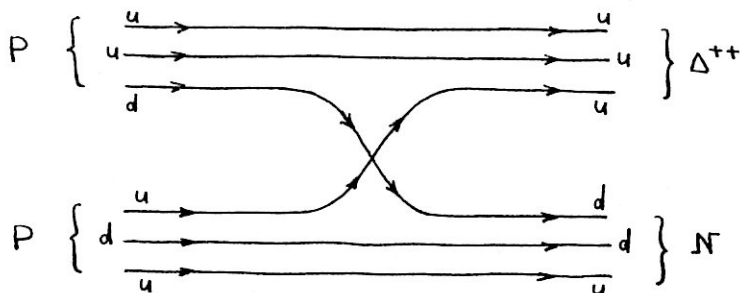
мени). Диаграммы, состоящие из таких кварковых и антикварковых линий, не содержат в себе иного смысла, кроме соблюдения сохранения квантовых чисел данного кварка при его переходе из состава одного адрона в состав другого адрона. Например, распад векторного ρ^+ -мезона на два пиона изображается суммой диаграмм



Пары $d\bar{d}$ и $u\bar{u}$ кварков как бы "вытягиваются" из вакуума "расходящимися в стороны" u и \bar{d} кварками и рекомбинируют с ними в π^0 - и π^\pm мезоны.

Теперь разделим все диаграммы на два класса: разрывные и неразрывные.

Разрывной кварковой диаграммой называется такая диаграмма, в которой адроны могут быть разделены хотя бы на две группы так, что их можно разнести друг от друга без разрыва какой-либо кварковой линии. Диаграммы, не обладающие этим свойством, называются неразрывными. Приведенные выше диаграммы распада ρ^+ на π^+ и π^0 представляют собою пример неразрывных диаграмм. Неразрывной является также следующая диаграмма образования Δ^{++} -изобары при протон-протонном столкновении за счет однопионного обмена:

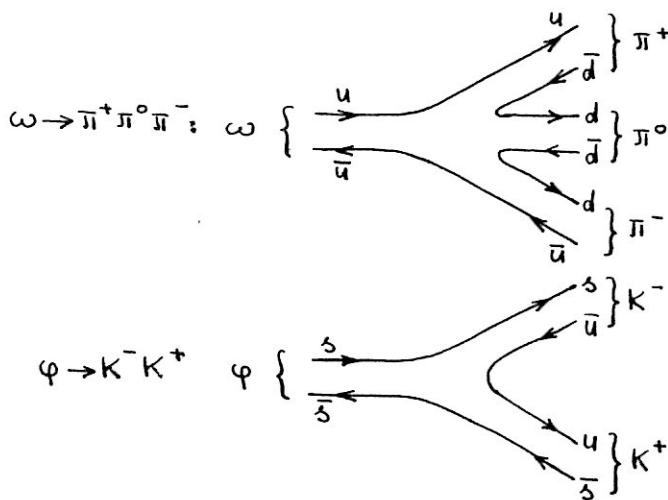


Эта диаграмма дает пример неразрывной диаграммы с "перекрещиванием" кварковых линий.

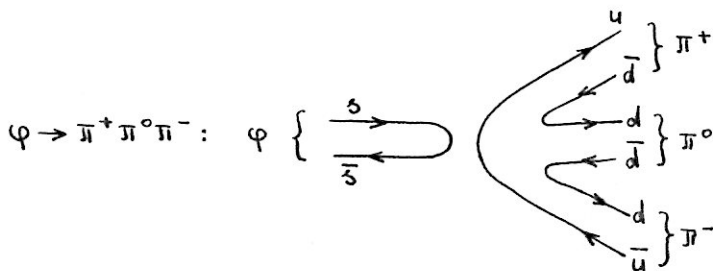
Правило ОЦИ теперь формулируется просто: процессы, изображаемые разрывными кварковыми диаграммами, сильно подавлены по сравнению с процессами, изображаемыми неразрывными диаграммами.

Правило это основано на том, что в разрывных диаграммах хотя бы одна из кварковых линий "аннигилирует", а такой процесс "внутренней" аннигиляции кварков маловероятен. Труднее сформулировать небольшие нарушения правила ОЦИ, которые на самом деле имеют место. Более обоснованное оправдание это правило находит в квантовой хромодинамике. В рамках этой теории предпринимались попытки понять и его нарушение.

Сейчас вернемся к распадам векторных мезонов. Для ω - и φ - мезонов можно нарисовать следующие неразрывные диаграммы процессов распадов:



(аналогично рисуется диаграмма распада $\varphi \rightarrow K_L K_S$). Соответствующие им процессы распадов не подавлены. Распад же φ - мезона на три пиона изображается разрывной диаграммой



Такой распад сильно подавлен и может происходить лишь за счет нарушения правила ОЦД (например, за счет вышеуказанной небольшой примеси нестранных кварков к странным кваркам в φ -мезоне).

Этим же правилом объясняется сильное подавление распадов $J/\psi, \psi', \psi'', \dots$ и Υ, Υ' - мезонов на обычные адроны, поскольку эти мезоны состоят из новых кварков

$$J/\psi \text{ (или } \psi', \psi'', \dots) = c\bar{c},$$

$$\Upsilon \text{ (или } \Upsilon') = b\bar{b}.$$

Для Υ -мезонов это же правило объясняет также невозможность их распада на нижележащие ψ -мезоны.

2.4. Барions - связанные состояния трех кварков

Правильная классификация основных барионных состояний - группировка их в октет и декаплет - может быть получена только при дополнительном предположении: полная волновая функция трех кварков, включающая спиновые, внутренние и пространственные переменные, должна быть симметричной ^{1/3}. В дальнейшем было установлено, что это условие существенно связано с наличием у кварков дополнительных "цветовых" степеней свободы. Сейчас примем его как постулат.

Мы плохо знаем динамику поведения кварков внутри адронов. Однако естественно предположить, что пространственная волновая функция кварков в основном состоянии симметрична. Тогда оставшаяся часть полной волновой функции, зависящая от спиновых и внутренних переменных, также должна быть симметрична. Рассмотрим ее структуру.

Легче сначала построить декаплет, т.е. состояния со спином $J=3/2$ (мы фиксируем также его проекцию $M_z=3/2$). Очевидно, спины кварков в этом случае должны быть параллельны:

$$B_{J=3/2, M_z=3/2} = |q \uparrow q' \uparrow q'' \uparrow \rangle.$$

Здесь q, q', q'' символизируют определенные внутренние состояния кварков, а стрелки, направленные вверх, означают проекцию $+1/2$ их спинов на ось z . Следовательно, спиновая часть волновой функции кварков симметрична (все три кварка находятся в одном и том же спиновом состоянии). Но тогда и волновая функция внутренних координат также должна быть симметричной. Ясно, что из любых трех сортов кварков мы можем составить лишь одну симметричную комбинацию относительно перестановок кварков, например,

$$\Delta_{M_z=3/2}^0 = \frac{1}{\sqrt{3}} (|u \uparrow d \uparrow d \uparrow \rangle + |d \uparrow u \uparrow d \uparrow \rangle + |d \uparrow d \uparrow u \uparrow \rangle$$

и т.п. Значит, барионов со спином $J=3/2$ будет столько же, сколько можно образовать различных комбинаций из трех сортов u, d, s , беря их по три. Таких комбинаций будет как раз десять:

$$\begin{array}{cccc} \Delta^-(ddd) & \Delta^0(udd) & \Delta^+(uud) & \Delta^{++}(uuu) \\ \Sigma^{*-}(dds) & \Sigma^{*0}(uds) & \Sigma^{*+}(uus) & \\ & \Xi^{*-}(dss) & \Xi^{*0}(uss) & \\ & & \Omega^-(sss) & \end{array}$$

Здесь мы расположили декаплет барионов так же, как он изображается на корневой диаграмме (рис. 4).

Несколько сложнее построение основного барионного октета — состояний со спином $J=1/2$ (и проекцией $M_z=1/2$):

$$B_{J=1/2, M_z=1/2} = |q \uparrow q' \downarrow q'' \uparrow \rangle.$$

В этом случае полный спин $J=1/2$ можно составить двумя способами. Первый заключается в том, чтобы сложить спины двух кварков в общий спин 0, а затем прибавить к нему спин третьего кварка $1/2$. Волновая функция в этом случае будет

$$(\bar{1}) \quad \frac{1}{\sqrt{2}} (q \uparrow q' \downarrow - q \downarrow q' \uparrow) (q'' \uparrow).$$

Второй способ заключается в том, чтобы сложить спины двух кварков в общий спин 1, а затем отнять от него спин $1/2$ третьего

кварка. В этом случае волновая функция будет

$$(II) \quad \frac{1}{\sqrt{6}} (2q\uparrow q'\uparrow q''\downarrow - q\uparrow q'\downarrow q''\uparrow - q\downarrow q'\uparrow q''\uparrow).$$

Видно, что обе эти функции не обладают симметрией относительно перестановок спиновых и внутренних состояний всех трех кварков. Поэтому согласно сделанному предположению, их следует симметризовать, сложив 3!=6 функций, получающихся всевозможными перестановками кварковых состояний. Из первой функции тогда образуется выражение (с точностью до нормировки)

$$B_I (J=1/2, M_z=1/2) = q\uparrow q'\downarrow q''\uparrow - q\downarrow q'\uparrow q''\uparrow + q\uparrow q''\uparrow q'\downarrow - \\ - q\downarrow q''\uparrow q'\uparrow + q'\downarrow q\uparrow q''\uparrow - q'\uparrow q\downarrow q''\uparrow + q''\uparrow q\uparrow q'\downarrow - q''\uparrow q\downarrow q'\uparrow + \\ + q'\downarrow q''\uparrow q\uparrow - q'\uparrow q''\uparrow q\downarrow + q''\uparrow q'\downarrow q\uparrow - q''\uparrow q'\uparrow q\downarrow,$$

а из второй -

$$B_{II} (J=1/2, M_z=1/2) = 2q\uparrow q'\uparrow q''\downarrow + 2q\uparrow q'\downarrow q''\uparrow + 2q'\uparrow q\uparrow q''\downarrow + \\ + 2q'\downarrow q\uparrow q''\uparrow + 2q'\uparrow q\downarrow q''\uparrow + 2q''\downarrow q'\uparrow q\uparrow - q\uparrow q'\downarrow q''\uparrow - q\downarrow q'\uparrow q''\uparrow - \\ - q\uparrow q''\uparrow q'\downarrow - q\downarrow q''\uparrow q'\uparrow - q'\downarrow q\uparrow q''\uparrow - q'\uparrow q\downarrow q''\uparrow - q''\uparrow q\uparrow q'\downarrow - \\ - q''\uparrow q\downarrow q'\uparrow - q'\downarrow q''\uparrow q\uparrow - q'\uparrow q''\uparrow q\downarrow - q''\uparrow q'\downarrow q\uparrow - q''\uparrow q'\uparrow q\downarrow.$$

Легко убедиться в том, что обе эти функции обращаются в нуль, если все три внутренних состояния одинаковы: $q = q' = q''$. Это можно увидеть и сразу для функций (I) и (II). Следовательно, барионные состояния со спином $J=1/2$ не могут состоять из трех кварков одинаковых сортов (uuu, ddd, sss). В таком мультиплете, по сравнению с декаплетом, должны отсутствовать "уголки" наподобие $\Delta^-, \Delta^{++}, \Omega^-$. После устранения этих уголков остается семь состояний. Однако поскольку у нас теперь имеются две волновые функции, B_I и B_{II} , то им должны соответствовать два различных состояния, и, таким образом, оставшееся число состояний, казалось бы, должно удваиваться. Оказывается, что удваивается лишь "центральное состояние" с $I_3=0$ и $Y=0$, а все остальные - "вершинные"-состояния не удваиваются. Мы вскоре рассмотрим, почему так получается, а сейчас заметим, что одно центральное состояние принадлежит изотриплету ($I=1$), а другое представляет собой изосинглет ($I=0$). (В декаплете было лишь изотриплетное состояние). Таким образом и получается октет основных барионов

c J=I/2

$$\begin{array}{ccc}
 N(udd) & P(uud) & \\
 & \Lambda(uds) & \\
 \Sigma^-(dds) & \Sigma^0(uds) & \Sigma^+(uus) \\
 \Xi^-(dss) & \Xi^0(uss) &
 \end{array}$$

Рассмотрим теперь, как получаются два центральных состояния, Λ и Σ^0 , более подробно. Это понадобится нам в дальнейшем для понимания разности масс этих гиперонов в рамках квантовой хромодинамики.

Мы замечаем, что функция (I) антисимметрична относительно перестановки спиновых состояний первых двух кварков ($\uparrow \rightleftharpoons \downarrow$), тогда как функция (II) симметрична относительно этой перестановки. Чтобы полная функция от спиновых и внутренних переменных была симметричной, нужно, чтобы функция (I) была также антисимметрична, а функция (II) симметрична относительно внутренних состояний первых двух кварков. Итак, после симметризации этих функций получаются антисимметричная и симметричная относительно перестановки $q \rightleftharpoons q'$ функции V_I и V_{II} , что видно непосредственно из приведенных для них выражений.

Рассмотрим теперь центральные состояния $q = u, q' = d, q'' = s$. "Внутренняя" часть функций V_I и V_{II} имеет по только что доказанному вид антисимметричной

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (ud - du) s$$

и симметричной

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (ud + du) s$$

волновых функций относительно u и d кварков соответственно. Первая функция является изосинглетом, а вторая - изотриплетом. Этим состояниям и соответствуют Λ - и Σ^0 -гипероны.

Подчеркнем, что различие изоспинов Λ - и Σ^0 -гиперонов коррелировано со сложением спинов кварков. В Λ -гипероне u и d кварки имеют антипараллельные спины и образуют состояние с полным спином 0, а в Σ^0 -гипероне они имеют параллельные спины, складывающиеся в полный спин 1, из которого затем вычитается спин странного кварка s . Именно это различие в сложении спинов квар-

ков и определяет разность масс Λ - и Σ^0 -гиперонов в квантовой хромодинамике.

Почему другие состояния не удваиваются? В другие шесть состояний входят два кварка одинакового сорта. Положим $q_1 = q_1'$ (какие два из трех кварков одинаковы, не играет роли, поскольку по всем кварковым состояниям производится симметризация). Но тогда по только что изложенным причинам функция V_I обратится в нуль и останется лишь одна функция V_{II} . Кстати, одинаковые кварки в этих состояниях имеют параллельные спины, складывающиеся в спин 1, из которого вычитается спин 1/2 третьего, отличающегося от них кварка.

В дополнении I приведены волновые функции основных состояний мезонов и барионов. Заметим, что знаки этих функций отвечают общепринятому выбору фаз.

Очень естественное объяснение в кварковой модели получило правило эквидистантности изомультиплетов: просто странный кварк тяжелее нестранных u и d :

$$m_u = m_d = m, \quad m_s = m + \Delta.$$

На основе этого простого предположения были получены все массовые соотношения (так называемая массовая формула Гелл-Манна-Окубо^{/50/}). Мы, однако, не будем их здесь рассматривать, отсылая интересующихся к книге Коккеда^{/5/}, где они подробно изложены.

3. НЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ

Несколько неожиданным оказалось хорошее согласие с экспериментальными данными результатов расчетов с помощью очень простой модели, в которой кварки предполагаются имеющими массы порядка одной трети массы протона и движущимися нерелятивистски внутри некоторой потенциальной ямы, например, осцилляторной. Такая модель получила наименование "наивной модели кварков". Обсуждение возможных причин ее успехов мы отнесем в конец данного раздела, а сначала посмотрим, как она работает.

Мы, однако, не будем рассматривать какую-либо конкретную модель, а будем использовать лишь общее свойство нерелятивизма таких моделей, стараясь свести к минимуму его применение.

3.1. SU(6)-симметрия барионных состояний

Рассмотрим прежде всего классификацию основных и возбужденных состояний в рамках нерелятивистской кварковой модели.




Как мы помним, согласно постулату кварковой модели полная волновая функция трёх кварков, составляющих барион, должна быть симметричной. В нерелятивистском приближении можно разделить пространственные и спиновые переменные кварков (в этом и состоит нерелятивизм модели) и написать их полную функцию в виде произведения пространственной, спиновой и "внутренней" функций:

$$f_{\text{полн.}}^{\text{симм.}}(1, 2, 3) = f_{\text{простр.}}(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) f_{\text{спин.}}(\vec{s}_1, \vec{s}_2, \vec{s}_3) f_{\text{внутр.}}(q_1, q_2, q_3).$$

Определенному энергетическому уровню соответствует определенная симметрия пространственной волновой функции, поскольку от этого зависит взаимодействие кварков. Например, для большинства моделей в основном состоянии эта функция симметрична.

Обратное, конечно, неверно, и определенной симметрии пространственной волновой функции может отвечать множество уровней.

