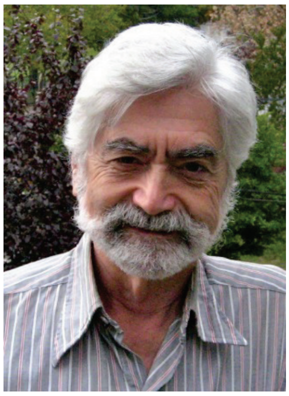
5. Кварковая структура протона

К середине 60-х годов XX века, когда число сильно взаимодействующих частиц увеличилось до 100, стало ясно, что обнаруженные адроны не могут быть элементарными частицами. Они должны состоять из «более элементарных» частиц. То есть должен существовать следующий более элементарный уровень организации материи.

М. Гелл-Ман
р. 1929 г.



Дж. Цвейг
р. 1937 г.

В 1964 г. независимо М. Гелл-Манн и Дж. Цвейг предложили модель, согласно которой все адроны состоят из кварков. Первоначально было достаточно трех кварков u, d, s, из которых можно было построить все известные частицы. Однако по мере открытия новых частиц число кварков увеличивалось. В настоящее время все известные частицы конструируются из шести кварков. Квантовые характеристики кварков приведены в таблице 5.1.

Каждый кварк имеет еще три цветные степени свободы – красный, синий, зеленый. Существование цвета означает, что кварков на самом деле не шесть, а восемнадцать.

Адроны — сильно взаимодействующие частицы, состоящие из кварков. Адроны существуют двух типов.

Барионы состоят из трех конституэнтных кварков.

Мезоны состоят из кварка и антикварка.

Антибарионы состоят из трех антикварков.

Таблица 5.1

Характеристики кварков

Характеристика	*Тип кварка (аромат, флейвор)*					
	d	*u*	*s*	*c*	*b*	*t*
Электрический заряд Q, в единицах e	−1/3	+2/3	−1/3	+2/3	−1/3	+2/3
Барионное число B	+1/3	+1/3	+1/3	+1/3	+1/3	+1/3
Спин J	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
Четность P	+1	+1	+1	+1	+1	+1
Изоспин I	1/2	1/2	0	0	0	0
Проекция изоспина I_3	−1/2	+1/2	0	0	0	0
Странность s	0	0	−1	0	0	0
Очарование (*charm*) c	0	0	0	+1	0	0
Bottom b	0	0	0	0	−1	0
Top t	0	0	0	0	0	+1
Масса конституэнтного кварка mc^2, ГэВ/c^2	0.33	0.33	0.51	1.8	5	180
Масса токового кварка	4–8 МэВ/c^2	1.5–4 МэВ/c^2	80–130 МэВ/c^2	1.1–1.4 ГэВ/c^2	4.1–4.9 ГэВ/c^2	174±5 ГэВ/c^2

