

УДК 539.12.01

## НОВЫЕ ЧАСТИЦЫ И ИХ ВОЗМОЖНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

*П. Н. Боголюбов,  
Н. В. Красников\*,  
В. А. Кузьмин,  
К. Г. Четыркин*

Институт ядерных исследований,  
Москва

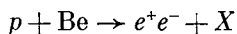
В обзоре изложены основные экспериментальные данные о  $\psi$ -частицах; рассмотрены различные подходы к объяснению их природы.

We review the main experimental results on  $\psi$ -particles and discuss various approaches to understanding of their nature.

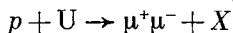
### ВВЕДЕНИЕ

В 1974 г. тремя экспериментальными группами примерно в одно время было сделано одно из важнейших открытий последних лет в физике элементарных частиц: обнаружены долгоживущие нейтральные массивные частицы.

Группа МТИ — БНЛ в Брукхейвенской лаборатории исследовала процесс



с помощью двухплечевого магнитного спектрометра с высоким разрешением [1]. Измерялся спектр инвариантных масс  $e^+e^-$ -пары. Результаты приведены на рис. 1. Отчетливо виден резкий пик при значении массы  $3,1 \text{ Гэв}/c^2$ . Контрольные эксперименты подтвердили, что наблюдаемый пик действительно связан с рождением новой частицы  $J \rightarrow e^+e^-$ , названной так группой МТИ — БНЛ. В экспериментах по поиску долгоживущих массивных частиц в предыдущие десять лет не обнаруживалось никаких указаний на их существование. Результаты известного эксперимента [2] по изучению процесса



нам хотелось бы здесь, тем не менее, привести (рис. 2). Обращает на себя внимание плечо в спектре масс  $\mu^+\mu^-$ -пар при значениях

---

\* Московский государственный университет. им. М. В. Ломоносова

масс выше  $2 \text{ Гэв}/c^2$ . Однако никакого заключения о возможном существовании узких резонансов не делалось. По-видимому, недостаточное разрешение не позволило обнаружить  $J$  в этом эксперименте.

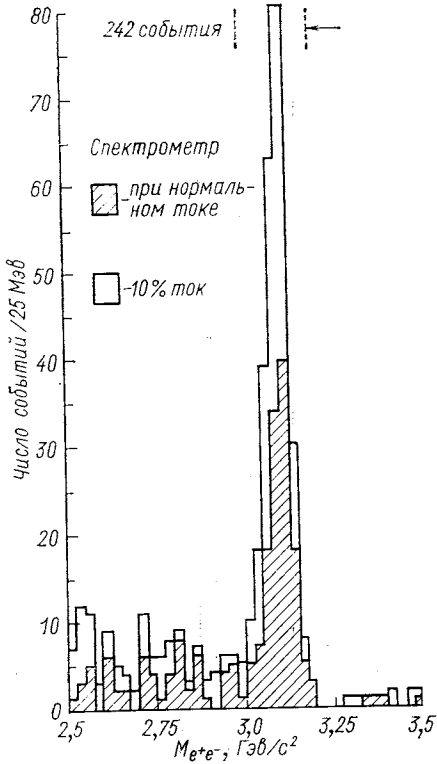


Рис. 1. Спектр масс  $e^+e^-$ -пар в реакции  $p + \text{Be} \rightarrow e^+e^- + X$  [1]

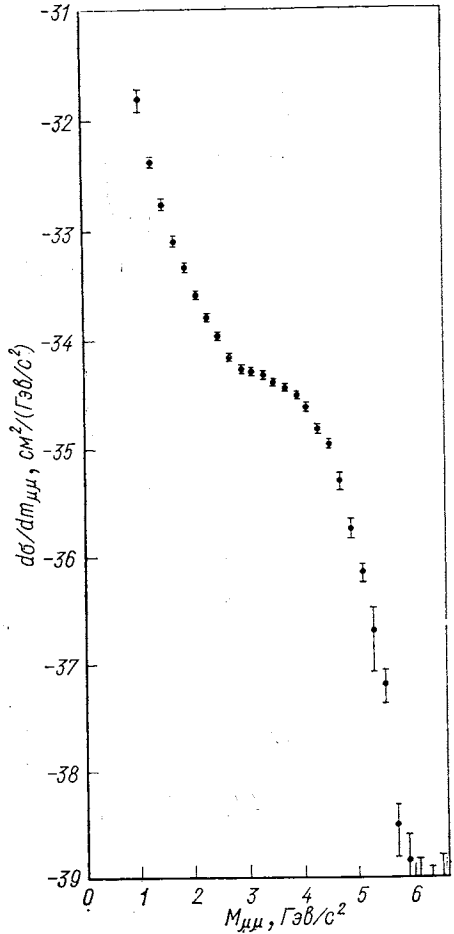


Рис. 2. Спектр инвариантных масс  $\mu^+\mu^-$ -пар в реакции  $p + \text{U} \rightarrow \mu^+\mu^- + X$  [2]

С другой стороны, новая долгоживущая частица, названная  $\psi$  (3095), была обнаружена в экспериментах на встречных  $e^+e^-$ -пучках в Стенфорде (SPEAR) [3] и Фраскати (ADONE) [4]. Вслед за тем в Стенфорде была открыта [5] еще одна долгоживущая

частица  $\psi'$  (3684). Результаты измерений [6—8] сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow$  адроны с узкими пиками при

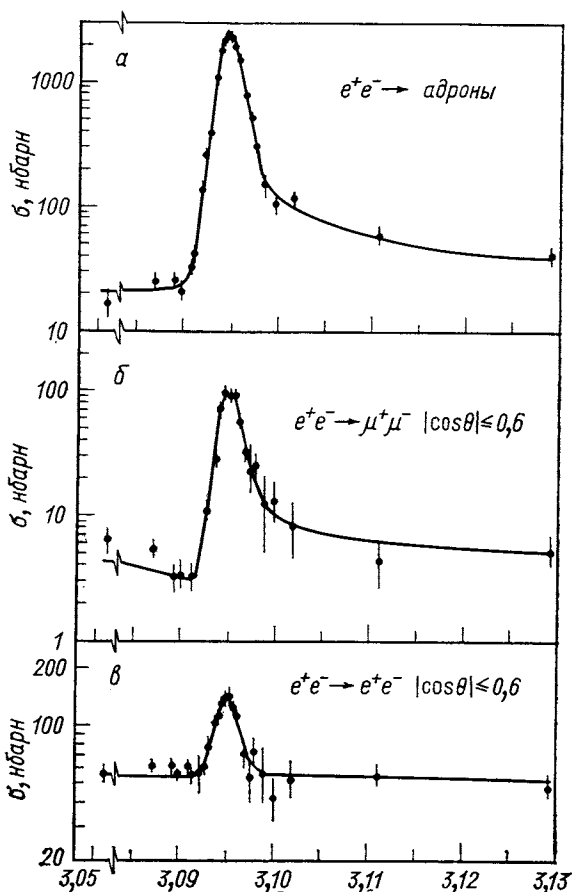


Рис. 3. Зависимость полного сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны от энергии  $W$  ( $\text{Гэв}$ ) в с. ц. м в области  $\psi$  (приведены полные погрешности, включая систематические; кривая показывает ожидаемое сечение при использовании данных табл. 1) и сечений  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , проинтегрированных по углам в интервале  $|\cos \theta| < 0,6$  [6] (б и в)

полных энергиях  $e^+e^-$ -пары 3,095 и 3,684  $\text{Гэв}$  приведены на рис. 3—6. Видны также широкие максимумы в сечениях при энергиях 4,1 и 4,4  $\text{Гэв}$ .

В дальнейшем образование новых частиц  $J/\psi^*$ ,  $\psi'$  наблюдалось в ряде экспериментов как на SPEAR, так и на DORIS в Гамбурге, в фоторождении (FNAL и SLAC), в  $\mu\text{Be}$ - и  $\text{eBe}$ -столкновениях в FNAL.

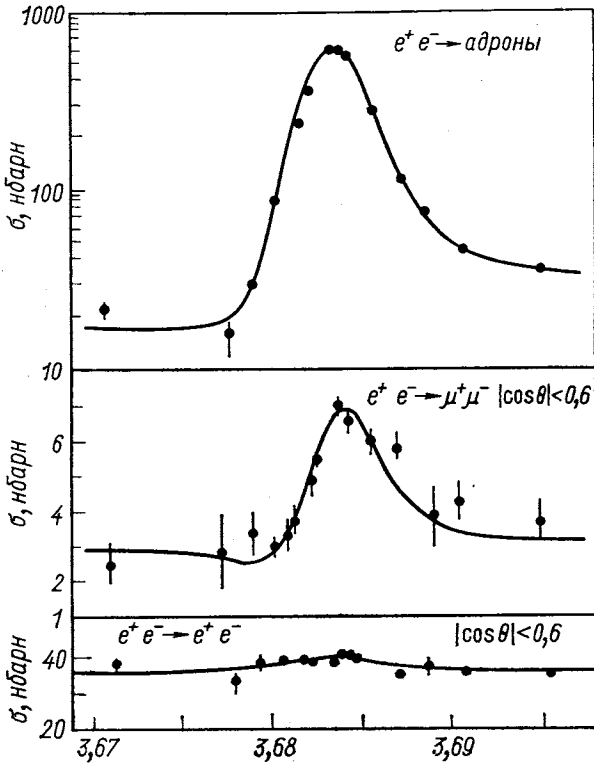


Рис. 4. Зависимость сечения  $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  от энергии  $W$  (Гэв) в с. ц. м в области  $\psi'$  [7]

В настоящем обзоре изложим основные экспериментальные результаты и опишем наиболее широко обсуждающиеся подходы к интерпретации новых частиц. Такими, несомненно, являются 4-кварковая схема, схема с цветными мезонами и, возможно, схемы с более чем четырьмя кварками. При изложении результатов экспериментальных и теоретических работ авторы ограни-

\* Мы приносим извинения сотрудникам группы С. Тинга за то, что, как правило, будем использовать для частицы с массой 3,095 Гэв название  $\psi$  (3,095), а не  $J$ .