Вообще, для трех кварков всего может быть три разных типа симметрии пространственной волновой функции:

- i) симметричный, ,
- ii) антисимметричный, ,
- iii) смешанный, .

Справа нарисованы соответствующие диаграммы Юнга. Но тогда такими же типами симметрии должно обладать произведение спиновой и внутренней волновых функций трех кварков, поскольку произведение их на пространственную волновую функцию должно приводить к полной симметричной волновой функции. Отсюда классификация состояний по симметрии пространственной волновой функции трех кварков совпадает с классификацией по симметрии объединенной спиновой и внутренней части волновой функции. Такая классификация соответствует объединению спиновой $SU(2)$ -симметрии с внутренней $SU(3)$ -симметрией в общую $SU(6)$ -симметрию ^{51-53/}. Наборы спиновых и внутренних состояний будут соответствовать мультиплетам этой симметрии.

Подсчитаем число состояний основного мультиплета, которому

соответствует симметричная спиновая и внутренняя волновая функция. Как мы помним, в него входит октет барионов со спином $1/2$ и декаплет барионов со спином $3/2$. Поэтому полное число состояний в этом мультиплете равно

$$8 \left(2\frac{1}{2} + 1 \right) + 10 \left(2\frac{3}{2} + 1 \right) = 56,$$

поскольку число различных состояний со спином S (различных его проекций на ось z) будет $2S + 1$. Итак, симметричному состоянию отвечает 56-плет $SU(6)$ -симметрии. Его четность $P = +1$, поэтому говорят о 56^+ -плексе барионов. Он состоит из следующих унитарных мультиплетов:

октета со спином $S = 1/2$,
 декаплета со спином $S = 3/2$.

В теории $SU(6)$ -симметрии показывается (см. Коккеда^{5/}), что антисимметричному типу соответствует 20-плет барионных состояний, который включает в свой состав следующие унитарные мультиплеты:

октет со спином $S = 1/2$,
 синглет со спином $S = 3/2$.

Смешанному типу симметрии соответствует 70-плет со следующим составом унитарных мультиплетов:

синглет со спином $S = 1/2$,
 октет со спином $S = 1/2$,
 декаплет со спином $S = 1/2$,
 октет со спином $S = 3/2$.

(Эти мультиплеты можно было бы также записать через кварковую структуру, как мы сделали это для 56-плета, если наложить на спиновую и внутреннюю часть волновой функции требование вышеуказанных двух симметрий).

Изучив общую структуру возможных барионных мультиплетов, перейдем теперь к конкретным возбужденным состояниям барионов. Подробно барионные резонансы изучались в работах Далитца и его сотрудников^{4,54/}.

Возбуждения могут быть двух типов: радиальные и орбитальные.

Радиальным возбуждениям соответствует увеличение главного квантового числа, и поэтому они будут иметь тот же полный момент и четность, J^P , что и исходное состояние, возбуждением которого они являются.

Орбитальные возбуждения характеризуются орбитальным моментом относительного движения трех кварков L , который сам по себе складывается из орбитального момента относительного движения каких-либо двух кварков L_1 и орбитального момента относительного движения их общего центра масс и третьего кварка L_2 :

$$\vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2.$$

Четность такого состояния

$$P = (-1)^L,$$

а полный момент

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{L},$$

где \vec{S} - сумма спинов трех кварков.

В последнее время широко обсуждается "кварк-дикварковая" модель^{/55/}, согласно которой два кварка в барионе связаны в прочную дикварковую систему ($s L_1 = 0$). При этом задача трех тел сводится к задаче двух тел. Полный орбитальный момент тогда просто равен орбитальному моменту относительного движения третьего кварка и дикварка. В такой модели не может быть 20-плетов барионных состояний. Действительно, согласно этой модели два кварка, образующих дикварк, всегда имеют четную пространственную волновую функцию и ее нельзя антисимметризовать, а 20-плетам соответствует, как мы видели, антисимметричная пространственная волновая функция. Более того, в этой модели четным L всегда будут соответствовать 56^+ -плеты, а нечетным L - 70^- -плеты. Действительно, при четном L пространственная волновая функция всех трех кварков четна и ей соответствует 56^- -плет. При нечетном L пространственная функция трех кварков несимметрична, но обладает смешанной симметрией, которой соответствует 70^- -плет. Итак, кварк-дикварковая модель допускает лишь мультиплеты:

$$(56^+, L \text{ -четный}), (70^-, L \text{ -нечетный}).$$

Можно теперь попытаться классифицировать известные к настоящему моменту барионные резонансы^{/56/}. В таблице 3 такая классификация представлена для полосы низколежащих резонансов с отрицательной четностью, которые истолковываются как первое орбитальное ($L = 1$) возбуждение и образуют 70^- -плеты. Прочерки в этой таблице указывают на то, что в данном месте бариона не должно быть и пока что так оно и есть, а знак вопроса, наоборот, указывает на то, что в этом месте должен быть соответствующий барион, пока что не

обнаруженный экспериментально. Имеющиеся барионы хорошо укладываются на отведенные для них места. В частности, два резонанса, Λ (I405) и Λ (I520), должны быть унитарными синглетами (а не принадлежать к октету, как обычный Λ -гиперон). Попытка количественного описания для 70^- -плета барионных резонансов на основе квантовой хромодинамики имеется в работе^{/57/}.

Таблица 3

70^- -плеты $SU(6)$ -симметрии с $L=1$

J^P	N, Δ	Λ	Σ	Ξ	Ω	$SU(3)$	S
$1/2^-$	-	Λ (I405)	-	-	-	1	$1/2$
$3/2^-$	-	Λ (I520)	-	-	-	1	$1/2$
$1/2^-$	N (I535)	Λ (I670)	?	?	-	8	$1/2$
$3/2^-$	N (I520)	Λ (I690)	Σ (I670)	?	-	8	$1/2$
$1/2^-$	Δ (I650)	-	Σ (I750)	?	?	10	$1/2$
$3/2^-$	Δ (I670)	-	?	?	?	10	$1/2$
$1/2^-$	N (I700)	Λ (I870)	?	?	-	8	$3/2$
$3/2^-$	N (I700)	?	Σ (I940)	?	-	8	$3/2$
$5/2^-$	N (I670)	Λ (I830)	Σ (I765)	?	-	8	$3/2$

Далее, на рис. 5 представлена схема всех известных к настоящему моменту нуклонных и Δ -резонансов и указаны соответствующие им значения L и S . Следует отметить, что не всегда S можно определить однозначно и указанные на схеме значения S лишь предположительны. Кроме того, схема усложняется тем, что происходит смешивание состояний с различными L и S , но одинаковыми J^P .

Из приведенной диаграммы следует, что наиболее близко к основному состоянию лежат первые радиальные, а не орбитальные возбуждения (хотя интерпретация первого резонанса N (I470) не совсем еще ясна). Далее, тесные группировки резонансов с одними и теми же значениями L и S , но с разными J указывают на то, что спин-орбитальная кварковая связь значительно меньше спин-спиновой кварк-кварковой связи. Такое уменьшение спин-орбитального взаимодействия выглядит загадочным, особенно если учесть, что оно автоматически должно возникать как релятивистская поправка в нерелятивистском приближении. Объяснение исчезновения этого взаимодействия было предложено в работе^{/57/} на основе гипотезы о взаимной компенсации

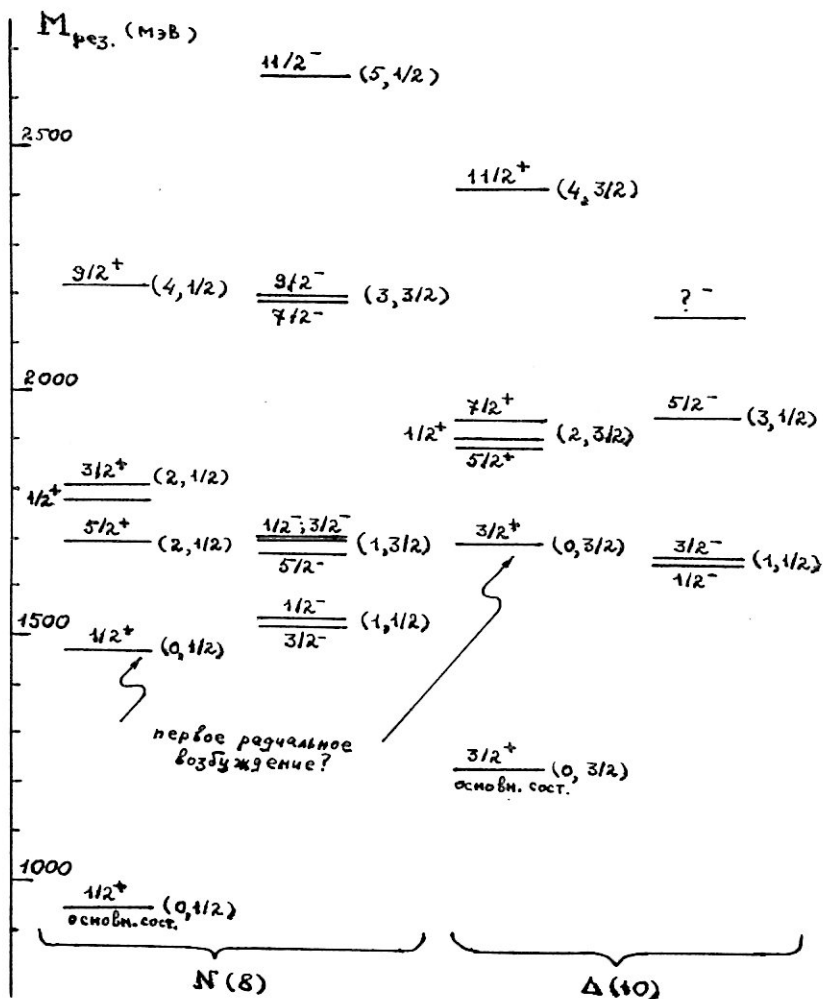


Рис. 5. Схема нуклонных и Δ -резонансов. J^P указывается над уровнем. В скобках справа приведены приписываемые ему значения (L, S) .

спин-орбитального взаимодействия, появляющегося в результате решения уравнения Дирака в потенциальной яме "заточения" кварков (прецессия Томаса), и спин-орбитального взаимодействия, появляющегося в брейтовском релятивистском потенциале взаимодействия двух кварков путем одноглюонного обмена. Количественная теория барионных спектров далека от своего завершения.

3.2. $SU(6)$ -симметрия мезонных резонансов

Совершенно так же, как для барионов, можно рассмотреть классификацию мезонных основных и резонансных состояний.

Подсчитаем полное число основных псевдоскалярных и векторных мезонов, учитывая их спиновые состояния. При этом для первых мы возьмем октет состояний, а для вторых - нонет. Мы получим:

$$8 \times 1 + 9 \times (2 \times 1 + 1) = 35.$$

Итак, мы получаем 35-плет основных мезонных состояний. Но 35 - это число, которое как раз встречается среди размерностей представлений $SU(6)$ -симметрии. Итак, мезоны, как и барионы, составляют мультиплет $SU(6)$ -симметрии. 36-й мезон - η' выделяется как $SU(6)$ -синглет.

Здесь следует, однако, заметить, что с мезонами $SU(6)$ -симметрии просто "повезло". То, что η' -мезон выделился сначала как $SU(3)$ -синглет, а затем и вследствие этого - как $SU(6)$ -синглет, на самом деле имеет, как мы увидим ниже, динамическую природу, а не основано на каких-либо соображениях симметрии. Тем не менее "ответ" получился правильным.

Аналогично тому, как это было сделано для барионов, можно в рамках нерелятивистской модели рассмотреть и мезонные орбитальные и радиальные возбуждения. На рис. 6 приведена схема экспериментально обнаруженных первых орбитальных возбуждений ($L=1$). На нем же указаны значения J^{PC} L и S для данных резонансов, следующие из кварковой модели^{/58/}. В настоящее время полностью установленным можно считать лишь нонет тензорных мезонов с $J^{PC}=2^{++}$ (f, f', A_2, K^*). Из приведенной диаграммы мезонных резонансов видно, что расщепление резонансов с одинаковыми L и S , но разными J (например, δ, A_4 и A_2) значительно больше, чем для барионов. Это указывает на то, что спин-орбитальное взаимодействие

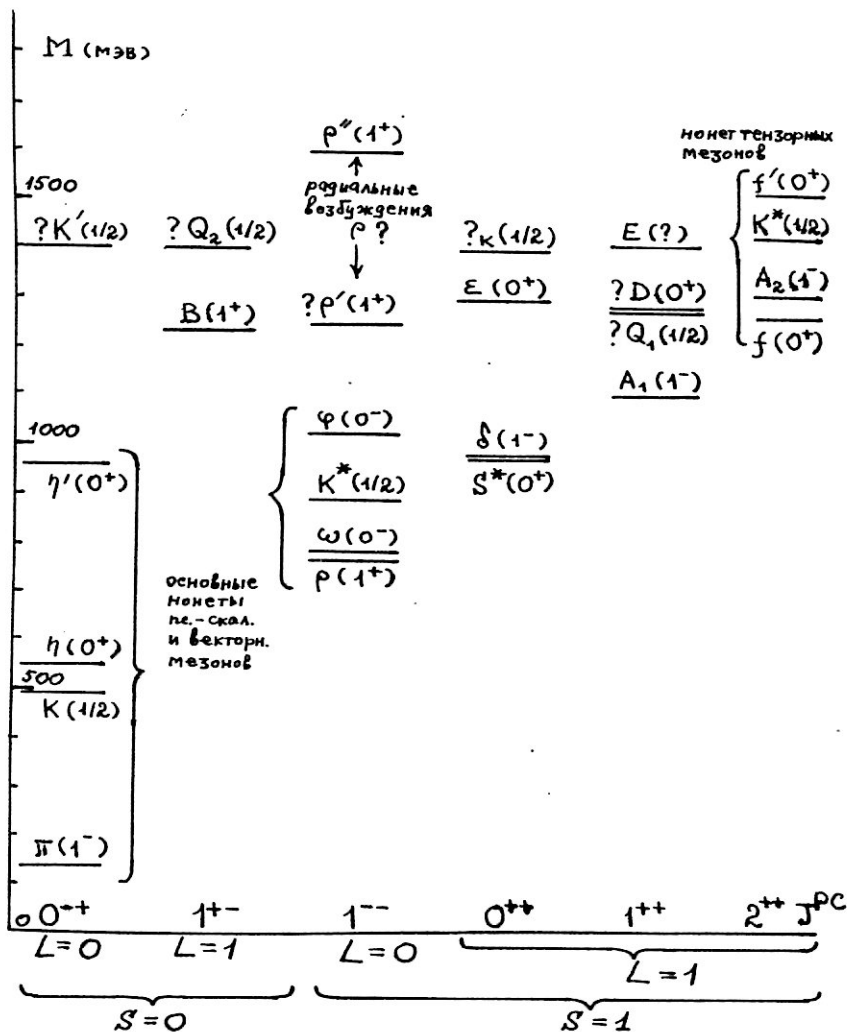


Рис. 6. Мезоны и мезонные резонансы ($L=0,1$). На оси абсцисс указаны значения J^{PC} , L и S . В скобках даны I^G . Буквы K и Q соответствуют страным мезонам ($|S|=1$). Знак вопроса отражает сомнение в том, что резонанс должен помещаться именно в этом месте.

играет для мезонов более существенную роль, чем для барионов. Такое различие в настоящее время представляется загадочным.

На этой же диаграмме показаны два радиальных возбуждения ρ -мезона: $\rho'(1250)$ и $\rho''(1600)$. Радиальных возбуждений псевдоскалярных мезонов (π , K , η) пока что не установлено, хотя есть подозрение, что $K'(1400)$ представляет собой радиальное возбуждение K -мезона.

Заметим также, что два странных состояния, Q_1 и Q_2 , отвечающие одному и тому же значению $J^P = I^+$, но разным значениям $S = 0, 1$, могут сильно смешиваться ^{58/}, поскольку для состояний с ненулевой странностью C_n не является хорошим квантовым числом.

3.3. Магнитные моменты барионов

Наибольшего успеха нерелятивистская кварковая модель достигла в объяснении статических свойств основных состояний барионов, в частности их магнитных моментов.

Рассмотрим магнитные моменты стабильных барионов ($J = 1/2$). Для них $L = 0$, и, естественно, вклад от орбитального движения кварков в этом случае исключается.

Для магнитного момента кварка в нерелятивистском приближении можно написать обычное выражение

$$\vec{M}_q = 2 \mu_q Q_q \vec{S}_q = \mu_q Q_q \vec{\sigma}_q,$$

где Q_q - заряд (в единицах e) и \vec{S}_q - спин кварка. Последний выражается через матрицы Паули

$$\vec{S}_q = \frac{1}{2} \vec{\sigma}_q$$

(индекс q указывает на то, что эти матрицы действуют на спиновые переменные кварка q). Масштабный множитель μ_q представляет собой магнетон кварка. Естественно предположить, что у кварка нет аномального магнитного момента и магнетон кварка определяется его дираковским выражением

$$\mu_q = e / 2 m_q$$

(в единицах $\hbar = c = 1$), где m_q - масса составляющего кварка.

