

## НОВЫЕ $e^+e^-$ -РЕЗОНАНСЫ И КЛАССИФИКАЦИЯ АДРОНОВ ПО ЦВЕТУ

А.А. Ансельм, Д.И. Дьяконов

Обсуждается возможность отождествления новых  $e^+e^-$ -резонансов с цветными адронными состояниями в случае сильно нарушенной цветовой  $SU^3$ -симметрии и возникающая при этом классификация адронов.

Открытие новых узких резонансов в  $e^+e^-$ -системе [1] немедленно поставило вопрос об их природе. В этой статье мы рассмотрим один из вариантов отождествления этих резонансов с "цветными" адронами.

Если  $\Psi(3105)$  и  $\Psi'(3695)$  рождаются фотоном, то следует прежде всего рассмотреть "цветовую структуру" электромагнитного тока. Общий вид тока, при котором обычные (синглетные по цветовой  $SU^3$ ) частицы сохраняют правильные заряды, имеет структуру (см., например, [2]):

$$J_{em} = \left( F_3 + \frac{F_8}{\sqrt{3}} \right) I + I (xF^3 + yF^8), \quad (1)$$

где первые матрицы относятся к обычной  $SU_3$ , а вторые к цветовой  $SU^3$ -группе,  $I$  – единичная матрица;  $x$  и  $y$ , вообще говоря, произвольные числа, которые мы выберем в дальнейшем. Второе слагаемое в (1) приводит к сдвигу зарядов кварков для красного (первого), желтого

(второго) и синего (третьего) цветов соответственно на величины  $a_1 = 1/2(x + y/\sqrt{3})$ ,  $a_2 = 1/2(-x + y/\sqrt{3})$ ,  $a_3 = -y/\sqrt{3}$ ,  $a_1 + a_2 + a_3 = 0$ <sup>1)</sup>.

Первая часть электромагнитного тока (1) ответственна за переходы фотона в обычные векторные мезоны:  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ; вторая часть отвечает переходу фотона в цветные мезоны, являющиеся, как видно из (1), синглетом по обычной  $SU_3$ -группе. Однако, в силу того, что обычная  $SU_3$ -инвариантность сильно нарушена утяжелением странного кварка (что, как известно, приводит к смешиванию между синглетами и октетами), фактически вторая часть тока (1) будет рождать по индексам обычной  $SU_3$  две комбинации типа  $\omega$  и  $\phi$ . Естественно отождествить более легкую частицу  $\Psi(3105)$  с  $\omega$ , а более тяжелую  $\Psi'(3695)$  — с  $\phi$ . Что касается цветовой структуры этих частиц, она существенно зависит от того, что мы предположим о строгости выполнения цветовой симметрии.

Рассмотрим сперва случай, когда цветовая  $SU^3$ -симметрия нарушается лишь электромагнитным взаимодействием. Тогда цветное состояние  $(xF^3 + yF^8)/(x^2 + y^2)^{1/2}$ , рождаемое током (1), не является стационарным в силу электромагнитного смешивания с коэффициентами порядка единицы с ортогональным ему состоянием  $(-yF^3 + xF^8)/(x^2 + y^2)^{1/2}$ . (Хотя прямой переход последнего состояния в фотон отсутствует, оно может смешиваться с первым, например, за счет обмена фотоном между кварками). В результате оба резонанса  $\Psi$  и  $\Psi'$  должны быть расщеплены, каждый на два пика, с расстоянием между пиками порядка нескольких  $M\bar{e}v$ , что, по-видимому, противоречит эксперименту.

Вследствие этого мы обсудим другой вариант, состоящий в том, что цветная  $SU^3$ -симметрия нарушена сильно, но так, что ее подгруппа — цветовая  $SU^2$ -симметрия сохраняется (с точностью до электромагнитных взаимодействий). Такой вариант позволяет объяснить малую ширину распада  $\Psi$  и  $\Psi'$  на адроны сохранением цветového изоспина  $I$  в сильных взаимодействиях. Простейший способ ввести подобное нарушение — приписать сильное утяжеление третьему (синему) цвету — по аналогии с утяжелением странного кварка. Предполагая как и в обычной  $SU_3$ , что утяжеление синего цвета существенно расщепления между цветовыми октетом и синглетом, мы приходим к смешиванию этих мультиплетов, так что определенной массой будут обладать состояния типа  $\omega$  и  $\phi$  по своему цветовому содержанию. Тогда, в частности, обычные мезоны перестают быть чистыми синглетами, но, как самые легкие, они не содержат синего (третьего) цвета, т.е. являются по цвету состояниями типа  $\omega$ . Так, обычный  $\rho^0$ -мезон есть  $1/2[(\bar{p}^1 p^1 - \bar{n}^1 n^1) + (\bar{p}^2 p^2 - \bar{n}^2 n^2)]$ , что мы будем обозначать как  $M(\rho^0, \omega)$  (первый аргумент относится к обычной  $SU_3$ -структуре частицы, а второй — к ее цветовой структуре), обычный  $K^{*+}$  мезон есть  $M(K^+, \omega) = 1/\sqrt{2}(\bar{\lambda}^1 p^1 + \bar{\lambda}^2 p^2)$  и т. д.

