

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С346.6a1

Г-577

У/III-75

P2 - 8854

2785/2-75

А.Б.Говорков

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ϕ -МЕЗОНОВ
В РАМКАХ ТРЕХТРИПЛЕТНЫХ МОДЕЛЕЙ
С ЦЕЛЫМИ ЗАРЯДАМИ КВАРКОВ

1975

P2 - 8854

А.Б.Говорков

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ψ -МЕЗОНОВ
В РАМКАХ ТРЕХТРИПЛЕТНЫХ МОДЕЛЕЙ
С ЦЕЛЫМИ ЗАРЯДАМИ КВАРКОВ



Говорков А.Б.

P2 - 8854

Интерпретация Ψ -мезонов в рамках трехтриплетных моделей с целыми зарядами кварков

Недавно открытые узкие мезонные резонансы J или Ψ_1 (3,1 ГэВ) и Ψ_2 (3,7 ГэВ) интерпретируются как новые $\bar{\omega}$ - и $\bar{\phi}$ -мезоны, предсказываемые трехтриплетной моделью с целыми зарядами кварков, обсуждаются следствия такого отождествления.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Govorkov A.B.

P2 - 8854

Ψ -Meson Interpretation within the
Three-Triplet Model with Integer Quark Charges

Recently discovered narrow meson resonances J or Ψ_1 (3.1 GeV) and Ψ_2 (3.7 GeV) are interpreted as new $\bar{\omega}$ - and $\bar{\phi}$ -mesons predicted by three-triplet model with integer quark charges. The consequences of such an identification are discussed.

The investigation has been performed at the
Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

Введение

Основная цель настоящего обзора^{*)} заключается в том, чтобы показать возможность и естественность интерпретации недавно открытых^{/1-5/} узких резонансов J или Ψ (3,1 ГэВ)^{**)} и Ψ (3,7 ГэВ) в рамках трехтриплетных состояний модели адронов, предложенной ранее Боголюбовым, Струминским и Тавхелидзе^{/6/} и Ханом и Намбу^{/7/}. Мы будем использовать две модификации этой модели, основанные либо на $SU(3) \times SU(3)^c$ ($c = \text{color}$) симметрии^{/7/}, либо на $SU(3) \times S_3$ симметрии (S_3 - перестановочная симметрия), изучавшейся ранее^{/8/}.

Мы будем рассматривать такую возможность как альтернативу к квартетным схемам с "очарованными" частицами.

*) Настоящий обзор был доложен на расширенном семинаре Лаборатории теоретической физики 30 января 1975 г. Все результаты, относящиеся к новым мезонам, были получены в соавторстве с С.Б. Герасимовым и являются нашими совместными результатами.^{/34, 39/}

**) Такое двойное название этой частицы неудобно, и далее мы будем использовать для ее обозначения символ Ψ .

Будут обсуждаться следующие вопросы:

Необходимость трех триплетов кварков.

Целые ли у кварков заряды?

Симметрия новой степени свободы.

Новые состояния в трехтриплетных моделях и их свойства (массы, способы образования, распады).

Предсказания и проверки трехтриплетных моделей.

I. Почему необходимо существование трех кварковых триплетов?

Симметрия спиновой и унитарной части волновой функции трех кварков, составляющих барионы, вызывает трудности с применением к кваркам статистики Ферми-Дирака.

Рассмотрим фундаментальный спинор группы $SU(6)$:

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \\ \xi_4 \\ \xi_5 \\ \xi_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p \uparrow \\ n \uparrow \\ \lambda \uparrow \\ p \downarrow \\ n \downarrow \\ \lambda \downarrow \end{pmatrix} \quad (I.1)$$

Компоненты в нем определяются кварковыми состояниями p, n и λ и проекциями полуцелого спина кварков, указанными стрелками \uparrow, \downarrow .

Барионные состояния определяются из разложения на неприводимые части прямого произведения трех фундаментальных спиноров, относящихся к трем разным пространствам, обозначенным индексами 1,2,3:

$$6_1 \times 6_2 \times 6_3 = 20 + 56 + 70 + 70. \quad (I.2)$$

Каждый из мультиплетов, входящий в правую часть (I.2), получается путем определенной симметризации по пространствам 1,2,3:

Мультиплет	Редукция $SU(6) \Rightarrow SU(3) \times SU(2)$	Симметрия (схема Юнга)
20	$(\{1\}, 3/2) + (\{8\}, 1/2)$	
56	$(\{8\}, 1/2) + (\{10\}, 3/2)$	
70	$(\{1\}, 1/2) + (\{8\}, 1/2) + (\{8\}, 3/2) + (\{10\}, 1/2)$	

56-плет, в который прекрасно укладываются все низколежащие барионные состояния со спинами 1/2 и 3/2, оказывается симметричным представлением. Однако, если предположить, что кварки - частицы со спином 1/2 - подчиняются статистике Ферми-Дирака, то полная волновая функция трех кварков должна в таком случае быть антисимметричной.

Было предложено три способа преодоления этой трудности:

а) Считать пространственную часть волновой функции кварков в барионах антисимметричной /9-13/.

б) Применять к кваркам параферми-статистику третьего порядка /14/.

в) Предположить наличие у кварков дополнительной степени свободы, по которой можно произвести антисимметризацию /6,7/.

Первое из этих предположений, строго говоря, нельзя исключить и в настоящее время. Единственное соображение, которое можно привести против него, заключается в том, что естественно ожидать, что \downarrow -состояние кварка в потенциальной яме окажется основным, и тогда антисимметризация пространственной части волновой функции невозможна. Утверждалось также, что антисимметрия пространственной

волновой функции кварков подразумевает наличие нулей фактора нуклона /11,12/. Однако имелись примеры таких антисимметричных функций, которые не приводят к нулям факторов /13/.

Применение к кваркам параферми-статистики оказалось эквивалентным предположению у них дополнительной внутренней степени свободы /15-17/. Поэтому ниже мы остановимся лишь на третьей из вышеуказанных возможностей.

2. Целые ли у кварков заряды?

В рамках трехтриплетной схемы, наряду с преодолением фундаментальной трудности со статистикой кварков, оказалось возможным решить /6,7 / еще одну проблему, связанную с дробными значениями электрических зарядов кварков в обычной (однотриплетной) модели.

Пусть каждый из трех триплетов состоит из кварков

$$t_i = (p_i, n_i, \lambda_i), \quad i=1,2,3. \quad (2.1)$$

Обозначим заряды этих частиц как

$$(Q_i, Q_i-1, Q_i-1). \quad (2.2)$$

Выбрав $Q_1 = 0, Q_2 = Q_3 = 1$, мы получим таблицу электрических зарядов фундаментального нонета кварков:

	p	n	λ
1	0	-1	-1
2	1	0	0
3	1	0	0

(2.3)

Наряду с такой схемой недавно была предложена другая трехтриплетная схема /18/, основанная на аналогии с парастатистикой /16/. В ней триплеты обладают неразличимыми наборами квантовых чисел и электрические заряды кварков остаются дробными:

	p	n	λ
1	2/3	-1/3	-1/3
2	2/3	-1/3	-1/3
3	2/3	-1/3	-1/3

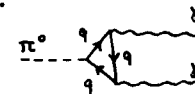
(2.4)

Триплеты в такой схеме различаются лишь новым квантовым числом - "цветом", и такая схема получила наименование схемы с "цветными" кварками (например, раскрашенными в дополнительные цвета: красный, синий и желтый). Сейчас, однако, это наименование распространилось на любую трехтриплетную схему, а новая симметрия в такой схеме называется "цветной" *).

Можно ли получить какие-либо сведения о значении зарядов кварков из экспериментов?

Распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

Считается, что такой процесс описывается диаграммой с петлей из кварков:



Тогда ширина определяется выражением /20/

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = \alpha^2 \frac{N^2}{8\pi^3 f_\pi^2} S^2, \quad (2.5)$$

* "Цветные" группы рассматривались также в кристаллографии /19/.