Теперь нетрудно получить выражение для магнитных моментов основных состояний барионов. Для этого нужно вычислить математическое ожидание суммы магнитных моментов всех кварков по соответствующей спиновой и внутренней волновой функции бариона

$$\mu_B = \langle B, S_z = 1/2 | \sum_{i=1}^3 Q_i \mu_i \sigma_z(i) | B, S_z = 1/2 \rangle,$$

где $|B, S_z = 1/2\rangle$ - указанная волновая функция с проекцией спина бариона $S_z = +1/2$; Q_i и $\sigma_z(i)$ - заряд и проекция (x_2) спина i -го кварка на ось z .

Произведя простые арифметические расчеты для соответствующих функций, указанных в Дополнении I, получим выражения магнитных моментов барионов через магнетоны u -, d - и s -кварков:

$$\begin{aligned} \mu_P &= \frac{1}{9} (8\mu_u + \mu_d) , & \mu_{\Sigma^+} &= \frac{1}{9} (8\mu_u + \mu_s) , \\ \mu_N &= -\frac{1}{9} (2\mu_u + 4\mu_d) , & \mu_{\Sigma^-} &= \frac{1}{9} (-4\mu_u + \mu_s) , \\ \mu_{\Lambda} &= -\frac{1}{3} \mu_s , & \mu_{\Sigma^0} &= \frac{1}{9} (4\mu_u - 2\mu_d + \mu_s) , \\ \mu_{\Xi^-} &= \frac{1}{9} (\mu_d - 4\mu_s) , & \mu_{\Xi^0} &= -\frac{2}{9} (\mu_u + 2\mu_s) . \end{aligned}$$

Если предположить, что магнетоны u - и d -кварков одинаковы:

$\mu_u = \mu_d = \mu$, то отсюда

$$\mu_P = \mu, \quad \mu_N = -\frac{2}{3} \mu$$

и получается замечательный результат

$$\frac{\mu_P}{\mu_N} = -\frac{3}{2} .$$

Экспериментальное значение этого отношения составляет $-1,47$. Более того, если предположить, что масса нестранных кварков u и d составляет одну треть массы нуклона, то для магнитных моментов протона и нейтрона получаются значения

$$\mu_P = 3, \quad \mu_N = -2$$

в ядерных магнетонах $e/2m_p$, где m_p - масса протона. Экспериментальные величины составляют

$$\mu_P^{\text{эксп.}} = 2,793, \quad \mu_N^{\text{эксп.}} = -1,913$$

и действительно близки к указанным целым числам. Наконец, можно предсказать значения магнитных моментов гиперонов, основываясь на предположении о том, что масса составляющего странного кварка больше массы составляющих нестранных кварков:

$$m_s = m_{(u,d)} + \Delta = m_{(u,d)} + (m_{\Lambda} - m_P) .$$

Тогда

$$\begin{aligned} \mu_{\Lambda} &= -\frac{1}{3} \frac{m_P}{m_s} = -\frac{1}{3} \left(\frac{m_{u,d}}{m_P} + \frac{\Delta}{m_P} \right)^{-1} = \\ &= -\frac{1}{3} \left(\frac{1}{\mu_P} + \frac{m_{\Lambda} - m_P}{m_P} \right)^{-1} = -0,609 \text{ ядерн. магнетонов.} \end{aligned}$$

(Здесь мы воспользовались соотношением

$$\mu_q = e / (2m_q) = (m_p / m_q) (e / 2m_p), \text{ или}$$

$\mu_q = m_p / m_q$, если μ_q измеряется в ядерных магнетонах $e / 2m_p$. Далее, мы видели, что для нестранных кварков $\mu = \mu_p$ и отсюда $\mu_p = m_p / m_q$, $q = u, d$.) Недавно измеренное значение магнитного момента Λ -гиперона составляет ^{/59/}

$$\mu_{\Lambda}^{\text{экс.}} = -0,6138 \pm 0,047.$$

Можно, наоборот, из экспериментальных значений магнитных моментов $\mu_p, \mu_n, \mu_{\Lambda}$ определить магнетоны кварков μ_u, μ_d, μ_s , а также их массы. Мы получим

$$\mu_u = (12\mu_p + 3\mu_n) / 10 = 2,778,$$

$$\mu_d = -(3\mu_p + 12\mu_n) / 5 = 2,915,$$

$$\mu_s = -3\mu_{\Lambda} = 1,84 \pm 0,14$$

и для масс составляющих кварков

$$m_u = m_p / \mu_u = 337,8 \text{ МэВ}, \quad m_d = m_p / \mu_d = 321,9 \text{ МэВ},$$

$$m_s = m_p / \mu_s = 510 \pm 39 \text{ МэВ}.$$

Имея в своем распоряжении магнетоны кварков, можно вычислить значения для магнитных моментов других гиперонов и сравнить их с экспериментальными данными ^{/56/}, приведенными в табл.4.

Таблица 4. Магнитные моменты гиперонов

μ_{Σ^+}	$= 2,674 \pm 0,016$	$\mu_{\Sigma^+}^{\text{экс.}}$	$= -2,83 \pm 0,25$ *)
μ_{Σ^-}	$= -1,090 \pm 0,016$	$\mu_{\Sigma^-}^{\text{экс.}}$	$= -1,48 \pm 0,37$
μ_{Σ^0}	$= 0,792 \pm 0,016$		
μ_{Ξ^-}	$= -0,495 \pm 0,063$	$\mu_{\Xi^-}^{\text{экс.}}$	$= -1,85 \pm 0,75$
μ_{Ξ^0}	$= -1,436 \pm 0,063$	$\mu_{\Xi^0}^{\text{экс.}}$	$= -1,20 \pm 0,06$ **)

*) Последние из измерений магнитного момента Σ^+ дали для него значение $2,30 \pm 0,14$. (R.Settles et al., препринт Max-Planck-Institut fur Physik u. Astrophysik, MPI-PAE/Exp E1.78, Munchen, 1979.)

**) Магнитный момент Ξ^0 -гиперона измерен совсем недавно: G.Bunce et al. Bull. Am. Phys. Soc. 24,46 (1979).

Мы видим, что для Σ^+ и Σ^- -гиперонов согласие предсказываемых значений с экспериментальными хорошее. В то же время имеется большое расхождение этих значений для Ξ^- -гиперона, хотя экспериментальная величина его магнитного момента измерена с недостаточной точностью.

Из обсуждения магнитных моментов барионов следует два вывода. Во-первых, кварки имеют нормальные дираковские магнитные моменты, а их аномальные (паулиевские) магнитные моменты должны быть крайне незначительны. Во-вторых, барионы представляют собою как бы конгломерат из трех нерелятивистских кварков, имеющих массу порядка одной трети протонной массы (масса странного кварка больше масс нестранных кварков). Связь этих кварков в барионе никак не сказывается на величине магнитного момента системы.

3.4. Радиационные распады векторных мезонов

Магнитные моменты векторных мезонов непосредственно измерить невозможно, поскольку эти мезоны представляют собою короткоживущие резонансы. Однако можно измерить переходные магнитные моменты, изучая радиационный переход векторных мезонов в псевдоскалярные

$$V \rightarrow \Pi + \gamma .$$

Такой распад можно рассматривать как магнитный дипольный (M1) переход, обусловленный переворотом спина одного из кварков векторного мезона.

В нерелятивистской модели такой переход определяется оператором

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^3 \mu_i Q_i \vec{\sigma}_i \cdot [\vec{k} \times \vec{\epsilon}^{(\lambda)}] e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_i} ,$$

где $\vec{\epsilon}^{(\lambda)}$ и \vec{k} - векторы поляризации и импульса испускаемого фотона, \vec{r}_i - радиус-вектор i -го кварка, имеющего заряд Q_i (в единицах e), спин $\sigma_i/2$, магнетон μ_i . Нужно вычислить матричные элементы

$$\langle \Pi, S=0 | \mathcal{H} | V, S=1, S_z = \pm 1, 0 \rangle ,$$

а затем по известным формулам вычислить вероятность распада. После всех вычислений (см. Коккедэ^{5/}, стр. 122) для ширины распада получается формула:

$$\Gamma(V \rightarrow \Pi + \gamma) = \alpha \frac{\omega^3 I(\omega)}{3 m_p^2} M_{V\Pi}^2,$$

где ω - частота перехода: $\omega = (m_V^2 - m_\Pi^2)/(2m_V)$;
 $\alpha = e^2/\hbar c \cong 1/137$; $I(\omega)$ - формфактор (при $\omega \rightarrow 0$
 $I(\omega) \rightarrow 1$); $M_{V\Pi}$ - переходной магнитный момент (в
ядерных магнетонах):

$$M_{V\Pi} = \sum_q \mu_q Q_q C_q^V C_q^\Pi - \sum_{\bar{q}} \mu_{\bar{q}} Q_{\bar{q}} C_{\bar{q}}^V C_{\bar{q}}^\Pi,$$

где $\mu_q, \mu_{\bar{q}}, Q_q, Q_{\bar{q}}$ - магнетоны и заряды кварка q и антикварка \bar{q} ($q = u, d, s$), входящих в состав векторного и псевдоскалярного мезонов с коэффициентами $C_q^V, C_q^\Pi, C_{\bar{q}}^V, C_{\bar{q}}^\Pi$. Этот переходной магнитный момент легко вычислить, используя заряды кварков из таблицы I и волновые функции мезонов из параграфа 2.3. Например, для перехода $\omega \rightarrow \Pi^0 \gamma$ имеем

$$\begin{aligned} M_{\omega \Pi^0} &= 2 (\mu_u Q_u C_u^\omega C_u^{\Pi^0} + \mu_d Q_d C_d^\omega C_d^{\Pi^0}) = \\ &= 2 \left[\mu_u \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} + \mu_d \left(-\frac{1}{3}\right) \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \right] = \\ &= \frac{2}{3} \mu_u + \frac{1}{3} \mu_d. \end{aligned}$$

(Удвоение происходит за счет того, что вклад антикварков равен вкладу кварков).

Для оценки положим формфактор $I(\omega)$ равным единице, а для магнетонов кварков примем значения, полученные из магнитных моментов барионов (см. п. 3.3). В такой "наивной" нерелятивистской кварковой модели для радиационных ширин векторных мезонов получаются значения, приведенные в таблице 5. В расчетах для ω и φ использовались комбинации со смешиванием. Мы видим, что согласие предсказаний этой "наивной" модели с экспериментальными данными хорошее, особенно если учесть, что формфактор, на самом деле, должен несколько понижать теоретические значения и тем самым приближать их к экспериментальным данным. Так и происходит, например, в модели гармонического осциллятора.

Однако не следует обольщаться таким успешным объяснением радиационных распадов в рамках этой модели и следует, скорее, отнести ее успех на счет окончательной формулы для ширин распадов, нежели на счет способа ее вывода.

Действительно, при нерелятивистском выводе вышеприведенной

Таблица 5. Радиационные ширины векторных мезонов

$V \rightarrow \Pi + \gamma$	$\Gamma_{\text{расч.}}$ (кэВ)	$\Gamma_{\text{эксп.}}$ (кэВ) /60/
$\rho^- \rightarrow \pi^- + \gamma$	108	$\begin{cases} 35 \pm 10 \\ 49 \pm 10 \end{cases}$ /61/
$\rho^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$	112	не измерена
$\rho^0 \rightarrow \eta + \gamma$	79	54 ± 14
$\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$	932	888 ± 55
$\omega \rightarrow \eta + \gamma$	$3,2 \pm 0,06^a)$	$3^{+2,5}_{-1,8}$
$\varphi \rightarrow \pi^0 + \gamma$	19,4	$5,7 \pm 2,1$
$\varphi \rightarrow \eta + \gamma$	$106 \pm 16^a)$	$\begin{cases} 61,5 \pm 16,7 \\ \text{и} \\ 55 \pm 12 \end{cases}$
$K^{*0} \rightarrow K^0 + \gamma$	$207 \pm 12^a)$	75 ± 35
$K^{*+} \rightarrow K^+ + \gamma$	$125 \pm 9^a)$	< 80

а) Ошибка в расчетном значении ширины связана с ошибкой в определении магнетона странного кварка.

Формулы для ширины радиационных распадов в ней появляется дополнительный множитель E_{Π}/m_V . Чтобы расчет был последовательно нерелятивистским, должно быть $E_{\Pi} \approx m_V$ и этот множитель должен быть близок к единице. На самом деле он близок к 1/2, поскольку псевдоскалярные мезоны значительно легче векторных и делят выделяющуюся при распаде последних энергию с γ -квантами приблизительно поровну. Это, конечно, указывает на непоследовательность нерелятивистского расчета. И все же, применяя его к реальным распадам, мы просто исключили этот множитель, положив его равным единице!

Более того, в таких распадах псевдоскалярные мезоны получают значительный импульс отдачи и движутся со значительной скоростью. В результате этого возникает лоренц-фактор сжатия размеров системы как целого, хотя внутреннее движение кварков можно считать

нерелятивистским. Так, например, для распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ лоренц-фактор сжатия составляет

$$\sqrt{1 - (v/c)^2} \cong 2 m_{\pi} / m_{\omega} \cong 1/3 .$$

Из-за него сильно уменьшается перекрытие волновых функций исходного векторного мезона и вылетающего псевдоскалярного мезона, что приведёт к значительному уменьшению формфактора $\Gamma(\omega)$ по сравнению с единицей.

Возможно, однако, что окончательная формула для ширины распадов оказывается стабильной по отношению к учету различных релятивистских эффектов из-за их взаимной компенсации. Функциональный вид зависимости ширины от ω в релятивистском случае тот же самый, что и в нерелятивистском. Значительное уменьшение формфактора $\Gamma(\omega)$ может компенсироваться значительным увеличением магнетона кварка в релятивистском случае из-за уменьшения его массы (эффект связи) в псевдоскалярных мезонах. Подобного сорта компенсация действительно имела место в расчетах, выполненных по модели четырехмерного релятивистского гармонического осциллятора (масса кварка в пионе бралась равной половине массы пиона)^{/62/}. Отметим, что релятивистские эффекты становятся особенно важными при рассмотрении радиационных переходов новых J/ψ -мезонов в обычные псевдоскалярные мезоны π^0, η , поскольку при этом выделяется огромная энергия: ~ 3 ГэВ. В этих распадах уже не происходит вышеуказанной компенсации релятивистского эффекта перекрытия волновых функций и эффекта связи, и в результате такие распады сильно подавляются из-за релятивистского формфактора.

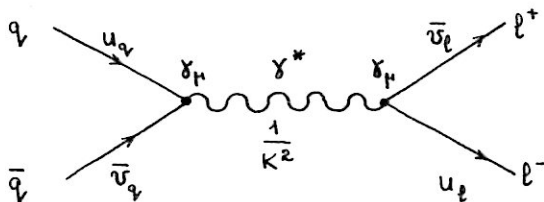
Релятивистская модель распадов $V \rightarrow \pi + \gamma$ рассматривалась также в работе^{/63/}.