чивались работами, ставшими нам известными до 1 сентября 1975 г. и широко пользовались материалами некоторых обзорных

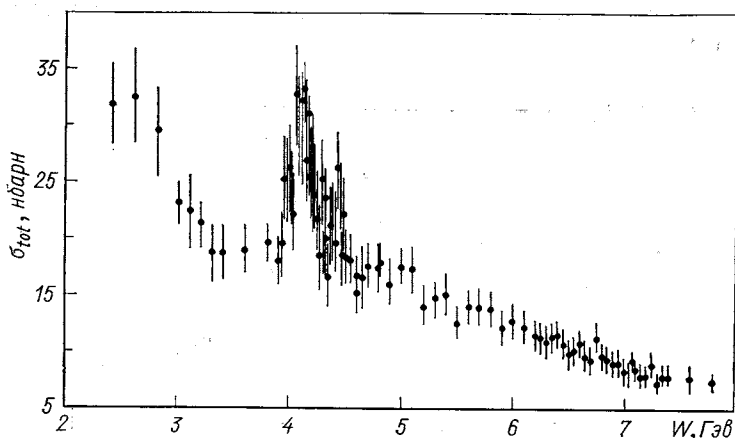


Рис. 5. Зависимость полного сечения аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  (все) от энергии в с. ц. м [8]

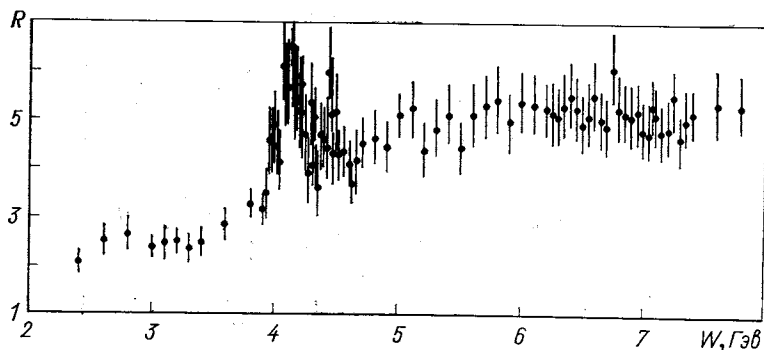


Рис. 6. Зависимость отношения сечений  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  от энергии в с. ц. м [8]

работ и докладов на Симпозиуме по лептонным и фотонным взаимодействиям при высоких энергиях в Стенфорде в августе 1975 г.

### 1. ЧТО ИЗВЕСТНО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО О $\psi$ -ЧАСТИЦАХ?

#### Образование $\psi$ -частиц в $e^+e^-$ -столкновениях

Образование  $\psi$ ,  $\psi'$  в  $e^+e^-$ -столкновениях наблюдалось на SPEAR, ADONE и DORIS. Результаты опубликованы в ряде работ [3—8] и находятся в согласии друг с другом. В эксперимен-

тах на SPEAR наблюдались также широкие максимумы в сечении при энергии 4,1 и 4,4 Гэв. Результаты измерения сечений приведены на рис. 3—6. В табл. 1 приведены данные о свойствах

Таблица 1  
Свойства  $\psi(3095)$  и  $\psi'(3684)$

| Параметр                              | $\psi(3095)$      | $\psi'(3684)$       |
|---------------------------------------|-------------------|---------------------|
| Масса, Гэв                            | $3,095 \pm 0,004$ | $3,684 \pm 0,005$   |
| $J_{\text{пр}}$                       | $1^{--}$          | $1^{--}$            |
| $\Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu}$ , кэв | $4,8 \pm 0,6$     | $2,2 \pm 0,3$       |
| $\Gamma_h$ , кэв                      | $59 \pm 14$       | $220 \pm 56$        |
| $\Gamma_t$ , кэв                      | $69 \pm 15$       | $225 \pm 56$        |
| $\Gamma_{ee}/\Gamma_t$                | $0,069 \pm 0,009$ | $0,0097 \pm 0,0016$ |
| $\Gamma_h/\Gamma_t$                   | $0,86 \pm 0,02$   | $0,981 \pm 0,003$   |
| $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$         | $1,00 \pm 0,05$   | $0,89 \pm 0,16$     |
| $\Gamma_{\gamma h}$ , кэв             | $12 \pm 2$        |                     |

$\psi$  и  $\psi'$ . Описание установок, оценки эффективности, систематических погрешностей и т. д. можно найти в работах [6,9—12].

Массы и ширины. Массы, определенные по максимуму сечений [6,5]:

$$M(\psi) = (3,095 \pm 0,004) \text{ Гэв}/c^2;$$

$$M(\psi') = (3,684 \pm 0,005) \text{ Гэв}/c^2.$$

Для извлечения из экспериментальных данных сведений о полных и парциальных ширинах считалось [3, 5, 6, 13], что: а)  $\psi(3095)$  и  $\psi'(3684)$  являются изолированными резонансами типа Брейта — Вигнера. Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow$  резонанс  $\rightarrow f$  вблизи узкого ( $\Gamma/M \ll 1$ ) резонанса массы  $M$  описывается, как обычно, следующей формулой:

$$\sigma_{\psi, f} = \frac{\pi(2J+1)}{W^2} \frac{4M^2\Gamma_{ee}\Gamma_f}{(W^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}, \quad (1)$$

где  $J$  — спин промежуточного состояния;  $\Gamma_f$  — парциальная ширина распада резонанса в состояние  $f$ ;  $\Gamma$  — полная ширина резонанса. Разлагая знаменатель в (1) по  $(W - M)$ , получаем нерелятивистскую формулу:

$$\sigma_{\psi, f} = \frac{\pi(2J+1)}{M^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_f}{(W - M)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (2)$$

Для узкого резонанса

$$\int \sigma_{\psi f}(W) dW = \frac{2\pi^2(2J+1)}{M^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_f}{\Gamma} \quad (3)$$

независимо от энергетического разрешения аппаратуры. Интеграл в выражении (3) берется по наблюдаемому сечению в области резонанса с учетом поправок на радиационные эффекты [14—18]; б) приводимые в табл. 1 значения ширины вычислены в предположении, что  $J(\psi) = J(\psi') = 1$ ; в) полная ширина  $\Gamma = \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_h$ ; г) приводимая в табл. 1 величина  $\Gamma_{\gamma h}$  получена в предположении  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow \gamma \rightarrow$  адроны (и включена, естественно, в  $\Gamma_h$ ) и найдена из соотношения  $\Gamma_{\gamma h} = \Gamma_{\mu\mu}\sigma_h$  (вне резонанса)/ $\sigma_{\mu\mu}$  (вне резонанса), что подразумевает связь лептонов с  $\psi$  и  $\psi'$  через фотон. Поскольку  $\Gamma_{\gamma h} < \Gamma_h$ ,  $\psi$  и  $\psi'$  должны прямо распадаться на адроны [6].

Спин, четность  $\psi$  и  $\psi'$ . Определение квантовых чисел  $J^{PC}$   $\psi(3095)$  и  $\psi'$  (3684) производилось исследованием интерференции между резонансной и КЭД амплитудами процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  в области энергий ниже резонанса и изучением углового распределения лептонов от распада  $\psi$ - и  $\psi'$ -частиц [6, 7]. Интерференцию в  $\mu^+\mu^-$ -канале наблюдать легче, чем в  $e^+e^-$ -канале, так как резонансная амплитуда перехода в состояние с квантовыми числами фотона должна сильно интерферировать с  $S$ -канальной КЭД амплитудой в случае  $\mu^+\mu^-$ ; в случае  $e^+e^-$ -процесса основной вклад дает  $t$ -канальная амплитуда, поэтому относительная интерференция в  $e^+e^-$ -канале много меньше, чем в  $\mu^+\mu^-$ -канале. В предположении ( $\mu - e$ )-универсальности выражение для сечений  $e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  имеет для  $J(\psi) = 0$  и 1 следующий вид [14, 15]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{64\pi^2 s^2} \frac{s^2 (g_s^2 + g_p^2)}{(s - M^2)^2 + \Gamma^2 M^2}; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2 \theta) + \\ &+ \frac{\alpha}{8\pi} \frac{(s - M^2)}{(s - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} (g_V^2 (1 + \cos^2 \theta) + 2g_A^2 \cos \theta) + \\ &+ \text{члены, не зависящие от } \alpha, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $g_s$ ,  $g_p$ ,  $g_V$ ,  $g_A$  — скалярная, псевдоскалярная, векторная и псевдовекторная константы взаимодействия  $\psi$ ,  $\psi'$  с электроном соответственно. Отметим отсутствие интерференции в случае нулевого спина  $\psi$ -частицы и деструктивную интерференцию в полном сечении для  $J = 1$  при  $E < M$ .

Используя  $T$ -инвариантность, ( $\mu - e$ )-универсальность, унитарность и причинность, можно показать, что для  $J(\psi) = 2$  или 3 имеет место конструктивная интерференция в полном сечении  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  при энергиях ниже резонансной [6, 13].

Отношение выхода  $\mu^+\mu^-$ -пар к выходу  $e^+e^-$ -пар в интервале углов  $|\cos \theta| < 0,6$  изображено на рис. 7 [6, 7]; такое отношение удобно использовать потому, что при этом уменьшаются систематические погрешности, связанные с абсолютной нормировкой сече-

ний. На рис. 7 изображены также расчетные кривые для случая отсутствия интерференции ( $J = 0$ ) и максимальной интерференции, т. е. для случая, когда  $\psi$  и  $\psi'$  являются состояниями с  $J^{PC} = 1^{--}$ . Экспериментальные данные согласуются с предположением о максимальной интерференции и не согласуются с предположением об отсутствии интерференции (в пределах 2,7 стандартных погрешностей с случае  $\psi$ ). Наличие деструктивной интер-

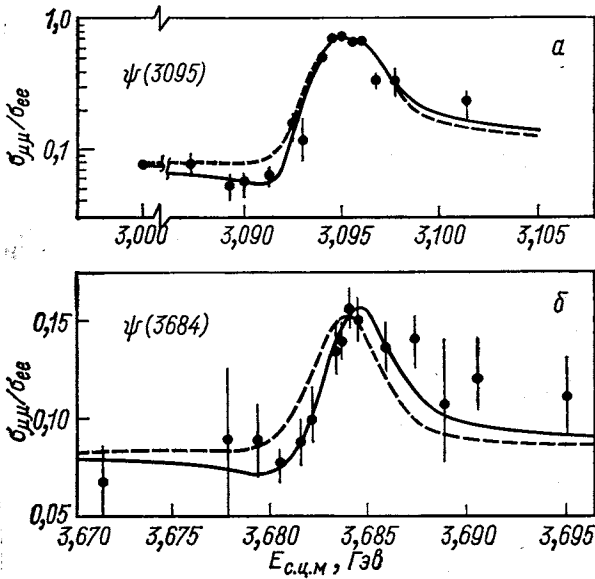


Рис. 7. Зависимость отношения сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  от энергии в с. ц. м в области  $\psi$  (а) и в области  $\psi'$  (б) [7]:

----- ожидаемое отношение при отсутствии интерференции; — в случае максимальной интерференции [6].

ференции ниже резонанса исключает возможность спина  $J = 0, 2, 3$  и подтверждает предположение о том, что  $J = 1$ , если  $g_{AGV} = 0$ . Значение спина  $J > 3$  исключается, поскольку при таком высоком значении спина интерференция была бы пренебрежимо малой.

Угловые распределения лептонных пар при резонансных энергиях  $\psi$  и  $\psi'$  даны на рис. 8 и 9. Распределения  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$ -пар после вычитания электродинамического вклада пропорциональны  $1 + \cos^2 \theta$ , что согласуется с  $J^{PC} = 1^{--}$  [6, 7].