где $\alpha = e^2/4\pi \cong 1/137$, μ - масса π^0 -мезона, f_π - постоянная распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, входящая в PCAC-соотношение ($|f_\pi| \cong 130$ МэВ). Для π^0 мезона, состоящего из u и d кварков - антикварков,

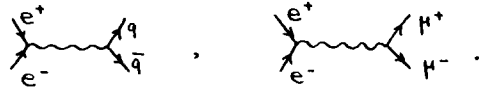
$$S = \sum_{i=1}^3 \left[\frac{1}{2} Q_i^2 - \frac{1}{2} (Q_i - 1)^2 \right] = \sum_{i=1}^3 \left(Q_i - \frac{1}{2} \right). \quad (2.6)$$

Аннигиляция $e^+e^- \rightarrow$ адроны

Отношение

$$R = \frac{\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (2.7)$$

рассчитывается из диаграмм



В асимптотической области ($s \rightarrow \infty$) оно составляет

$$R_\infty = \sum_i \left(\frac{1}{4} + \frac{3}{2} G_i \right) Q_i^2, \quad (2.8)$$

где G_i - спин (0 или 1/2) i -го поля. Поскольку мы считаем кварки частицами со спином 1/2, мы получим

$$R_\infty = \sum_i Q_i^2. \quad (2.9)$$

Результаты по этим двум процессам собраны в следующей таблице.

Модель	S	$\Gamma_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma}$ (эВ)	R_∞
I. Один триплет кварков с дробными зарядами	1/6	0,87	2/3
II. Три триплета кварков а) с дробными зарядами (2.4) б) с целыми зарядами (2.3)	$3(1/6)=1/2$ 1/2	7,8 7,8	$3(2/3)=2$ 4
Эксперимент	-	$7,92 \pm 21/0,42$	2,25 в области 2.4-3.8 ГэВ 4.5 в области 4.1-5 ГэВ /22/

Из сравнения теоретических предсказаний с экспериментальными данными мы получаем явное свидетельство в пользу трехтриплетных моделей. Процесс $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, однако, не различает трехтриплетные модели с дробными и целыми зарядами кварков^{ж)}, тогда как процесс $e^+e^- \rightarrow$ адроны может служить тестом для этих моделей. Следует, однако, иметь в виду вопрос: насколько полученное экспериментальное значение R можно считать близким к асимптотическому?

Отметим, наконец, что экспериментальные данные по глубоконеупругим $e_p, e_n, \nu p$ и $\bar{\nu} p$ процессам вместе с привлечением партонной картины множественного рождения адронов свидетельствуют против целочисленных зарядов кварков (подробнее см. /23/). Сле-

^{ж)} Заметим, что процесс $\eta \rightarrow 2\gamma$ мог бы служить тестом для различия таких моделей. Однако существенное значение при этом имеет вопрос о смешивании синглета η_1 и октета η_8 .

дует, однако, иметь в виду, что энергии SLAC могут оказаться недостаточными для того, чтобы включились "цветные" степени свободы, и в этом случае все модели дадут одинаковые результаты^{/24/}.

Итак, из имеющихся экспериментальных данных мы пока что не можем сделать однозначный выбор между целочисленными и дробными значениями кварковых зарядов. Всюду в дальнейшем мы будем, однако, рассматривать схемы лишь с целочисленными кварковыми зарядами.

3. Если имеется новая степень свободы, то какова ее симметрия?

Хан и Намбу^{/7/} предположили, что внутри каждого триплета кварков действует обычная $SU(3)$ -симметрия (со всеми ее нарушениями), а между триплетом действует новая, "цветная" $SU(3)^c$ -симметрия ($c = \text{color}$). Таким образом, полной симметрией сильных взаимодействий оказывается

$$G = SU(3) \times SU(3)^c \quad (3.1)$$

(Были предложены также другие модификации этой схемы^{/25-28/}, на которых мы останавливаться не будем).

Электрический заряд в этой схеме определяется как

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} + I_3^c + \frac{Y^c}{2}, \quad (3.2)$$

где I_3 и Y - обычные проекция изоспина и гиперзаряд, относящиеся к $SU(3)$ -симметрии, а I_3^c и Y^c - проекция "цветного" изоспина и "цветной" гиперзаряд, относящиеся к "цветной" группе $SU(3)^c$.

Введем новое квантовое число C , которое мы будем называть "цветным зарядом", с помощью соотношения

$$\frac{C}{3} = I_3^c + \frac{Y^c}{2}. \quad (3.3)$$

Формула Гелл-Манна-Нишиджимы обобщается следующим образом:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} + \frac{C}{3}. \quad (3.4)$$

Квантовые числа фундаментального нонета кварков приведены в следующей таблице.

(3.5)

Квантовые числа	Т р и п л е т ы								
	t_1			t_2			t_3		
	p_1	n_1	λ_1	p_2	n_2	λ_2	p_3	n_3	λ_3
I_3	1/2	-1/2	0	1/2	-1/2	0	1/2	-1/2	0
Y	1/3	1/3	-2/3	1/3	1/3	-2/3	1/3	1/3	-2/3
I_3^c	-1/2	-1/2	-1/2	1/2	1/2	1/2	0	0	0
Y^c	-1/3	-1/3	-1/3	-1/3	-1/3	-1/3	2/3	2/3	2/3
Q	0	-1	-1	1	0	0	1	0	0
C	-2	-2	-2	1	1	1	1	1	1

Квантовые числа фундаментального нонета антикварков противоположны по знаку квантовым числам (3.5).

Каждый член фундаментального нонета $t_{\alpha i}$ имеет два индекса: индекс α определяет кварковое состояние $\alpha = p, n, \lambda$, индекс i определяет принадлежность к триплету $i = 1, 2, 3$. Ниже мы будем писать t_i , подразумевая весь триплет (p_i, n_i, λ_i) кварков номера i .

Для того, чтобы установить симметрию таблицы (3.5) по отношению к группам $SU(3)$ и $SU(3)^c$, перепишем ее в другом виде:

(3.6)

Квантовые числа	Кварки								
	p			n			λ		
	p1	p2	p3	n1	n2	n3	λ1	λ2	λ3
I_3^c	-1/2	1/2	0	-1/2	1/2	0	-1/2	1/2	0
Y^c	-1/3	-1/3	2/3	-1/3	-1/3	2/3	-1/3	-1/3	2/3
I_3	1/2	1/2	1/2	-1/2	-1/2	-1/2	0	0	0
Y	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3	-2/3	-2/3	-2/3
C	-2	1	1	-2	1	1	-2	1	1
Q	0	1	1	-1	0	0	-1	0	0

Мы замечаем, что квантовые числа I_3^c и Y^c имеют в этой таблице значения, противоположные по знаку значениям квантовых чисел I_3 и Y в предыдущей таблице (3.5). Поэтому, если относительно группы $SU(3)$ фундаментальный нонет преобразуется по представлению $\{3\}$, то относительно группы $SU(3)^c$ он преобразуется по сопряженному представлению $\{\bar{3}^c\}$. Таким образом, относительно полной группы G (3.1) он преобразуется по представлению $(3, \bar{3}^c)$.

Теперь составим мезонные состояния, рассматривая их как прямое произведение фундаментальных нонета и антинонета:

$$(3, \bar{3}^c) \times (\bar{3}, 3^c) = (1 \oplus 8, 1^c) + (1 \oplus 8, 8^c). \quad (3.7)$$

Обычные мезоны считаются цветными синглетами и составляют нонеты $(1 \oplus 8, 1^c)$. Мы обозначим всю совокупность таких $SU(3)^c$ -синглетных мезонов символом $|1^c\rangle$ и будем иметь для них структуру

$$|1^c\rangle = \frac{t_1 \bar{t}_1 + t_2 \bar{t}_2 + t_3 \bar{t}_3}{\sqrt{3}}. \quad (3.8)$$

Но, помимо обычных мезонных состояний, возникает 72 новых мезонных состояния, относящихся к цветному октету $|8^c\rangle$.