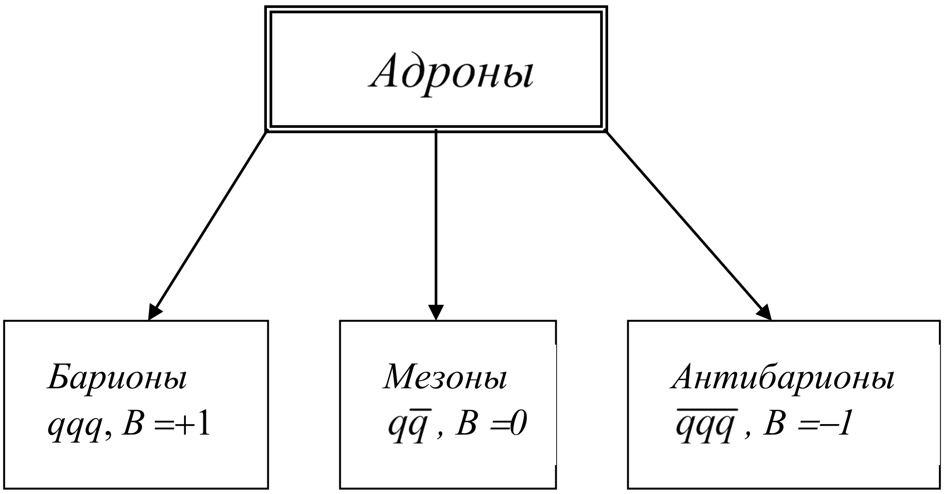


Рис. 5.1. Типы адронов и их кварковый состав

Модель кварков

- Кварки имеют определенные квантовые характеристики, такие как электрический заряд Q, массу M, спин $\vec{J}$, четность P, магнитный момент $\vec{\mu}$, изоспин I.
- Квантовые числа кварков, образующих адрон, определяют квантовые числа адронов. Адроны имеют определенные значения электрического заряда Q, спина $\vec{J}$, чётности P,

изоспина I. Квантовые числа s (странность), c (очарование или шарм), b (bottom) и t (top) разделяют адроны на обычные нестранные частицы (p, n, π, …), странные частицы (K, Λ, Σ, …), очарованные (D, Λ_c, Σ_c, …) и боттом-частицы (B, Λ_B, Ξ_B).

- t-кварк имеет время жизни ≈ 10^{-25} с, поэтому он не успевает до распада образовать адрон.
- Кварки не существуют в свободном состоянии, а заключены в кварковых системах —адронах.
- Всё многообразие адронов возникает в результате различных сочетаний u-, d-, s-, c-, b-кварков, образующих связанные состояния.
- барионы (фермионы с барионным числом B = 1) строятся из трех кварков;
- мезоны (бозоны с барионным числом B = 0) строятся из кварка и антикварка;
- квантовое число — цвет кварка — имеет три значения: красный, зеленый, синий;
- все известные адроны — бесцветны.
- Сильное взаимодействие между кварками переносят глюоны. Глюоны – безмассовые электрически нейтральные частицы, имеющие спин $\vec{J}=1$ и четность $P=-1$. Каждый глюон имеет пару цветных зарядов – цвет к, з, с и антицвет $\overline{\text{к}}$, $\overline{\text{з}}$, $\overline{\text{с}}$.
- Источником цветных глюонных полей являются цветные заряды кварков.
- Цветные заряды глюонов могут быть источниками глюонов и цветных кварков. Так как глюоны электрически нейтральны, они могут порождать кварки только парами кварк-антикварк.
- Взаимодействие глюонов ответственно за удержание кварков внутри адронов. Сильное взаимодействие растет с увеличением расстояния между кварками.
- Кварки, образующие адрон, могут находиться в состояниях с различным орбитальным моментом $\vec{L}$, различным направлением спинов $\vec{S}$ и различным значением радиального квантового числа n. Так как кварки имеют положительную четность, а антикварки – отрицательную, то четности адронов определяются соотношениями

$$P_{\text{барион}} = P_{q_1}\cdot P_{q_2}\cdot P_{q_3}\cdot(-1)^L = (+1)(+1)(+1)(-1)^L = (-1)^l,$$

$$P_{\text{мезон}} = P_{q_1}\cdot P_{\overline{q}_2}\cdot(-1)^L = (+1)(-1)(-1)^L = -1(-1)^l,$$

$$P_{\text{антибарион}} = P_{\overline{q}_1}\cdot P_{\overline{q}_2}\cdot P_{\overline{q}_3}\cdot(-1)^L = (-1)(-1)(-1)(-1)^L = -(-1)^l.$$

Как образуются квантовые характеристики протона и нейтрона, исходя из квантовых характеристик кварков, видно из таблицы 5.2.

Барионы (*qqq*)

Протон (uud)	Нейтрон (udd)
$M(p) = 938{,}272$ МэВ/c^2	$M(n) = 939{,}565$ МэВ/c^2
стабильный	$\tau(n) = 885{,}7 \pm 0{,}8$ с
$J^P(I) = \frac{1}{2}^+ \left(\frac{1}{2}\right)$	$J^P(I) = \frac{1}{2}^+ \left(\frac{1}{2}\right)$
	$n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$