Мы приходим, таким образом, к следующей классификации мезонных состояний (см. таблицу). Обычные мезоны не являются теперь синглетами по цветовой  $SU^3$ , но остаются синглетами ( $I = 0$ ) по  $SU^2$ -группе, связанной с первыми двумя цветами. Именно это обстоятельство позво-

<sup>1)</sup> Модели Хана — Намбу [3] соответствует  $x = 0, y = 2/\sqrt{3}$

ллет нам однозначно зафиксировать  $x$  и  $y$  в выражении для электромагнитного тока (1). Поскольку мы хотим сохранить все обычные  $SU_3$ -соотношения для электромагнитных процессов в основных нонетах мезонов (например, распады  $V \rightarrow P + u$  или переходы  $V \rightarrow u$ ), мы должны потребовать, чтобы след цветовой матрицы по первым двум цветам был равен нулю, т. е. чтобы  $y = 0$ . Минимальное значение  $x$ , приводящее при этом к целочисленным зарядам цветных мезонов и барионов, есть  $x = 2$ . Такой выбор цветной части электромагнитного тока соответствует тому, что заряды красных кварков сдвинуты на  $+1$ , желтых — на  $-1$ , а синие (тяжелые) имеют обычные кварковые заряды. Сумма квадратов зарядов всех кварков  $R$ , определяющая полное сечение  $e^+e^-$  аннигиляции, равна 8.

Название	Цветовой изоспин	Тип распада	Масса, Гэв
$M(\text{нонет}, \omega)$	} $I = 0$	(основной нонет)	0,9
$M(\text{нонет}, \phi)$		сильный	$\sim 1,7$
$M(\text{нонет}, K^{\pm,0}, \bar{0})$	} $I = 1/2$	слабый	$\sim 2,5$
$M(\text{нонет}, \rho^{\pm,0})$	} $I = 1$	электромагнитный	$\sim 3,5$
$V(\text{октет}, S)$	} $I = 0$	(основной октет)	1,2
$V(\text{октет}, \Lambda)$		сильный	?
$V(\text{октет}; p, n)$	} $I = 1/2$	слабый	?
$V(\text{октет}; \Xi^{\pm}, \Xi^0)$			?
$V(\text{октет}, \Sigma^{\pm,0})$	} $I = 1$	электромагнитный	?

По построению цветная добавка к обычному электромагнитному току не сказывается в первом порядке. Однако она может сказаться при рассмотрении двухтоковых матричных элементов. Легко, впрочем, видеть, что электромагнитные разности масс и электромагнитные смешивания мезонов остаются прежними. Амплитуда распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  также не меняется, но ее отношение к амплитуде распада  $\eta \rightarrow 2\gamma$  уменьшается и равно  $\sqrt{3}(\cos\theta + 11\sqrt{2}\sin\theta)^{-1}$ , где  $\sin\theta$  характеризует примесь обычного  $SU_3$ -синглета в  $\eta$ .

Кроме основного нонета мезонов синглетом по цветовому изоспину является нонет  $M(\text{нонет}, \phi)$  (в дальнейшем " $\phi$ -нонет"), который может сильно распадаться на обычные частицы. Имеется возможность отождествить частицу из этого нонета  $M(\rho^0, \phi)$  с известным резонансом  $\rho^*(1600)$ , а  $M(\omega, \phi)$  — с  $\omega(1675)$ . Отметим, что в области  $1,7 - 1,8$  Гэв имеются также кандидаты на роль  $M(K^*, \phi)$  и  $M(\phi, \phi)$ . Частицы, принадлежащие  $\phi$ -нонету, состоят из синего и антисинего кварков; по разности масс  $\phi$ - и  $\omega$ -нонетов мы оцениваем утяжеление синего цвета, равное  $\sim 0,5$  Гэв.

Имеется три нонета с  $I = 1$ , которые могут распадаться на обычные адроны лишь электромагнитным образом. Рождаются они либо за счет электромагнитного взаимодействия, либо парами. Два нейтральных мезона  $M(\omega, \rho^0)$  и  $M(\phi, \rho^0)$  могут переходить непосредственно в фотон; мы отождествим их с  $\Psi(3105)$  и  $\Psi'(3695)$ . Таким образом:

$$\Psi(3105) = M(\omega, \rho^0) = \frac{1}{2}[\bar{p}^1 p^1 + \bar{n}^1 n^1] - (\bar{p}^2 p^2 + \bar{n}^2 n^2),$$

$$\Psi'(3695) = M(\phi, \rho^0) = 1/\sqrt{2} (\bar{\lambda}^1 \lambda^1 - \bar{\lambda}^2 \lambda^2), \quad (2)$$

Отсюда легко найти, что отношение лептонных ширин распада  $\Psi$  и  $\Psi'$  равно  $\approx 2$ . Третий нейтральный мезон с  $I = 1$ ,  $M(\rho^0, \rho^0)$ , близкий по массе к  $\Psi(3105)$ , не переходит в фотон, поскольку он имеет также изоспин  $T = 1$ , а потому не должен давать резонансного пика в  $e^+e^-$ -аннигиляции.  $\rho^+$  и  $\rho^-$ -нонеты имеют заряды, смещенные на  $\pm 2$  единицы по сравнению с обычным нонетом; отметим, что все их распады идут с испусканием фотона, а сечение рождения мало, поэтому их регистрация затруднительна.