3.5. Распад векторных мезонов на лептонную пару

Распад векторных мезонов на лептонную пару

$$V \rightarrow \ell^+ \ell^- \quad (V = \rho^0, \omega, \varphi; \ell = e, \mu)$$

можно представить себе как аннигиляцию входящих в их состав кварка и антикварка в промежуточный виртуальный фотон, который затем уже превращается в лептонную пару. Такой процесс изображается диаграммой Фейнмана



u и \bar{v} — дираковские спиноры для частицы и античастицы. Считая кварки точечными, можно рассчитать соответствующий матричный элемент для свободных кварков. Затем, однако, нужно учесть две поправки, возникающие из-за того, что кварки находятся не в свободном состоянии, а связаны в векторный мезон. Во-первых, нужно умножить вероятность перехода на $4/3$, Действительно, свободные кварк и антикварк могут иметь полный спин 0 с вероятностью $1/4$ и 1- с вероятностью $3/4$. Но аннигилировать в фотон (состояние $\Gamma^P = \Gamma^-$) они могут лишь из последнего состояния. Поэтому свободные кварк и антикварк аннигилируют в фотон в $3/4$ раза хуже, чем заранее составленное из них векторное состояние). Во-вторых, ее нужно умножить на квадрат модуля волновой функции кварков при нулевом расстоянии между ними. Пренебрегая также массой лептонов, окончательный ответ для ширины лептонного распада векторного мезона можно записать в виде формулы Ван Ройена-Вайскопфа^{/64/}

$$\Gamma(V \rightarrow l^+ l^-) = \frac{4}{3} \pi \alpha^2 m_V f_V^{-2} \quad (\alpha \cong 1/137),$$

в которой величина

$$4 \pi f_V^{-2} = \frac{16 \pi}{m_V^3} |\Psi_V(0)|^2 C_V^2$$

называется константой перехода "векторный мезон-фотон". Из первой формулы ее можно определить по экспериментальным данным для распадов векторных мезонов на лептонную пару. Вторая формула дает возможность вычислить ее теоретически, используя значение волновой функции в нуле $|\Psi_V(0)|$, вычисленное в рамках какой-либо модели. Коэффициенты C_V равны

$$C_V = \sum_q C_q^V Q_q,$$

где Q_q — заряды кварков ($q = u, d, s, c$), а C_q^V — коэффициенты, с которыми эти заряды входят в состав данного векторного мезона. Величины C_V легко подсчитать, используя заряды кварков из

параграфа 2.3. (Подсчитаем для примера C_ρ . Поскольку волновая функция ρ^0 -мезона имеет вид $\rho^0 = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$, этот коэффициент

$$C_\rho = Q_u C_u^\rho + Q_d C_d^\rho = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{2}} + \left(-\frac{1}{3}\right) \left(-\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Имеем

$$C_\rho = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad C_\omega = \frac{1}{3\sqrt{2}}, \quad C_\varphi = \frac{1}{3}, \quad C_{\Upsilon/\psi} = \frac{2}{3}.$$

Сначала для оценки предположим, что

$$|\Psi_V(0)|^2 \sim m_V^3.$$

Тогда константы перехода "векторный мезон-фотон" не будут зависеть от масс векторных мезонов, и тогда их отношения будут определяться квадратами коэффициентов C_V :

$$f_\rho^2 : f_\omega^2 : f_\varphi^2 : f_{\Upsilon/\psi}^2 = C_\rho^{-2} : C_\omega^{-2} : C_\varphi^{-2} : C_{\Upsilon/\psi}^{-2} = \\ = 2 : 18 : 9 : 2,25.$$

Эксперимент дает/60/:

$$(2,26 \pm 0,26) : (18,4 \pm 1,8) : (14,3 \pm 1,3) : (11,5 \pm 1,4).$$

Видно, что для ρ - и ω -мезонов предсказываемое отношение выполняется хорошо, для φ -мезона - похуже (хотя при учете смешивания φ - ω -мезонов согласие улучшается) и совсем плохо предсказание выполняется для Υ/ψ -мезона. Это не удивительно. Скорее всего, наше предположение о зависимости волновой функции "в нуле" от массы векторного мезона несправедливо. (В нерелятивистской задаче двух тел (кварков), связанных потенциалом типа \mathcal{Z}^n , исходя из размерных соображений получим зависимость

$$|\Psi_V(0)|^2 \sim m_V^{3/(n+2)}$$

Для кулоновски-подобного ($n = -1$), линейного ($n = 1$) и осцилляторного ($n = 2$) потенциалов имеем соответственно $m_V^3, m_V, m_V^{3/4}$. Таким образом, наше исходное предположение соответствует кулоновски-подобному потенциалу. При этом мы считаем силу связи не зависящей от массы мезона. Как мы увидим позже, в квантовой хромодинамике сила кулоновски-подобного взаимодействия кварков внутри Υ/ψ -мезона слабее аналогичного взаимодействия для обычных ρ ,

ω - и φ -мезонов). Но поскольку массы ρ - и ω - мезонов почти совпадают, наше предположение для них несущественно. Для φ -мезона оно более существенно, а для J/ψ -мезона - очень существенно.

Как мы видим из экспериментальных данных, константы для φ - и J/ψ -мезонов почти одинаковы. Используя этот эмпирический факт, мы можем сделать вывод об увеличении волновой функции в нуле для J/ψ -мезона в сравнении с φ -мезоном (хотя и не такое сильное, как это следует из нашего предположения).

$$|\Psi_{J/\psi}(0)|^2 \cong \frac{1}{4} \left(\frac{m_{J/\psi}}{m_\varphi} \right)^3 |\Psi_\varphi(0)|^2 \approx 7,5 |\Psi_\varphi(0)|^2.$$

Это указывает на то, что J/ψ -мезон должен быть более компактной системой в сравнении с φ -мезоном. Численные расчеты радиусов векторных мезонов в модели четырехмерного гармонического осциллятора ^{62/} дали значения, приведенные в таблице 6^{ж)}.

Таблица 6. Радиусы векторных мезонов в модели четырехмерного осциллятора

Векторн. мезон:	ρ^0 (770)	ω (784)	φ (1019)	J/ψ (3100)
$\langle r^2 \rangle_{\text{в.м.}}^{1/2}$ ф.д.	$0,68 \pm 0,02$	$0,66 \pm 0,02$	$0,51 \pm 0,01$	$0,23 \pm 0,01$

3.6. Размеры кварков

Лучше всего предположить, что кварки не имеют размеров, т.е. являются точечными объектами. Правильнее было бы сказать, что они не являются составными, наподобие адронов, частицами, а, скорее, похожи на лептоны. Но так же, как электрон, являющийся полевым объектом, имеет "свои" размеры, проявляющиеся в наличии фактора, так и кварки, взаимодействуя с глюонным полем, могли бы иметь свои размеры.

^{ж)} Пользуясь случаем указать на то, что в публикации работы ^{62/} была допущена досадная опечатка: вместо формулы для электромагнитного радиуса мезонов была дважды напечатана формула (32). Второй раз вместо нее следует написать:

$$\langle r^2 \rangle_{\text{в.м.}}^{1/2} = \left[3 \left(\frac{1}{\Omega_v} + \frac{1}{M_v^2} \right) \right]^{1/2},$$

где Ω_v - параметры четырехмерного гармонического осциллятора, приведенные в этой работе.

В пользу того, что кварки уже не являются составными объектами, говорит отсутствие у них заметных аномальных магнитных моментов. Но каковы "собственные" размеры кварков?

Впервые указание на то, что составляющие кварки имеют собственные размеры, было получено Герасимовым^{/65/} (см. также^{/66/}) на основании правила сумм, связывающего интеграл от сечения дипольного электрического (EI) поглощения фотона протоном со средним значением квадрата дипольного момента протона в основном состоянии:

$$\sigma_{-1}(E_1) = \int_{\omega_{\text{пор.}}}^{\infty} (1 + 2\omega/m_p)^{1/2} \sigma_{E_1}(\omega) d\omega/\omega = \frac{4\pi^2}{3} \langle \hat{D}^2 \rangle_0.$$

Если считать кварки не имеющими размеров, т.е. считать распределение зарядов внутри протона дельта-образным,

$$\rho(\vec{x}) = \sum_{i=1}^3 Q_i \delta(\vec{x} - \vec{x}_i),$$

то квадрат дипольного момента протона выражается через его среднеквадратичный радиус распределения заряда формулой

$$\langle \hat{D}^2 \rangle_p = \alpha \langle r^2 \rangle_p, \quad \alpha \cong 1/137.$$

Опираясь на экспериментальные данные, можно теперь сравнить левую и правую части правила сумм. Считая $\langle r^2 \rangle_p^{1/2} = 0,84 \pm 0,01 \text{ фм}^{/67/}$, для правой части имеем

$$\frac{4\pi^2\alpha}{3} \langle r^2 \rangle_p = 678 \pm 16 \text{ мкб},$$

тогда как непосредственный подсчет для левой части по известным сечениям дает 460 мкб. Получается заметная разница.

Если приписать кваркам собственные размеры, то тогда

$$\langle \hat{D}^2 \rangle_p = \alpha [\langle r^2 \rangle_p - \langle r^2 \rangle_q],$$

где $\langle r^2 \rangle_p$ - среднеквадратичный радиус распределения центров масс кварков, а $\langle r^2 \rangle_q$ - среднеквадратичный зарядовый радиус самих кварков. Если отнести все различие левой и правой частей правила сумм на счет собственных размеров кварков, то для них получается

$$\langle r^2 \rangle_q = 0,23 \pm 0,02 \text{ фм}^2 \text{ и } \langle r^2 \rangle_q^{1/2} = 0,48 \pm 0,02 \text{ фм}.$$

Отсюда следует, что кварки обладают значительными собственными

размерами и целиком заполняют протон! Этот же результат был получен авторами работы^{/68/} на основе изучения поляризуемости нуклонов в рамках нерелятивистской модели (оценка для радиуса кварка - $0,6 \pm 0,2 \text{ фм}$).

В последнее время вывод о том, что кварки имеют значительные собственные размеры, получил подтверждение на основе данных по упругому рассеянию протонов на протонах при больших энергиях ($\sqrt{s} = 50-400 \text{ ГэВ/с}$) и больших передачах импульсов ($|t| = 10-15 \text{ (ГэВ/с)}^2$). Ожидавшийся в области $|t| \sim 4 \text{ (ГэВ/с)}^2$ второй минимум не был обнаружен. Возможно, это свидетельствует о наличии у кварка собственных размеров порядка $0,2-0,4 \text{ фм}$ ^{/19,69,70/}. Следует только обратить внимание на то, что этот вывод должен быть согласован с малостью аномального магнитного момента кварка (см. п.3.3).

3.7. Самосогласованность нерелятивистской кварковой модели

Обсуждение на предыдущих страницах показало, что нерелятивистская кварковая модель неплохо описывает статические свойства адронов, а также их одночастичные переходы. В литературе, однако, неоднократно поднимался вопрос о внутренней непротиворечивости этой модели: сравнительно легкие составляющие кварки с массой $m_q \sim m_p/3$ нужно поместить в объеме адрона, имеющего радиус $R \sim 1$ ферми. Совместимы ли эти условия с критерием применимости нерелятивистской модели: $p_q^2 \ll m_q^2$?

Для оценки мы рассмотрим движение кварка и антикварка внутри мезона. Будем считать, что потенциал взаимодействия между кварком и антикварком возрастает до бесконечности, когда расстояние между ними становится больше некоторого a . Такая задача сводится к задаче движения одного тела с приведенной массой $m = m_q m_{\bar{q}} / (m_q + m_{\bar{q}})$ внутри бесконечной трехмерной сферической ямы с радиусом $\rho_0 = a$.

В системе центра масс (в которой импульс центра масс равен нулю) импульсы кварка и антикварка будут $\vec{p}_q = -\vec{p}_{\bar{q}}$ и будут равны по абсолютной величине импульсу относительного движения

$$|\vec{p}_q| = |\vec{p}|. \text{ Последний составляет для основного состояния}$$

$$|\vec{p}| = \frac{\pi \hbar}{a}.$$

Чтобы оценить параметр α , воспользуемся данными об электрическом радиусе пионов. Среднеквадратичный электрический радиус мезона в данной модели составляет

$$\langle r^2 \rangle_E = \frac{\langle Q_q m_{\bar{q}}^2 + Q_{\bar{q}} m_q^2 \rangle}{(m_q + m_{\bar{q}})^2} r^2,$$

$$\overline{r^2} = \frac{\alpha^2}{3} \left(1 - \frac{3}{2\pi^2}\right) \approx 0,28\alpha^2,$$

где $Q_q, Q_{\bar{q}}$ - заряды; $m_q, m_{\bar{q}}$ - массы кварка и антикварка. Для π^- -мезона, состоящего из d -кварка и \bar{u} -антикварка, можно положить $m_q = m_{\bar{q}}$ и получить ($Q_{\bar{u}} = -2/3, Q_d = -1/3$):

$$\langle r^2 \rangle_E = -\frac{1}{3} \overline{r^2}.$$

Воспользовавшись экспериментальными данными для значений электрического радиуса пиона

$$\langle r^2 \rangle_E^{\text{эксп.}} = 0,31^{+0,01} \div 0,46^{+0,02} \text{ (ферми)}^2,$$

получим оценку для α :

$$\alpha = 2,1 \div 2,5 \text{ ферми} \quad \text{и} \quad \rho = 0,30 \div 0,24 \text{ ГэВ/с.}$$

Если принять массу кварка $m_q c^2 = 0,33 \text{ ГэВ}$, то для отношения его кинетической энергии к массе покоя получим:

$$\frac{|\vec{p}_q|^2 c^2}{2(m_q c^2)^2} = 0,4 \div 0,3.$$

Эта оценка показывает, что кварки внутри мезонов имеют импульс, который сравним со своей массой или даже несколько меньше ее. При таких условиях нерелятивистскую модель можно считать непротиворе-

чивой на качественном уровне, но вряд ли от нее можно ожидать слишком точных количественных результатов.

Успех количественных предсказаний этой модели связан, скорее, с тем, что она используется лишь минимальным образом для получения вида функциональных зависимостей исследуемых величин, тогда как входящие в эту зависимость параметры выбираются из сравнения с экспериментальными данными. Как мы увидим ниже, релятивистские кварковые модели часто приводят к идентичным функциональным зависимостям, хотя их вывод основан на совершенно иных предположениях. Тем не менее любопытно то обстоятельство, что получаемые в рамках нерелятивистской модели значения масс составляющих кварков удивительно совпадают друг с другом при извлечении их из расчетов разных статических свойств адронов (магнитных моментов, спектров и т.п.).

Отметим, что применение нерелятивистской модели для описания свойств новых, узких тяжелых резонансов семейств J/ψ -мезонов и T -мезонов более обосновано, поскольку составляющие их кварки обладают значительно большей массой: $m_c \sim 1,5 \text{ ГэВ}$, $m_s \sim 4,5 \text{ ГэВ}$.

Предпринимались попытки улучшить модель путем учета релятивистских эффектов. Можно выделить два направления таких попыток. На одном из них результаты кварковой модели пытаются получить при более слабых предположениях, избегающих предположения о нерелятивистском движении кварков внутри адронов. Такого рода подходы основаны на использовании $SU(3)$ -симметрии без кварков, но при дополнительных предположениях (типа "анзатца Окубо"^{6/} о подавлении вершин определенной унитарной структуры и т.п.). Многие из результатов нерелятивистской кварковой модели действительно удалось воспроизвести в таком релятивизованном подходе^{73/}.

Более радикально другое направление, основанное на полном отказе от нерелятивистской модели, особенно интенсивно развиваемое в последние годы. Кварки считаются легкими, в пределе безмассовыми, и их движение внутри адронов с самого начала считается релятивистским. Это модели типа так называемых "кварковых мешков". Они будут рассмотрены в разделе 5 после того, как мы обсудим легкие токовые кварки вообще.

4. ТОКОВЫЕ КВАРКИ

Кварки можно рассматривать не только как составные части ад-

ронов, но и как фундаментальные поля. Под этим подразумевается, что в основе взаимодействий (сильных, электромагнитных и слабых) адронов лежит взаимодействие кварков с соответствующими бозонными полями. Адронные поля следует теперь строить из кварковых полей.

Ниже для сокращения записи мы будем использовать для обозначения кваркового поля символ самого кварка: $u(x)$, $d(x)$, $s(x)$ и т.п.

4.1. Электромагнитный кварковый ток

Электромагнитный ток u, d, s - и c -кварков (в единицах e) имеет вид

$$j_{\text{э.м.}}^{\mu} = \frac{1}{3} (2\bar{u}\gamma^{\mu}u - \bar{d}\gamma^{\mu}d - \bar{s}\gamma^{\mu}s - 2\bar{c}\gamma^{\mu}c),$$

где $\bar{\psi}$ - дираковски-сопряженный спинор, γ^{μ} -матрицы Дирака ($\mu = 0, 1, 2, 3$). Если подтвердится существование новых сортов кварков, то к электромагнитному кварковому току добавятся новые слагаемые и он примет вид

$$j_{\text{э.м.}}^{\mu} = \frac{1}{3} (2\bar{u}\gamma^{\mu}u - \bar{d}\gamma^{\mu}d - \bar{s}\gamma^{\mu}s + 2\bar{c}\gamma^{\mu}c - \bar{b}\gamma^{\mu}b + 2\bar{t}\gamma^{\mu}t \dots).$$

Взаимодействие кварков с электромагнитным полем $A_{\mu}(x)$ записывается обычным образом:

$$j^{\mu}(x) A_{\mu}(x).$$

Мы уже использовали это взаимодействие (в нерелятивистском приближении) для расчетов радиационных переходов векторных мезонов (п. 3.4) и распадов векторных мезонов на лептонную пару (п. 3.5).

4.2. Слабый кварковый ток. ГИМ-механизм запрета нейтральных слабых токов

Пока были известны лишь три кварковых состояния: u, d, s , слабый ток кварков записывался в очень простом виде ^{1/}:

$$j_{+}^{\mu} = \bar{u}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)d_c(\theta_c), \quad j_{-}^{\mu} = \bar{d}_c(\theta_c)\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)u,$$

где $d_c(\theta_c)$ означает "кабиббовский кварк" - определенную комбинацию d -и s -кварков:

$$d_c(\theta_c) = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c.$$

Экспериментальные данные показывают, что $\sin^2 \theta_c \approx 0,06$, и это объясняет подавление слабых распадов странных частиц.