Таблица 5.2

Квантовые числа u, d кварков, протона *p* и нейтрона *n*

	u	u	d	p		u	d	d	n
Q	+2/3	+2/3	–1/3	+1	Q	+2/3	-1/3	–1/3	0
B	+1/3	+1/3	+1/3	+1	B	+1/3	+1/3	+1/3	+1
J	1/2	1/2	1/2	1/2	J	1/2	1/2	1/2	1/2
I	1/2	1/2	1/2	1/2	I	1/2	1/2	1/2	1/2
I_3	+1/2	+1/2	–1/2	+1/2	I_3	+1/2	-1/2	–1/2	-1/2
P	+1	+1	+1	+1	P	+1	+1	+1	+1
s, c, b, t	0	0	0	0	s, c, b, t	0	0	0	0

Особенности сильного цветного взаимодействия ответственны за то, что кварки не существуют в свободном состоянии. Кварки взаимодействуют с находящимися внутри адрона кварками и глюонами.

Разделяют два типа кварков.

- Токовые кварки — это кварки, вводимые в теорию сильных взаимодействий, не испытывающие взаимодействие со стороны кварков и глюонов. Токовые кварки локализуются в адроне на масштабе менее 10^{-14} см.
- Конституэнтные кварки — это кварки, связанные внутри адрона за счет образования глюонных и кварковых полей, взаимодействия, формирующего наблюдаемые адроны. Основную роль в формировании массы конституэнтного кварка играет кварк-глюонный конденсат.

Волновая функция бариона

При попытках применить SU(3) симметрию к систематике адронов возникла фундаментальная идея: все известные адроны можно построить из различных комбинаций кварков и антикварков. Из теории групп известно, все представления унитарной группы SU(3) можно составить, комбинируя фундаментальные представления триплеты – (u,d,s). Например, любой барион можно составить из 3 кварков. Конечно, в середине 60-х годов XX века, когда такая схема была придумана, не было никаких экспериментальных фактов, указывающих на то, что адроны могут быть составными частицами. Более того, так как электрические заряды кварков дробные ($u = \frac{2}{3}e$, $d = -\frac{1}{3}e$, $s = -\frac{1}{3}e$), а частицы с дробным зарядом никогда не наблюдались, идея построения адронов из кварков представлялась просто удобной алгебраической конструкцией. Несмотря на это, физики стали рассматривать кварковую модель, как нечто большее и пытались на основе такой модели объяснить квантовые числа адронов, такие как заряд, спин, изоспин и странность. Однако почти сразу кварковая модель столкнулась с серьезными трудностями. Так как кварки — объекты со спином $\frac{1}{2}$, то волновая функция адрона должна удовлетворять принципу Паули, а именно, быть антисимметричной при перестановке любых двух кварков.

Кварковая модель адронов смогла представить все многообразие адронов в виде трех кварковых комбинаций

qqq — барионы,

$\overline{qqq}$ — антибарионы,

$q\overline{q}$ — мезоны.

Однако было неясно, почему не наблюдаются другие комбинации кварков — qq, $q\overline{q}$, $q\overline{qq}$, $qq\overline{q}$, $qqqq$ и т.д.? Почему не наблюдаются одиночные кварки?

Кроме того, наблюдались барионы, в которых кварки находились в одинаковых квантовых состояниях, что также противоречило принципу Паули.

Эта проблема ярко проявилась на примере кварковой структуры Δ^{++} бариона. Его кварковый состав uuu, спин Δ^{++} равен 3/2, значит, спины трех кварков направлены в одну сторону. Волновая функция такой системы будет симметричной в нарушение принципа Паули. Решение этой проблемы было предложено Н. Н. Боголюбовым и

Б. В. Струтинским. Они предположили, что кварки обладают еще одним квантовым числом – цветом, который может принимать три различных значения по аналогии с обычным цветом (синий, красный и зеленый). Тогда можно антисимметризовать волновую функцию по цвету и принцип Паули не будет нарушаться.