Наблюдение интерференции не исключает возможность того, что  $\psi$  и  $\psi'$  не обладают определенной  $P, C$ -четностью или являются



вырожденной смесью состояний с различной  $P$ -,  $C$ -четностью. Величиной, чувствительной к такому предположению, является

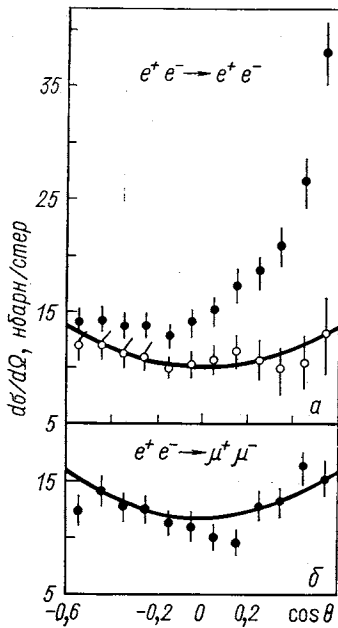


Рис. 8. Угловое распределение  $e^+e^-$ -пар (а) и  $\mu^+\mu^-$ -пар (б) в интервале энергий от 3,0944 до 3,0956 Гэв [6]. Показан также результат вычитания КЭД-вклада. Кривые изображают зависимость  $(1 + \cos^2 \theta)$  [6]

оценить, поскольку соотношение между сечениями процессов, изображенных на рис. 11, г и е в резонансе должно быть примерно

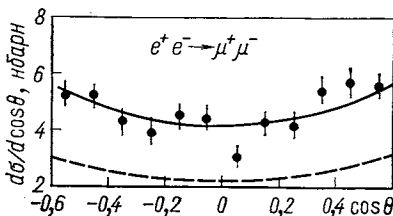


Рис. 9. Угловое распределение  $\mu^+\mu^-$ -пар в области  $\psi'$  [7]. Кривые изображают зависимость вида  $(1 + \cos^2 \theta)$  для полного сечения  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и результат вычитания КЭД-вклада

таким же, как вне резонанса  $\psi$ , т. е. около 2,5. Тогда из табл. 1 можно получить, что если  $\psi$  связывается с фотоном, то вклад

угловое распределение  $\mu^+\mu^-$ -пар, рождающихся в  $e^+e^-$ -рассеянии. Результаты измерения асимметрии вперед — назад как функции энергии в области энергий  $\psi$  и  $\psi'$  приведены на рис. 10. Отсутствие сколько-нибудь значительной асимметрии ( $0,02 \pm 0,03$  в резонансе  $\psi$ ) говорит против приведенного выше предположения.

#### Адронные распады $\psi$ . $G$ -четность.

Анализ экспериментальных данных по числу пионов в конечном состоянии при энергии вне и в области резонанса позволяет определить  $G$ -четность  $\psi$  [13]. Экспериментально наблюдаются распады  $\psi$  на четное и нечетное число пионов, т. е. изоспин в этих распадах не сохраняется. Однако несохранение изоспина происходит так, как можно было ожидать [13] из-за связи  $\psi$  с фотоном. Диаграммы, описывающие процессы  $e^+e^-$ -аннигиляции в лептоны и адроны при энергиях вне и в области резонанса, даны на рис. 11. Характеристики конечных состояний в процессах, описываемых диаграммами рис. 11, г и б, должны совпадать при одинаковых энергиях. Изоспин этих состояний может не совпадать с изоспином  $\psi$ . Вклад рис. 11, г можно

диаграммы рис. 11, *д* в полную ширину составит 68%, вклад диаграммы рис. 11, *е* — 14%.

Рассматривая экспериментальные данные с чисто пионными конечными состояниями и сравнивая относительный выход процессов с четным и нечетным числом пионов в конечном состоянии при энергии вне и в области резонанса, получаем, что отношение  $\sigma(2\pi\pi)/\sigma_{\mu\mu}$  в пределах погрешности не меняется с энергией, тогда

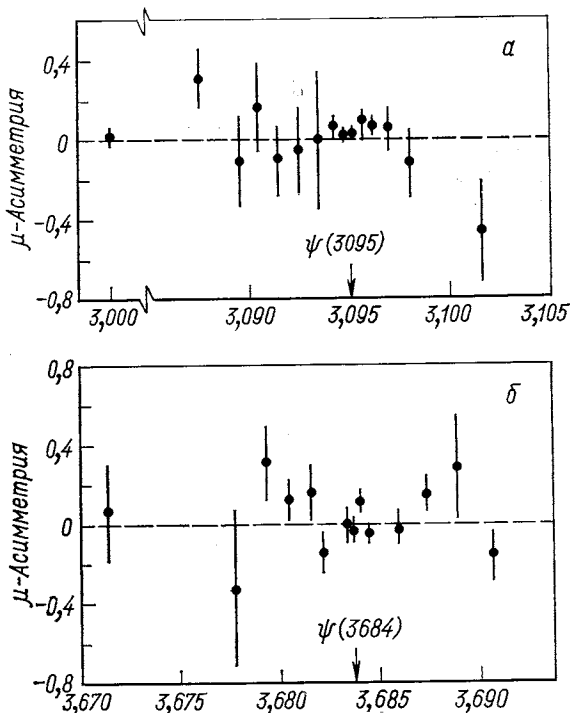


Рис. 10. Зависимость асимметрии вперед-назад в распределении  $\mu^+\mu^-$ -пар в зависимости от энергии  $W$  (Гэв) в с. ц. м в области  $\psi$  [6] (а) и энергии в области  $\psi'$  [7] (б)

как  $\sigma((2n+1)\pi)/\sigma_{\mu\mu}$  в области резонанса примерно в 7 раз больше, чем вне резонанса [7] (рис. 12). Иными словами, выход процессов с четным числом пионов согласуется с предположением, что нет прямой связи  $\psi$  с  $2\pi\pi$ -состояниями ( $G = +1$ ). С  $(2n+1)\pi$ -состояниями ( $G = -1$ ), напротив,  $\psi$  имеет прямую связь. Таким образом, по-видимому,  $G(\psi) = -1$ .

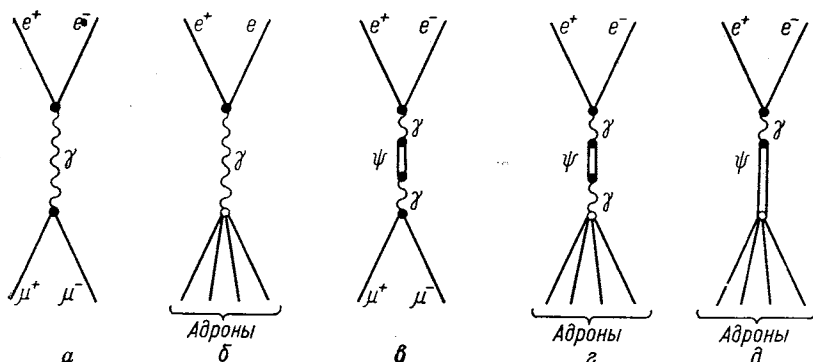


Рис. 11. Диаграммы Фейнмана для процессов электродинамического образования  $\mu^+\mu^-$ -пар (а), электродинамического образования адронов (б), образования  $\mu^+\mu^-$  при распаде  $\psi$  (с), образования адронов при распаде  $\psi$  через промежуточный фотон (г) и образование адронов при прямом распаде  $\psi$  (д)

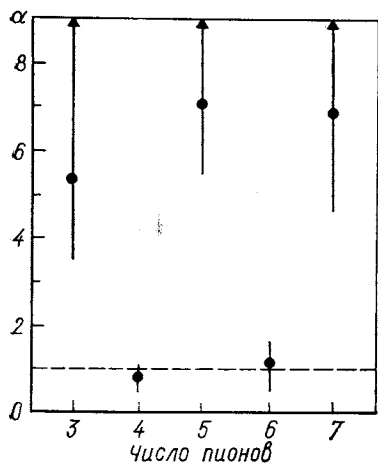


Рис. 12. Образование пионов в процессе  $e^+e^- \rightarrow$  пионы. Величина  $\alpha \equiv [\sigma(n\pi)/\sigma_{\text{мц}}]_{\text{рез}} / [\sigma(n\pi)/\sigma_{\text{мц}}]_{\text{вне рез}}$  в зависимости от числа пионов  $n$  в конечном состоянии [7]

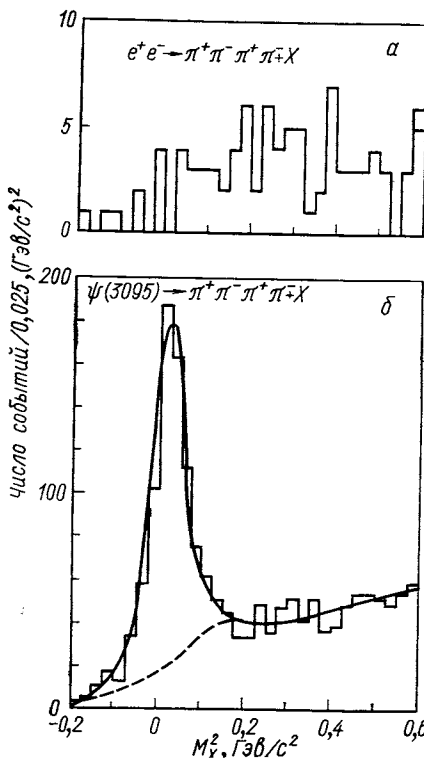


Рис. 13. Спектр инвариантных недостающих (масс)<sup>2</sup> в процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- + X$  при энергии  $3,0 \text{ Гэв}$  в с. ц. м (а) и в области  $\psi$  (б)

Разница в образовании пяти пионов при энергиях вне резонанса и в резонансе отчетливо видна на рис. 13. В спектре инва-

риантных масс  $M_x$  в процессе  $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- + X$  виден резкий пик при массе  $\pi^0$ -мезона, тогда как при энергии  $3,0 \text{ Гэв}$  в процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- + X$  в спектре недостающих масс пика не видно.