Указанный ток есть сумма векторного и аксиального токов, и его можно переписать иначе: как

$$j_+^\mu = \bar{u}_L \gamma^\mu d_L(\theta_c), \quad j_-^\mu = \bar{d}_L(\theta_c) \gamma^\mu u_L(\theta_c),$$

где u_L и d_L - спиноры с "левой" киральностью - собственным значением матрицы γ_5 , равным -1 ,

$$q_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \gamma_5)q, \quad \bar{q}_L = \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{q}(1 + \gamma_5).$$

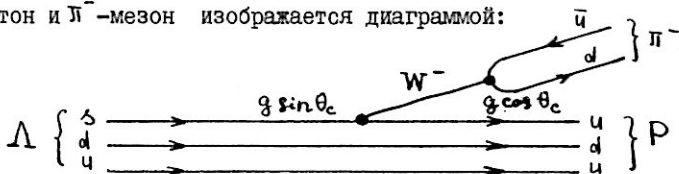
Можно ввести также спиноры с "правой" киральностью - собственным значением матрицы γ_5 , равным $+1$,

$$q_R = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \gamma_5)q, \quad \bar{q}_R = \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{q}(1 - \gamma_5).$$

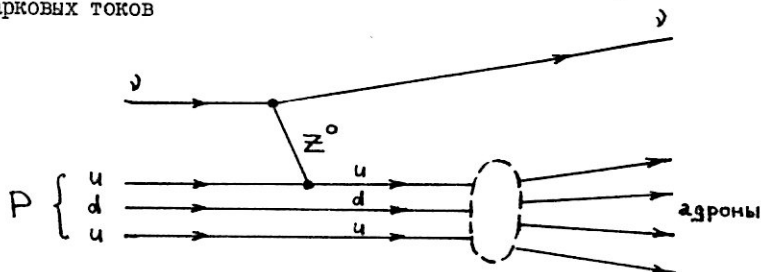
Слабые взаимодействия включают лишь левые киральные спиноры. Это и есть знаменитое нарушение четности слабыми взаимодействиями. Следует заметить, что определенная киральность может быть только у частицы с нулевой массой. В этом случае она совпадает со спиральностью - проекцией спина (χ_2) на направление импульса частицы ($\sum \vec{p} / |\vec{p}|$). В случае, когда масса отлична от нуля, эти величины не совпадают и состояние частицы может характеризоваться определенной спиральностью (она коммутирует с $\hat{p} = \vec{p} \cdot \vec{\gamma}$), но не определенной киральностью (γ_5 антикоммутирует с \hat{p}).

Вышеприведенный слабый ток не сохраняет заряд: d_c -кварк с зарядом $-1/3$ переходит в u -кварк с зарядом $+2/3$ (что отмечено индексом $+$, поскольку полное изменение заряда при таком переходе составляет $+1$). Такие токи получили наименование "слабых заряженных токов". Поскольку электрический заряд в целом сохраняется, эти токи должны передавать заряд другому полю.

В настоящее время считается, что переносчиками слабых взаимодействий являются весьма тяжелые промежуточные векторные мезоны W^\pm с массой ~ 75 ГэВ. Они-то и уносят лишний заряд, передавая его затем либо лептонам, либо кваркам других адронов, на которые распадается данный адрон. Например, распад Λ -гиперона на протон и \bar{K}^- -мезон изображается диаграммой:



Революция во взглядах на слабые взаимодействия произошла тогда, когда были открыты слабые нейтральные токи, то есть такие токи, которые сохраняют заряд (открытие заключалось в наблюдении событий рождения адронов при поглощении высокоэнергетических нейтрино ядрами^{/74/} без рождения мюонов). Понадобилось ввести еще один нейтральный тяжелый промежуточный бозон Z^0 (масса ~ 87 ГэВ), чтобы описать слабые взаимодействия с участием нейтральных слабых кварковых токов



На самом деле схема слабых взаимодействий, включающая нейтральный промежуточный бозон, была предложена до этого открытия Вайнбергом^{/75/} и Саламом^{/76/}, исходившими из очень глубокой идеи объединения слабых и электромагнитных взаимодействий при последующем "спонтанном нарушении" этого объединения. Вышеуказанные оценки для масс W^\pm - и Z^0 -бозонов были получены как раз в такой схеме со спонтанным нарушением. Наличие нейтрального промежуточного бозона в этой схеме неизбежно. Вначале ее не принимали всерьез как раз из-за отсутствия экспериментальных доказательств наличия нейтральных слабых токов.

Каким же образом записать слабый нейтральный кварковый ток? Естественно сделать это по аналогии с заряженным слабым током:

$$j_0^\mu = \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \bar{d}_L (\theta_c) \gamma^\mu d_L (\theta_c).$$

Но такой ток содержит часть, изменяющую странность:

$$\bar{d}_L (\theta_c) \gamma^\mu d_L (\theta_c) = \bar{d}_L \cos \theta_c \gamma^\mu s_L \sin \theta_c + \bar{s}_L \sin \theta_c \gamma^\mu d_L \cos \theta_c + \dots$$

и это должно было бы привести к распадам странных частиц без изменения заряда, например,

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}, \quad K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-, \quad K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-.$$

Известно, однако, что такие распады не наблюдались. Возникла необ-

ходимость создать новую схему слабых взаимодействий, в которой эти распады исключались бы автоматически и в то же время допускались бы нейтральные токи без изменения странности.

Выход из положения еще до открытия (!) нейтральных токов был указан Глэшоу с сотрудниками^{/77/} на основе радикального предположения о существовании четвертого - "очарованного" кварка C (квантовые числа этого кварка были указаны в таблице I) - это так называемый ГИМ-механизм (название составлено из начальных букв фамилий его авторов). Согласно этому механизму вводится еще одна, ортогональная к кабиббовскому кварку комбинация

$$s_c(\theta_c) = s \cos \theta_c - d \sin \theta_c.$$

Заряженный ток записывается в виде

$$j_+^\mu = \bar{u}_L \gamma^\mu d_L(\theta_c) + \bar{c}_L \gamma^\mu s_L(\theta_c),$$

а нейтральный ток - в виде

$$j_0^\mu = \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \bar{d}_L(\theta_c) \gamma^\mu d_L(\theta_c) + \bar{s}_L(\theta_c) \gamma^\mu s_L(\theta_c) + \bar{c}_L \gamma^\mu c_L,$$

или, если подставить вместо $d_L(\theta_c)$ и $s_L(\theta_c)$ их выражения, - в виде

$$j_0^\mu = \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + \bar{s}_L \gamma^\mu s_L + \bar{c}_L \gamma^\mu c_L.$$

Таким образом, в нейтральный ток не входят слагаемые с изменением странности кварков.

Феноменологически можно было бы ввести вышеуказанное слагаемое, содержащее $s_L(\theta_c)$, в нейтральный ток, не вводя нового, очарованного кварка C . Однако тогда комбинация $s_L(\theta_c)$ не могла бы входить в заряженный ток. Это нарушало бы симметрию между заряженным и нейтральным слабыми токами, с необходимостью вытекающую из модели Вайнберга-Салама.

Вскоре были открыты J/ψ -мезоны^{/29,30/}, которые действительно оказались связанными состояниями новых кварка C и антикварка \bar{C} . Поскольку кварк и антикварк имеют противоположные квантовые числа, то новое квантовое число - "чарм" C - оказалось "скрытым": для J/ψ -мезонов $C = 0$. Но вслед за этим были открыты D -мезоны^{/31/} - частицы, имеющие $C \neq 0$ и интерпретируемые как связанные состояния $u\bar{c}$, $d\bar{c}$, $\bar{u}c$, $\bar{d}c$.

Мы же вернемся к обычным u -, d -, s -кваркам и обратимся к вопросу о массах токовых кварков.

4.3. Киральная симметрия и масса токовых кварков

Гелл-Манн^{/1/} предложил рассматривать преобразования унитарной симметрии отдельно для левых, u_L, d_L, s_L , и отдельно для правых, u_R, d_R, s_R , кварков. Унитарная симметрия, действующая в совокупности левых кварков, обозначается $SU(3)_L$, а действующая среди правых кварков — $SU(3)_R$. На математическом языке совместное действие таких симметрий обозначается как их прямое произведение:

$$SU(3)_L \times SU(3)_R.$$

Такая симметрия сильных взаимодействий получила наименование "киральной" (от греческого слова $\chi\epsilon\rho$ — рука).

Наличие массы у кварков нарушает киральную симметрию. Покажем это простым рассуждением. Пусть кварк, обладающий массой, движется в определенном направлении и пусть проекция его спина на это направление составляет $+1/2$ (правый кварк). Мы всегда можем перейти в систему координат, где этот кварк покоится, а затем в такую систему координат, где он выглядит летящим в противоположном направлении. Но спин при этом не изменит своего направления, а следовательно, его проекция на импульс кварка станет $-1/2$ и правый кварк перейдет в левый. Если теперь совершить унитарное преобразование над правыми кварками в исходной системе координат, то в новой системе координат оно будет выглядеть, как преобразование над левыми кварками. Поскольку все системы координат равноправны, преобразования левых и правых кварков становятся зависимыми друг от друга и киральная симметрия исчезает, превращаясь в обычную унитарную симметрию. Указанное рассуждение не проходит для безмассового кварка, поскольку он летит со скоростью света и нельзя найти систему, в которой бы он покоился.

Формально нарушение киральной симметрии из-за наличия у кварка массы видно из выражения для массового члена в лагранжиане, например, для u -кварка:

$$2m\bar{u}u = m\bar{u}_L u_R + m\bar{u}_R u_L.$$

Очевидно, такое выражение не остается неизменным относительно преобразования, скажем, только левого кварка: $u_L \rightarrow d_L$.

На первый взгляд бессмысленно требовать от физической теории

сильных взаимодействий наличия киральной симметрии, поскольку физические адроны имеют значительную массу и эта симметрия должна очень сильно нарушаться. Однако оказалось, что массу адронов можно ввести так, что она не повредит киральной симметрии. Сделать это удалось с помощью механизма "спонтанного нарушения" симметрии, открытие которого перевернуло все представления о природе массы частиц вообще (выше упоминалось о спонтанном нарушении единой схемы слабых и электромагнитных взаимодействий). Изложение основных идей этой теории содержится в книге^{78/}.

Коротко можно сказать, что под словами "спонтанное нарушение" подразумевается такая ситуация, когда симметрия состояния системы ниже симметрии исходных уравнений (гамильтониана), которыми эта система описывается. Это может иметь место лишь при вырождении состояний по энергии, когда весь набор вырожденных состояний не изменяется относительно данной симметрии: при ее преобразованиях одно из состояний этого набора переходит в другое состояние из этого же набора. Но, очевидно, каждое из таких состояний уже не обладает исходной симметрией. Бесконечно малое возмущение, нарушающее исходную симметрию, приводит к фиксации определенного состояния из данного набора, в котором и оказывается система.

В квантовой теории имеет место теорема Гольдстоуна; во всякой теории, в которой основное состояние - "вакуум" - вырождено относительно исходной симметрии, должны существовать безмассовые частицы ("голдстоуны"), роль которых заключается в переводе одного вырожденного вакуумного состояния в другое.

Вернемся к киральной симметрии кварков. Ясно, что исходная теория сильных взаимодействий, обладающая такой симметрией, должна быть теорией безмассовых кварков.

Решительный шаг состоял в отказе от прежних представлений о вакууме как единственном состоянии и в предположении того, что он вырожден относительно киральной симметрии. Прежде всего, он разбивается на вакуум для левых и вакуум для правых кварков. Вакуум для левых кварков предполагается состоящим из бесчисленного множества левых кварков и правых антикварков (антикварки должны иметь противоположные кваркам спиральности), так что его суммарные импульс, момент и энергия равны нулю.

К такому состоянию мы можем добавить пару из левого кварка и правого антикварка, имеющую нулевой спин, нулевой импульс и нулевую энергию, и от такого добавления ничего не изменится. Совокуп-

ность всех состояний, которые отличаются друг от друга добавлением кварк-антикварковых пар с нулевыми спином, импульсом и энергией, и составляет вырожденный вакуум.

Каждая такая кварк-антикварковая пара представляет собою, как мы уже знаем из параграфа 2.3, безмассовый псевдоскалярный мезон. Поэтому пионы и каоны могут быть истолкованы в такой теории как поначалу безмассовые мезоны — упоминавшиеся выше голдсто-нионы.

Теперь нужно спонтанно нарушить симметрию так, чтобы выделить в ней одно единственное вакуумное состояние — то, которое реализуется в природе, — из бесконечного множества равноправных исходных вакуумных состояний.

Мы только что видели, что величина $\bar{q}q$ не обладает киральной симметрией: в нее входят смешанные произведения левых и правых спиноров:

$$2 \bar{q}q = \bar{q}_L q_R + \bar{q}_R q_L.$$

Поэтому, если мы предположим, что среднее значение этой величины в истинном вакуумном состоянии отлично от нуля:

$$\langle \bar{q}q \rangle_0 = \langle \bar{u}u \rangle_0 = \langle \bar{d}d \rangle_0 = \langle \bar{s}s \rangle_0 \neq 0,$$

то сколь бы мало оно ни было, оно отделит это истинное состояние от других исходных вакуумных состояний. Последние будут теперь отличаться от вакуумного наличием лишних безмассовых псевдоскалярных мезонов.

Можно построить при этом теорию так, что барионы приобретут конечную массу, одинаковую для всех унитарных мультиплетов. Последнее означает, что $SU(3)$ -симметрия не нарушается спонтанным образом, что видно также из равенства средних вакуумных значений для u -, d - и s -кварков. Кварки и псевдоскалярные мезоны останутся безмассовыми: исходные уравнения и лагранжиан останутся кирально-симметричными, а нарушается лишь симметрия состояний.

Теперь мы все же нарушим киральную симметрию — и уже не спонтанно, а "по-настоящему". Предположим, что кварки имеют небольшие массы, к тому же неравные для u -, d - и s -кварков. В исходном лагранжиане появляются члены

$$\mathcal{H}_m = m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d + m_s \bar{s}s.$$

Теперь и гольдстонионы - псевдоскалярные мезоны - приобретают массу, и в первом порядке по \hbar она будет составлять ⁷⁹⁻⁸³:

$$m^2(\pi^+) = m^2(\pi^0) = 4 F_{\pi}^{-2} [\langle \bar{u}u \rangle_0 m_u + \langle \bar{d}d \rangle_0 m_d],$$

$$m^2(K^+) = 4 F_{\pi}^{-2} [\langle \bar{u}u \rangle_0 m_u + \langle \bar{s}s \rangle_0 m_s],$$

$$m^2(K^0) = 4 F_{\pi}^{-2} [\langle \bar{d}d \rangle_0 m_d + \langle \bar{s}s \rangle_0 m_s],$$

где F_{π} - известная постоянная, определяемая из распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ ($|F_{\pi}| \approx 95$ МэВ), величина которой не имеет сейчас для нас существенного значения.

Необходимо еще учесть вклад виртуальных фотонов (радиационные поправки), который для π^+ и K^+ одинаков, а для π^0 и K^0 равен нулю. Поэтому следует рассматривать такие величины, из которых этот вклад выпадает:

$$m^2(\pi^0) = 4 F_{\pi}^{-2} \langle \bar{q}q \rangle_0 (m_u + m_d),$$

$$m^2(K^0) = 4 F_{\pi}^{-2} \langle \bar{q}q \rangle_0 (m_s + m_d),$$

$$m^2(K^+) - m^2(K^0) - m^2(\pi^+) + m^2(\pi^0) = 4 F_{\pi}^{-2} \langle \bar{q}q \rangle_0 (m_u - m_d).$$

Из них для отношений масс кварков получается:

$$\frac{m_d}{m_u} = \frac{m^2(K^0) - m^2(K^+) + m^2(\pi^+)}{2m^2(\pi^0) + m^2(K^+) - m^2(K^0) - m^2(\pi^+)} \cong 1,8,$$

$$\frac{m_s}{m_u} = \frac{m^2(K^0) + m^2(K^+) - m^2(\pi^+)}{m^2(K^0) - m^2(K^+) + m^2(\pi^+)} \cong 20,1.$$

Согласно ранее проведенному обсуждению спектров адронов мы можем считать, что адроны, содержащие лишний s -кварк, тяжелее адронов, состоящих из нестранных кварков, приблизительно на 150 МэВ. Поэтому следует положить

$$m_s = 150 \text{ МэВ.}$$

Тогда для нестранных кварков получаются массы

$$m_d = 7,5 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad m_u = 4,2 \text{ МэВ.}$$

Токовые кварки оказываются значительно легче составляющих кварков.

