

## Лекция 3. Основные понятия кварковой модели

Модель Сакаты.  $SU(3)$ -симметрия и супермультиплеты. Предсказание  $\Omega$ -гиперона. Кварки и их свойства. Цвет кварков. Взаимодействие кварков, глюоны. Кварковая структура адронов. Конфайнмент кварков. Струнная модель адронов. Струны адронов. Многокварковые системы.

### 3.1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В соответствии с нашей общей задачей — изложить современные представления о ядерных силах — мы не будем излагать в этих лекциях кварковую модель во всей ее полноте и сложности, что требует привлечения аппарата теории поля, квантовой хромодинамики и теории групп. Здесь мы приведем лишь те основные факты и сведения, которые необходимы для понимания кварковых моделей ядерных сил, связанных в основном с симметрией многокварковых систем, а не с их динамикой. Более полное описание кварковой модели можно найти в известных учебниках и монографиях [1,2].

Симметричное рассмотрение свойств адронов (барионов и мезонов) естественно начать с известной составной модели Сакаты. В 50-е годы прошлого века Сеити Сакатой в Японии, а также Львом Окунем и Исааком Померанчуком в СССР была предложена интересная составная модель адронов, которая предполагала, что все известные тогда барионы (нуклоны, а также  $\Lambda$ - и  $\Sigma$ -гипероны) можно построить из трех ургиперонов и их античастиц, а мезоны — из пары урбарион-антиурбарион. Согласно этой гипотезе, существует всего три истинно фундаментальных частицы (урбариона): протон, нейтрон и открытый

в 1950 году  $\Lambda$ -гиперон (странный и электрически нейтральный барион), а также их античастицы. Так, по теории Сакаты,  $\pi^+$ -мезон состоит из протона и антинейтрона,  $\pi^-$ -мезон — из нейтрона и антипротона,  $\pi^0$ -мезон — из антисимметричной комбинации нейтрон-антинейтрон и протон-антипротон:  $\pi^+ \rightarrow \bar{p}n$ ,  $\pi^- \rightarrow \bar{p}n$ ,  $\pi^0 \rightarrow (\bar{p}p - \bar{n}n)/\sqrt{2}$ ; анти-кси-минус-гиперон — из антипротона, нейтрона и анти-лямбда-гиперона:  $\bar{\Xi}^- \rightarrow \bar{p}\bar{\Lambda}n$  и т. д.

Ясно, что основным в модели Сакаты была не динамика взаимодействия урбарионов (которая и не была ему известна), а принципы симметрии, по которым можно построить много адронов из небольшого числа элементарных частиц.

Модель Сакаты столкнулась со многими трудностями и была в итоге заброшена, хотя оставила заметный след в истории физики элементарных частиц.

### 3.2. SU(3) СИММЕТРИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ВОСЬМЕРИЧНЫЙ ПУТЬ

На смену модели Сакаты пришла идея «восьмеричного пути» и SU(3) симметрии элементарных частиц. Если нарисовать спектры масс всех долгоживущих барионов и мезонов, то бросается в глаза, что частицы объединяются в группы с очень близкими массами, одинаковыми спинами и четностями. Такие группы называются мультиплетами. (Вспомним, как выглядят мультиплеты в оптических спектрах атомов или молекул: например, оптические мультиплеты линий образуются при переходах между состояниями с одинаковым значением полного момента  $J$ , но с разными значениями его проекции  $J_z$ ).

В 1961 г. Гелл-Манн и Нееман, независимо друг от друга, предложили объединить восемь мезонов и восемь барионов в так называемые супермультиплеты — октеты. Каждый из октетов имеет одинаковую изотопическую структуру: состоит из изотопического триплета, двух дублетов и одного синглета. С формальной точки зрения это предполагает существование более общей симметрии  $SU(3)$ , которая включает и повороты в изотопическом пространстве. Если по оси абсцисс отложить проекцию изоспина  $I_z$ , а по оси ординат — странность  $S$  или гиперзаряд  $Y = B+S$ , то все восемь частиц октета образуют шестиугольник плюс две частицы в центре (см. Рис. 3.1).