С введением цвета Δ^{++}-резонанс, например, можно представить как комбинацию трех *u*-кварков в разных цветовых состояниях: $\Delta^{++} = u_к u_з u_с$. Это означало бы, что принцип Паули справедлив и в физике адронов. Однако, ограничиться только трехзначностью цвета было невозможно. Оставалась ещё одна проблема. Если $u_к u_з u_с$ – это единственный вариант Δ^{++}-резонанса, то для протона можно предложить несколько кандидатов, не нарушая принципа Паули: $u_к u_з d_с$, $u_к u_з d_з$, $u_с u_к d_к$ и т. д. Но существует только одно протонное состояние и введение нового квантового числа «цвет» не должно увеличивать число наблюдаемых состояний.

Выходом из этой ситуации явилось принятие постулата о *бесцветности* наблюдаемых квантовых состояний адронов. Бесцветность адронов означает, что в них кварки разного цвета представлены с равными весами. О таких бесцветных состояниях говорят, как о цветовых синглетах. Они инвариантны относительно преобразований в трехмерном цветовом пространстве. Если цветовой индекс кварка принимает три значения $\alpha = 1, 2, 3$, то такие преобразования имеют вид

$$q_\alpha = \sum_{\beta=1}^{3} u_{\alpha\beta} q_\beta \qquad (5.1)$$

при условии ортонормированности цветовых состояний

$$\sum_{\alpha=1}^{3} u_{\alpha\beta} u^*_{\alpha\gamma} = \delta_{\beta\gamma}, \qquad (5.2)$$

где (*) означает комплексное сопряжение, а $\delta_{\beta\gamma}$ – символ Кронекера.

Итак, в отличие от цветных кварков, их наблюдаемые комбинации – адроны – всегда бесцветны. В них все кварковые цвета представлены с одинаковыми весами.

Поскольку адроны бесцветны, то в них цветные кварки должны быть скомпонованы в бесцветные состояния. Так как существуют адроны двух типов – мезоны и барионы, то возникает два варианта «бесцветной компоновки». В первом (мезоны) цвет кварка α компенсируется цветом антикварка $\bar{\alpha}$, т. е. ароматово-цветовая структура для всех мезонов выглядит следующим образом

$$\left|Мезон\right\rangle_{\text{цвет-флейвор}} \equiv \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\alpha=1}^{3} \left(q_i^{\alpha} q_k^{\bar{\alpha}} \right). \qquad (5.3)$$

Флейвор или аромат кварка — это то, что обозначают символами u, d, s, c, b, t. Вторая бесцветная компоновка (барионы) получается в результате полностью антисимметричной смеси цветов. Для всех барионов это реализуется ароматово-цветовой волновой функцией вида

$$\left|Барион\right\rangle_{\text{цвет-флейвор}} \equiv \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{\alpha,\beta,\gamma=1}^{3} \left(\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \cdot q_i^{\alpha} q_k^{\beta} q_l^{\gamma} \right), \qquad (5.4)$$

где каждый из цветовых индексов α, β, γ принимает значения 1, 2, 3, а $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ – полностью антисимметричный тензор:

$$\varepsilon_{123} = \varepsilon_{231} = \varepsilon_{312} = 1, \qquad \varepsilon_{213} = \varepsilon_{132} = \varepsilon_{321} = -1.$$

Числа $\frac{1}{\sqrt{3}}$ и $\frac{1}{\sqrt{6}}$ – нормировочные множители. Легко убедиться, что ароматово-цветовые волновые функции

π^--мезона

$$\psi_{\text{цвет-флейвор}}(\pi^-) = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(d_к \bar{u}_{\bar{к}} + d_з \bar{u}_{\bar{з}} + d_c \bar{u}_{\bar{c}} \right),$$

Δ^{++}-резонанса

$$\psi^{\Delta^{++}}_{\text{цвет-флейвор}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (u_к u_з u_c + u_з u_c u_к + u_c u_к u_з - u_к u_c u_з - u_c u_з u_к - u_з u_к u_c),$$

протона

$$\psi^{p}_{\text{цвет-флейвор}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (u_к u_з d_c + u_з u_c d_к + u_c u_к d_з - u_к u_c d_з - u_c u_з d_к - u_з u_к d_c)$$

непосредственно следуют из формул (5.3) и (5.4).