Последний состоит из следующих цветных мультиплетов:

$$\begin{aligned} &\text{цветного изотриплета} \\ |I^c=1, I_3^c=0, Y^c=0\rangle &= \frac{t_1 \bar{t}_1 - t_2 \bar{t}_2}{\sqrt{2}}, \end{aligned} \quad (3.9a)$$

$$|I^c=1, I_3^c=-1, Y^c=0\rangle = t_1 \bar{t}_2, \quad (3.9b)$$

$$|I^c=1, I_3^c=+1, Y^c=0\rangle = t_2 \bar{t}_1; \quad (3.9b)$$

$$\begin{aligned} &\text{цветного изосинглета} \\ |I^c=0, Y^c=0\rangle &= \frac{t_1 \bar{t}_1 + t_2 \bar{t}_2 - 2 t_3 \bar{t}_3}{\sqrt{6}}; \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} &\text{двух цветных изодублетов} \\ |I^c=1/2, I_3^c=-1/2, Y^c=-1\rangle &= t_1 \bar{t}_3, \end{aligned} \quad (3.11a)$$

$$|I^c=1/2, I_3^c=+1/2, Y^c=-1\rangle = t_2 \bar{t}_3; \quad (3.11b)$$

$$|I^c=1/2, I_3^c=1/2, Y^c=+1\rangle = t_3 \bar{t}_1, \quad (3.12a)$$

$$|I^c=1/2, I_3^c=-1/2, Y^c=+1\rangle = t_3 \bar{t}_2. \quad (3.12b)$$

Каждое из этих состояний представляет собой нонет $(1 \oplus 8)$ кварковых состояний (следует написать произведения $t_{\alpha i} \bar{t}_{\beta j}$ и взять соответствующие комбинации по индексам $\alpha = p, n, \lambda$ и $\beta = \bar{p}, \bar{n}, \bar{\lambda}$ для данного мезона ($\pi, \eta, K, \rho, \omega, \phi, K^*$ и т.д.)).

Отметим, что среди состояний (3.9-12) цветного октета имеются два состояния (3.9a) и (3.10), обладающие нулевыми цветными квантовыми числами $I_3^c = 0$ и $Y^c = 0$. Остальные состояния

этого цветного октета имеют $I_3^c \neq 0$ и $Y^c \neq 0$ (но некоторые из них имеют цветной заряд $c=0$). Ниже "цветными частицами" мы будем называть частицы, относящиеся к этим последним состояниям, тогда как новые состояния с $I_3^c = 0$ и $Y = 0$ мы не будем называть "цветными".

Барийные состояния рассматриваются как прямое произведение трех фундаментальных нонетов

$$(3, \bar{3}^c) \times (3, \bar{3}^c) \times (3, \bar{3}^c) = (1, 1^c) + 2(8, 1^c) + (10, 1^c) + 2(1, 8^c) + (1, \bar{10}^c) + 2(8, \bar{10}^c) + 2(10, 8^c) + 4(8, 8^c) + (10, \bar{10}^c) \quad (3.13)$$

(всего 729 состояний). Опять обычные барионные состояния считаются "цветными" синглетами и относятся к представлениям $(1, 1^c)$, $(8, 1^c)$ и $(10, 1^c)$. Поскольку "цветной" синглет антисимметричен относительно номеров триплетов:

$$\sum_{i,j,k=1}^3 \frac{1}{6} \epsilon_{ijk} t_i t_j t_k, \quad (3.14)$$

мы получаем из принципа Паули, что относительно группы $SU(6)$ обычные барионные состояния принадлежат к симметричному 56-плету, что и являлось нашей желанной целью.

Итак, в рамках $SU(3) \times SU(3)^c$ симметрии возникает большое количество вакантных мезонных и барионных состояний. Среди них большое число обладает отличными от нуля квантовыми числами I_3^c , Y^c , т.е. является "цветными" частицами. Если предположить, что "цветные" квантовые числа I_3^c и Y^c могут нарушаться лишь слабым взаимодействием, то "цветные" частицы должны быть "стабильными" по отношению к сильным и электромагнитным распадам и должны обладать относительно большим временем жизни. В то же время новые состояния (3.9а) и (3.10) будут "стабильны" по от-

ношению к сильным взаимодействиям, но могут испытывать электромагнитные распады в обычные частицы. Такие переходы мы рассмотрим ниже.

Наиболее существенным вопросом для данной схемы является вопрос о существовании кварков (а также бикварков) в свободном состоянии. После приписывания кваркам целочисленных зарядов мы, фактически, вернулись к исходной модели Саката, но не с триплетом, а нонетом фундаментальных частиц. Поведение последних зависит от их барионных зарядов^{/6,7/}. Если барионные заряды кварков по-прежнему считать дробными и равными $1/3$, то некоторые из девяти кварков должны были бы быть абсолютно стабильны. Можно, однако, считать барионные заряды кварков целочисленными^{/7/} и равными для каждого из трех триплетов соответственно

$$B = (0, 0, 1) \quad (3.15a)$$

или

$$B = (1, 1, -1). \quad (3.15b)$$

В первом случае (3.15а) кварки с нулевыми барионными зарядами могли бы распадаться на лептоны. Во втором случае (3.15б) кварки с барионным зарядом $B = 1$ могли бы распадаться на барионы, а кварки с барионным зарядом $B = -1$ — на антибарионы. Распад мог бы происходить за счет нарушения $SU(3) \times SU(3)^c$ симметрии, имеющего вид

$$(3, \bar{3}^c) + (\bar{3}, 3^c). \quad (3.16)$$

Из нерегулярностей в поведении e^+e^- -аннигиляции в адроны в области энергий 3+4 ГэВ Намбу и Хан дали оценку для массы кварков $\sim 1,5+2$ ГэВ^{/7/}, последняя ссылка/.

Сейчас мы перейдем к другой модификации трехтриплетной модели, которая как раз была продиктована стремлением запретить существование кварков в свободном состоянии^{/8/}. Одновременно

с этим оказались запрещенными и все "цветные" частицы (с $I_3^c \neq 0$ и $Y^c \neq 0$), и поэтому такая схема оказалась весьма экономной в отношении новых вакантных состояний. На принципиальных различиях этой схемы и схемы Хана и Намбу мы остановимся в конце обзора.

Вместо "цветной" симметрии $SU(3)^c$ рассматривается "цветная" группа S_3^c перестановок номеров триплетов кварков, состоящая из $3! = 6$ элементов. Такая модель была названа симметричной трехтриплетной моделью /8/. Ее основные требования заключаются в следующем:

А. Электрические заряды фундаментального нонета кварков имеют целочисленные значения (2.3).

Б. Физические состояния должны быть векторами неприводимых представлений группы S_3^c .

В. Физические состояния должны быть собственными состояниями электрического заряда Q .

Из этих требований вытекает условие

$$[Q, \mathcal{P}] | \dots \rangle = 0, \quad (3.17)$$

где \mathcal{P} - любая перестановка из S_3^c . Легко видеть, что (3.17) не выполняется для однокваркового состояния. Например, для "симметричного" p-кварка имеем:

$$Q \mathcal{P}_{1 \neq 2} | p_1 + p_2 + p_3 \rangle = Q | p_1 + p_2 + p_3 \rangle = | p_2 + p_3 \rangle \neq \neq \mathcal{P}_{1 \neq 2} Q | p_1 + p_2 + p_3 \rangle = \mathcal{P}_{1 \neq 2} | p_2 + p_3 \rangle = | p_1 + p_3 \rangle.$$

Таким образом, однокварковые (так же как и бикварковые и т.п.) состояния сразу же оказываются запрещенными в рамках этой модели.

Требование (3.17) существенно уменьшает количество возможных мезонных и барионных состояний. Разрешенными оказываются лишь

$$\text{мезоны: } \sum_{i=1}^3 y_i t_{i\alpha} \bar{t}_{i\beta}; \quad \alpha, \beta = p, n, \lambda; \quad (3.18)$$

$$\text{барионы: } \sum_{i \neq j \neq k \neq i=1}^3 y_{ijk} t_{i\alpha} t_{j\beta} t_{k\gamma}. \quad (3.19)$$

Используя (3.5), мы получаем, что разрешенные состояния имеют

$$I_3^c = 0, \quad Y^c = 0, \quad c = 0, \quad (3.20)$$

т.е. являются "нецветными" адронами. Формула Гелл-Манна-Нишиджими (3.4) приобретает свой первоначальный вид. Однако среди таких "нецветных" состояний есть новые состояния, отличные от обычных барионных состояний.

Коэффициенты y_i в (3.18) и y_{ijk} в (3.19) должны быть подобраны так, чтобы в результате получались неприводимые представления S_3^c .

Мезоны

Симметричное представление - обычные мезоны:

$$\square\square, \quad \frac{1}{\sqrt{3}} (t_{1\alpha} \bar{t}_{1\beta} + t_{2\alpha} \bar{t}_{2\beta} + t_{3\alpha} \bar{t}_{3\beta}). \quad (3.21)$$

Смешанное двумерное представление - новые мезоны:

$$\square\square \begin{cases} \square', & \frac{1}{\sqrt{6}} (2t_{1\alpha} \bar{t}_{1\beta} - t_{2\alpha} \bar{t}_{2\beta} - t_{3\alpha} \bar{t}_{3\beta}), \\ \square'', & \frac{1}{\sqrt{2}} (t_{2\alpha} \bar{t}_{2\beta} - t_{3\alpha} \bar{t}_{3\beta}). \end{cases} \quad (3.22a)$$

Как будет видно из дальнейшего, выбор комбинаций (3.22a, б) диктуется электромагнитным характером нарушения S_3^c -симметрии.