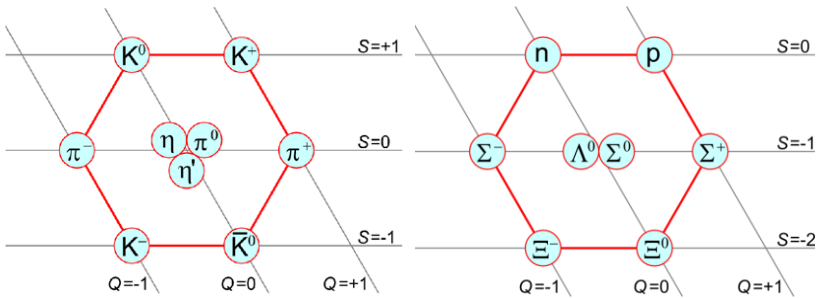


Рис. 3.1. Октеты мезонов (слева) и барионов (справа) в классификации  $SU(3)$ .

На самом деле, когда была предложена  $SU(3)$ -схема, в октете мезонов не хватало одной частицы —  $\eta$ -мезона. На основании предложенной классификации его существование и свойства были предсказаны, и в том же 1961 г. предсказания полностью оправдались —  $\eta$ -мезон был открыт.

В результате оказалось возможным объединить почти все наблюдаемые адроны в такие семейства (мультиплеты) относительно группы  $SU(3)$ , что дало возможность — по аналогии с

периодической системой элементов Менделеева — предсказывать существование новых частиц.

### 3.3. ПРЕДСКАЗАНИЕ $\Omega^-$ -ГИПЕРОНА

Кроме октетов, для  $SU(3)$ -симметрии может существовать супермультиплет из 10 состояний со спином  $3/2$  — декуплет. Подходящие частицы нашлись среди короткоживущих резонансов, за исключением последнего (десятого) члена декуплета, который должен иметь спин  $3/2$ , изоспин 0, заряд  $-1$  и странность  $S = -3$ . В 1961 г. такая частица — ее назвали омега-минус-гипероном ( $\Omega^-$ ) — не была известна. До этого в экспериментах наблюдались только гипероны со странностью  $S = -1$  ( $\Sigma$ -гиперон) и  $S = -2$  ( $\Xi$ -гиперон). На Рис. 3.2 показана диаграмма для частиц  $SU(3)$ -декуплета и их кварковый состав.

С помощью формулы Гелл-Манна – Окубо для масс частиц мультиплета была предсказана масса  $\Omega^-$ -гиперона — 1676 МэВ. В отличие от всех остальных членов декуплета, которые распадаются за счет сильного взаимодействия и потому живут не больше, чем  $10^{-22}$  с,  $\Omega^-$ -гиперон из-за своей большой странности может распадаться только за счет слабых взаимодействий, и его время жизни должно быть сравнительно большим.

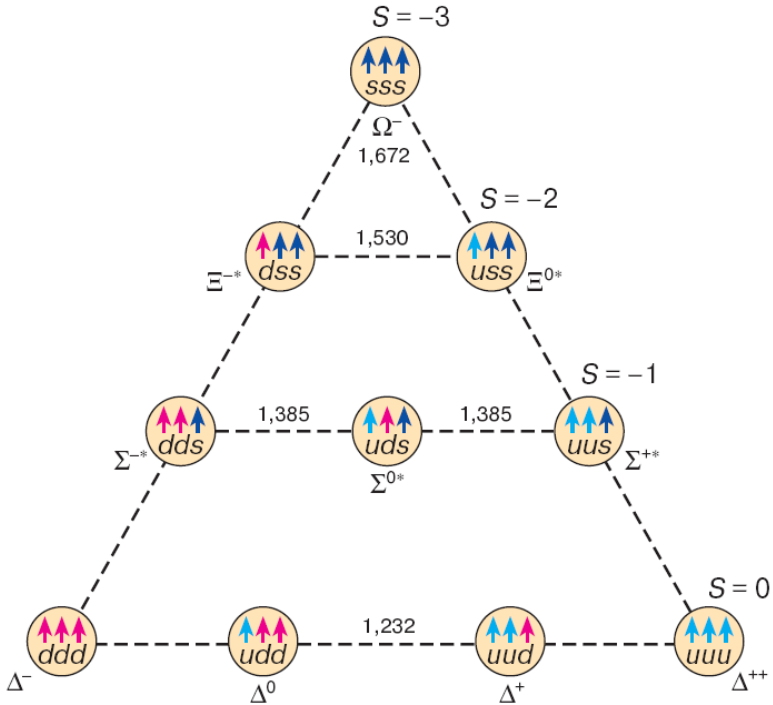


Рис. 3.2. Декуплет барионов со спином 3/2 (цифры означают массы в ГэВ).