Так как кварки имеют полуцелое значение спина $s = 1/2$, в барионе они должны находиться в таких состояниях, которые в соответствии с принципом Паули описываются полностью антисимметричной волновой функцией Ψ(барион). Волновую функцию бариона можно представить в виде произведения.

Ψ(барион) = Ψ(пространственная) Ψ(кварковая) Ψ(спиновая) Ψ(цветовая),

где Ψ(цветовая) — антисимметрична, а Ψ(пространственная), Ψ(кварковая), Ψ(спиновая) — симметричны относительно перестановки кварков. Если пространственная часть волновой функции симметрична, тогда должна быть симметричной и кварк-спиновая часть, которую часто называют спин-флейворной волновой функцией.

Нормированная антисимметричная цветовая волновая функция бариона имеет вид

$$\Psi(\text{цветовая}) = \frac{1}{\sqrt{6}} \ (\text{кзс} + \text{зск} + \text{скз} - \text{ксз} - \text{сзк} - \text{зкс})$$

Волновая функция протона

Цветовая-флейворная волновая функция протона имеет вид

$$\Psi(\text{цветовая})\cdot\,\Psi(\text{флейвор}) =$$
$$=\frac{1}{\sqrt{6}}(u_к u_з d_с + u_з u_с d_к + u_с u_к d_с - u_к u_з d_с - u_с u_з d_к - u_з u_к d_с)$$

Так как цветовая компонента волновой функции протона антисимметричная и протон имеет в основном состоянии орбитальный момент кварков $l = 0$, т.е. пространственная часть волновой функции Ψ(пространственная) тоже симметрична, спин-флейворная компонента волновой функции протона Ψ(спиновая)·Ψ(флейвор) должна быть симметричной.

Построим спин-флейворную волновую функцию протона, проекция спина которого на ось z равна +1/2. Эта волновая функция должна быть симметрична относительно перестановки всех входящих в нее частиц. Рассмотрим сначала вспомогательное двухкварковое состояние.

$$|u\uparrow d\downarrow\rangle + |d\downarrow u\uparrow\rangle - |u\downarrow d\uparrow\rangle - |d\uparrow u\downarrow\rangle \tag{5.5}$$

У такого состояния изоспин и спин равны нулю. Если мы переставим местами первый и второй аргумент, то получим

$$|d\downarrow u\uparrow\rangle + |u\uparrow d\downarrow\rangle - |d\uparrow u\downarrow\rangle - |u\downarrow d\uparrow\rangle \tag{5.6}$$

то есть наше выражение симметрично относительно такой перестановки.

Чтобы получить требуемую волновую функцию протона, добавим к этому состоянию третий кварк, который должен быть u↑.

$$|u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle + |d\downarrow u\uparrow u\uparrow\rangle - |u\downarrow d\uparrow u\uparrow\rangle - |d\uparrow u\downarrow u\uparrow\rangle \tag{5.7}$$

Эта волновая функция осталась симметричной относительно перестановки первого и второго аргументов, но теперь мы должны еще потребовать ее симметричности относительно перестановки первого и третьего, а также второго и третьего аргументов.

Симметризуем нашу волновую функцию относительно перестановки первого и третьего аргументов. Для этого переставим их местами и результат такой перестановки добавим к (5.7). Получим

$$\begin{aligned}&|u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle + |d\downarrow u\uparrow u\uparrow\rangle - |u\downarrow d\uparrow u\uparrow\rangle - |d\uparrow u\downarrow u\uparrow\rangle\\ &+ |u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle + |u\uparrow u\uparrow d\downarrow\rangle - |u\uparrow d\uparrow u\downarrow\rangle - |u\uparrow u\downarrow d\uparrow\rangle,\end{aligned} \tag{5.8}$$

при этом мы разрушили симметричность относительно перестановки первого и второго аргументов. Действительно, переставим местами первый и второй аргумент

$$|d\downarrow u\uparrow u\uparrow> + |u\uparrow d\downarrow u\uparrow> - |d\uparrow u\downarrow u\uparrow> - |u\downarrow d\uparrow u\uparrow>$$
$$+ |d\downarrow u\uparrow u\uparrow> + |u\uparrow u\uparrow d\downarrow> - |d\uparrow u\uparrow u\downarrow> - |u\downarrow u\uparrow d\uparrow> \qquad (5.9)$$