Итак, помимо нонетов обычных псевдоскалярных Π и векторных V мезонов, мы получаем еще два нонета $\tilde{\Pi}$ и $\tilde{\Pi}$ псевдоскалярных и два нонета \tilde{V} и \tilde{V} векторных мезонов, соответствующих двум векторам (3.22a, б) смешанного представления. Если бы S_3^c -

симметрия была точной, то мы имели бы дублетное вырождение $\tilde{\Pi}, \tilde{\Pi}$ и \tilde{V}, \tilde{V} каждого нового мезонного состояния. При нарушении S_3^c возникает дублетное расщепление каждого нового состояния, и величина этого расщепления определяется характером нарушения S_3^c . Всюду в дальнейшем мы будем предполагать электромагнитный характер нарушения S_3^c -симметрии. Тогда вышеуказанное дублетное расщепление будет составлять величину порядка нескольких МэВ.

Сравнивая мезонные состояния, входящие в трехтриплетную симметричную модель, с аналогичными состояниями в модели Хана и Намбу, мы заключаем, что из последних остаются лишь $SU(3)^c$ -синглетные состояния (3.8) и два состояния из цветного $SU(3)^c$ -октета, (3.9а) и (3.10), обладающие нулевыми квантовыми числами I_3^c и Y^c , но относящиеся одно к цветному изотриплету $I^c = 1$ и другое - к цветному изосинглету $I^c = 0$. Мы получаем следующее соответствие $SU(3)^c$ и S_3^c состояний.

Г р у п п а:	
$SU(3)^c$	S_3^c
$ 1^c\rangle$	$\square\square$
$\frac{\sqrt{3}}{2} 1^c=1, I_3^c=0, Y^c=0; 8^c\rangle +$ $+\frac{1}{2} 1^c=0, I_3^c=0, Y^c=0; 8^c\rangle$	\square'
$-\frac{1}{2} 1^c=1, I_3^c=0, Y^c=0; 8^c\rangle +$ $+\frac{\sqrt{3}}{2} 1^c=0, I_3^c=0, Y^c=0; 8^c\rangle$	\square''

(3.23)

Таким образом, чтобы выполнялось соответствие (3.23), мы должны потребовать вырождения для цветных состояний с $I^c = 1$ и $I^c = 0$, а нарушение этого вырождения должно происходить электромагнитным образом.

Б а р и о н н

Антисимметричное представление - обычные барионы:

$$\square, \sum_{i,j,k} \epsilon_{ijk} t_{i\alpha} t_{j\beta} t_{k\gamma} \quad (3.24)$$

Симметричное представление:

$$\square\square, \sum_{i \neq j \neq k \neq i} t_{i\alpha} t_{j\beta} t_{k\gamma} \quad (3.25)$$

Два смешанных представления \square_I и \square_{II} , каждое из которых содержит по два базисных вектора. Мы не выписываем эти векторы в явном виде (см. /8/).

Если полную волновую функцию барионов представить в виде произведения

$$\Psi_{\text{полн.}} = \Psi_{S_3^c} \times \Psi_{SU(6)} \times \Psi_{\text{простр.}} \quad (3.26)$$

то все барионные основные состояния с симметричной пространственной волновой функцией располагаются в таблице:

$\Psi_{\text{подн.}}$	$\Psi_{S_3^c}$	$\Psi_{SU(6)}$	$\Psi_{\text{простр.}}$	$SU(6)$ мультиплет
\square	\square	$\square\square$	$\square\square$	56
\square	$\square\square$	\square	$\square\square$	20
\square	\square'	\square'	$\square\square$	70

(3.27)

Связь между S_3^c -состояниями (3.27) и $SU(3)^c$ -состояниями (3.13) представлена в таблице

Г р у п п а:	
$SU(3)^c$	S_3^c
1^c	□
$\bar{10}^c$	□□□
8^c	□□

(3.28)

Состояния (3.27) служат основаниями для серии их L -возбуждений. Так, в настоящее время, по-видимому, установлены L -возбуждения обычного 56-плета барионов, составляющие 20- и 70- плеты. Не следует путать эти мультиплеты с мультиплетами из таблицы (3.27), являющимися новыми основными состояниями.

4. Свойства новых состояний

Прежде всего рассмотрим иерархию взаимодействий.

Сильное взаимодействие инвариантно относительно $SU(3)$ и $SU(3)^c$ (или S_3^c). Оно приводит к большим (≥ 2 ГэВ) массовым расщеплениям между различными представлениями $SU(3)^c$ (или S_3^c).

Средне- сильное взаимодействие нарушает $SU(3)$ известным образом ($\Delta m \lesssim 1$ ГэВ). Пока что неизвестно, каким образом нарушается $SU(3)^c$ (или S_3^c). Скорее всего, нет сильного взаимодействия, которое было бы инвариантно относительно $SU(3) \times SU(3)^c$, но не было бы инвариантно в отдельности относительно $SU(3)$ и $SU(3)^c$. Такое взаимодействие сохраняло бы

лишь суммы $I_3 + I_3^c$ и $Y + Y^c$, но не I_3, I_3^c и Y, Y^c и должно было бы приводить к сильным переходам тяжелых $SU(3)^c$ -несинглетных состояний в обычные $SU(3)^c$ -синглетные состояния^{7/}. Ниже мы будем предполагать, что $SU(3)^c$ или S_3^c нарушается лишь электромагнитным (и, конечно, слабым) взаимодействием, нарушающим I и I^c , но сохраняющим Y и Y^c . Поэтому для нас существенна структура электромагнитного тока, которую мы будем предполагать той же самой, что и структура электрического заряда:

$$J_\mu^{э.м.} = \bar{t}_{P2} \gamma_\mu t_{P2} + \bar{t}_{P3} \gamma_\mu t_{P3} - \bar{t}_{n1} \gamma_\mu t_{n1} - \bar{t}_{\lambda 1} \gamma_\mu t_{\lambda 1}. \quad (4.1)$$

Относительно $SU(3) \times SU(3)^c$ такой ток имеет две компоненты:

$$J_\mu^{э.м.} = J_\mu(8, 1^c) + \tilde{J}_\mu(1, 8^c). \quad (4.2)$$

Обычный, или "бесцветный", ток $J_\mu(8, 1^c)$ является $SU(3)^c$ -синглетом и $SU(3)$ -октетом, тогда как необычный, или "цветной", ток $\tilde{J}_\mu(1, 8^c)$ является, наоборот, $SU(3)^c$ -октетом и $SU(3)$ -синглетом. Подробно эти токи для фундаментального (кваркового) нонета имеют вид

$$J_\mu(8, 1^c) = J_\mu^{(3,0)} + \frac{1}{\sqrt{3}} J_\mu^{(8,0)}, \quad (4.3)$$

$$\tilde{J}_\mu(1, 8^c) = -J_\mu^{(0,3)} - \frac{1}{\sqrt{3}} J_\mu^{(0,8)}, \quad (4.4)$$

где

$$J_\mu^{(m,n)} = \frac{1}{2} \bar{t}_{\alpha i} \gamma_\mu (\lambda^m)_{\alpha\beta} (\lambda^n)_{ij} t_{\beta j}, \quad (4.5)$$

и $\lambda^{m,n}$ -матрицы Гелл-Манна или единичная матрица:

$$\lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}, \quad \lambda^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Важно отметить, что "цветной" ток является $SU(3)$ -синглетом, и поэтому в реакции e^+e^- -аннигиляции, рассматриваемой в однофотонном приближении, могут образовываться лишь $SU(3)$ -синглетные новые векторные мезоны. Таких мезонов 4: два относятся к "цветному" изотриплету ($I^c = 1$) и два к "цветному" изосинглету ($I^c = 0$):

$$\left. \begin{aligned} \omega_1^c (I^c = 1), \quad \varphi_1^c (I^c = 1), \\ \omega_2^c (I^c = 0), \quad \varphi_2^c (I^c = 0). \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

Для обозначения новых мезонов мы будем употреблять те же греческие буквы, подчеркивая тем самым, что относительно обычной $SU(3)$ -группы они имеют то же самое кварковое содержание, что и обычные ω - и φ -мезоны, и состоят, в основном, из нестранных p -и n -, и странных λ -кварков соответственно.