**Изотопический спин  $\psi$ .** Пользуясь определением  $G = C(-1)^I$  и полагая  $G(\psi) = -1$ ,  $C(\psi) = -1$ , можно сделать вывод, что изотопический спин  $\psi$  четный. Из изотопической инвариантности следует, что нужно ожидать следующего соотношения выходов частиц при распаде  $\psi$ :

$$L = \rho^0\pi^0/(\rho^+\pi^- + \rho^-\pi^+) = \begin{cases} 1/2, & \text{если } I=0; \\ 2, & \text{если } I=2. \end{cases}$$

Экспериментально найденное отношение  $L = 0,57 \pm 0,17$  [7] находится в согласии с  $I(\psi) = 0$  (табл. 2). Из наблюдения распада  $\psi \rightarrow \bar{p}p$  следует, что  $I(\psi) = 0,1$ , если в этом распаде сохраняется изоспин. Наблюдается большой (по сравнению с ожидаемым

Т а б л и ц а 2  
Схема распадов  $\psi$  (3095)

| Схема распада                     | Относительная вероятность, % | Примечание                                      |
|-----------------------------------|------------------------------|---|
| $e^+e^-$                          | $6,9 \pm 0,9$                |   |
| $\mu^+\mu^-$                      | $6,9 \pm 0,9$                |   |
| $\rho\pi$                         | $1,3 \pm 0,3$                |   |
| $2\pi^+2\pi^-$                    | $0,4 \pm 0,1$                | Через $\gamma$                                  |
| $2\pi^+2\pi^-\pi^0$               | $4,0 \pm 1,0$                | } 20% $\omega\pi^+\pi^-$                        |
| $3\pi^+3\pi^-$                    | $0,4 \pm 0,2$                | } 30% $\rho\pi\pi\pi$                           |
| $3\pi^+3\pi^-\pi^0$               | $2,9 \pm 0,7$                | Через $\gamma$                                  |
| $4\pi^+4\pi^-\pi^0$               | $0,9 \pm 0,3$                |   |
| $\pi^+\pi^-K^+K^-$                | $0,4 \pm 0,2$                | Не включая $K^*$ (892)                          |
| $2\pi^+2\pi^-K^+K^-$              | $0,3 \pm 0,1$                | $K^{**}$ (1420)                                 |
| $K_S^0K_L^0$                      | $< 0,02$                     | 90% у. д.                                       |
| $K^0\bar{K}^0*$ (892)             | $0,24 \pm 0,05$              |   |
| $K \pm K^\mp*$ (892)              | $0,31 \pm 0,07$              |   |
| $K^0\bar{K}^0*$ (1420)            | $< 0,19$                     | 90% у. д.                                       |
| $K \pm K^\mp*$ (1420)             | $< 0,19$                     | 90% у. д.                                       |
| $K^*0$ (892) $\bar{K}^*0$ (892)   | $< 0,06$                     | 90% у. д.                                       |
| $K^*0$ (1420) $\bar{K}^*0$ (1420) | $< 0,18$                     | 90% у. д.                                       |
| $K^*0$ (892) $K^*0$ (1420)        | $0,37 \pm 0,10$              |   |
| $\bar{p}p$                        | $0,21 \pm 0,04$              | } Предполагая $f(\theta) \sim 1 + \cos^2\theta$ |
| $\Lambda\bar{\Lambda}$            | $0,16 \pm 0,08$              |   |
| $\bar{p}p\pi^0$                   | $0,37 \pm 0,19$              |   |
| $\bar{p}p\pi^-$                   |                              |   |
| $\bar{p}p\pi^+$                   |                              |   |

из  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow \gamma \rightarrow p\bar{p}$  выход  $p\bar{p}$ -пар [7]

$$\Gamma(\psi \rightarrow p\bar{p})/\Gamma(\psi \rightarrow \text{все}) = (0,21 \pm 0,04) \cdot 10^{-2},$$

что свидетельствует о прямом распаде  $\psi \rightarrow p\bar{p}$ . Такой распад наблюдался также на установках PLUTO и DASP с вероятностями:

$$\frac{\Gamma(p\bar{p})}{\Gamma(\psi \rightarrow \text{все})} = 0,0036 \pm 0,0015 \text{ (PLUTO [19])};$$

$$0,0025 \pm 0,0007 \text{ (DASP [19, 20])}.$$

Так как  $I$  — четный, то, по-видимому,  $I = 0$ . Наблюдение распада  $\psi \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$   $\Gamma_{\lambda\bar{\lambda}}/\Gamma = 0,16 \pm 0,07\%$  примерно на том же уровне, что и  $\psi \rightarrow p\bar{p}$ , подтверждает предположение о прямой связи  $\psi \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$  и  $I(\psi) = 0$  [7].

$SU(3)$ -четность  $\psi$ . Определим преобразование  $SU(3)$ -четности как [21—23]

$$e = C \exp(i\pi t_2^k), \quad (6)$$

где  $k$  —  $I$ -,  $V$ -,  $U$ -спины. Фактически имеем три сохраняющихся [в пределе точной  $SU(3)$ ] числа  $G$ -,  $V$ - и  $U$ -четности.  $SU(3)$ -синглет, имеющий определенную зарядовую четность  $C$ , обладает всеми тремя четностями, совпадающими с  $C$ . Любой не нейтральный член октета является собственным состоянием одного из трех операторов (6) с собственным значением, равным  $C$ . Третий и восьмой члены октета являются собственными состояниями  $e$  с собственными значениями  $-C$  и  $+C$  соответственно. Ясно, что, если  $\psi$  —  $SU(3)$ -синглет, то запрещены распады  $\psi \rightarrow KK$ ,  $K^*\bar{K}^*$ ,  $K^{**}\bar{K}$ , при условии сохранения  $SU(3)$ -четности.

Из  $C$ -инвариантности следует [23]

$$\psi \not\rightarrow K_S^0 K_S^0, K_L^0 K_L^0 + \text{любое число } \pi^0,$$

$$\psi \not\rightarrow K_S^0 K_L^0 + \text{любое число } \pi^0.$$

Правила отбора по  $SU(3)$ -четности для распадов в состояния  $K^+K^-$ ,  $K_L^0 K_S^0$  приведены в табл. 3. Поскольку распад  $\psi \rightarrow K_L^0 K_S^0$

Таблица 3

Правила отбора по  $SU(3)$ -четности для распадов:  
 $\psi \rightarrow K^+K^-$ ,  $K_L^0 K_S^0$  [7]

| $SU(3)$ -принадлежность            | $K^+K^-$ | $K_L^0 K_S^0$ |
|------------------------------------|----------|---------------|
| $SU$ -синглет                      | Нет      | Нет           |
| Восьмая компонента октета          | Да       | Да            |
| Третья + восьмая компоненты октета | Да       | Нет           |

не найден на уровне 0,02%, то это свидетельствует в пользу  $SU(3)$ -синглетной классификации  $\psi$  [7]. Обнаружение распадов

$$\begin{aligned} &\rightarrow K^*(890) \bar{K}^{**}(1420) \\ \psi &\rightarrow K \bar{K}^*(890) \end{aligned}$$

и отсутствие распадов

$$\begin{aligned} \psi &\not\rightarrow K \bar{K}^{**}(1420) \\ &\not\rightarrow K^*(890) \bar{K}^*(890) \\ &\not\rightarrow K^{**}(1420) \bar{K}^{**}(1420) \end{aligned}$$

также свидетельствует в пользу того, что  $\psi$  —  $SU(3)$ -синглет. Предсказываемые значения относительных выходов  $K\bar{K}^*/\rho\pi$  в зависимости от  $SU(3)$ -принадлежности  $\psi$  приведены в табл. 4. Экспе-

Таблица 4

Предсказываемые значения относительных выходов  $K^*K/\rho\pi$  в зависимости от  $SU(3)$ -принадлежности  $\psi$

| $SU(3)$ -принадлежность $\psi$                                    | 1 | 8   | $\gamma$ |
|---|---|-----|----------|
| $\Gamma(\rho^+\pi^-) = \Gamma(\rho^-\pi^+) = \Gamma(\rho^0\pi^0)$ | 1 | 1   | 1        |
| $\Gamma(K^+K^{*-}) = \Gamma(K^-K^{*+})$                           | 1 | 1/4 | 1        |
| $\Gamma(K^0\bar{K}^{*0}) = \Gamma(\bar{K}^0K^{*0})$               | 1 | 1/4 | 4        |

риментально было найдено, что отношение выходов составляет  $K^0\bar{K}^{*0}/K^\pm K^{*\pm} = 0,77 \pm 0,24$ . Так как это отношение не равно 4, наблюдаемые распады идут не через  $\gamma$ . Далее, измеренные выходы составляют  $\rho\pi/3 = \pi^+\rho^- = \pi^0\rho^0 = \pi^-\rho^+ = (0,43 \pm 0,10)\%$ ;  $K^0\bar{K}^{*0} = (0,12 \pm 0,03)\%$  и  $K^-K^{*+} = (0,15 \pm 0,04)\%$ . Этот результат свидетельствует скорее в пользу того, что  $\psi$  — восьмая компонента  $SU(3)$ -октета.

Радиационные распады  $\psi$ . Согласно предварительным данным [19], наблюдались распады  $\psi \rightarrow \eta\gamma$  и  $\psi \rightarrow \eta'\gamma$  с ширинами  $\Gamma(\psi \rightarrow \eta\gamma) = (94 \pm 30)$  эв и  $\Gamma(\psi \rightarrow \eta'\gamma) = 1,2$  кэв. По другим данным [24],  $\Gamma(\psi \rightarrow \eta'\gamma)/\Gamma(\psi \rightarrow \eta\gamma) = 6 \pm 3$ . Не обнаружены распады [19]

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \gamma\gamma, \quad \Gamma(\gamma\gamma)/\Gamma < 0,003 \quad (\text{запрещен для } J=1), \\ &\psi \rightarrow \pi^0\gamma, \quad \Gamma(\pi^0\gamma)/\Gamma < 0,01. \end{aligned}$$

Распады  $\psi \rightarrow \gamma X$ ,  $X \rightarrow \gamma\gamma$  и  $X \rightarrow p\bar{p}$ . Парашармоний? Появились предварительные сообщения [19, 24] о наблюдении пере-

ходов

$$\psi \rightarrow \gamma X \quad , \quad M_X \approx 2,75 \text{ Гэв}/c^2,$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \nu\nu$$

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow \gamma X)}{\Gamma(\psi \rightarrow \eta\gamma)} \frac{\text{B.R.}(X \rightarrow 2\gamma)}{\text{B.R.}(\eta \rightarrow 2\gamma)} \sim 1, \quad (7)$$

и  $\psi \rightarrow \gamma X$ ,  $M_X \approx 2,8 \text{ Гэв}/c^2$ . Вместе с тем не видно распадов [19]  $\psi \rightarrow \gamma X$  при  $3,0 \text{ Гэв}/c^2 < M_X < 3,1 \text{ Гэв}/c^2$ :

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow \gamma X) \Gamma(X \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\psi \rightarrow \text{все}) \Gamma(X \rightarrow \text{все})} < 0,003.$$

Можно предположить, что в обоих случаях наблюдался переход в одно и то же состояние  $X$ . Заманчиво интерпретировать состояние  $X$  как  $0^{-+}$  и рассматривать его как состояние парашармония  $1^1S_0$  (псевдоскалярный аналог  $\psi$ ), предсказываемое 4-кварковой

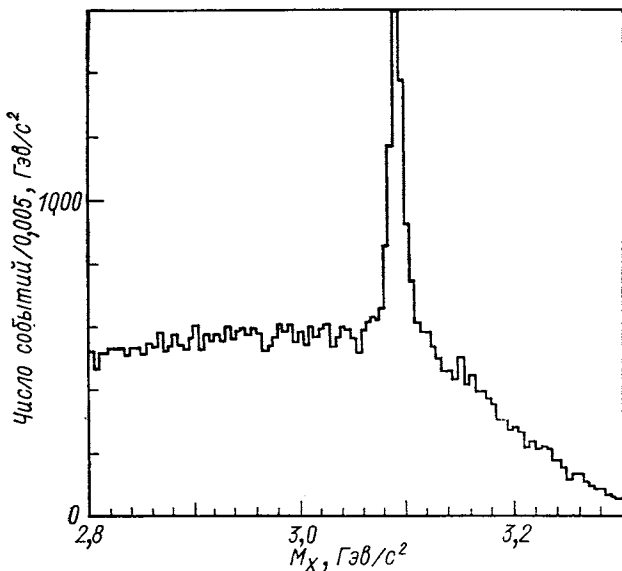


Рис. 14. Спектр инвариантных недостающих (масс)<sup>2</sup> при распаде  $\psi' \rightarrow \pi^+\pi^- + X$  [25]

схемой. Удивительным при этом является большая разность масс  $\psi$  и  $X$ ,  $\Delta M \approx 300 \text{ Мэв}$ , по сравнению с ожидавшейся  $\Delta M \approx \approx 100 \text{ Мэв}$ .