мы видим, что появились новые слагаемые $-|d\uparrow u\uparrow u\downarrow> - |u\downarrow u\uparrow d\uparrow>$, а также еще одно $|d\downarrow u\uparrow u\uparrow>$. Добавим эти слагаемые к (5.8) и еще удвоим $|u\uparrow u\uparrow d\downarrow>$, (это необходимо, чтобы симметричность относительно перестановки первого и третьего аргументов не нарушилась).

Собирая подобные члены, выпишем результат

$$2|u\uparrow d\downarrow u\uparrow> + 2|d\downarrow u\uparrow u\uparrow> + 2|u\uparrow u\uparrow d\downarrow> - |u\downarrow d\uparrow u\uparrow> - |d\uparrow u\downarrow u\uparrow>$$
$$- |u\uparrow d\uparrow u\downarrow> - |u\uparrow u\downarrow d\uparrow> - |d\uparrow u\uparrow u\downarrow> - |u\downarrow u\uparrow d\uparrow> \qquad (5.10)$$

Волновая функция (5.10) симметрична относительно перестановок первого и второго, а также первого и третьего аргументов. Легко проверить, что при перестановке второго и третьего аргументов она переходит сама в себя. Таким образом мы удовлетворили всем требованиям симметричности относительно перестановок любых двух аргументов волновой функции. Подсчитаем нормировочный множитель

$$(2^2 + 2^2 + 2^2 + 1^2 + 1^2 + 1^2 + 1^2 + 1^2 + 1^2)^{1/2} = (18)^{1/2}$$

Итоговая волновая функция протона имеет вид

$$| p, s_z=+1/2> = (1/\,18)^{1/2}\,(2|u\uparrow d\downarrow u\uparrow> + 2|d\downarrow u\uparrow u\uparrow> + 2|u\uparrow u\uparrow d\downarrow>$$
$$- |u\downarrow d\uparrow u\uparrow> - |d\uparrow u\downarrow u\uparrow> - |u\uparrow d\uparrow u\downarrow> - |u\uparrow u\downarrow d\uparrow>$$
$$- |d\uparrow u\uparrow u\downarrow> - |u\downarrow u\uparrow d\uparrow>) \qquad (5.11)$$

Рассуждая аналогичным образом, получим волновую функцию нейтрона, также с проекцией спина на ось z, равной +1/2.

$$|n, s_z=+1/2> = (1/\,18)^{1/2}\,(-2|u\downarrow d\uparrow d\uparrow> - 2|d\uparrow u\downarrow d\uparrow> - 2|d\uparrow d\uparrow u\downarrow> + |u\uparrow d\downarrow d\uparrow>$$
$$+ |d\uparrow d\downarrow u\uparrow> + |u\uparrow d\uparrow d\downarrow> + |u\uparrow u\downarrow d\uparrow> + |d\uparrow u\uparrow d\downarrow> - |d\downarrow u\uparrow d\uparrow>) \qquad (5.12)$$

Отношение магнитных моментов протона и нейтрона

Для вычисления магнитного момента необходимо рассчитать матричный элемент оператора магнитного момента. Надо учесть, что оператор магнитного момента $Q\hbar/2mc$ (Q – заряд кварка, m – масса кварка), действуя на состояния со спином вниз, дает знак минус, а магнитные моменты кварков складываются аддитивно, например

$$<u\uparrow d\downarrow u\uparrow|Q\hbar/2mc|u\uparrow d\downarrow u\uparrow> = (2/3)(e\hbar/2mc) + (1/3)(e\hbar/2\text{mc}) + (2/3)(e\hbar/2mc),$$

где e —заряд протона.