В 1963 г. сотрудники Брукхэйвенской лаборатории (США) зарегистрировали в пузырьковой камере рождение и распад неизвестной ранее частицы, имевшей все предсказанные свойства  $\Omega^-$ -гиперона. Такой успех SU(3)-теории вызвал новую волну интереса к ней. Именно для объяснения SU(3)-симметрии адронов и были первоначально введены кварки. Дело в том, что для SU(3)-симметрии возможны не только октет, декуплет и более высокие мультиплеты, но также и триплет. Три объекта, образующие этот фундаментальный триплет, Цвейг назвал тузами, а Гелл-Манн — кварками.

Гипотеза кварков, выдвинутая Гелл-Манном и Цвейгом в 1964 году [3,4], сохранила принципы классификации по симметрии, которые были в модели Сакаты, но новые «субэлементарные» частицы — кварки, из которых строятся все адроны в подходе Гелл-Манна–Цвейга, оказались наделены многими необычными свойствами:

- дробный электрический заряд  $\pm 1/3, \pm 2/3$ ;
- дробный барионный заряд (барионное число)  $1/3$ ;
- наличие цвета;
- существование шести сортов (ароматов) кварков в трех поколениях и т.д.

Таблица 3.1. Три поколения кварков

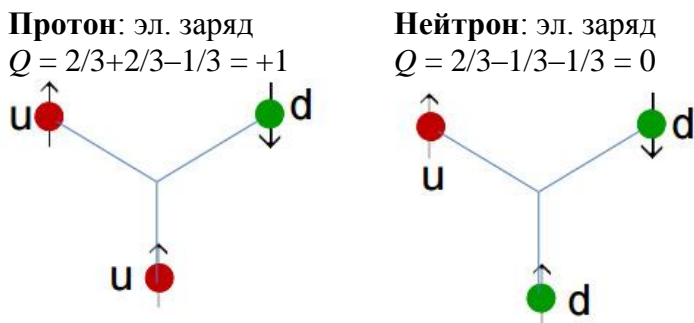
Символ	Название (аромат)		Заряд	Масса
	русское	английское		
<b>Первое поколение</b>				
<i>d</i>	нижний	down	$-1/3$	$\sim 5$ МэВ
<i>u</i>	верхний	up	$+2/3$	$\sim 3$ МэВ
<b>Второе поколение</b>				
<i>s</i>	странный	strange	$-1/3$	$95 \pm 25$ МэВ
<i>c</i>	очарованный	charm	$+2/3$	1,8 ГэВ
<b>Третье поколение</b>				
<i>b</i>	прекрасный	beauty (bottom)	$-1/3$	4,5 ГэВ
<i>t</i>	истинный	truth (top)	$+2/3$	171 ГэВ

Последующее развитие теории и эксперимента полностью подтвердило основные положения гипотезы кварков. Те-

перь она является краеугольным камнем общепризнанной **Стандартной модели** в физике элементарных частиц.

### 3.4. КВАРКИ $u$ И $d$

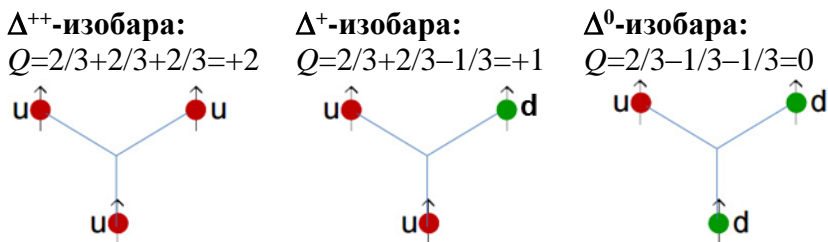
Для ядерной физики важны в первую очередь два легких кварка первого поколения —  $u$  и  $d$ , которые входят в состав нуклонов и  $\Delta$ -изобар. Кварковый состав нуклонов и  $\Delta$ -изобар показан на Рис. 3.3 и 3.4.



Полный спин  $S = 1/2 + 1/2 - 1/2 = 1/2$

Полный изоспин  $I = 1/2 + 1/2 - 1/2 = 1/2$

Рис. 3.3. Кварковый состав протона и нейтрона.