Можно было бы предположить, что недавно открытые ψ_1 (3.1)- и ψ_2 (3.7)-мезоны являются

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 (3.1) &\equiv \omega_1^c (I^c = 1), \\ \psi_2 (3.7) &\equiv \omega_2^c (I^c = 0). \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

В этом случае, отвлекаясь от массовых факторов, близких к 1, мы имеем

$$\Gamma(\psi_1 \rightarrow e^+e^-) : \Gamma(\psi_2 \rightarrow e^+e^-) = 3 : 1. \quad (4.8)$$

Но, кроме того, должны были бы существовать еще два, возможно, более тяжелых векторных мезона: $\varphi^c (I^c = 1)$ и $\varphi^c (I^c = 0)$. В целом мы имели бы для лептонных ширин соотношение

$$\Gamma(\omega_1^c \rightarrow e^+e^-) : \Gamma(\omega_2^c \rightarrow e^+e^-) : \Gamma(\varphi_1^c \rightarrow e^+e^-) : \Gamma(\varphi_2^c \rightarrow e^+e^-) = 6 : 2 : 3 : 1. \quad (4.9)$$

Однако наблюдение в эксперименте лишь двух узких резонансов^{/29/} ставит схему отождествления (4.7) под сомнение. В такой схеме был бы запрещен также сильный переход

$$\psi_2 \rightarrow \psi_1 + \pi^+ + \pi^-, \quad (4.10)$$

который, по-видимому, наблюдался экспериментально.

Можно выдвинуть другое "динамическое" предположение: считать, что имеет место вырождение относительно цветного изоспина I^c состояний с $I^c = 0$ и $I^c = 1$, а снятие такого вырождения происходит чисто электромагнитным образом. Тогда "физическими" состояниями будут суперпозиции:

$$\tilde{V} = \frac{\sqrt{3}}{2} V_1^c (I^c = 1) + \frac{1}{2} V_2^c (I^c = 0), \quad (4.11a)$$

$$\tilde{V} = -\frac{1}{2} V_1^c (I^c = 1) + \frac{\sqrt{3}}{2} V_2^c (I^c = 0), \quad (4.11b)$$

где $V^c = \omega^c, \varphi^c, \rho^c$. Электромагнитный ток $\tilde{J}_\mu (I, 8^c)$, определяемый (4.4), имеет структуру (4.11a). Поэтому в e^+e^- -аннигиляции в однофотонном приближении могут образовываться лишь $\tilde{V} = \tilde{\omega}, \tilde{\varphi}$ -мезоны. Итак, мы приходим к следующему отождествлению:

$$J \quad \text{или} \quad \psi_1 (3105) \equiv \tilde{\omega}, \quad (4.12a)$$

$$\psi_2 (3695) \equiv \tilde{\varphi}. \quad (4.12b)$$

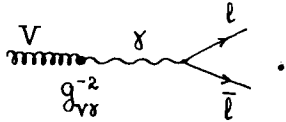
Никаких других узких резонансов в данной схеме в указанном процессе e^+e^- -аннигиляции образовываться не может.

В схеме с S_3^c -симметрией комбинациям (4.11a) и (4.11b) соответствуют, как видно из таблицы (3.23), состояния смешанного представления \square' и \square'' соответственно. Поэтому в e^+e^- -аннигиляции образуются лишь состояния, относящиеся к \square' . (Это обстоятельство отмечалось еще в работе^{/8/}).

Сейчас мы перейдем к следствиям нашего отождествления (4.12).

а) Распад на лептон-антилептонную пару: $\tilde{V} \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$

В однофотонном приближении распад векторного мезона V на лептон-антилептонную пару описывается диаграммой



Ширина такого распада определяется выражением

$$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{g_{V\gamma}^2} m_V, \quad (4.13)$$

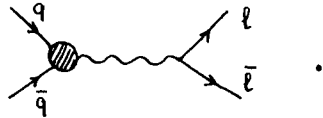
где $g_{V\gamma}^{-2}$ - безразмерная постоянная перехода "фотон-векторный мезон", m_V - масса мезона V .

Мы принимаем для ψ -частиц значения лептонных ширин, полученные из анализа экспериментальных данных В.В.Бажановым, Г.П.Пранько и Л.Д.Соловьевым^{/30/} и Иенни^{/31/}. Для обычных ρ -, ω - и ψ -мезонов мы используем данные таблиц^{/32/}.

(4.14)

Мезон:	ρ	ω	ψ	$\tilde{\omega} \equiv \psi_1$	$\tilde{\psi} \equiv \psi_2$
Γ (кэВ)	$6,47 \pm 0,9$	$0,76 \pm 0,08$	$1,34 \pm 0,14$	$5,3 \pm 0,2$	$3,3 \pm 0,5$
$g_{V\gamma}^{-2}$	$0,0312 \pm 0,0025$	$0,00415 \pm 0,0004$	$0,00655 \pm 0,0005$	$0,0077 \pm 0,0003$	$0,0041 \pm 0,0006$

Для вычисления констант $g_{V\gamma}^{-2}$ можно воспользоваться кварковой моделью, рассмотрев процесс аннигиляции кварка и антикварка



Из такого рассмотрения следует:

$$g_{V\gamma}^{-2} = \frac{4 |\Psi_V(0)|^2}{m_V^3} a_V, \quad (4.15)$$

где $\Psi_V(0)$ - значение волновой функции аннигилирующих кварков при их относительном расстоянии, равном 0; коэффициент a_V определяется "кварковым содержанием" мезона V :

$$a_V = \sum_i a_i \frac{e_i}{e}, \quad (4.16)$$

где a_i - коэффициенты Клебша-Гордона i -го кварка в мезоне V , e_i - заряд этого кварка. Для коэффициентов a_V мы получаем:

Мезон	ρ	ω	ψ	$\tilde{\omega} \equiv \psi_1$	$\tilde{\psi} \equiv \psi_2$
a_V	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	$-\frac{2}{\sqrt{3}}$	$-\frac{2}{\sqrt{6}}$

(4.17)

Легко проверить, что для $\tilde{\rho}^0$, а также для $\tilde{\rho}^+$, $\tilde{\omega}$, $\tilde{\psi}$ коэффициенты a_V обращаются в нуль.

Нам совершенно неизвестно поведение волновой функции кварков, составляющих мезоны. Для того, чтобы согласовать экспериментальные данные (4.14), следует предположить

$$|\Psi_V(0)| \propto m_V \quad (4.18)$$

(коэффициент пропорциональности равен, приблизительно, $\sqrt{m_\pi}/6$).

Тогда ширины лептонных распадов векторных мезонов должны быть просто пропорциональны a_V^2 :

$$\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-} \propto a_V^2. \quad (4.19)$$

Отсюда мы получаем, что отношение $\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-} / a_V^2$ должно быть постоянной величиной. Используем экспериментальные данные для лептонных ширин (4.14) и коэффициенты a_V , приведенные в (4.17). Мы получим:

$$\frac{1}{9} \Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-} : \Gamma_{\omega \rightarrow e^+e^-} : \frac{1}{2} \Gamma_{\varphi \rightarrow e^+e^-} : \frac{1}{8} \Gamma_{\tilde{\omega} \equiv \psi_1 \rightarrow e^+e^-} : \frac{1}{4} \Gamma_{\tilde{\varphi} \equiv \psi_2 \rightarrow e^+e^-} \quad (4.20)$$

$$= (0.72 \pm 0.10) : (0.76 \pm 0.08) : (0.67 \pm 0.07) : (0.66 \pm 0.07) : (0.82 \pm 0.12).$$

Мы, действительно, получаем постоянную величину*).

Заметим, что возрастание $|\Psi_V(0)|$ в зависимости от массы мезона наблюдалось еще раньше при рассмотрении слабых распадов пионов и каонов и получило наименование парадокса Ван Ройена-Вайскопфа^{/33/}.