Тогда магнитные моменты протона и нейтрона

$$\mu_p = (1/18)[12((2/3)(e\hbar/2mc) + (1/3)(e\hbar/2mc) + (2/3)(e\hbar/2mc) + 6(-(1/3)(e\hbar/2mc))] = e\hbar/2mc$$

$$\mu_n = (1/18)[12((-2/3)(e\hbar/2mc) - (1/3)(e\hbar/2mc) - (1/3)(e\hbar/2mc)) + 6(2/3)(e\hbar/2mc))] = (-2/3)(e\hbar/2mc)$$

и для отношения магнитных моментов протона и нейтрона получаем

$$\frac{\mu_p}{\mu_n} \approx -\frac{3}{2} \approx \frac{2,79}{-1,91},$$

что хорошо согласуется с экспериментальными значениями.

Изоспиновая симметрия

Для идентификации «ароматных» свойств легчайших кварков u и d используется квантовое число I – *изоспин*, являющееся более сложным понятием. Изоспин I — характеристика специфической симметрии сильного взаимодействия – *изоспиновой симметрии*, содержание которой в том, что u и d — два разных состояния одной частицы. Концепция изоспина играет важную роль в системах кварков. Операторы $\hat{I}$ изоспина и его проекция $\hat{I}_3$ действуют в пространстве кварков, меняя тип кварка: $u \leftrightarrow d$. По своим формальным свойствам I и I_3 тождественны спину J и его проекции J_z на ось квантования z. Изоспиновое пространство является воображаемым (фиктивным), но также, как и реальное, трехмерным евклидовым, поэтому три его оси, во избежание путаницы, обычно обозначают цифрами 1, 2, 3, сохраняя буквы x, y, z для обозначения координатных осей реального пространства. Подобно тому, как состояния с разными проекциями момента количества движения $J_z = M$ в изотропном реальном пространстве образуют систему вырожденных уровней, число которых равняется $2J + 1$, концепция изоспина предполагает, что кварковые системы, обладающие определенным изоспином I, в изотропном изоспиновом пространстве вырождены по его проекции I_3 и, следовательно, по массе. Эти системы частиц называются *изоспиновыми мультиплетами*. Поскольку частицы в мультиплете отличаются проекцией изоспина I_3 , то число n частиц в мультиплете определяется величиной изоспина I и связано с ним соотношением $n = 2I + 1$. Кваркам u и d

приписывается изоспин I = 1/2 с проекциями I_3 на ось квантования в изоспиновом пространстве, равными соответственно +1/2 (изоспин направлен вверх) и –1/2 (изоспин направлен вниз):

$$u \rightarrow I = 1/2, I_3 = +1/2, \tag{5.13}$$

$$d \rightarrow I = 1/2, I_3 = -1/2. \tag{5.14}$$

Буквенные обозначения *u*- и *d*-кварков отражают направления их изоспинов, так как происходят от английских слов *up* (вверх) и *down* (вниз). Однако, следует иметь в виду, что изотропия изоспинового пространства нарушена электромагнитным взаимодействием, что приводит к снятию вырождения по массам частиц изоспинового мультиплета. Следствием этого является различие масс *u*- и *d*- кварков.

Наиболее существенную роль изоспин играет в систематике адронов. Самые известные адроны – протон *p* и нейтрон *n*, состоящие из *u* и *d* кварков, обладают изоспином I = 1/2 и различаются знаками проекции I_3:

$$p \equiv uud\ (I = 1/2,\ I_3 = +1/2), \tag{5.15}$$

$$n \equiv udd\ (I = 1/2,\ I_3 = -1/2). \tag{5.16}$$

Таким образом, изоспиновая симметрия с кваркового уровня переносится на уровень нуклонов и адронов. Суть ее для нуклонов можно выразить фразой «протон и нейтрон — два разных состояния одной частицы — нуклона».

π-мезоны образуют изоспиновый мультиплет $I = 1$ (триплет).

$$\pi^+ \equiv u\overline{d}\ \ (I = 1,\ I_3 = +1),$$

$$\pi^0 \equiv u\overline{u} + d\ \ (I = 1,\ I_3 = 0),$$

$$\pi^- \equiv \overline{u}d\ \ (I = 1,\ I_3 = -1).$$

Число частиц *n* в изоспиновом мультиплете определяется числом проекций *I*.

$$n = 2I + 1.$$