Полный спин  $S = 1/2 + 1/2 + 1/2 = 3/2$

Полный изоспин  $I = 1/2 + 1/2 + 1/2 = 3/2$

Рис. 3.4. Кварковый состав  $\Delta$ -изобар.

### 3.5. ЦВЕТ КВАРКОВ

Первоначальный вариант кварковой гипотезы вскоре пришлось усложнить. Если бы кварки были полностью подобны нуклонам, то существование  $\Delta^{++}$ -изобары или  $\Omega^-$ -гиперона было бы невозможно в силу принципа Паули. Например,  $\Omega^-$ -гиперон имеет странность  $-3$  и спин  $3/2$ , поэтому он может быть составлен лишь из трех странных  $s$ -кварков с параллельно ориентированными спинами. Но если кварки, имеющие спин  $1/2$ , являются фермионами, то подобная конфигурация ( $sss$ ) запрещена принципом Паули. Возможным решением этой проблемы является введение еще одного квантового числа, которое назвали цветом. Цветов должно быть всего три, так как при этом в адронах, состоящих из трех одинаковых кварков ( $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^-$  или  $\Omega^-$ ), каждый из кварков может иметь разный цвет, и тогда принцип Паули будет выполнен. Квантовое число цвет, конечно, никак не связано с обычным цветом, но для его обозначения обычно используют слова «красный» ( $R$  — от англ. red), «зеленый» ( $G$  — от green) и «синий» ( $B$  — от blue). Антикварки, соответственно, обладают антикрасным ( $\bar{R}$ ), антизеленым ( $\bar{G}$ ) и антисиним ( $\bar{B}$ ) цветами. Эта цветовая аналогия исходит из того, что все наблюдаемые барионы, состоящие из трех цветных кварков, не являются носителями цвета, т.е. являются бесцветными. А еще со времен Ньютона известно, что три основных цвета, например, зеленый, красный и синий, при правильном смешивании дают белый цвет (отсутствие цвета).

Хотя при введении цвета число кварков утраивается, число адронов остается прежним, потому что все адроны являются «бесцветными» или «белыми». При построении адронов



кварки трех основных цветов смешиваются в одинаковой пропорции. Комбинация красного, зеленого и синего цветов в равной пропорции дает, как в оптике, бесцветное состояние. Нейтрализуют друг друга также «цвет» и «антицвет», как нейтрализуют друг друга электрические заряды противоположных знаков.

Почему же не существует цветных адронов и почему кварки не наблюдаются в свободном состоянии? Ответ на эти вопросы дает теория, описывающая сильное взаимодействие кварков друг с другом, — квантовая хромодинамика (КХД).

### 3.6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАРКОВ. ГЛЮОНЫ

Переносчиками сильного взаимодействия в квантовой хромодинамике являются глюоны (от англ. glue — клей). Эти изначально безмассовые частицы со спином 1 электрически нейтральны, но несут цветной заряд. Фотоны являются квантами электромагнитного поля, а глюоны — это кванты цветного калибровочного поля (поля Янга–Миллса).

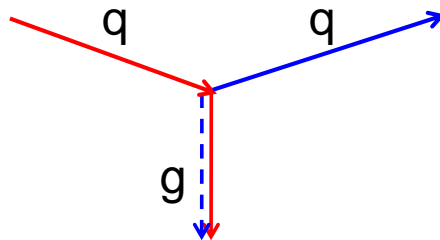


Рис. 3.5. Испускание глюона кварком (штриховая линия в глюонной линии обозначает антицвет).

Взаимодействие кварков связано с обменом цветом. Поэтому каждый глюон имеет составной цвет, состоящий из цвета

и антицвета, например, красный-антисиний. Такой глюон меняет цвет кварка: при испускании он отнимает у кварка красный цвет и передает ему синий, при поглощении — наоборот (см. Рис. 3.5).