Из проведенных оценок следует еще один интересный вывод: массы токовых u - и d -кварков не равны. Это, казалось, должно было бы означать нарушение изотопической инвариантности. На самом деле изотопическая инвариантность может иметь место не из-за того, что массы u - и d -кварков одинаковы, а из-за того, что обе они близки к нулю.

Именно токовые кварки проявляют себя в глубокоэластичных процессах. Однако эти чрезвычайно важные процессы, равно как и алгебра токов, требуют своего особого и подробного рассмотрения, что выходит за пределы поставленной цели-описания кварковых моделей.

5. КВАРКИ В "МЕШКАХ"

Желание освободить кварковую модель от нерелятивизма привело к созданию ряда моделей, в которых движение кварков внутри адронов с самого начала считается релятивистским. К таким моделям относятся модель четырехмерного гармонического осциллятора^{/84-88, 62/}, модель нелокальных кварков^{/89/}, квазипотенциальная трехмерная модель^{/90/}, потенциальная модель дираковских кварков в бесконечной сферической яме^{/91/}. Наибольшую популярность получило развитие последней из них в виде модели легких, в пределе безмассовых кварков в "мешках"^{/92-98/}.

Рассмотрим ее более подробно. (Обзоры, посвященные этой модели, см. в ^{/94, 95/}.)

5.1. Релятивистское движение кварков в мешке.

Модель основана на предположении о том, что "мешок" представляет собою полость - пузырек, погруженный во внешнюю среду - "вакуумную фазу". Движение кварков в мешке описывается следующим образом.

I) Внутри мешка движение свободно и определяется уравнением Дирака

$$(\vec{\alpha} \vec{p} + \beta m) \psi = \varepsilon \psi, \quad \vec{p} \equiv -i \hbar \vec{\nabla}, \quad (c=1),$$

$\vec{\alpha}$ и β - 4x4-матрицы Дирака,

$$\vec{\alpha} = \begin{bmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{bmatrix}, \quad \beta = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix},$$

где $\vec{\sigma}$ - 2х2-матрицы Паули, а 1 - 2х2 - единичная матрица;

2) Движение кварка ограничено областью, окруженной (сферической) поверхностью мешка. Условия на этой поверхности определяются тем, что поток векторного тока кварков через нее равен нулю, а также тем, что "давление" (поток энергии-импульса) на эту поверхность уравнивается "внешним давлением" вакуумной среды. Граничное условие записывается в виде

$$\vec{n} \vec{\gamma} \psi = i \psi \quad \text{при} \quad \tau = R \quad (\bar{\psi} \vec{n} \vec{\gamma} = -i \bar{\psi}),$$

где $\vec{\gamma} = \beta \vec{\alpha}$; $\vec{n} = \vec{r} / |\vec{r}|$ - нормаль к поверхности мешка и R - ее радиус.

Заметим, что граничное условие не означает обращение волновой функции ψ на поверхности мешка в нуль. Оно означает лишь образование стоячей кварковой сферической волны внутри мешка. За пределами мешка в вакуумной фазе волновая функция кварка предполагается быстро затухающей (хотя характер этого затухания неизвестен). В этом смысле кварки оказываются запертыми внутри мешка. В то же время следует отметить, что поток аксиального тока через поверхность мешка не равен нулю:

$$\vec{n} (\bar{\psi} \vec{\gamma} \gamma^5 \psi) = -i \bar{\psi} \gamma^5 \psi \neq 0 \quad \text{при} \quad \tau = R.$$

В статическом приближении поверхность мешка считается неподвижной, и тогда задача сводится к решению уравнения Дирака с заданными граничными условиями. Можно, однако, пойти дальше и рассмотреть движение границы мешка как изменение некоторой динамической переменной. Более того, можно рассмотреть мешок без кварков, наполненный глюонным полем, - "глобол". Мы, однако, рассмотрим самую простую постановку задачи о движении кварков в мешке с неподвижной сферической границей. Кроме того, чтобы релятивизм проявил себя в максимальной степени, положим массу кварков равной нулю: $m_q = 0$.

Рассмотрим состояние безмассового кварка внутри мешка с полным моментом $J = I/2$. Решение для основного состояния с таким моментом имеет вид четырехкомпонентного дираковского спинора

$$\psi_{1/2, M} = \frac{N(\kappa)}{\sqrt{4\pi}} \begin{bmatrix} j_0(\kappa \frac{r}{R}) \chi_M \\ -j_1(\kappa \frac{r}{R}) (\vec{\sigma} \vec{n}) \chi_M \end{bmatrix} e^{-i \frac{\epsilon_0 t}{\hbar}}$$

Здесь $j_0(\rho)$ и $j_1(\rho)$ - сферические функции Бесселя:

$$j_0(\rho) = \sin \rho / \rho, \quad j_1(\rho) = \sin \rho / \rho^2 - \cos \rho / \rho;$$

$\kappa \cong 2,04$ - первый корень уравнения, получающегося из граничных условий:

$$j_0(\kappa) = j_1(\kappa), \quad \text{или} \quad (\kappa-1) \operatorname{tg} \kappa = -\kappa;$$

$N(\kappa)$ - нормировка:

$$N(\kappa) = \left[\frac{\kappa^3}{2R^3(\kappa-1)\sin^2 \kappa} \right]^{1/2};$$

ϵ_0 - энергия основного состояния:

$$\epsilon_0 = \hbar \kappa / R;$$

χ_M - двухкомпонентный спинор Паули с определенной проекцией спина:

$$\frac{1}{2} \sigma_z \chi_M = M \chi_M, \quad M = \pm 1/2.$$

Имея в своем распоряжении явный вид решения, мы можем теперь вычислить все статические характеристики барионов, считая их состоящими из трех кварков, движение которых описывается этими решениями.

5.2. Статические свойства барионов

Масса нуклона складывается из кинетической энергии трех релятивистски движущихся внутри мешка кварков (масса покоя их равна нулю) и составляет

$$m_N = 3 \epsilon_0 = \frac{3 \hbar \kappa}{R} \cong 1206 / R \text{ МэВ},$$

где R измеряется в ферми ($\hbar c = 197$ МэВ.ферми). При таком простом расчете мы не учитываем спин-спиновое взаимодействие кварков внутри адронов. На самом деле оно существенно и приводит к расщеплению масс протона $p(938)$ и его изобары $\Delta_{3/2}^+(1236)$. Можно ожидать, что вышеприведенная формула должна давать лишь промежуточное значение ~ 1087 МэВ. Отсюда получается разумная оценка для радиуса нуклона:

$$R \cong I, I \text{ ферми.}$$

Итак, в рамках данной модели впервые, несмотря на ряд упрощающих предположений, удается получить разумное значение для массы нуклона на основе данных о его размерах.

Следующим важным достижением модели является вычисление магнитных моментов барионов. Магнитный момент релятивистского кварка определяется выражением

$$\vec{M}_q = \int d^3x \frac{1}{2} Q_q e [\vec{r} \times \psi^+ \vec{\alpha} \psi],$$

по объему мешка

где \times означает векторное произведение $[\vec{r} \times \vec{\alpha}]$, ψ - четырехкомпонентный спинор кварка, ψ^+ - его эрмитово-сопряженный спинор, Q_q - заряд кварка в единицах e . Это выражение преобразуется точно к такому же виду, какой возникал в нерелятивистской кварковой модели (см. п. 3.3):

$$\vec{M}_q = \mu_q Q_q \vec{\sigma}_q.$$

Но теперь "магнетон" кварка μ_q определяется совсем другим - релятивистским выражением

$$\begin{aligned} \mu_q &= \frac{N^2(\kappa)}{4\pi} \int d^3x \frac{x^2 - z^2}{x} j_0(\kappa \frac{r}{R}) j_1(\kappa \frac{r}{R}) = \\ &= \frac{R}{12} \frac{4\kappa - 3}{\kappa(\kappa - 1)} Q_q e, \end{aligned}$$

или, если подставить $\kappa = 2,04$ и выразить его в ядерных магнетонах $e/2m_p$ (m_p - масса протона),

$$\mu_q = 1,93 R$$

где R выражается в ферми.

Чтобы построить из трех кварков барион, нужно учесть спиновую и внутреннюю структуру их волновой функции. Но, поскольку кварки внутри мешка движутся независимо, мы получаем ту же самую структуру волновой функции кварков, как и в нерелятивистской модели, в которой только следует спин кварка заменить на его полный момент $J = I/2$. Поэтому, как и в п. 3.3, для магнитного момента протона получается

$$\mu_p = \mu_q = 1,93 R.$$

Используя экспериментальное значение $\mu_p = 2,793$, для радиуса протонного мешка получаем величину

$$R = 1,45 \text{ ферми,}$$

что неплохо согласуется с предыдущей оценкой. Естественно, для отношения магнитных моментов протона и нейтрона сохраняется прежнее значение $-3/2$. Для расчета магнитного момента Λ -гиперона следует учесть конечную массу s -кварка: $m_s \approx 150 \text{ МэВ}$.

Необходимо подчеркнуть, что в данной релятивистской модели происхождение магнитных моментов барионов имеет совсем другую природу по сравнению с нерелятивистской моделью. В последней магнитный момент бариона складывался из дираковских магнитных моментов кварков $e Q_q \hbar / 2 m_q c$ и поэтому определялся их массами, составляющими около одной трети массы протона. В релятивистской же модели магнитный момент бариона обусловлен током безмассовых кварков, движущихся внутри мешка, и определяется поэтому размерами мешка. В этом смысле вряд ли можно было ожидать для магнитного момента протона значения, близкого к целому числу 3. То, что все же получилась разумная оценка для магнитного момента протона, связано с тем, что величина, обратная размеру мешка $\hbar R^{-1}$, близка по порядку величины к массе нерелятивистского кварка.

Следующей статической характеристикой, которую можно вычислить в рамках модели мешка, является электромагнитный радиус протона:

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle_{\text{э.м.}} &= \int d^3x \psi^\dagger(\vec{r}) |\vec{r}^2| \psi(\vec{r}) = \\ &\text{по объему мешка} \\ &= \frac{2\kappa^3 - 2\kappa^2 + 4\kappa - 3}{6\kappa^2(\kappa - 1)} R^2 \approx 0,532 R^2. \end{aligned}$$

(Заметим, что это значение не слишком сильно отличается от электромагнитного радиуса равномерно заряженного шара: $\langle r^2 \rangle_{\text{э.м.}} = 0,6 R^2$). Экспериментальное значение электромагнитного радиуса протона составляет ^{67/}:

$$\langle r^2 \rangle_{\text{э.м.}}^{1/2} = 0,84 \pm 0,01 \text{ фм.}$$

Используя эти данные, для радиуса протонного мешка имеем оценку

$$R = 1,15 \pm 0,014 \text{ фм.}$$

Интересный результат получается в модели мешка для величины слабой аксиальной константы g_A :

$$g_A = \langle P, M_z = 1/2 | \int d^3x \psi^\dagger(\vec{r}) \tau_3 \sigma_z \psi(\vec{r}) | P, M_z = 1/2 \rangle =$$

$$= \frac{5}{3} \left[1 - \frac{2x-3}{3(x-1)} \right] \cong 1,09.$$

Этот результат существенно отличается от предсказания нерелятивистской кварковой модели $g_A = 5/3$ и более близок к экспериментальному значению $\sim 1,25$. То, что релятивизм всегда приближает значение g_A к единице, можно понять из следующих простых соображений. В релятивистских моделях становится существен вклад "малых" в нерелятивистском случае компонент дираковского спинора. Но эти компоненты имеют противоположное направление спина по сравнению с "большими" компонентами и входят в выражение для g_A с противоположным знаком. Поскольку мы рассмотрели случай крайнего релятивизма, то нет ничего удивительного в том, что для g_A получилось значение меньше экспериментального.

Заключая рассмотрение модели релятивистских кварков в мешке, мы можем утверждать, что ее предсказания достаточно успешно согласуются с экспериментальными данными при выборе радиуса мешка барионов $\sim 1,2$ ферми. Важно отметить, что такие характеристики, как масса барионов, их электромагнитные радиусы, магнитные моменты, определяются главным образом одним параметром — радиусом мешка. То, что значения радиуса мешка, получаемые из экспериментальных данных для этих величин, согласуются друг с другом, указывает на последовательность самой модели. Более аккуратный расчет, учитывающий движение поверхности и другие эффекты, основан на использовании четырех параметров^{/92-97/}: давления B на поверхности мешка, параметра Z_0 нулевой энергии внутри мешка ($E_0 = -Z_0/R$), массы странного кварка m_s и константы α_c глюон-кваркового взаимодействия. Радиус мешка R при этом определяется из условия минимизации гамильтониана для кварков с моментом $I/2$ в сферической полости с локальным балансом давления.

В заключение этого раздела еще раз остановимся на сравнении рассмотренной в нем ультрарелятивистской и рассмотренной в разделе 3 нерелятивистской моделей. Причина согласованности результатов этих, казалось бы, противоположных моделей лежит, как отмечалось выше, в одинаковом виде функциональных связей между изучаемыми величинами в обеих этих моделях. Согласованность же используемых в этих связях параметров обязана близости размерных величин, используемых в этих моделях в качестве исходных: массы кварка $m_q \sim m_p/3$ в нерелятивистской модели и обратного радиуса

мешка R^{-1} в релятивистской модели. В последнее время наметилась тенденция к сближению этих моделей: в ряде работ (например, ^{/98/}) были получены оценки, указывающие на наличие конечной массы $44 \text{ МэВ} > m_q > 20 \text{ МэВ}$ токовых нестранных кварков в мешках, не говоря уже о странных, очарованных и т.п. кварках, имеющих значительно большую массу.

Дополнение I. КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ОБЫЧНЫХ МЕЗОНОВ И БАРИОНОВ

Кварки и антикварки. Сорт кварка q обозначается буквами u, d, s . Антикварк отмечается чертой: \bar{q} . Проекция спина кварка или антикварка на ось Z , равная $\pm 1/2$, отмечается нижним индексом: q_{\pm}, \bar{q}_{\pm} . Кварки и антикварки имеют следующие квантовые числа $|I, I_3, Y\rangle$:

$$\begin{aligned} u &= |1/2, 1/2, 1/3\rangle, & \bar{u} &= |1/2, -1/2, -1/3\rangle, \\ d &= |1/2, -1/2, 1/3\rangle, & \bar{d} &= |1/2, 1/2, -1/3\rangle, \\ s &= |0, 0, -2/3\rangle, & \bar{s} &= |0, 0, 2/3\rangle. \end{aligned}$$

Генераторы $SU(3)$ -симметрии воздействуют на них следующим образом:

$$\begin{aligned} I_+ d = u, & \quad I_- u = d, & I_+ \bar{u} = -\bar{d}, & \quad I_- \bar{d} = -\bar{u}, \\ K_+ s = u, & \quad K_- u = s, & K_+ \bar{u} = -\bar{s}, & \quad K_- \bar{s} = -\bar{u}, \\ L_+ s = d, & \quad L_- d = s, & L_+ \bar{d} = -\bar{s}, & \quad L_- \bar{s} = -\bar{d}. \end{aligned}$$

Действие этих генераторов на остальные кварковые и антикварковые состояния дает нуль. Операторы поворотов спина действуют так:

$$\begin{aligned} S_+ q_- = q_+, & \quad S_+ \bar{q}_- = \bar{q}_+, \\ S_- q_+ = q_-, & \quad S_- \bar{q}_+ = \bar{q}_-. \end{aligned}$$

Фазы мезонных и барионных волновых функций выбраны в согласии с общепринятым способом ^{/99/}. Они отличаются от фаз, выбранных Вайскопфом ^{/64/}. Действие на эти функции операторами $SU(3)$ -группы и спиновыми операторами определяется действием этих операторов на кварковые и антикварковые состояния. Например,

$$\begin{aligned} I_-(u_+ \bar{d}_-) &= (I_- u_+) \bar{d}_- + u_+ (I_- \bar{d}_-) = d_+ \bar{d}_- - u_+ \bar{u}_-, \\ I_-(u_+ u_+ d_-) &= (I_- u_+) u_+ d_- + u_+ (I_- u_+) d_- + u_+ u_+ (I_- d_-) = \\ &= d_+ u_+ d_- + u_+ d_+ d_-, \end{aligned}$$

$$S_-(u_+ u_+ d_-) = (S_- u_+) u_+ d_- + u_+ (S_- u_+) d_- + u_+ u_+ (S_- d_-) =$$

$$= u_- u_+ d_- + u_+ u_- d_-$$

и т.п.