Мы хотим особо выделить предсказание нашей модели^{/34/} для отношения лептонных ширин (ср. (4.8) при отождествлении (4.7)):

$$\frac{\Gamma(\tilde{\omega} \equiv \psi_1 \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\tilde{\varphi} \equiv \psi_2 \rightarrow e^+e^-)} = 2, \quad (4.21)$$

которое слабо зависит от предположений о массовых факторах, поскольку массы ψ_1 - и ψ_2 - мезонов близки друг к другу. Из экспериментальных данных (4.14) мы получаем для этого отношения значение

$$(5.3 \pm 0.2 \text{ кэВ}) : (3.3 \pm 0.5 \text{ кэВ}) = 1.6 \pm 0.25.$$

Для абсолютных значений лептонных ширин оценку можно получить, исходя из обобщенных правил сумм Вайнберга^{/8,34/}. Предполагается, что спектральные плотности (фурье-образы вакуумного среднего T-произведения двух токов) для "бесцветного" (4.3) и "цветного" (4.4) токов асимптотически совпадают:

$$\lim_{k_\mu \rightarrow \infty} [\Delta_{\mu\nu}(k) - \tilde{\Delta}_{\mu\nu}(k)] = 0. \quad (4.22)$$

* Следует отметить, что при подготовке настоящего обзора к печати появилась работа Иенни^{/31/}, в которой было получено соотношение (4.20) на основе $SU(4)$ -модели с "очарованным" кварком, за исключением, конечно, предсказания для ψ_2 , которое является особенностью рассматриваемой нами модели.

Тогда возникает правило сумм, связывающее полные сечения e^+e^- -аннигиляции в $SU(3)^c$ -синглетные и $SU(3)^c$ -октетные состояния:

$$\int_0^\infty s ds \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow "1^c" \text{ адроны}) = \int_0^\infty s ds \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow "8^c" \text{ адроны}). \quad (4.23)$$

Мы заменяем это правило сумм конечным правилом сумм, выделяя резонансные вклады и считая, что выше порога рождения адронов в "8^c"-состоянии вклады от адронного непрерывного спектра в левой и правой частях (4.23) одинаковы. Мы имеем тогда

$$m_\rho \Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-} + m_\omega \Gamma_{\omega \rightarrow e^+e^-} + m_\varphi \Gamma_{\varphi \rightarrow e^+e^-} + \frac{1}{12\pi^2} \int_{m_2^2}^{m_{\psi_1}^2} s ds \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) = m_{\psi_1} \Gamma_{\psi_1 \rightarrow e^+e^-} + m_{\psi_2} \Gamma_{\psi_2 \rightarrow e^+e^-}. \quad (4.24)$$

Используя данные о непрерывном спектре^{/35/} (он дает наибольший вклад (~ 85%) в левую часть (4.24) и одновременно вносит наибольшую неопределенность), мы получаем оценку^{/34/ж}

$$\Gamma_{\psi_1 \rightarrow e^+e^-} = 2 \Gamma_{\psi_2 \rightarrow e^+e^-} = 9_{-1.5}^{+3} \text{ кэВ}. \quad (4.25)$$

б) Радиационные распады новых векторных мезонов в обычные псевдоскалярные: $\tilde{V} \rightarrow \Pi + \gamma$

Поскольку электромагнитное взаимодействие нарушает $SU(3)^c$ (или S_3^c)-симметрию, новые векторные мезоны \tilde{V} могут испытывать радиационный распад

$$\tilde{V} \rightarrow \Pi + \gamma \quad (4.26)$$

* Заметим, что наше предыдущее рассмотрение в работе^{/34/} было основано на S_3^c -симметрии. Однако при вышеуказанном соответствии (3.23) состояний $SU(3)^c$ -и S_3^c -симметрий все выводы данного рассмотрения и рассмотрения^{/34/} полностью совпадают.

в обычные псевдоскалярные мезоны Π (π^0, η, A_1, η' и т.д.).

Если воспользоваться наивной кварковой моделью (см., например, /35/) и рассматривать такие процессы, как магнитный дипольный переход ("переворот" спина кварка или антикварка), приняв для магнетона кварка μ обычное значение, соответствующее массе кварка $m_q \approx 300$ МэВ, то получаются слишком большие значения для ширин радиационных распадов (4.26):

Процесс	ширина $\Gamma(V \text{ или } \tilde{V} \rightarrow \Pi + \gamma)$ ($\kappa = (m_V^2 - m_\Pi^2) / 2m_V$)
$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$	$\frac{4\mu^2}{3\pi} \kappa^3 \approx 1.2$ МэВ
$\tilde{\rho}^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$	$\frac{8\mu^2}{27\pi} \kappa^3 \approx 70$ МэВ
$\tilde{\rho}^0 \rightarrow \eta \gamma$	0
$\tilde{\omega} \rightarrow \pi^0 \gamma$	0
$\tilde{\omega} \rightarrow \eta \gamma$	$\frac{8\mu^2}{81\pi} \kappa^3 \approx 20$ МэВ
$\tilde{\varphi} \rightarrow \pi^0 \gamma$	0
$\tilde{\varphi} \rightarrow \eta \gamma$	$\frac{16\mu^2}{81\pi} \kappa^3 \approx 75$ МэВ

(4.27)

Заметим, что для мезонов $\tilde{\rho}^0, \tilde{\omega}$ и $\tilde{\varphi}$ радиационные распады типа (4.26) запрещены.

Экспериментальные значения полных ширин распадов для ψ -частиц составляют

$$\Gamma_{tot}(\psi_1) \approx 80 - 100 \text{ кэВ,}$$

$$0,5 \text{ МэВ} < \Gamma_{tot}(\psi_2) < 2,7 \text{ МэВ.}$$

Таким образом, мы получаем резкое противоречие экспериментальных данных с предсказаниями (4.27) наивной кварковой модели.

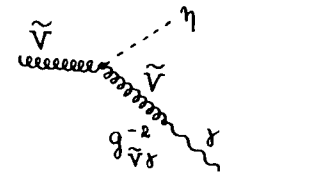
Однако следует отметить, что применение формул простой кварковой модели к радиационным распадам новых мезонов бессмыс-

ленно, поскольку при таких распадах должно совершаться сильное изменение масс частиц (как, например, в процессе $\tilde{\omega} \equiv \psi_1 (3.1 \text{ ГэВ}) \rightarrow \gamma + \eta (0.55 \text{ ГэВ})$). "Эффективные" массы кварков, составляющих новые ψ и обычные (например, η) мезоны могут оказаться совершенно различными (для λ -кварка это видно хотя бы из неравенства $m_{\tilde{\varphi} \equiv \psi_2} - m_{\tilde{\omega} \equiv \psi_1} \approx 0.6 \text{ ГэВ} > m_\varphi - m_\omega \approx 0.24 \text{ ГэВ}$). Тогда может происходить сильное подавление дираковского переходного тока, и, следовательно, подавление радиационных распадов, перечисленных в (4.27) (паулиевский ток кварков обычно предполагается несущественным). В то же время виртуальные радиационные переходы ($\kappa^2 \neq 0$) типа

$$\tilde{\omega} \rightarrow \eta + \gamma^* \rightarrow \eta + \rho \rightarrow 5\pi \quad (4.28)$$

могут происходить с заметной вероятностью.(?)

В модели векторной доминантности, согласно которой радиационный распад (4.26) описывается диаграммой



возникает вопрос о том, каким образом следует экстраполировать вершину $g_{\tilde{V}\gamma}^{-2}(\kappa^2)$ по массе κ^2 от $\kappa^2 = m_{\tilde{V}} \approx 3$ ГэВ (постоянные $g_{\tilde{V}\gamma}^{-2}$ определены из данных по аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \tilde{V}$ при этих значениях κ^2) до $\kappa^2 = 0$.

Таким образом, в настоящее время мы не можем дать какие-либо разумные оценки ширин радиационных распадов (4.26). Если все же радиационная мода распадов новых векторных мезонов окажется существенной, то заметное их образование в e^+e^- -столкновениях

при энергиях выше порога могло бы дать естественное объяснение "энергетического кризиса"^{/37/}.

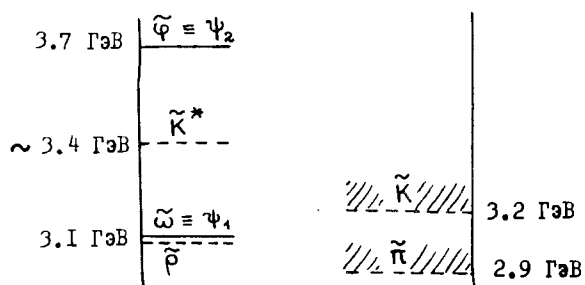
в) Сильные распады новых мезонов

Сильные распады новых адронов в обычные адроны запрещены, поскольку эти два класса частиц относятся к различным неприводимым представлениям $SU(3)^c$ или S_3^c . Переходы частиц из этих двух классов друг в друга могут совершаться либо за счет электромагнитных взаимодействий, либо ассоциативным образом.