Существует 8 независимых глюонов. Всего возможны  $3 \times 3 = 9$  сочетаний цвет-антицвет, которые естественным образом разбиваются на 6 недиагональных, явно окрашенных комбинаций:

$$R\bar{G}, R\bar{B}, G\bar{R}, G\bar{B}, B\bar{R}, B\bar{G}$$

и на три диагональных, обладающих «скрытым цветом», между которыми возможны переходы:

$$R\bar{R} \leftrightarrow G\bar{G} \leftrightarrow B\bar{B}.$$

В результате таких переходов эти три компоненты со «скрытым цветом» перемешиваются, и возникает полностью бесцветная (белая) комбинация, которую следует исключить. Тогда остаются две линейно-независимые комбинации со скрытым цветом, например:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(R\bar{R} - G\bar{G}), \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}).$$

### 3.7. ЦВЕТ КВАРКОВ И СТРУКТУРА АДРОНОВ

Любой реальный адрон является бесцветным («белым»). Например, в нуклоне комбинация R+G+B дает «белый» цвет, поэтому (R+G) можно назвать антисиним. А все антикварки имеют соответствующий антицвет. «Белый» нуклон на Рис. 3.6 слева эквивалентен по цвету «белому» пиону справа.

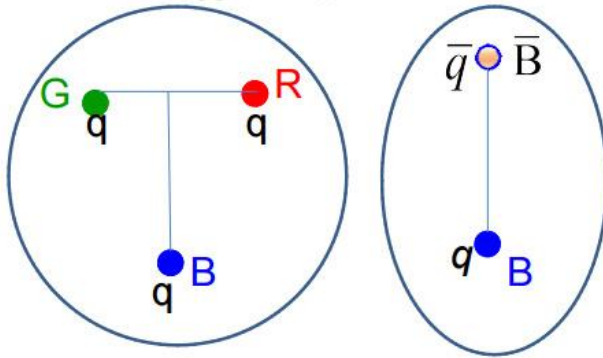


Рис. 3.6. Кварковая структура бариона (слева) и мезона (справа).

С учетом спина и цвета на одной  $S$ -волновой орбите теперь может быть 6 кварков одного аромата (см. Рис. 3.7).

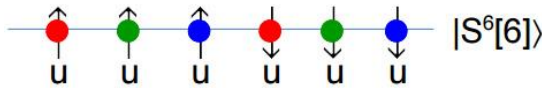


Рис. 3.7. Полностью антисимметричная конфигурация шести  $u$ -кварков, образующих волновую функцию  $|S^6[6]>$ .

А кварков двух ароматов ( $u, d$ ) на одной  $S$ -орбите может быть 12, но не больше!

Если рассмотреть  $\alpha$ -частицу, состоящую из четырех нуклонов, каждый из которых состоит из трех  $u$  и  $d$  кварков, и собрать все нуклоны вместе в один 12-кварковый мешок, где все кварки находятся на одной  $S$ -орбите, то получится максимальное заполнение этой орбиты (Рис. 3.8):

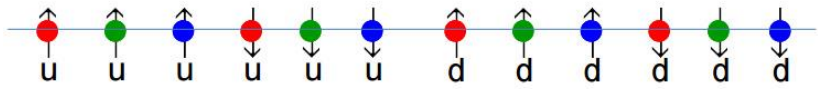


Рис. 3.8. Конфигурация 12 кварков  $|S^{12}[12]>$  в  $\alpha$ -частице.

Поэтому собрать пять нуклонов в один мешок с 20-ю кварками на одной  $S$ -орбите уже нельзя. Такая конфигурация запрещена принципом Паули.

### 3.8. КОНФАЙНМЕНТ КВАРКОВ

После введения кварков в качестве первичных объектов физики элементарных частиц, встал вопрос, насколько реальны кварки. Можно ли их увидеть в эксперименте в свободном состоянии, например, при рассеянии быстрых электронов на нуклонах?

Все попытки обнаружить хотя бы один свободный кварк с дробным электрическим зарядом или выбить его из адронов оканчивались неудачей. Но, несмотря на это, кварковая гипотеза стала общепринятой. Это связано с тем, что кроме систематики частиц, имеется еще ряд твердо установленных фактов, свидетельствующих в ее пользу. Фактически, в рамках кварковой модели получила объяснение вся совокупность большого числа опытных данных о структуре и свойствах адронов, об их распадах и превращениях. Кварковая гипотеза превратилась в Стандартную модель фундаментальных частиц и взаимодействий. Наиболее прямым экспериментальным подтверждением кварковой модели служат процессы глубоко неупругого рассеяния электронов и других частиц на протонах и процессы с рождением адронных струй.