Псевдоскалярные мезоны. Октет:

$$\pi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(-u_+ \bar{d}_- + u_- \bar{d}_+) , \quad \pi^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(d_+ \bar{u}_- - d_- \bar{u}_+) ,$$

$$\pi^0 = \frac{1}{2}(u_+ \bar{u}_- - u_- \bar{u}_+ - d_+ \bar{d}_- + d_- \bar{d}_+) ,$$

$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(-d_+ \bar{s}_- + d_- \bar{s}_+) , \quad K^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(-u_+ \bar{s}_- + u_- \bar{s}_+) ,$$

$$K^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(s_+ \bar{u}_- - s_- \bar{u}_+) , \quad \bar{K}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(-s_+ \bar{d}_- + s_- \bar{d}_+) ,$$

$$\eta^8 = \frac{1}{2\sqrt{3}}(u_+ \bar{u}_- - u_- \bar{u}_+ + d_+ \bar{d}_- - d_- \bar{d}_+ - 2s_+ \bar{s}_- + 2s_- \bar{s}_+) ,$$

Синглет:

$$\eta^1 = \frac{1}{\sqrt{6}}(u_+ \bar{u}_- - u_- \bar{u}_+ + d_+ \bar{d}_- - d_- \bar{d}_+ + s_+ \bar{s}_- - s_- \bar{s}_+) .$$

Физические состояния:

$$\eta = \eta^8 \cos \theta - \eta^1 \sin \theta ,$$

$$\eta' = \eta^8 \sin \theta + \eta^1 \cos \theta .$$

Из линейных массовых формул $\theta = -24 \pm 1^\circ$; из квадратичных массовых формул $\theta = -11 \pm 1^\circ$.

Векторные мезоны (нижний индекс указывает проекцию спина мезона на ось Z : $\pm 1, 0$). Нонет:

$$\rho_1^+ = -u_+ \bar{d}_+ , \quad \rho_0^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(-u_+ \bar{d}_- - u_- \bar{d}_+) , \quad \rho_{-1}^+ = -u_- \bar{d}_- ,$$

$$\rho_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u_+ \bar{u}_+ - d_+ \bar{d}_+) , \quad \rho_0^0 = \frac{1}{2}(u_+ \bar{u}_- + u_- \bar{u}_+ - d_+ \bar{d}_- - d_- \bar{d}_+) , \quad \rho_{-1}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u_- \bar{u}_- - d_- \bar{d}_-) ,$$

$$\rho_1^- = d_+ \bar{u}_+ , \quad \rho_0^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(d_+ \bar{u}_- + d_- \bar{u}_+) , \quad \rho_{-1}^- = d_- \bar{u}_- ,$$

$$K_1^{*0} = -d_+ \bar{s}_+ , \quad K_0^{*0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(-d_+ \bar{s}_- - d_- \bar{s}_+) , \quad K_{-1}^{*0} = -d_- \bar{s}_- ,$$

$$K_1^{*+} = -u_+ \bar{s}_+ , \quad K_0^{*+} = \frac{1}{\sqrt{2}}(-u_+ \bar{s}_- - u_- \bar{s}_+) , \quad K_{-1}^{*+} = -u_- \bar{s}_- ,$$

$$K_1^{*-} = s_+ \bar{u}_+ , \quad K_0^{*-} = \frac{1}{\sqrt{2}} (s_+ \bar{u}_- + s_- \bar{u}_+), \quad K_{-1}^{*-} = s_- \bar{u}_- ,$$

$$\bar{K}_1^{*0} = -s_+ \bar{d}_+ , \quad \bar{K}_0^{*0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (-s_+ \bar{d}_- - s_- \bar{d}_+), \quad \bar{K}_{-1}^{*0} = -s_- \bar{d}_- .$$

Идеальные комбинации:

$$\omega_1^{49} = \frac{1}{\sqrt{2}} (u_+ \bar{u}_+ + d_+ \bar{d}_+), \quad \omega_0^{49} = \frac{1}{2} (u_+ \bar{u}_- + u_- \bar{u}_+ + d_+ \bar{d}_- + d_- \bar{d}_+), \quad \omega_{-1}^{49} = \frac{1}{\sqrt{2}} (u_- \bar{u}_- + d_- \bar{d}_-),$$

$$\varphi_1^{49} = -s_+ \bar{s}_+ , \quad \varphi_0^{49} = \frac{1}{\sqrt{2}} (-s_+ \bar{s}_- - s_- \bar{s}_+), \quad \varphi_{-1}^{49} = -s_- \bar{s}_- .$$

Физические комбинации:

$$\omega = \omega^{49} \cdot \cos \delta + \varphi^{49} \cdot \sin \delta ,$$

$$\varphi = -\omega^{49} \cdot \sin \delta + \varphi^{49} \cdot \cos \delta .$$

Из линейных массовых формул $\delta_{\lambda_{\text{нн}}} = 2,74^0 (2^0 44' 10'')$; из квадратичных массовых формул $\delta_{\kappa \xi} = 4,74^0 (4^0 44' 10'')$.

Октет барьонов ($J = 1/2$)

$$P_{\pm 1/2} = \frac{1}{3\sqrt{2}} (2u_{\pm} u_{\pm} d_{\mp} + 2u_{\pm} d_{\mp} u_{\pm} + 2d_{\mp} u_{\pm} u_{\pm} - u_{\pm} d_{\pm} u_{\mp} - u_{\pm} u_{\mp} d_{\pm} -$$

$$- d_{\pm} u_{\pm} u_{\mp} - d_{\pm} u_{\mp} u_{\pm} - u_{\mp} d_{\pm} u_{\pm} - u_{\mp} u_{\pm} d_{\pm}),$$

$$N_{\pm 1/2} = -\frac{1}{3\sqrt{2}} (2d_{\pm} d_{\pm} u_{\mp} + 2d_{\pm} u_{\mp} d_{\pm} + 2u_{\mp} d_{\pm} d_{\pm} - u_{\pm} d_{\pm} d_{\mp} - u_{\pm} d_{\mp} d_{\pm} -$$

$$- d_{\pm} u_{\pm} d_{\mp} - d_{\pm} d_{\mp} u_{\pm} - d_{\mp} u_{\pm} d_{\pm} - d_{\mp} d_{\pm} u_{\pm}),$$

$$\Sigma_{\pm 1/2}^{+} = -\frac{1}{3\sqrt{2}} (2u_{\pm} u_{\pm} s_{\mp} + 2u_{\pm} s_{\mp} u_{\pm} + 2s_{\mp} u_{\pm} u_{\pm} - u_{\pm} s_{\pm} u_{\mp} - u_{\pm} u_{\mp} s_{\pm} -$$

$$- s_{\pm} u_{\pm} u_{\mp} - s_{\pm} u_{\mp} u_{\pm} - u_{\mp} u_{\pm} s_{\pm} - u_{\mp} s_{\pm} u_{\pm}),$$

$$\Sigma_{\pm 1/2}^{0} = -\frac{1}{6} (2u_{\pm} d_{\pm} s_{\mp} + 2u_{\pm} s_{\mp} d_{\pm} + 2d_{\pm} u_{\pm} s_{\mp} + 2d_{\pm} s_{\mp} u_{\pm} + 2s_{\mp} u_{\pm} d_{\pm} +$$

$$+ 2s_{\mp} d_{\pm} u_{\pm} - u_{\pm} s_{\pm} d_{\mp} - u_{\pm} d_{\mp} s_{\pm} - s_{\pm} u_{\pm} d_{\mp} - s_{\pm} d_{\mp} u_{\pm} -$$

$$- d_{\mp} u_{\pm} s_{\pm} - d_{\mp} s_{\pm} u_{\pm} - d_{\pm} s_{\pm} u_{\mp} - d_{\pm} u_{\mp} s_{\pm} - s_{\pm} d_{\pm} u_{\mp} -$$

$$- s_{\pm} u_{\mp} d_{\pm} - u_{\mp} d_{\pm} s_{\pm} - u_{\mp} s_{\pm} d_{\pm}),$$

$$\Sigma_{\pm 1/2}^{-} = -\frac{1}{3\sqrt{2}} (2d_{\pm} d_{\pm} s_{\mp} + 2d_{\pm} s_{\mp} d_{\pm} + 2s_{\mp} d_{\pm} d_{\pm} - d_{\pm} s_{\pm} d_{\mp} - d_{\pm} d_{\mp} s_{\pm} -$$

$$- s_{\pm} d_{\pm} d_{\mp} - s_{\pm} d_{\mp} d_{\pm} - d_{\mp} d_{\pm} s_{\pm} - d_{\mp} s_{\pm} d_{\pm}),$$

$$\Xi_{\pm 1/2}^{-} = \frac{1}{\sqrt{12}} (2s_{\pm} s_{\pm} d_{\mp} + 2s_{\pm} d_{\mp} s_{\pm} + 2d_{\mp} s_{\pm} s_{\pm} - d_{\pm} s_{\mp} s_{\mp} - d_{\mp} s_{\mp} s_{\mp} - s_{\pm} d_{\pm} s_{\mp} - s_{\pm} s_{\mp} d_{\pm} - s_{\mp} d_{\pm} s_{\mp} - s_{\mp} s_{\pm} d_{\mp}),$$

$$\Xi_{\pm 1/2}^{\circ} = \frac{1}{\sqrt{12}} (2s_{\pm} s_{\pm} u_{\mp} + 2s_{\pm} u_{\mp} s_{\pm} + 2u_{\mp} s_{\pm} s_{\pm} - u_{\pm} s_{\mp} s_{\mp} - u_{\mp} s_{\mp} s_{\mp} - s_{\pm} u_{\pm} s_{\mp} - s_{\pm} s_{\mp} u_{\pm} - s_{\mp} u_{\pm} s_{\mp} - s_{\mp} u_{\mp} s_{\pm} - s_{\mp} s_{\pm} u_{\mp}),$$

$$\Lambda_{\pm 1/2} = \frac{1}{2\sqrt{3}} (u_{\pm} s_{\pm} d_{\mp} + u_{\pm} d_{\mp} s_{\pm} + s_{\pm} u_{\pm} d_{\mp} + s_{\pm} d_{\mp} u_{\pm} + d_{\mp} u_{\pm} s_{\pm} + d_{\mp} s_{\pm} u_{\pm} - d_{\pm} s_{\pm} u_{\mp} - d_{\pm} u_{\mp} s_{\pm} - s_{\pm} d_{\pm} u_{\mp} - s_{\pm} u_{\mp} d_{\pm} - u_{\mp} d_{\pm} s_{\pm} - u_{\mp} s_{\pm} d_{\pm}).$$

Декаплет барионов ($J=3/2$)

$$\Delta_{\pm 3/2}^{++} = u_{\pm} u_{\pm} u_{\pm},$$

$$\Delta_{\pm 1/2}^{++} = \frac{1}{\sqrt{3}} (u_{\pm} u_{\pm} u_{\mp} + u_{\pm} u_{\mp} u_{\pm} + u_{\mp} u_{\pm} u_{\pm}),$$

$$\Delta_{\pm 3/2}^{+} = \frac{1}{\sqrt{3}} (u_{\pm} u_{\pm} d_{\pm} + u_{\pm} d_{\pm} u_{\pm} + d_{\pm} u_{\pm} u_{\pm}),$$

$$\Delta_{\pm 1/2}^{+} = \frac{1}{3} (u_{\pm} u_{\pm} d_{\mp} + u_{\pm} d_{\mp} u_{\pm} + d_{\mp} u_{\pm} u_{\pm} + u_{\pm} d_{\pm} u_{\mp} + u_{\pm} u_{\mp} d_{\pm} + d_{\pm} u_{\pm} u_{\mp} + d_{\pm} u_{\mp} u_{\pm} + u_{\mp} u_{\pm} d_{\pm} + u_{\mp} d_{\pm} u_{\pm}),$$

$$\Delta_{\pm 3/2}^{\circ} = \frac{1}{\sqrt{3}} (u_{\pm} d_{\pm} d_{\pm} + d_{\pm} u_{\pm} d_{\pm} + d_{\pm} d_{\pm} u_{\pm}),$$

$$\Delta_{\pm 1/2}^{\circ} = \frac{1}{3} (u_{\pm} d_{\pm} d_{\mp} + u_{\pm} d_{\mp} d_{\pm} + d_{\pm} u_{\pm} d_{\mp} + d_{\pm} d_{\mp} u_{\pm} + d_{\mp} u_{\pm} d_{\pm} + d_{\mp} u_{\pm} u_{\pm} + d_{\pm} d_{\pm} u_{\mp} + d_{\pm} u_{\mp} d_{\pm} + u_{\mp} d_{\pm} d_{\pm}),$$

$$\Delta_{\pm 3/2}^{-} = d_{\pm} d_{\pm} d_{\pm},$$

$$\Delta_{\pm 1/2}^{-} = \frac{1}{\sqrt{3}} (d_{\pm} d_{\pm} d_{\mp} + d_{\pm} d_{\mp} d_{\pm} + d_{\mp} d_{\pm} d_{\pm}),$$

$$\Sigma_{\pm 3/2}^{*+} = \frac{1}{\sqrt{3}} (u_{\pm} u_{\pm} s_{\pm} + u_{\pm} s_{\pm} u_{\pm} + s_{\pm} u_{\pm} u_{\pm}),$$

$$\Sigma_{\pm 1/2}^{*+} = \frac{1}{3} (u_{\pm} u_{\pm} s_{\mp} + u_{\pm} s_{\mp} u_{\pm} + s_{\mp} u_{\pm} u_{\pm} + u_{\pm} s_{\mp} u_{\mp} + u_{\pm} u_{\mp} s_{\mp} + s_{\mp} u_{\pm} u_{\mp} + s_{\mp} u_{\mp} u_{\pm} + u_{\mp} u_{\pm} s_{\mp} + u_{\mp} s_{\mp} u_{\pm}),$$

$$\Sigma_{\pm 3/2}^{*0} = \frac{1}{\sqrt{6}} (u_{\pm} d_{\pm} s_{\pm} + u_{\pm} s_{\pm} d_{\pm} + d_{\pm} u_{\pm} s_{\pm} + d_{\pm} s_{\pm} u_{\pm} + s_{\pm} u_{\pm} d_{\pm} + s_{\pm} d_{\pm} u_{\pm}),$$

$$\Sigma_{\pm 1/2}^{*0} = \frac{1}{3\sqrt{2}} (u_{\pm} d_{\pm} s_{\mp} + u_{\pm} s_{\mp} d_{\pm} + d_{\pm} u_{\pm} s_{\mp} + d_{\pm} s_{\mp} u_{\pm} + s_{\mp} u_{\pm} d_{\pm} + s_{\mp} d_{\pm} u_{\pm} + u_{\pm} s_{\pm} d_{\mp} + u_{\pm} d_{\mp} s_{\pm} + s_{\pm} u_{\pm} d_{\mp} + s_{\pm} d_{\mp} u_{\pm} + u_{\mp} d_{\pm} s_{\pm} + d_{\mp} s_{\pm} u_{\pm} + d_{\pm} s_{\pm} d_{\mp} + d_{\pm} u_{\mp} s_{\pm} + s_{\pm} d_{\pm} u_{\mp} + s_{\pm} u_{\mp} d_{\pm} + u_{\mp} s_{\pm} d_{\pm} + u_{\mp} d_{\pm} s_{\pm}),$$

$$\Sigma_{\pm 3/2}^{*-} = \frac{1}{\sqrt{3}} (d_{\pm} d_{\pm} s_{\pm} + d_{\pm} s_{\pm} d_{\pm} + s_{\pm} d_{\pm} d_{\pm}),$$

$$\Sigma_{\pm 1/2}^{*-} = \frac{1}{3} (d_{\pm} d_{\pm} s_{\mp} + d_{\pm} s_{\mp} d_{\pm} + s_{\mp} d_{\pm} d_{\pm} + d_{\pm} s_{\mp} d_{\mp} + d_{\mp} d_{\pm} s_{\mp} + s_{\mp} d_{\pm} d_{\mp} + s_{\mp} d_{\mp} d_{\pm} + d_{\mp} d_{\pm} s_{\mp} + d_{\mp} s_{\mp} d_{\pm}),$$

$$\square_{\pm 3/2}^{*0} = \frac{1}{\sqrt{3}} (u_{\pm} s_{\pm} s_{\pm} + s_{\pm} u_{\pm} s_{\pm} + s_{\pm} s_{\pm} u_{\pm}),$$

$$\square_{\pm 1/2}^{*0} = \frac{1}{3} (s_{\pm} s_{\pm} u_{\mp} + s_{\pm} u_{\mp} s_{\pm} + u_{\mp} s_{\pm} s_{\pm} + u_{\pm} s_{\mp} s_{\mp} + u_{\pm} s_{\mp} s_{\mp} + s_{\mp} u_{\pm} s_{\mp} + s_{\mp} s_{\mp} u_{\pm} + s_{\mp} u_{\pm} s_{\mp} + s_{\mp} s_{\mp} u_{\pm}),$$

$$\square_{\pm 3/2}^{*-} = \frac{1}{\sqrt{3}} (d_{\pm} s_{\pm} s_{\pm} + s_{\pm} d_{\pm} s_{\pm} + s_{\pm} s_{\pm} d_{\pm}),$$

$$\square_{\pm 1/2}^{*-} = \frac{1}{3} (s_{\pm} s_{\pm} d_{\mp} + s_{\pm} d_{\mp} s_{\pm} + d_{\mp} s_{\pm} s_{\pm} + d_{\pm} s_{\mp} s_{\mp} + d_{\pm} s_{\mp} s_{\mp} + s_{\mp} d_{\pm} s_{\mp} + s_{\mp} s_{\mp} d_{\pm} + s_{\mp} d_{\pm} s_{\mp} + s_{\mp} s_{\mp} d_{\pm}),$$

$$\Omega_{\pm 3/2}^{-} = s_{\pm} s_{\pm} s_{\pm},$$

$$\Omega_{\pm 1/2}^{-} = \frac{1}{3} (s_{\pm} s_{\pm} s_{\mp} + s_{\pm} s_{\mp} s_{\mp} + s_{\mp} s_{\mp} s_{\pm}).$$