Распады  $\psi' \rightarrow \psi + \dots$ . Изотопический спин  $\psi'$ . Такие распады обнаруживали с помощью двух способов [13, 19, 25]. Во-пер-

вых, измеряли недостающую массу  $M_X$  при распаде  $\psi' \rightarrow \pi^+\pi^-X$  (рис. 14), откуда можно сделать вывод, что [25]

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi\pi^+\pi^-)}{\Gamma(\psi' \rightarrow \text{все})} = 0,32 \pm 0,04. \quad (8)$$

Во-вторых, при измерении спектра инвариантных масс  $\mu^+\mu^-$ -пар от распада  $\psi'$  отчетливо виден пик в районе  $\psi$  (3,1). На рис. 15

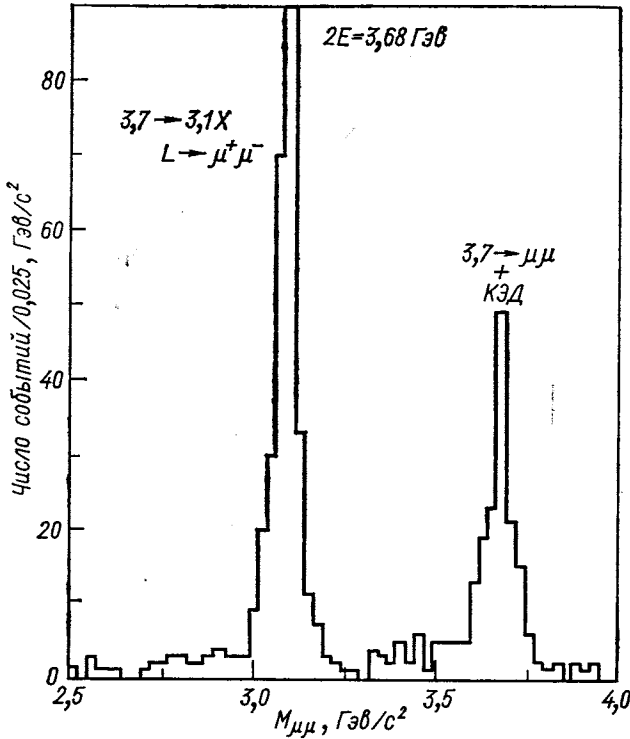
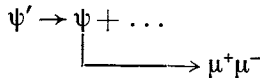


Рис. 15. Распределение инвариантных масс  $\mu^+\mu^-$ -пар при распаде  $\psi'$  [19]

изображен спектр инвариантных масс двух противоположно заряженных частиц с наибольшими импульсами в  $\psi'$ -распаде. Предполагалось, что частицы являются мюонами, электроны исключались. Пик около  $3,7 \text{ Гэв}$  соответствует распаду  $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$  и прямому образованию  $\mu^+\mu^-$ -пар, а пик около  $3,1 \text{ Гэв}$  возникает в результате распада





Из этих данных на SPEAR получено [25]

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi + \text{все})}{\Gamma(\psi' \rightarrow \text{все})} = 0,57 \pm 0,08. \quad (9)$$

На DORIS для этого отношения найдено значение  $0,54 \pm 0,10$  [19, 26]. Вероятности основных каналов распада  $\psi'$  приведены в табл. 5.

Таблица 5  
Схемы распада  $\psi'$  (3684) [7]

| Вид распада               | Относительная вероятность, % | Примечания   |
|---------------------------|------------------------------|--|
| $e^+e^-$                  | $0,97 \pm 0,16$              | В предположении ( $\mu-e$ )-универсальности              |
| $\mu^+\mu^-$              | $0,97 \pm 0,16$              |  |
| $\psi(3100) + \dots$      | $57 \pm 8$                   | Эти распады включены в долю распадов $\psi + \text{все}$ |
| $\psi(3100) \pi^+\pi^-$   | $32 \pm 4$                   |  |
| $\psi(3100) \eta$         | $4 \pm 2$                    | Через промежуточные состояния                            |
| $\psi(3100) \gamma\gamma$ | $< 6,6^*$                    |  |
| $\rho^0\pi^0$             | $< 0,1^*$                    |  |
| $2\pi^+2\pi^-\pi^0$       | $0,35 \pm 0,15$              |  |
|                           | $0,04 \pm 0,02$              |  |
| $\pi^+\pi^-K^+K^-$        | $0,05$                       |  |

\* 90% у. д.

Взяв отношение (8) и (9), согласно данным SPEAR, получим [13]

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi + \text{все})}{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi + \pi^+\pi^-)} = 1,78 \pm 0,10. \quad (10)$$

Измерена также вероятность распада  $\psi' \rightarrow \psi(\mu\mu) +$  нейтральные частицы [25]:

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi(\mu\mu) + \text{нейтральные})}{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi(\mu\mu) + \text{все})} = 0,44 \pm 0,03. \quad (11)$$

Из факта существования распада  $\psi' \rightarrow \psi\pi^+\pi^-$  следует ожидать распада  $\psi' \rightarrow \psi\pi^0\pi^0$ . Предполагая, что других каналов распада  $\psi' \rightarrow \psi + \dots$  нет, и  $\psi$  является состоянием с определенным изоспином, легко показать, что имеют место соотношения [13]:

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi + \text{все})}{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi\pi^+\pi^-)} = \begin{cases} 1,52, & \text{если } I=0; \\ 1,00, & \text{если } I=1; \\ 3,10, & \text{если } I=2. \end{cases}$$

(значения справа определяются коэффициентами Клебша — Жордана и поправками на фазовый объем). Видно, что эксперименталь-



- а) наблюдается, по крайней мере, три промежуточных состояния  $\chi$ ;
  - б) как минимум два из них распадаются на адроны;
  - в) по крайней мере, одно состояние распадается на  $\gamma\psi$ ;
  - г) состояние  $\chi$  (3, 4) имеет спин-четность  $0^{++}, 2^{++} \dots$
- Ширины наблюдаемых переходов приведены в табл. 6. Таких переходов следовало ожидать, если рассматривать  $\psi$  и  $\psi'$  как связанные состояния очарованных кварков (см. ниже). Схема уровней  $\psi, \psi', \chi$  в 4-кварковой модели приведена на рис. 23 и в табл. 6.

Таблица 6  
Вероятность переходов  $\psi' \rightarrow \gamma\chi, \chi \rightarrow f$  [27]

| $f$                                    | $\chi$ (3410)   | $\chi$ (3530)   | $P_c$         |
|--|-----------------|-----------------|---------------|
| $4\pi^\pm$                             | $0,14 \pm 0,07$ | $0,20 \pm 0,10$ | ?             |
| $6\pi^\pm$                             | $\sim 0,1$      | $\sim 0,2$      | ?             |
| $\pi^+\pi^-K^+K^-$                     | $\sim 0,07$     | $\sim 0,05$     | ?             |
| $\Sigma(\pi^+\pi^- \text{ и } K^+K^-)$ | $0,13 \pm 0,05$ | $< 0,027$       | 0,027         |
| $\gamma\psi$                           | $< 0,5$         | ?               | $3,6 \pm 0,7$ |

Спин-четность состояния  $\chi$  (3,4) устанавливается по распадам на  $\pi^+\pi^-$  и  $K^+K^-$ . Полная ширина переходов  $\psi' \rightarrow \gamma\chi, \chi \rightarrow f$  составляет, как видно из табл. 6, около 4 %.

Другие распады  $\psi'$ . Наблюдались распады (см. табл. 5)

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0 \\ &\rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^- \\ &\rightarrow \overline{p}p. \end{aligned}$$

Абсолютные вероятности этих распадов близки к соответствующим вероятностям распадов  $\psi$ :

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0)}{\Gamma(\psi \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0)} = \frac{0,77 \text{ кэв}}{2,76 \text{ кэв}} \approx 0,28$$

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-)}{\Gamma(\psi \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-)} = \frac{0,09 \text{ кэв}}{0,28 \text{ кэв}} \approx 0,39$$

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \overline{p}p)}{\Gamma(\psi \rightarrow \overline{p}p)} = \frac{0,09 \text{ кэв}}{0,15 \text{ кэв}} \approx 0,59.$$

Примерно так же соотносятся вероятности лептонных распадов:

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)} = 0,46.$$

Множественность в адронных распадах  $\phi$ ,  $\psi'$ . Выходы  $\pi$ ,  $K$ ,  $\rho$ . Выходы  $\pi$ ,  $K$ ,  $\rho$  при различных энергиях в процессе  $e^+e^- \rightarrow$  адроны приведены в табл. 7. Выход  $\pi$ ,  $K$ ,  $\rho$  в зависимости от импульса при энергиях 3,1; 3,7; 4,1 и 4,8 Гэв изображен на рис. 16. Средняя множественность в процессах  $e^+e^-$ -аннигиляции и средняя доля