В экспериментах с рождением струй частица высокой энергии выбивает кварк из адрона (как правило, из нуклона). Вылетевший кварк в свободном состоянии существовать не может. По мере удаления выбитого кварка от цветного остатка ад-

рона его потенциальная энергия быстро возрастает, и когда она становится больше удвоенной массы соответствующих кварков, становится энергетически выгодным рождение кварк-антикварковой пары. Это происходит на расстоянии порядка  $10^{-13}$  см (1 Фм).

При очень высоких энергиях с большой вероятностью образуется несколько кварк-антикварковых пар, которые объединяются в несколько новых бесцветных адронов, летящих в одном направлении — в направлении выбитого кварка (переданного импульса). Это и есть наблюдаемая в экспериментах адронная струя.

### 3.9. СТРУННАЯ МОДЕЛЬ АДРОНОВ

В струнной модели адрона кварки связываются посредством релятивистских цветных струн. Такая картина находит качественное обоснование в рамках квантовой хромодинамики: при расстояниях между кварками, приближающихся к размеру адронов ( $\sim 10^{-13}$  см), энергетически более выгодными оказываются такие конфигурации глюонных полей, когда поля не заполняют всё пространство (как в электродинамике), а концентрируются вдоль линий, соединяющих кварки. Тонкую трубку глюонного поля и моделирует релятивистская струна.

Энергия релятивистской струны пропорциональна её длине  $L$ , следовательно, квадрат массы струны  $M^2 \sim L^2$ . Угловой момент вращающейся струны также пропорционален  $L^2$ .

Таким образом, струнная модель приводит к линейной зависимости между спином  $J$  адронного состояния и квадратом его массы  $M^2$ , т.е. к линейным траекториям Редже. Однако это

лишь приближенная картина реального мира. На конце струн обычно находятся кварки, которые колеблются или вращаются вместе со струной. Поэтому кинетическую энергию кварков также следует учитывать в спектрах возбуждения адронов. Помимо этого, кварки могут обмениваться различными мезонами, что дает дополнительный вклад в потенциальную энергию их взаимодействия. В результате спектры адронов (например, нуклонов или  $\Delta$ -изобар) выглядят весьма сложными и обычно не проявляют простых закономерностей, свойственных динамике струн. Но в ряде важных случаев в спектрах возбуждения адронов явно видны закономерности, характерные для динамики струн.

Релятивистская струна, связывающая кварки, дает линейно растущий с расстоянием потенциал, который удерживает кварки в адронах. Разрыв струны не приводит к появлению свободных кварков, так как на вновь образовавшихся концах струны рождается пара кварк-антикварк. В результате кварки снова оказываются связанными (см. Рис. 3.9).

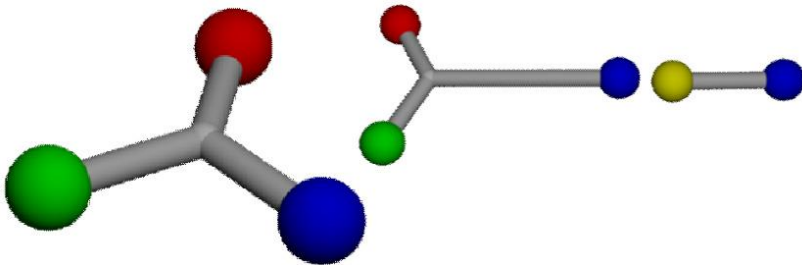


Рис. 3.9. Струнные конфигурации в барионах и мезонах.

### 3.10. СТРУННАЯ МОДЕЛЬ И СТРУИ АДРОНОВ

В струнной картине рождение адронных струй естественным образом интерпретируется как разрыв струны (см. Рис. 3.10).

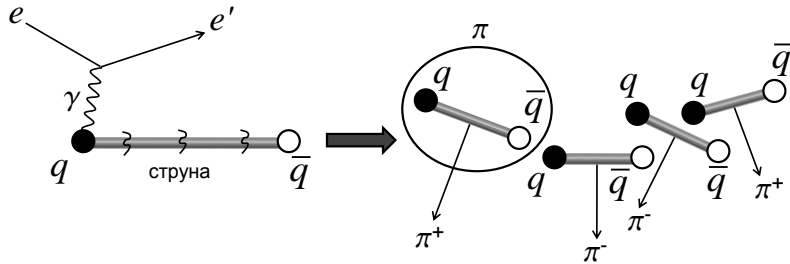


Рис. 3.10. Разрыв струны в адроне под действием большого импульса, переданного от рассеянного высокоэнергетического электрона.