Однако наряду с новыми векторными мезонами должны существовать соответствующие нонеты псевдоскалярных мезонов. Могли бы совершаться переходы

$$\left. \begin{array}{l} \tilde{\omega} \rightarrow \tilde{\pi} + 2\pi, \\ \tilde{\psi} \rightarrow \tilde{K} + K, \\ \dots \end{array} \right\} \quad (4.29)$$

Но может оказаться, что такие распады запрещены из-за больших значений масс новых псевдоскалярных мезонов. Чтобы это было так, массы последних должны быть больше границ, указанных на рисунке:



Может оказаться, что массы новых псевдоскалярных мезонов $\tilde{\pi}$ вообще больше масс соответствующих векторных мезонов \tilde{V} .

Весьма интересное явление представляет собой переход

$$(\tilde{\omega} \equiv) \psi_2 \rightarrow \psi_1 (\equiv \tilde{\omega}) + \pi^+ + \pi^-, \quad (4.30)$$

который, по-видимому, наблюдался. Такой переход протекает сильным образом. Однако, поскольку $\psi_2 (\equiv \tilde{\omega})$ - мезон мы считаем состоящим в основном из странных кварков $\lambda, \bar{\lambda}$, а $\psi_1 (\equiv \tilde{\omega})$ - из нестранных (p, \bar{p} и n, \bar{n}), такой переход будет подавлен известным правилом Окубо-Иизука-Цвейга^{/38/}. Он может происходить лишь за счет небольшой примеси нестранных кварков в мезоне $\tilde{\omega}$. Можно показать, что такое объяснение распада (4.30) имеет удовлетворительное количественное подтверждение^{/39/}.

Мы хотим особо подчеркнуть, что наряду с модой распада (4.30) ψ_2 - мезона, составляющей ~30%, должна иметь место мода распада этого мезона на новый $\tilde{\rho}$ - мезон:

$$\psi_2 (\equiv \tilde{\omega}) \begin{cases} \tilde{\rho}^0 + \pi^0 \\ \tilde{\rho}^\pm + \pi^\mp \end{cases} \quad (4.31)$$

Подавление переходов (4.31) имеет ту же природу, что и подавление перехода (4.30). Распады ψ_2 - мезонов, таким образом, могли бы служить источником возникновения новых $\tilde{\rho}^{\pm,0}$ - мезонов, масса которых близка к массе $\tilde{\omega}$ - мезона и составляет ~3,1 ГэВ.

Правило Окубо-Иизука-Цвейга могло бы также объяснить отсутствие образования ψ_2 - мезона в протон-протонных столкновениях^{/40/}.

Наконец, если протон обладает достаточно большой энергией,

*). Вероятность образования ψ_2 в реакции $p + \nu_e \rightarrow \psi_2 + \dots$ уменьшается также из-за увеличения массы ψ_2 по сравнению с ψ_1 . Если принять зависимость сечения образования от массы рождаемой частицы Δm : $\sigma \propto \exp(-\Delta m / 160 \text{ МэВ})$, то такое увеличение массы приводит к фактору 2.5×10^{-2} .

чтобы породить пару новых частиц (сумма масс $\sim 6,2$ ГэВ), то может происходить ассоциативное сильное рождение новых мезонов

$$P + P \rightarrow \begin{cases} \tilde{V} + \tilde{V} + \dots \\ \tilde{V} + \tilde{\Pi} + \dots \\ \dots \end{cases} \quad (4.32)$$

Увеличение сечения образования ψ -частиц при увеличении энергии протона, по-видимому, наблюдалось. Отметим, что наряду с \tilde{V} - и $\tilde{\Pi}$ -мезонами ассоциативно могли бы образовываться также и другие "компоненты дублетов" $\tilde{\tilde{V}}$ и $\tilde{\tilde{\Pi}}$. Последние были бы более стабильны по отношению к электромагнитным переходам, чем \tilde{V} и $\tilde{\Pi}$.

г) Новые широкие резонансы

В последнее время появились сведения^{/41/} об открытии в e^+e^- -аннигиляции широкого резонанса ψ_3 (4.15 ГэВ), полная ширина которого составляет 250–300 МэВ, а лептонная ширина $\Gamma_{\psi_3 \rightarrow e^+e^-} \cong 4$ кэВ.

Можно ожидать, что ψ_3 представляет собой радиальное возбуждение ψ_1 и что у него будут следующие основные моды распада:

$$\psi_3 (4.15) (\cong \tilde{\omega}') \begin{cases} \psi_1 (3.1) (\cong \tilde{\omega}) + 2\pi \\ \tilde{\rho} (3.1?) + \pi \end{cases} \quad (4.33)$$

Тогда в конечном состоянии распада (4.33) следует ожидать главным образом появления многопионных состояний.

Естественно ожидать также существования аналогичного возбужденного состояния $\psi_2 (\cong \tilde{\phi})$ -мезона. Такое состояние должно иметь массу $\approx 4.6 - 4.8$ ГэВ и лептонную ширину ≈ 2 кэВ, вдвое меньшую по сравнению с лептонной шириной (≈ 4 кэВ) для ψ_3 -резонан-

са^{/39/}. Поскольку $\tilde{\phi}'$ -резонанс будет состоять из λ -кварков, его распад должен происходить по каналам, в которых обязательно должны присутствовать K -мезоны.

5. Заключение

Мы рассмотрели возможность отождествления недавно открытых ψ_1 (3105)- и ψ_2 (3695)-мезонов с новыми $\tilde{\omega}$ - и $\tilde{\phi}$ -мезонами, существование которых предсказывалось трехтриплетной моделью^{/8/}. Экспериментально наблюдавшиеся распады ψ -частиц вполне, на наш взгляд, укладываются в рамки такого отождествления.

1) Для ширин лептонных распадов предсказывается выполняющееся в пределах экспериментальных ошибок отношение:

$$\Gamma_{\psi_1 \rightarrow e^+e^-} : \Gamma_{\psi_2 \rightarrow e^+e^-} = 2 : 1.$$

Для абсолютных значений этих ширин получена оценка на основе обобщенных правил сумм Вайнберга^{/34/}

$$\Gamma_{\psi_1 \rightarrow e^+e^-} = g_{-1.5}^{+3} \text{ кэВ,}$$

удовлетворительно согласующаяся с экспериментальным значением для этой величины (5.3 ± 0.2 кэВ).

2) Основными модами распада ψ_2 -мезона должны быть

$$\psi_2 \begin{cases} \psi_1 + 2\pi \\ \tilde{\rho}^{\pm,0} (3.1 \text{ ГэВ?}) + \pi^{\mp,0} \end{cases}.$$

Принимая во внимание правило Окубо-Иизуке-Цвейга, мы получили разумную величину порядка нескольких сотен кэВ для абсолютного значения ширины распада ψ_2 ^{/39/}. Относительные вероятности указанных мод составляют 30% и 70% соответственно^{/39/}.

На наш взгляд, основным предсказанием рассматриваемой модели является существование новых узких нейтрального $\tilde{\rho}^0$ - и заряженных $\tilde{\rho}^\pm$ -мезонов с массой ~ 3.1 ГэВ. Их отсутствие или обнаружение при распаде Ψ_2 явилось бы критической проверкой модели. (Возможно, резонанс $X^-(3145)$, наблюдавшийся в π^-p -столкновениях^{/42/} и является таким мезоном?).

3) Правило Окубо-Иизука-Цвейга объясняет существенно меньшую вероятность образования Ψ_2 -мезонов в протон-протонных столкновениях по сравнению с образованием Ψ_1 -мезонов^{/40/}.

4) отождествление широкого Ψ_3 (4.15 ГэВ) резонанса^{/41/} с радиальным возбуждением Ψ_1 позволяет предсказать распад этого резонанса в многопионные состояния. Предсказывается также наличие широкого Ψ_4 (4.6 - 4.8 ГэВ) резонанса - радиального возбуждения Ψ_2 , среди продуктов распада которого обязательно должны быть каоны.

5) Предсказывается дублетное расщепление в несколько МэВ каждого из новых мезонов: \tilde{V}, \tilde{V} . При этом в e^+e^- -аннигиляции образуются лишь компоненты \tilde{V} этого дублета. Компоненты \tilde{V} оказываются стабильными по отношению к радиационным переходам. Их образование могло бы происходить лишь ассоциативным путем при адронных столкновениях.