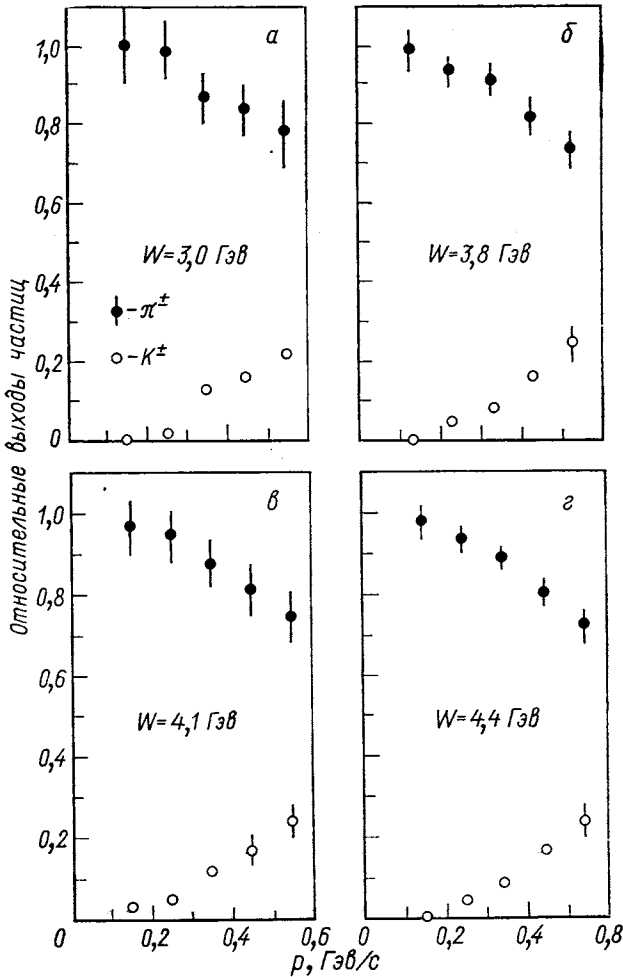
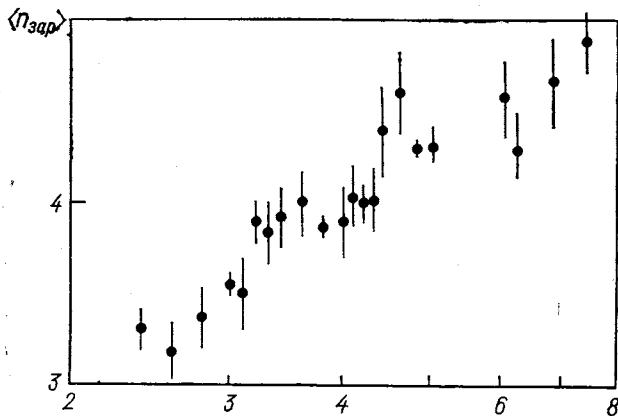
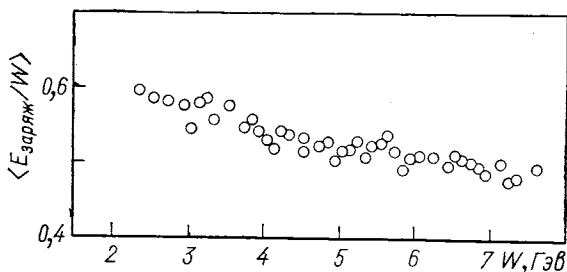


Рис. 16. Зависимость относительных выходов  $\pi$ -,  $K$ -мезонов в процессе  $e^+e^- \rightarrow$  адроны при энергиях в с. ц. м 3,0 (а), 3,8 (б), 4,1 (в) и 4,8 Гэв (г) от импульса частицы [28]

Т а б л и ц а 7

Выходы  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  при различных энергиях в  $e^+e^-$ -аннигиляции [119] и  $0,45 \text{ Гэв}/c < p < 1,3 \text{ Гэв}/c$ 

| $E$                       | $\frac{\pi^+}{\text{все}^\pm}$ | $\frac{K^\pm}{\text{все}^\pm}$ | $\frac{p^\pm}{\text{все}^\pm}$ |
|---------------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| 3,1                       | $0,78 \pm 0,008$               | $0,14 \pm 0,008$               | $0,06 \pm 0,006$               |
| 3,7                       | $0,82 \pm 0,02$                | $0,114 \pm 0,013$              | $0,065 \pm 0,009$              |
| 4,15                      | $0,84 \pm 0,09$                | $0,10 \pm 0,05$                |                                |
| В сумме по всем импульсам |                                |                                |                                |
| 3,1                       | $0,894 \pm 0,008$              | $0,069 \pm 0,008$              | $0,037 \pm 0,002$              |
| 3,7                       | $0,925 \pm 0,008$              | $0,050 \pm 0,007$              | $0,024 \pm 0,004$              |

Рис. 17. Зависимость средней множественности заряженных частиц в процессе  $e^+e^-$ -аннигиляции от энергии  $W$  (Гэв) в с. ц. м [8]Рис. 18. Зависимость средней энергии, уносимой заряженными частицами в процессе  $e^+e^-$ -аннигиляции от энергии  $W$  (Гэв) в с. ц. м [8]





рассеяния на всем ядре, а второе — некогерентного, на отдельных нуклонах.

Для определения полного сечения  $\psi N$ -рассеяния использовалось уравнение

$$\begin{aligned} & \frac{d\sigma}{dt} (\gamma + \text{Be} \rightarrow \psi + X) = \\ & = \frac{d\sigma}{dt} (\gamma + N \rightarrow \psi + N) [A^2 \exp(40t) + A \exp(4t)], \end{aligned}$$

интегрированием которого по  $t$  от  $t = 0$  до  $t = -0,5$  получаем значение  $d\sigma/dt (\gamma + N \rightarrow \psi + N)$ . Используя предположение о векторной доминантности [30] и дифракционном характере процесса  $\gamma + N \rightarrow \psi + N$  (мнимость амплитуды рассеяния вперед), и считая, что константа  $\gamma\psi$ -связи  $g_{\psi\gamma}$  существенно не меняется в интервале от  $q^2 = 0$  до  $q^2 = M_\psi^2$ , можно получить следующую формулу для полного сечения взаимодействия  $\psi$  с нуклоном:

$$\begin{aligned} \sigma^2(\psi N) &= 16\pi \frac{g_{\psi\gamma}^2}{e^2} \left[ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma N \rightarrow \psi N) \Big|_{t=0} \right], \\ \frac{g_{\psi\gamma}^2}{e^2} &= 3\Gamma_e / \alpha M_\psi. \end{aligned}$$

Сечения фоторождения, полные сечения взаимодействия с нуклоном, константы связи с фотоном для  $\psi$  и других векторных

Таблица 8  
Сечения фоторождения, полные сечения взаимодействия с нуклоном  $\omega$ ,  $\rho$ ,  $\phi$ ,  $\psi$ -мезонов

| Мезон    | Энергия фотона, Гэв | $\sigma (\gamma N \rightarrow \psi N)$ , мбарн | $\bar{b}$ , (Гэв/с) <sup>2</sup> | $\frac{g_{\psi\gamma}^2}{4\pi}$ | $\sigma (\psi N)$ , мбарн |
|----------|---------------------|--|----------------------------------|---------------------------------|---------------------------|
| $\rho^0$ | 9,3                 | 13500 ± 500                                    | 6,5 ± 0,2                        | 2,3 ± 0,3                       | 23 ± 3                    |
| $\omega$ | 9,3                 | 1800 ± 300                                     | 6,6 ± 1,1                        | 18,4 ± 1,0                      | 24 ± 3                    |
| $\phi$   | 9,3                 | 550 ± 70                                       | 4,6 ± 0,7                        | 12,2 ± 1,0                      | 9 ± 1                     |
| $\psi$   | 150                 | 13*  | 4                                | 11,5 ± 1,4                      | 1                         |

\* Сечение некогерентного фоторождения с учетом вероятности распада  $J/\psi$  на  $e^+e^-$ -пару при средней энергии фотонов  $E_\gamma \approx 150$  Гэв [13].

мезонов, значения параметров  $b$  в выражении

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma N \rightarrow \psi N) = C \exp(bt)$$

приведены в табл. 8.

В работе [34] сообщались предварительные данные о наблюдении фоторождения  $\psi'$  на водородной и дейтериевой мишенях



при энергии фотонов 21 Гэв. Найдено, что

$$\frac{d\sigma/dt(\gamma + N \rightarrow \psi + X)}{d\sigma/dt(\gamma + N \rightarrow \psi' + X)} \Big|_{t=t_{\text{мин}}} = 6,8 \pm 2,4,$$

если считать  $\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)/\Gamma(\psi' \rightarrow \text{все}) = 1\%$ . При этом, однако, значения  $t_{\text{мин}}$  значительно отличаются.

## 2. НЕКОТОРЫЕ ПОДХОДЫ К ПОНИМАНИЮ ПРИРОДЫ $\psi$ -ЧАСТИЦ

Приступая к рассмотрению возможных теоретических интерпретаций новых мезонных резонансов, сразу отметим, что будем интересоваться здесь такими подходами, которые, с одной стороны, по нашему мнению, наилучшим образом описывают известные до сих пор экспериментальные факты и, с другой, приняты большинством авторов работ на данную тему. Именно, здесь мы будем рассматривать возможности, вытекающие из разного рода составных (кварковых) моделей. Таким образом, будем полагать, что  $\psi$ -частицы являются составными адронами (см., однако, работу [35]), и иные варианты (промежуточные векторные бозоны [36], цветные глюоны [37] и т. д. [38]) не будем рассматривать. При этом мы будем пользоваться методами как теоретико-группового описания, так и динамических составных моделей.

Как известно, обычные адроны удовлетворительно классифицируются по представлениям  $SU(3)$ -группы. Новым частицам  $\psi$  и  $\psi'$  при этом нет места в нижайших мультиплетах  $SU(3)$ -группы, поэтому необходимо тем или иным образом расширить группу симметрии. В свое время изотопическая  $SU(2)$ -группа была расширена до  $SU(3)$  после открытия странных частиц. Весьма естественно теперь, после открытия новых адронов, рассматривать более широкую группу, скажем,  $SU(4)$ , или,  $SU(5)$ ,  $SU(6)$ . Расширение группы симметрии сильных взаимодействий до  $SU(4)$  привлекательно и с других точек зрения. Такое расширение было предложено некоторыми авторами еще в 1964 г. [39—43], исходя из различных соображений, в том числе руководствуясь соображениями лептон-адронной симметрии. Ясно, что при открытии новых адронов и лептонов стремление к универсальному описанию их взаимодействий всегда будет иметь тенденции к дальнейшим расширениям группы симметрии. При этом речь все время идет об увеличении числа валентных частиц в фундаментальном представлении унитарной группы.

Однако, рассматривая мезоны как  $n \otimes \bar{n}$  и барионы как  $n \otimes n \otimes n$ , при всех этих расширениях сохраняется трудность с нецелыми зарядами частиц фундаментального мультиплета и с рассмотрением барионов как связанных (в  $S$ -состоянии) трех кварков. Путь к преодолению этой трудности был найден в работах [44—

46] и связан или с введением новой степени свободы для каждого валентного кварка (впоследствии названной цветом), или с введением парастатистики для кварков [47, 48]. Здесь будем иметь дело опять с расширением группы симметрии, в данном случае до  $SU(3) \otimes SU(3)$ . Это приведет к увеличению числа частиц в фундаментальном представлении до  $n \otimes m$  и предсказывает более широкий спектр связанных состояний (возможно и  $\psi$ -частицы).