При передаче кварку большой энергии струна, связывающая кварк с антикварком, разрывается, и наблюдается струя из нескольких пионов высокой энергии. Если энергия, переданная кварку, невелика (меньше массы пиона), то струна не порвется, и струя не возникнет. Поэтому при обычных энергиях, с которыми имеет дело ядерная физика (1–100 МэВ), кварки абсолютно заперты внутри адронов (конфайнмент).

Рассмотрим снова три кварка в нуклоне, связанные струнами (см. Рис. 3.11).

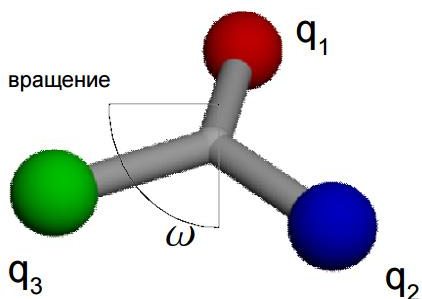


Рис. 3.11. Вращающаяся струна в нуклоне.

Если первые два кварка  $q_1$  и  $q_2$  не вращаются друг относительно друга, а третий  $q_3$  вращается относительно их общего центра масс, то можно считать, что  $q_1$  и  $q_2$  находятся на  $s$ -орбите, а  $q_3$  — на  $p$ -орбите (с  $l = 1$ ). Такому состоянию отвечает конфигурация  $|(0s)^2 1p\rangle$  с отрицательной четностью. Это будет возбужденное состояние нуклона отрицательной четности, например  $S_{11}(1535)$  ( $J^\pi = 1/2^-$ ). При более сильном возбуждении можно перевести кварк на  $d$ -,  $f$ - и другие сильно возбужденные орбиты ( $5/2^-$ ,  $5/2^+$ ,  $7/2^- \dots$ ). Таких возбужденных состояний нуклона в последние 15–20 лет было найдено очень много.

### 3.11. МНОГОКВАРКОВЫЕ СИСТЕМЫ

#### 3.11.1. Симметрии многокварковых волновых функций

В квантовой механике тождественных частиц симметрию волновых функций удобно выражать через схемы Юнга (см. Ландау–Лифшиц, Квантовая механика). Например, для перестановочной симметрии четырех тождественных частиц (электронов, нуклонов, кварков и т.д.) можно определить такие схемы Юнга:



$[4] \equiv \begin{array}{|c|c|c|c|} \hline 1 & 2 & 3 & 4 \\ \hline \end{array}$  — полностью симметричная отно-

сительно перестановки конфигурация четырех частиц  $|s^4[4]\rangle$ ;

$[31] \equiv \begin{array}{|c|c|c|} \hline 1 & 2 & 3 \\ \hline 4 & & \\ \hline \end{array}$  или  $\begin{array}{|c|c|c|} \hline 1 & 3 & 4 \\ \hline 2 & & \\ \hline \end{array}$  — смешанная

симметрия  $|s^3p[31]\rangle$  (такая функция симметрична по трем частицам и антисимметрична по паре частиц);

$[22] \equiv \begin{array}{|c|c|} \hline 1 & 2 \\ \hline 3 & 4 \\ \hline \end{array}$  или  $\begin{array}{|c|c|} \hline 1 & 3 \\ \hline 2 & 4 \\ \hline \end{array}$  — смешанная симметрия

$|s^2p^2[22]\rangle$ .

Но многокварковая волновая функция характеризуется не только пространственной (перестановочной) симметрией, но и симметрией в спин-изоспиновом ( $ST$ ) и цветном ( $C$ ) пространствах, которая зависит от типа кварк-кваркового взаимодействия. Эти симметрии также удобно описывать с помощью соответствующих диаграмм (схем) Юнга. Таким образом, классификация многокварковых волновых функций становится в общем случае весьма сложной. Однако, ситуацию можно упростить, если использовать осцилляторную модель для кварковых орбит.

### 3.11.2. Осцилляторная модель

Благодаря конфинменту, состояние кварков в нуклоне можно описать с помощью потенциала гармонического сферически симметричного осциллятора (см. Рис. 3.12). Такой осцилляторный потенциал с бесконечно высокими стенками как раз соответствует полному удержанию кварков в нуклоне (и в других адронах).