Очевидно, что в предложенной схеме основными распадами  $\Psi$  и  $\Psi'$ -мезонов являются распады на фотон и адроны. Наблюдавшиеся в 30% случаев распады  $\Psi' \rightarrow \Psi + 2\pi$  должны происходить за счет сильного взаимодействия, впрочем, несколько подавленного из-за того, что в этом распаде происходит превращение  $\lambda$ -кварков в  $p$ ,  $n$ -кварки.

Предполагая, что расщепление масс между мультиплетами с различным значением цветового изоспина  $I$  определяется величиной  $m_1 I(I+1)$ , мы находим из сравнения масс  $\rho^0$ - и  $\omega$ -нонетов, что  $m_1 \sim 1,3 \text{ Гэв}$ . Отсюда следует, с учетом утяжеления синего цвета, что массы четырех  $K$ -нонетов, имеющих  $I = 1/2$ , лежат в области  $\sim 2,5 \text{ Гэв}$ . Мезоны из этих нонетов могут распадаться только слабым образом; их время жизни поэтому  $\sim 10^{-10} \text{ сек}$  (впрочем, наиболее тяжелые члены этих нонетов могут в принципе быстро распадаться на более легкие и обычные мезоны). Заряды  $K^+(K^-)$  и  $K^0(\bar{K}^0)$  нонетов сдвинуты по сравнению с обычными на  $+1(-1)$ . Общая формула для заряда любого цветового состояния:

$$Q = T_3 + Y/2 + 2I_3, \quad (3)$$

где  $Y$  — обычный гиперзаряд,  $T_3$  и  $I_3$  — третьи проекции обычного и цветового изоспина. Поскольку  $T$  и  $I$  нарушаются только электродинамикой, частицы, отличающиеся лишь значениями  $T_3$  и  $I_3$ , будут иметь близкие массы, группирующиеся в пределах нормального электромагнитного расщепления; кратность таких групп есть  $(2T+1)(2I+1)$ .

Остановимся кратко на классификации барионов, ограничиваясь лишь октетами по обычной  $SU_3$ -группе (см. таблицу). Обычный барионный октет мы отождествим с  $B$ (октет,  $S$ ), где  $S$  обозначает синглет по  $SU^3$ -группе; он, разумеется, отвечает  $I = 0^{1)}$ . Другим октетом с  $I = 0$  является  $\Lambda$ -октет, имеющий по цветовым индексам структуру  $(12 - 21)_3$ ; он должен сильно распадаться на основной октет. Три октета ( $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ ) обладают цветовым изоспином  $I = 1$ ; они распадаются электромагнитным образом. Четыре октета ( $p$ ,  $n$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$ ) имеют  $I = 1/2$ , и распадаются лишь за счет слабого взаимодействия.

Таким образом, основным предсказанием изложенной схемы является существование большого числа стабильных мезонов и барионов (с временем жизни  $\sim 10^{-10} \text{ сек}$ ), которые могут рождаться либо парами,

1) Обратим внимание на то, что основной мультиплет барионов в отличие от мезонов содержит синий цвет. Барионы, не содержащие синих кварков, имеют зато  $I = 1/2$ , а мы предполагаем, что расщепление по  $I$  больше, чем утяжеление синего цвета.

либо (в мезон-барионных столкновениях) цветной мезон совместно с цветным барионом.

В заключение заметим, что независимо от правильности отождествления частиц и известных ранее резонансов с цветными состояниями, нам кажутся небезинтересными сами по себе следствия классификации частиц в рамках сильно нарушенной цветовой  $SU^3$ -симметрии.

Мы благодарны В.Н.Грибову, И.Т.Дятлову, Р.М.Рындину, Л.Л.Франкфурту, В.А.Хозе и В.М.Шехтеру за полезные обсуждения.

Ленинградский институт  
ядерной физики  
им Б.П.Константинова

Поступила в редакцию  
24 декабря 1974 г.

### Литература

- [1] Aubert et al. Preprint MIT, 1974. J.I.Augustin et al. Preprint SLAC, М., МИФИ, 1974.
  - [2] Л.Б.Окунь. Адроны и кварки. Конспект лекций, МИФИ, М.,
  - [3] М.У.Нан, У.Nambu. Phys. Rev., 139, В1006, 1965.
-