Существовала еще одна серьезная трудность в кварковых моделях, состоявшая в том, что если принимать массу свободного кварка достаточно большой (порядка 5—10  $G\text{эв}$ ), то магнитные моменты кварков оказываются малыми для того, чтобы составить из них магнитные моменты известных частиц. Эта трудность была преодолена в работе [49], где было показано, что магнитный момент связанного кварка определяется не массой свободного кварка, а энергией связанного состояния (эффективной массой кварка) и, таким образом, трудностей с магнитным моментом не возникает. Бариины в той работе рассматривались как состоящие из трех кварков, каждый из которых находился в скалярной бесконечной потенциальной яме прямоугольной формы. Такая модель, как видно, является прямой предшественницей распространенных сейчас моделей кварковых «мешков» [50], в которых кварки, или соответствующие им поля, считаются локализованными в ограниченном пространстве, при этом результаты, касающиеся внутренних свойств элементарных частиц (магнитные моменты и пр.), получаются в результате использования граничных условий, аналогичных применявшимся в работе [49]. Развитием модели Боголюбова — Струминского — Тавхелидзе [49] является модель квазинезависимых кварков, предложенная в работах [51, 52] и состоящая в том, что кварки в адроне рассматриваются как независимые частицы, движущиеся в некотором усредненном скалярном поле, и описываются обычным уравнением Дирака. С помощью модели квазинезависимых кварков были вычислены магнитные моменты барионов, отношение  $g_A/g_V$  аксиальной и векторной констант, получены массовые формулы для мезонов и барионов и некоторые другие результаты, находящиеся в хорошем согласии с экспериментом. Отметим, что модель квазинезависимых кварков позволяет вычислить спектр радиальных возбуждений в кварковой системе.

При обосновании такого рода моделей с точки зрения квантовой теории поля широко применяется квазипотенциальный метод Логунова — Тавхелидзе [53], который, сохраняя трехмерность описания и, следовательно, наглядность физической интерпретации, обладает главными преимуществами полностью инвариантных методов. Дальнейшее развитие кварковых составных моделей позволило, в сочетании с гипотезой автомодельности [54], определить асимптотическое поведение амплитуд упругого рассеяния адронов на большие углы [55].

В работе [56] предлагалось рассматривать  $\psi$ -частицы как квази-однечастичные возбуждения в многокварковой системе, а большое сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны приписывалось возбуждению коллективных колебаний в адронной системе.

Таким образом, идеи и методы составных моделей, по нашему мнению, являются наиболее приемлемыми для описания новых мезонных резонансов. Здесь рассмотрим модель с четырьмя кварками, модель с тремя триплетами кварков и модели с более чем четырьмя кварками.

### $SU(4)$ -симметрия

Сразу же после открытия  $\psi$  (3095) и  $\psi'$  (3684) рядом авторов [57—63] было предложено рассматривать  $\psi$  (3095) как почти чистое связанное состояние  $cc$ -очарованных кварка и антикварка, а  $\psi'$  (3684) — первым радиально-возбужденным состоянием  $\psi$ (3095). Узость  $\psi$  и  $\psi'$  объясняется в такой схеме правилом Цвейга [64—66].

Впервые схемы с четырьмя кварками рассматривались в работах [39—43, 67, 68]. Как было показано в работе Глэшоу — Илюпулоса — Майани [69], введение четвертого кварка с зарядом  $Q_c = 2/3$  решает проблему подавления нейтральных токов с изменением странности в калибровочных моделях слабых и электромагнитных взаимодействий. Из эксперимента известно, что  $\Gamma(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-)/\Gamma(K_L \rightarrow \text{все}) \leq 5 \cdot 10^{-2}$ . Оценка этого отношения в калибровочной теории слабых и электромагнитных взаимодействий с тремя кварками  $p, n, \lambda$  (слабый изодублет имеет  $(p, n^0)$ -вид) превышает экспериментальное значение примерно на четыре порядка. Введение еще одного слабого изодублета  $(c, \lambda^0)$  приводит к тому, что амплитуда перехода оказывается порядка  $G\alpha\Delta m^2/M_W^2$  [70], что обеспечивает подавление нейтральных токов с изменением странности. (Здесь  $c$  — четвертый кварк с зарядом  $Q_c - Q_p = 2/3$ ;  $n^0 = \cos \theta n + \sin \theta \lambda$ ;  $\lambda^0 = -\sin \theta n + \cos \theta \lambda$ ;  $\theta$  = угол Кабиббо;  $\Delta m^2 = m_c^2 - m_p^2$ ;  $M_W$  — масса промежуточного  $W$ -бозона.) Четвертому кварку  $c$  приписывается новое квантовое число «очарование» (шарм), обозначаемое  $C$  (табл. 9).

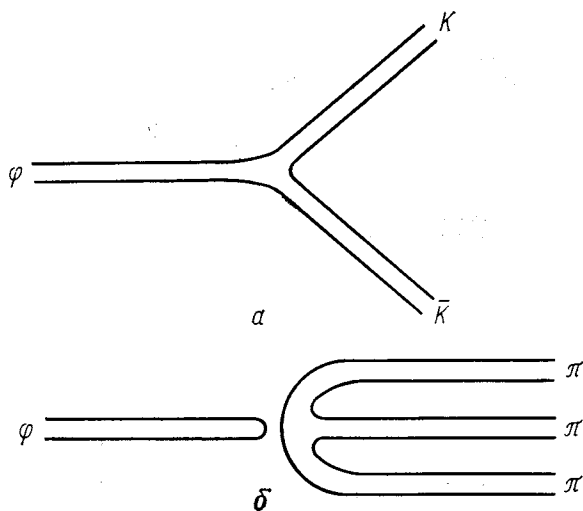
Таблица 9

Квантовые числа кварков в  $SU(4)$ -схеме

| Кварк     | $B$ | $Q$  | $I, I_3$ | $S$ | $C$ |
|-----------|-----|------|----------|-----|-----|
| $p$       | 1/3 | 2/3  | 1/2, 1/2 | 0   | 0   |
| $n$       | 1/3 | -1/3 | 1/2, 1/2 | 0   | 0   |
| $\lambda$ | 1/3 | -1/3 | 0        | -1  | 0   |
| $c$       | 1/3 | 2/3  | 0        | 0   | 1   |

Очевидным предсказанием такой модели является наличие очарованных мезонов и барионов с кварковым составом  $с\bar{p}$ ,  $p\bar{c}$ ,  $с\bar{n}$ ,  $n\bar{c}$ ,  $p\bar{c}$ ,  $p\bar{c}$  и т. д.

**Правило Цвейга.** Допустим, что экспериментальные данные (сечение фоторождения и т. п.) позволяют считать  $\psi$ ,  $\psi'$  адронами. Что мешает им в таком случае быстро распадаться на адроны? Почему столь малы их ширины? Посущество, как известно,  $\Gamma(\psi \rightarrow \text{адроны}) \sim \Gamma(\psi \rightarrow \gamma \rightarrow \text{адроны})$ . Ответы на эти вопросы обычно находят, проводя аналогию с распадом  $\phi \rightarrow$  (нестранные адроны) и основываясь на феноменологическом правиле Иицука — Окубо — Цвейга [64—66]. В рамках нарушенной  $SU(3)$ -симметрии  $\phi$  рассматривается как почти чистое связанное  $\bar{\lambda}\lambda$ -состояние. Распады  $\psi \rightarrow K\bar{K}$  и  $\psi \rightarrow \rho\lambda$ ,  $3\lambda$  описываются тогда кварковыми диаграммами:



Правило Цвейга утверждает, что процессы, описываемые несвязными диаграммами *б*, должны быть существенно подавлены по сравнению с процессами, описываемыми связными диаграммами *а*. Подавление составляет:

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow 3\pi)}{\text{фазовый объем}} / \frac{\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi)}{\text{фазовый объем}} \approx 10^{-2}.$$

Подавление в случае  $\psi \rightarrow$  (обычные адроны) еще больше. Так,  $\Gamma(\psi \rightarrow \text{адроны}) \approx 50 \text{ кэв}$ , несмотря на больший фазовый объем. Еще разительней отличаются, например,  $\Gamma(\psi \rightarrow \rho\lambda)$  и  $\Gamma(\psi \rightarrow \rho)$ :

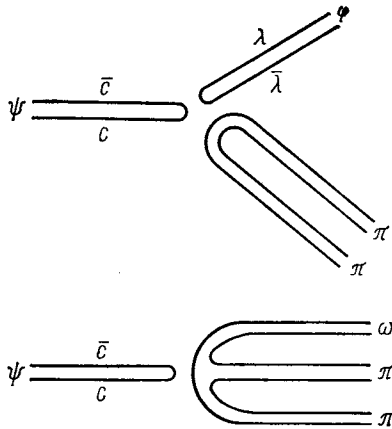
$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow \rho\lambda)}{\text{фазовый объем}} / \frac{\Gamma(\psi \rightarrow \rho)}{\text{фазовый объем}} \approx 10^{-3} \text{ (см. табл. 2).}$$

Правилом Цвейга не были бы запрещены распады  $\psi, \psi'$  на пару очарованных мезонов, например,  $\psi \rightarrow (c\bar{p}) + (\bar{c}p)$ . Малые ширины  $\psi$  и  $\psi'$  свидетельствуют о том, что такие переходы запрещены энергетически  $M(\psi') < 2M(c\bar{p})$ .

Если качественно можно понять с помощью правила Цвейга, почему столь малы адронные ширины  $\psi$  и  $\psi'$ , то для того, чтобы количественно описать подавления, необходимо какое-то динамическое объяснение правила Цвейга. Требуя ответа вопросы: почему распады  $\psi \rightarrow$  (обычные адроны) подавлены сильнее, чем распады  $\psi \rightarrow$  (нестранные адроны); почему распад  $\psi' \rightarrow \phi\pi\pi$  (запрещенный правилом Цвейга и подавленный фазовым объемом) является основным каналом распада (см. табл. 5); и, наконец, согласно недавнему сообщению [7], распад  $\psi \rightarrow \phi\pi\pi$  наблюдается на уровне

$$\Gamma(\psi \rightarrow \phi\pi\pi) / \Gamma(\psi \rightarrow \omega\pi\pi) = 0,20 \pm 0,10,$$

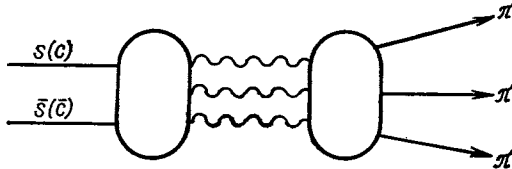
значительно превышающем ожидаемый на основе правила Цвейга. (Распад  $\psi \rightarrow \phi\pi\pi$  описывается «дважды несвязной» диаграммой:



тогда как распад  $\psi \rightarrow \omega\pi\pi$  — просто несвязной, и должен быть подавлен дополнительно примерно в  $10^3$  раз.)