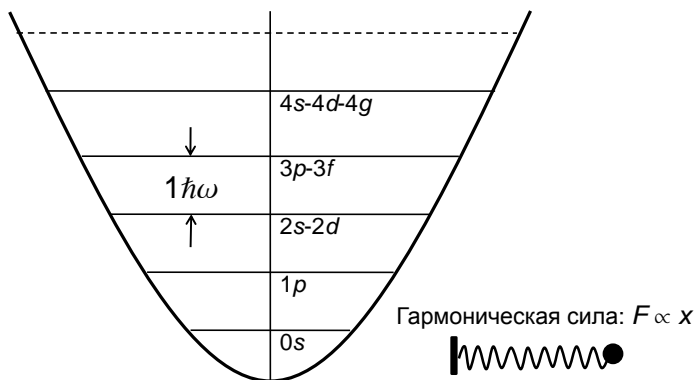


Рис. 3.12. Система уровней сферического гармонического осциллятора.

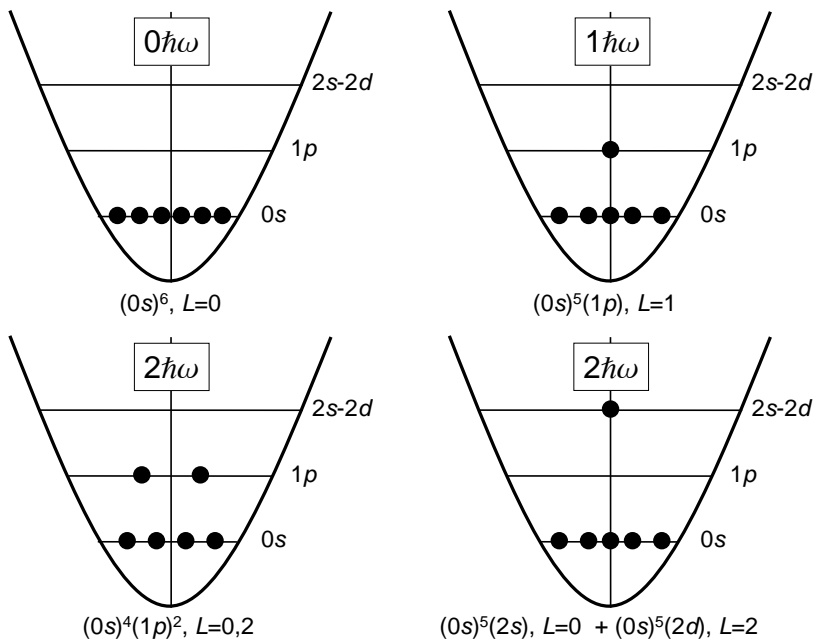


Рис. 3.13. Осцилляторные шестикварковые конфигурации, отвечающие двухнуклонной системе.

Возможные осцилляторные конфигурации шести кварков, отвечающие двухнуклонной системе, изображены на Рис. 3.13.

А какие же из всех возможных шестикварковых конфигураций реализуются в природе? Об этом мы поговорим в следующей лекции.

### 3.12. ВЫВОДЫ

В этой лекции мы обсудили основные черты кварковой модели адронов, в основном с точки зрения возможной симметрии многокварковых волновых функций, а также качественные аспекты модели цветных струн. Мы подчеркнули при этом, что симметрия системы, в частности  $SU(3)$ -симметрия, и классификация состояний системы по типам симметрии обладает огромной предсказательной силой даже в случае, когда детали гамильтониана и операторов взаимодействия не известны. Это позволяет предсказывать свойства новых еще не открытых частиц. Как будет показано в следующих лекциях, такая классификация по типам симметрии будет определяющей при рассмотрении свойств ядерных сил на коротких расстояниях.

### Литература

1. Л.Б. Окунь, *Лептоны и кварки*, Изд. третье (УРСС, М., 1990).
2. Ф. Клоуз, *Кварки и партоны: введение в теорию*, пер. с англ. (Мир, М., 1982).
3. С. Огава, С. Савада, М. Накагава, *Составные модели элементарных частиц*, пер. с яп. (Мир, М., 1983).
4. Л. Райдер, *Элементарные частицы и симметрии*, пер. с англ. (Наука, М., 1983).