Трудно оцениваемыми в рамках данной модели оказываются радиационные переходы типа

$$\Psi_1, \Psi_2 \rightarrow \eta + \gamma,$$

поскольку они сопровождаются значительным изменением масс частиц.

Наконец, мы хотели бы отметить принципиальное различие между рассмотренными нами новыми "цветными" симметриями $SU(3)^c$ и S_3^c в отношении других возможных состояний частиц. $SU(3)^c$

допускает существование большого числа долгоживущих распадающихся слабым образом "цветных" частиц, имеющих $I_3^c \neq 0$ и $Y^c \neq 0$, и даже кварков (с целыми зарядами) в свободном состоянии, тогда как S_3^c допускает существование новых частиц лишь с $I_3^c = 0$ и $Y^c = 0$. Решения кардинального, на наш взгляд, вопроса: осуществляется ли в природе непрерывная калибровочная симметрия $SU(3)^c$ или дискретная симметрия S_3^c , - следует ожидать в ближайшее время. (До сих пор мы имели дело с состояниями лишь из одного - основного неприводимого-представления "цветной" группы и, естественно, не могли определить ее тип). Если "цветные" ($I_3^c \neq 0$ и $Y^c \neq 0$) долгоживущие распадающиеся слабым образом частицы реализуются в природе, то они должны иметь массы, большие масс "очарованных" частиц:

	Массы "цветных" частиц	Массы "очарованных" частиц
Мезоны	≥ 3 ГэВ	≥ 2 ГэВ
Барионы	≥ 4.5 ГэВ	≥ 2.5 ГэВ

Отметим, что мы совершенно не затронули в данном обзоре очень важный вопрос о формулировке слабых взаимодействий в рамках трехтриплетных моделей и, в частности, вопрос о возможности исключения в рамках этих моделей нейтральных странных слабых токов без привлечения квартетных схем ("очарованных" кварков). На наш взгляд, этот круг вопросов нуждается в дальнейшей разработке, и мы ограничимся лишь указанием на несколько работ, появившихся в данном направлении^{/43/}.

Л и т е р а т у р а

- I. J.J.Aubert et al. Phys.Rev.Lett. 33, 1404 (1974).
2. J.-E.Augustin et al. Phys. Rev.Lett. 33, 1406 (1974).
3. C.Bacci et al. Phys.Rev.Lett. 33, 1408 (1974).
4. L.Criegee et al. Phys.Lett. 53B, 489 (1975).
5. G.S.Abrams et al. Phys.Rev.Lett. 33, 1453 (1974).
6. Н.Н.Боголюбов и др. Препринт ОИЯИ Р-2141, Дубна, 1965;
А.Тавкхелидзе. Proceedings of the Seminar on High Energy
Physics and Elementary Particles, Trieste, 1965 (IAEA,
Vienna, 1965), pp. 763-779;
Б.В.Струминский, А.Н.Тавкхелидзе. В книге "Физика высоких
энергий и теория элементарных частиц", ред. В.П.Шелест, изд.
"Наукова Думка", Киев, 1967, стр. 625-638.
7. М.-Y.Han and Y.Nambu. Phys.Rev. 139, B1006 (1965);
Y.Nambu. В кн. Preludes in Theoretical Physics. In Honor of
V.F.Weisskopf. Ed. by A.De-Shalit, H.Feshbach and L.Van Hove.
Amsterdam, North-Holland, 1966, pp. 133-142;
Y.Nambu and M.-Y.Han. Phys.Rev., 10D, 674 (1974).
8. А.Б.Говорков. Сообщение ОИЯИ Р2-5871, Дубна, 1971.
9. R.H.Dalitz. В книге High Energy Physics, Ecole d'Ete de
Physique Theorique, De Witt C., Jacob M., Eds., 1965, New York,
1966.
10. W.Thirring.Schladming Lectures 1966, Acta Phys.Austriaca Suppl.
III, 294 (1967).
11. A.N.Mitra and R.Majumdar. Phys.Rev. 150, 1194 (1966).
12. R.E.Kreps, J.J. de Swart. Phys.Rev., 162, 1729 (1967).
13. R.F.Meyer. Preprint DESY 69/17, April 1969.
14. O.W.Greenberg. Phys.Rev.Letters, 13, 598 (1964).
15. А.Б.Говорков. В книге "Физика высоких энергий и теории эле-
ментарных частиц", ред. В.П.Шелест, изд-во "Наукова Думка",
Киев, 1967, стр. 770; ОИЯИ Р-2756, Дубна, 1966;
JINR E2-3003, Dubna, 1966.
16. O.W.Greenberg and D.Zwanziger. Phys.Rev.150, 1177 (1966).
17. Y.Ohnuki and S.Kamefuchi.Prog.Theor.Phys.50, 258 (1973).
18. M.Gell-Mann. Acta Phys.Austriaca Suppl.LX,733 (1972);
W.A.Bardeen, H.Fritzsch and M.Gell-Mann, CERN Preprint
TH-1538 (1972);
M.Gell-Mann. В кн. Proceedings of the XVith International
Conference on High Energy Physics, N.A.L. (1972)...
p. 333.
19. М.Хамермеш. Теория групп, изд-во "Мир", Москва, 1966;
стр. 86-90.
20. S.Okubo. В книге Symmetries and Quark Models, Proceedings of
the International Conference Detroit, 1969; Ed. by R.Chand,
New York a.o., Gordon-Breach, 1970; pp. 59-79.
21. A.Browman et al. Phys.Rev.Letters 33, 1400 (1974).
22. J.-E.Augustin et al. Preprint SLAC-PUB-1520, LBL-3621,
January 1975 (T/E).
23. R.P.Feynman. Conference Summary, Int.Conf. on Neutrino Phy -
sics and Astrophysics, Philadelphia (1974).
24. H.Lipkin. Phys.Rev.Letters 28, 63 (1972).
25. Y.Miyamoto. Prog.Theor.Phys.Suppl.Extra No., 187 (1965).
26. T.Tati. Prog.Theor.Phys. 35, 126 (1966);ibid 35, 973 (1966).
27. N.Cabibbo, L.Miani and G.Preparata.Phys.Letters, 25B,132(1967).
28. J.C.Pati and C.H.Woo. Phys.Rev. D2, 1173 (1971).
29. A.M.Boyarski et al. SLAC-Pub-1523 (1975).

30. В.В.Бажанов, Г.П.Пранько и Л.Д. Соловьев. *ИВЭ СТФ* 75-9, Серпухов, 1975.
31. D.R.Yennie. *Phys.Rev.Lett.* 34, 239 (1975).
32. V.Chaloupka et al. *Phys.Lett.* 50B, 1 (1974).
33. R.Yan Royen and V.F.Weisskopf. *Nuovo Cim.* 50, 617 (1967); 51, 583 (1967).
34. S.B.Gerasimov, A.B.Govorkov. *JINR E* -8472, Dubna (1974).
35. M.Bernardini et al. *Phys.Lett.* 51B, 200 (1974).
36. Я.Коккеда. Теория кварков, "Мир", Москва, 1971, стр. 120.
37. B.Richter. *Proc. XXII Int. Conf. on High-Energy Physics* (London, 1974).
38. S.Okubo. *Phys.Lett.* 5, 1965 (1963);
J.Iizuka. *Prog.Theor.Phys.Suppl.* 37-38, 21 (1966);
G.Zweig. *Symmetries in Elementary Particle Physics* (Academic Press) New York, 1965, p.192; H.Harari. *Phys.Rev.Letters* 22, 562 (1969); J.L.Rosner. *Phys.Rev.Lett.* 22, 689 (1969).
39. S.B.Gerasimov, A.B.Govorkov. *JINR E2-8656*, Dubna (1975).
40. J.J.Aubert et al.. *Phys.Rev.Lett.* 33, 1624 (1974).
41. J.-E.Augustin et al. preprint SLAC-Pub-1520, LAL-2621, 1975.
42. R.Baud et al.. *Phys.Lett.* 31B, 549 (1970).
43. M.A.B.Beg and A.Zee. *Phys.Rev.Lett.* 30, 675 (1973);
C.Saciloglu. Preprint of the University of Chicago, EFI 74/46 (1974);
C.A.Nelson. Preprint State University of New York at Binghamton (1975).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 мая 1975 г.