Дополнение II. МАТРИЦЫ ГЕЛЛ-МАННА

$$\lambda_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{bmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\lambda_4 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\lambda_7 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{bmatrix}, \quad \lambda_8 = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{3} & 0 & 0 \\ 0 & 1/\sqrt{3} & 0 \\ 0 & 0 & -2/\sqrt{3} \end{bmatrix}.$$

Эти матрицы эрмитовы: $\lambda_i^+ = \lambda_i$. След их произведения равен $\text{Tr}(\lambda_i \lambda_j) = 2 \delta_{ij}$. Они удовлетворяют следующим перестановочным соотношениям: коммутатор

$$[\lambda_i, \lambda_j] = 2i f_{ijk} \lambda_k,$$

антикоммутатор

$$\{\lambda_i, \lambda_j\} = \frac{2}{3} \delta_{ij} + 2 d_{ijk} \lambda_k.$$

Структурные константы f_{ijk} действительные и полностью антисимметричны. Отличны от нуля из них следующие:

$$\begin{aligned} f_{123} = 1, & \quad f_{246} = 1/2, & \quad f_{367} = -1/2, \\ f_{147} = 1/2, & \quad f_{257} = 1/2, & \quad f_{458} = \sqrt{3}/2, \\ f_{156} = -1/2, & \quad f_{345} = 1/2, & \quad f_{678} = \sqrt{3}/2. \end{aligned}$$

Структурные константы d_{ijk} действительные и полностью симметричны. Отличны от нуля из них следующие:

$$\begin{aligned} d_{118} = 1/\sqrt{3}, & \quad d_{247} = -1/2, & \quad d_{355} = 1/2, & \quad d_{558} = -1/2\sqrt{3}, \\ d_{146} = 1/2, & \quad d_{256} = 1/2, & \quad d_{366} = -1/2, & \quad d_{668} = -1/2\sqrt{3}, \\ d_{157} = 1/2, & \quad d_{338} = 1/\sqrt{3}, & \quad d_{377} = -1/2, & \quad d_{778} = -1/2\sqrt{3}, \\ d_{228} = 1/\sqrt{3}, & \quad d_{344} = 1/2, & \quad d_{448} = -1/2\sqrt{3}, & \quad d_{888} = -1/\sqrt{3}. \end{aligned}$$

Остальные коэффициенты f_{ijk} и d_{ijk} , кроме тех, которые получаются перестановками вышеуказанных индексов i, j, k , равны нулю.

Легко проверить, что

$$\sum_{\alpha=1}^8 \lambda_{\alpha}^2 = \frac{16}{3} \mathbb{I}, \quad \text{где } \mathbb{I} - \text{единичная матрица.}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Gell-Mann M. Phys.Lett.,1964,8,p.214.
2. Zweig G. CERN 8182/TH.401, 8419/TH.412, Geneva,1964.
3. Greenberg O.W., Resnikoff M. Phys.Rev.,1967,163,p.1844.
4. Dalitz R.H. In: Elementary Particle Physics/eds. Takeda G., Fujii A./ Токуо - New-York,1967. (Перевод на русск.: дополнение 6 к книге /5/, с.236).
5. Коккедэ Я. Теория кварков/ред.Д.Д.Иваненко/."Мир",М.,1971.
6. Okubo S. Phys.Lett.,1963,5,p.165.
7. Zweig G. In: Symmetries in Elementary Particle Physics /ed.Zichichi A./ Academic, N.Y., 1965, pp.192-234.
8. Iizuka J. Prog.Theor.Phys.Suppl.,1966, 37,p.21.
9. Narari H. Phys.Rev.Lett.,1969,22,p.562.
10. Rosner J.L. Phys.Rev.Lett.,1969,22,p.689.
11. Левин Е.М., Франкфурт Л.Л. Письма в ЖЭТФ,1965,2,с.105.
12. Lipkin H.J., Sohok F. Phys.Rev.Lett.,1966,16,p.71.
13. Lipkin H.J. Nucl.Phys.,1974,В78,p.381; Phys.Rev.,1975,D11, p.1827; Phys.Rev.,1978,D17,p.366.
14. Иноземцев В.И., Мещеряков В.А. ОИЯИ, P2 - I2032, Дубна,1978.
15. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами /ред.В.М.Шехтер/."Мир",М.,1975.
16. Field R.D. In: Токуо *) , 1979,p.743.
17. Barish B.C. In: Particles and Fields /ed.Carlson C.E./ American Institute of Physics,N.Y.,1975.
18. Melosh H.J. Phys.Rev.,1974,D9,p.1095.
19. Altarelli G., Cabibbo N., Maiani L., Petronzio R. Nucl.Phys., 1974,В69,p.531.
20. Бьёркен Дж.Д., Иоффе Б.Л. УФН,1975,116,с.115.
21. Hanson G. et al. Phys.Rev.Lett.,1975,35,p.1609; Hanson G. In: Proc. 18th Intern.Conf. on High Energy Physics,Tbilisi. JINR(Dubna),1976,pp.11-10.

*) Ссылка Токуо,1979 здесь и далее означает: Proc. 19-th Intern.Conf. on High Energy Physics /eds. Honma S., Kawaguchi M., Miyazawa H./ Physical Society of Japan, Токуо, 1979.

22. Feldman G.J., Perl M.L. Phys.Rep.,1975, C19,p.233; 1977, C33, p.285.
23. Matveev V., Muradyan R., Tavkheldidze A. Lett.Nuovo Cim.,1973, 7,p.719.
24. Efremov A.V., Ginzburg I.F. Fortschritte der Physik,1974, B23, H.10,p.575.
25. Brodsky S.J., Farrar G.R. Phys.Rev.Lett.,1973,31,p.1153; Phys.Rev.,1975, D11,p.1309.
26. Blankenbecler R., Brodsky S.J., Gunion J.F. Phys.Rev.,1975, D12,p.3469.
27. Field R.D., Feynman R.P. Phys.Rev.,1977, D15,p.2590 ; Feynman R.P., Field R.D., Fox G.C. Nucl.Phys.,1977, B128,p.1.
28. Fischbach E., Look G.W. Phys.Rev.,1977, D15,p.2576.
29. Aubert J.J., et al. Phys.Rev.Lett.,1974,33,p.1404.
30. Augustin J.E., et al. Phys.Rev.Lett.,1974,33,p.1406.
31. Goldhaber G., et al. Phys.Rev.Lett.,1976,37,p.255.
32. Nambu Y. In: Preludes in Theoretical Physics /eds. De-Shalit A., Feshbach H., Van Hove L./. North - Holland, Amsterdam,1966, p.133.
33. Fritsch H., Gell - Mann M., Leutwyler H. Phys.Lett.,1973, B47, p.365.
34. Gross D.J., Wilczek F.W. Phys.Rev.Lett.,1973,30,p.1343.
35. Politzer H.D. Phys.Rev.Lett.,1973,30,p.1346; Phys.Rep.,1974, C14,p.129.
36. Kogut J., Susskind L. Phys.Rev.,1974, D9,p.3501.
37. Wilson K. Phys.Rev.,1974, D10,p.2445.
38. Appelquist T., et al. Phys.Rev.Lett.,1976,36,p.768.
39. Herb S.W., et al. Phys.Rev.Lett.,1977,39,p.252.
40. Innes W.R., et al. Phys.Rev.Lett.,1977,39,p.1240.
41. Berger Ch., et al. Phys.Lett.,1978, B76,p.243.
42. Darden C.W., et al. Phys.Lett.,1978, B76,p.246.
43. Flügge G. In: Tokyo ^{*}), 1979, p.793.
44. Ikeda M., Ogawa S., Ohnuki Y. Prog.Theor.Phys.,1959,22,p.715; 1960,23,p.1073.
45. Gell-Mann M. Cal.Inst.Techn.Synchrotron Lab.Report CTSL - 20, 1961 (русск.перевод в книге: Элементарные частицы и компенсирующие поля /ред.Д.Д.Иваненко/. "Мир", М.,1964);

- Phys.Rev.,1962,125,p.1067; Proc. 1962 Intern.Conf. on High Energy Physics at CERN /ed. Prentki J./. Geneva, 1962,p.805.
46. Ne'eman Y. Nucl.Phys.,1961,26,p.222.
 47. Barnes V.E., et al. Phys.Rev.Lett.,1964,12,p.204.
 48. Fermi E., Yang C.N. Phys.Rev.,1949,76,p.1739.
 49. Sakata S. Prog.Theor.Phys.,1956,16,p.686.
 50. Okubo S. Prog.Theor.Phys.,1962,27,p.949.
 51. Sakita B. Phys.Rev.,1964, HL36,p.1756.
 52. Gursev F., Radicatti L.A. Phys.Rev.Lett.,1964,13,p.173.
 53. Pais A. Phys.Rev.Lett.,1964,13,p.175; Rev.Mod.Phys.,1966,38, p.215.
 54. Jones M., Dalitz R.H., Horgan R. Nucl.Phys.,1977, HL29,p.45.
 55. Lichtenberg D.B. Phys.Rev.,1969,178,p.2197.
 56. Particle Data Group. Phys.Lett.,1978, B 75,p.1.
 57. Isgur N., Karl G. Phys.Lett.,1977, B 72,p.109.
 58. Martin B.R., Reinders L.J. Nucl. Phys.,1978, B 143,p.309.
 59. Sohanchinger L., et al. Phys.Rev.Lett.,1978,41,p.1348.
 60. Nagels M.M., et al. Nucl.Phys.,1979,B 147,p.189.
 61. Berg D., et al. Preprint Univ.Rochester,UR - 677,1979.
 62. Говорков А., Дренска С. ЯФ,1977,26,с.85I.
 63. Maharana L., Misra S.P. Phys.Rev.,1978,D 18,p.2530.
 64. Van Royen R., Weisskopf V.F. Nuovo Cim.,1967,50A,p.617; 51A, p.583.
 65. Герасимов С.Б. ОИЯИ,Р-2439,Дубна,1965; ОИЯИ,Р-2619,Дубна, 1966.
 66. Балдин А.М. В кн: Физика высоких энергий и теория элементарных частиц /ред.В.П.Шелест/. "Наукова Думка",Киев,1967, с.469.
 67. Höhler G., et al. Nucl.Phys.,1976,B 114,p.505.
 68. Львов А.И., Петрунькин В.А., Старцев С.А. ЯФ,1979,29,с.1265.
 69. Левин Е.М., Шехтер В.М. Труды IX ленинградской зимней школы. ЛИЯФ,Л.,1974,с.28; Анисович В.В.,там же,с.106; Левин Е.М. и др. Препринт ЛИЯФ № 444,Л.,1978.
 70. Tsarev V. In: Токуо *), 1979,p.639.
 71. Dally E.B., et al. Phys.Rev.Lett.,1977,39,p.1177.
 72. Quenzer A., et al. Phys.Lett.,1978, B 76,p.512.
 73. Герасимов С.Б. ОИЯИ, Е2 - 9857,Дубна,1976.
 74. Hasert F.J., et al. Nucl.Phys.,1974,B 73,p.1.

75. Weinberg S. Phys.Rev.Lett.,1967,19,p.1264; 1971,27,p.1688; Phys.Rev.,1972,D 5,p.1412.
76. Salam A., Ward J.C. Phys.Lett.,1964,13,p.168; Salam A. In: Proc. 8-th Nobel Symposium on Elem. Part. Theory /ed. Svartholm N./, Lerum, Socken,1968,p.367.
77. Gleshow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. Phys.Rev.,1970,D 2, 1285.
78. Гриб А.А. Проблема инвариантности вакуума в квантовой теории поля. Атомиздат,М.,1978.
79. Gell-Mann M., Oakes R.J., Renner B. Phys.Rev.,1968,175,p.2195.
80. Gleshow S.L., Weinberg S. Phys.Rev.Lett.,1968,20,p.224.
81. Gasser J., Leutwyller H. Nucl.Phys.,1975,B 94,p.269.
82. Halprin A., Lee B.W., Sorba P. Phys.Rev.,1976,D 14,2343.
83. Weinberg S. Preprint Harvard Univ., HUTP - 77/ A 057, 1977.
84. Fujimura K., Kobayashi T., Namiki N. Prog.Theor.Phys.,1970, 43,p.73; 44,p.193.
85. Feynman R.P., Kislinger M., Ravndal F. Phys.Rev.,1971,D 3, p.2706.
86. Lipes R.G. Phys.Rev.,1972,D 5,p.2849.
87. Kim Y.S., Noz M.E. Phys.Rev.,1973,D 8,p.352.
88. Henriques A.B., Kellett B.H., Moorhouse R.G. Ann.Phys.,1975, 93,p.125.
89. Дубиничкова А.З., Ефимов Г.В. ОИЯИ,Е2-10371,Дубна,1971; Ефимов Г.В., Иванов М.А. ОИЯИ,Е2-11065,Дубна,1977.
90. Скачков Н.Б., Соловцев И.Л. ЭЧАЯ,1978,9, с.5; Skachkov N.B. Phys.Lett.,1978,B 78,p.231.
91. Bogolubov P.N. Ann.Inst. Henri Poincare,1967,8,p.163.
92. Chodos A., Jaffe R.L., Johnson K., Thorn C.B., Weisskopf V.E. Phys.Rev.,1974,D 9,p.3471; De Grand T., Jaffe R.L., Johnson K., Kiskis J. Phys.Rev., 1975,D 12,p.2060.
93. Golowich E. Phys.Rev.,1975,D 12,p.2108.
94. Johnson K. Acta Phys.Polonica,1975,B 6,p.865.
95. Kuti J. Proc. 1977 CERN - JINR School of Physics. CERN 77 - 18, Geneva,1977,p.79.
96. Кобзарев И.Д., Мартимьянов Б.В., Щепкин М.Г. ЯФ, 1979, 30, с.504.

97. Hackman R.H., et al. Phys.Rev.,1978,D 18,p.2537.
98. Broadhurst D.J. Nucl.Phys.,1976,B 105,p.319.
99. Де Сварт Дж. УФН,1964,84,с.651.

Работа поступила в издательский отдел
18 сентября 1979 года.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

ПРЕДИСЛОВИЕ	Стр. 3
I. ВВЕДЕНИЕ. ЧТО ОБЪЯСНЯЕТ КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ?	5
2. КВАРКИ - СТРУКТУРНЫЕ ЕДИНИЦЫ АДРОНОВ	II
2.1. - Адроны. Унитарные мультиплеты	II
2.2. - Характеристики кварков: спин, заряды, сорта, массы	16
2.3. - Мезоны - связанные состояния кварка и антикварка. Проблема η - η' и ω - φ смешивания. Правило ОЦД	18
2.4. - Барионы - связанные состояния трех кварков	25
3. НЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ	29
3.1. - $SU(6)$ -симметрия барионных состояний	30
3.2. - $SU(6)$ -симметрия мезонных резонансов	35
3.3. - Магнитные моменты барионов	37
3.4. - Радиационные распады векторных мезонов	40
3.5. - Распад векторных мезонов на лептонную пару	43
3.6. - Размеры кварков	46
3.7. - Самосогласованность нерелятивистской кварковой модели	48
4. ТОКОВЫЕ КВАРКИ	50
4.1. - Электромагнитный кварковый ток	51
4.2. - Слабый кварковый ток. ГИМ-механизм запрета нейтральных слабых токов	51
4.3. - Киральная симметрия и масса токовых кварков	55
5. КВАРКИ В МЕШКАХ	59
5.1. -Релятивистское движение кварков в мешке	59
5.2. - Статические свойства барионов	61
Дополнение I. КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ОБЫЧНЫХ МЕЗОНОВ И БАРИОНОВ	65
Дополнение П. МАТРИЦЫ ГЕЛЛ-МАННА	70
ЛИТЕРАТУРА	71

Цена 1 руб.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 27228. Тираж 500. Уч.-изд. листов 4,56.
Редактор Н.Н.Зрелова.
Макет Р.Д.Фоминой. Подписано к печати 30.10.79 г.