Возможное динамическое объяснение правила Цвейга предлагается в рамках асимптотически свободной калибровочной теории сильных взаимодействий с октетом цветных глюонов в качестве калибровочных полей цветовой  $SU(3)$ -группы симметрии. Предполагается, что симметрия  $SU(3)$  — точная. Это ведет к безмассовости калибровочных мезонов и инфракрасной нестабильности теории. С этим последним обстоятельством связываются надежды на удержание кварков внутри адронов — «мешков», рассматриваемых как синглеты цветовой группы. Правило Цвейга

в рамках такого подхода связывается с многоглюонным обменом в процессах, описываемых несвязными диаграммами, и с уменьшением константы связи кварка с глюоном  $\alpha(s) = g^2/4\pi$  при увеличении передаваемого импульса. Так, процессы  $\psi \rightarrow 3\pi$ ,  $\psi \rightarrow$  (обычные адроны) требуют как минимум трех глюонов в промежуточном состоянии (состоянии с  $C = -1$ ):



Зависимость константы связи от энергии имеет вид [59]:

$$\alpha(s) = \alpha(s_0) [1 + (25/12\pi) \alpha(s_0) \ln(s/s_0)]^{-1}. \quad (13)$$

Значение  $\alpha(s)$  при  $s = M_\psi^2$  можно оценить, сравнивая  $\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)$  и  $\Gamma(\psi \rightarrow$  адроны), описывая  $\psi$  как нерелятивистское связанное  $cc$ -состояние и пользуясь экспериментальными значениями  $\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)$  и  $\Gamma(\psi \rightarrow$  адроны) при этом  $\alpha(s = M_\psi^2) = 0,20$  (см. табл. 1). В случае  $\psi \rightarrow 3\pi$  можно получить  $\alpha(s = M_\psi^2) = 0,43$ . (Отметим, что, пользуясь  $\alpha(M_\psi^2) = 0,20$  и формулой (13) можно определить  $\alpha(M_\psi^2) = 0,252$ ).

Поясним, как обеспечивается подавление распада  $\psi \rightarrow$  адроны по сравнению, скажем, с  $\psi \rightarrow$  (нестранные адроны). Адронная ширина  $\psi$  есть:

$$\Gamma(\psi \rightarrow h) = \frac{160}{81} \alpha_s^3 |\Phi_\psi(0)|^2 \frac{(\pi^2 - 9)}{M_\psi^2}.$$

Значение  $|\Phi_\psi(0)|$  можно определить, считая  $\psi$  слабосвязанной  $cc$ -системой с потенциалом, определяемым на малых расстояниях одноглюонным обменом, т. е. кулоновским [58, 59]:

$$|\Phi_\psi(0)|^2 = (4\alpha_s/3)^3 m_c^2/8\pi.$$

Таким образом,  $\Gamma_h(\psi) \sim \alpha^6 (s = M_\psi^2)$ , что при  $\alpha(s = M_\psi^2) \approx \alpha/2 (s = M_\psi^2)$  и обеспечивает малость  $\Gamma_h(\psi)$ .

Так как величина  $|\Phi_\psi(0)|$  входит и в лептонную ширину

$$\Gamma_{\psi \rightarrow e^+e^-} = \frac{16\pi\alpha^2}{M_\psi^2} \frac{4}{9} |\Phi_\psi(0)|^2,$$

отношение адронных и лептонных ширин  $\psi$  уже не зависит от  $|\Phi_\psi(0)|^2$  и [58, 71]

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow h)}{\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)} = \frac{5}{18} \frac{\pi^2 - 9}{\alpha^2 \pi} \alpha^3 (3,1^2). \quad (14)$$

Распад  $\psi'$  в обычные адроны оценивается по формулам (13) и (14) \*, причем значение  $\alpha$  ( $3,7^2$ ) оказывается равным 0,19.

Применение правила Цвейга позволяет качественно понять также, почему  $\sigma(\varphi N)$  меньше  $\sigma(\rho N)$ , а  $\sigma(\psi N)$  меньше  $\sigma(\varphi N)$  (см. табл. 8). Рассматривая процессы, разрешенные правилом Цвейга, и учитывая только обмен легчайшей частицей в каждом случае, получаем [72, 73], что  $\rho\rho \rightarrow \rho\rho$  требует обмена мезонами  $\rho$ ,  $A_2, \varphi\rho \rightarrow K^*Y$  требует обмена  $K^*$ -мезоном, а  $\psi\rho \rightarrow D^*B_c$  требует обмена  $D^*$ . Иными словами, процессы, разрешенные правилом Цвейга, в случае  $\psi\rho$ -рассеяния предполагают обмен очарованными мезонами, в случае  $\varphi\rho$  — обмен странными мезонами. Тогда естественно ожидать  $\sigma(\rho N) > \sigma(\varphi N) > \sigma(\psi N)$  в согласии с экспериментом (см. табл. 8).

Массовые формулы в  $SU(4)$ . Полагая, что  $\psi, \rho, \omega, \varphi, K^*$  являются членами одного 16-плета  $SU(4)$ -группы, можно заключить, что нарушение  $SU(4)$ -симметрии значительно, поскольку массы частиц в  $SU(4)$ -мультиплете различаются очень сильно. Структура нарушающего симметрию члена в гамильтониане взаимодействия неизвестна. Можно предположить, по аналогии с обычным  $SU(3)$ -рассмотрением, что массовый оператор имеет следующий вид [57, 62]:

$$\hat{M} = M_0 + m_1 M_8 + m_2 M_{15}, \quad (15)$$

где  $M_0$  —  $SU(4)$ -скаляр;  $M_8$  и  $M_{15}$  преобразуются соответственно как восьмая и пятнадцатая компоненты 15-плетов  $SU(4)$ .

Квадратичный массовый оператор при действии на (15 + 1)-представление можно записать в виде [57, 74]:

$$\begin{aligned} (M^2)_{ij} &= \bar{M}^2 \delta_{ij} + D(d_{i8j} + \alpha d_{i15j}); \\ (M^2)_{0i} &= (M^2)_{i0} = A(\delta_{8i} + \beta \delta_{15i}); \\ (M^2)_{00} &= M_0^2, \end{aligned} \quad (16)$$

где  $d_{ijk} = \text{Sp} \{[\lambda_i, \lambda_j]_+ \lambda_k\} / 4$ ,  $i, j = 1, \dots, 15$ ;  $\lambda_i$  — стандартный набор эрмитовых беспшуровых матриц с условием нормировки  $\text{Sp}(\lambda_i \lambda_j) = 2\delta_{ij}$  [75]. Массовая матрица (16) содержит шесть неизвестных параметров, поэтому, зная массы лишь пяти векторных мезонов  $\rho, \omega, \varphi, K^*, \psi$ , нельзя определить, исходя из (16), массы очарованных векторных мезонов. Однако, если предположить, что  $M_8$  и  $M_{15}$  — компоненты одного и того же 15-плета, т.е.  $\alpha = \beta$ , то, диагонализировав массовую матрицу (16), можно определить параметры  $\bar{M}, D, \alpha, A, \bar{M}_0$  и вычислить массы векторных очарованных мезонов.

\* Формула (14) должна быть дополнена множителем  $[4/(1 + 12m_\psi^2/(M^2\psi^4))]^4$ , учитывающим больший дефект массы в случае  $\psi'$  по сравнению с  $\psi$  [71].

Таблица 10

 Предсказываемые значения масс очарованных мезонов  
и барионов в  $SU(4)$ -схеме

| Кварковое содержание,<br>$SU(3)$ -представление | Значение массы, найденное<br>по (16), $G\text{eB}/c^2$ |                                     | Значение массы, полученное<br>сложением масс кварков,<br>$G\text{eB}/c^2$ |                                     |
|---|--|-------------------------------------|---|-------------------------------------|
|   | линейная<br>массовая<br>формула                        | квадратичная<br>массовая<br>формула | линейная<br>массовая<br>формула   | квадратичная<br>массовая<br>формула |
| <b>Псевдоскалярные мезоны</b>                   |  |                                     |   |                                     |
| $\bar{r}s, (\bar{3})$                           | —  | 2,17                                | 1,30  | 2,12                                |
| $\bar{\lambda}s, (\bar{3})$                     | —  | 2,22                                | 1,66  | 2,17                                |
| $\bar{c}s, (1)$                                 | —  | 2,75                                |   |                                     |
| <b>Векторные мезоны</b>                         |  |                                     |   |                                     |
| $\bar{r}s, (\bar{3})$                           | —  | 2,19                                | 1,93  | 2,25                                |
| $\bar{\lambda}s, (\bar{3})$                     | —  | 2,24                                | 2,05  | 2,30                                |
| <b>Барионы<br/>с <math>J^P = 1/2^+</math></b>   |  |                                     |   |                                     |
| $rrc, (\bar{6})$                                | 6,20   | 3,48                                | 2,10  | 2,32                                |
| $r\lambda c, (\bar{6})$                         | 6,40   | 3,54                                | 2,30  | 2,41                                |
| $\lambda\lambda c, (\bar{6})$                   | 6,58   | 3,60                                | 2,49  | 2,49                                |
| $r\lambda c, (\bar{3})$                         | 4,83   | 2,98                                | 2,30  | 2,41                                |
| $\lambda\lambda c, (\bar{3})$                   | 4,60   | 2,90                                | 2,49  | 2,49                                |
| $rcs, (\bar{3})$                                | 8,79   | 4,31                                | 3,26  | 3,14                                |
| $\lambda cs, (\bar{3})$                         | 9,04   | 4,38                                | 3,45  | 3,21                                |
| <b>Барионы<br/>с <math>J^P = 3/2^+</math></b>   |  |                                     |   |                                     |
| $rrc, (\bar{6})$                                | 4,26   | 3,22                                | 2,40  | 2,45                                |
| $r\lambda c, (\bar{6})$                         | 4,14   | 3,28                                | 2,54  | 2,53                                |
| $\lambda\lambda c, (\bar{6})$                   | 4,56   | 3,34                                | 2,69  | 2,61                                |
| $rcs, (\bar{3})$                                | 7,29   | 4,38                                | 3,54  | 3,24                                |
| $\lambda cs, (\bar{3})$                         | 7,44   | 4,42                                | 3,69  | 3,30                                |
| $ccs, (\bar{1})$                                | 10,32  | 5,29                                | 4,71  | 3,87                                |



рованных мезонов [57, 74]:

$$\begin{aligned} \overline{M} &= 2,8 \text{ Гэв}^2/c^4; & D &= -0,23 \text{ Гэв}^2/c^2; \\ \alpha &= 21,6; & \overline{M}_3 &= 3,5 \text{ Гэв}^2/c^4; \\ A &= -0,19 \text{ Гэв}^2/c^2. \end{aligned} \tag{17}$$

Массы очарованных векторных мезонов приведены в табл. 10. Отметим, что  $\alpha = \beta$ , если рассматривается  $SU(4)$ -нарушение, связанное только с расщеплением масс  $s$ ,  $\lambda$ ,  $p$ -кварков.

Чтобы определить массы мезонов, лежащих в других мультиплеттах, и массы барионов, необходимо в каждом случае знать массу частицы, содержащей новый кварк. За неимением лучшего обычно записывают массовый оператор в виде

$$M = M_0 + (M_8 + M_{15}) \tag{18}$$

и считают, что  $\alpha$  не зависит от рассматриваемого представления [74]. Барионы группируются в мультиплеты

$$4 \otimes 4 \otimes 4 = 4 \oplus 20 \oplus 20 \oplus 20.$$

$SU(4)$ -представление 20 полностью симметрично и описывает барионы с  $J^P = 3/2^+$ . Два других 20-мерных представления обла-

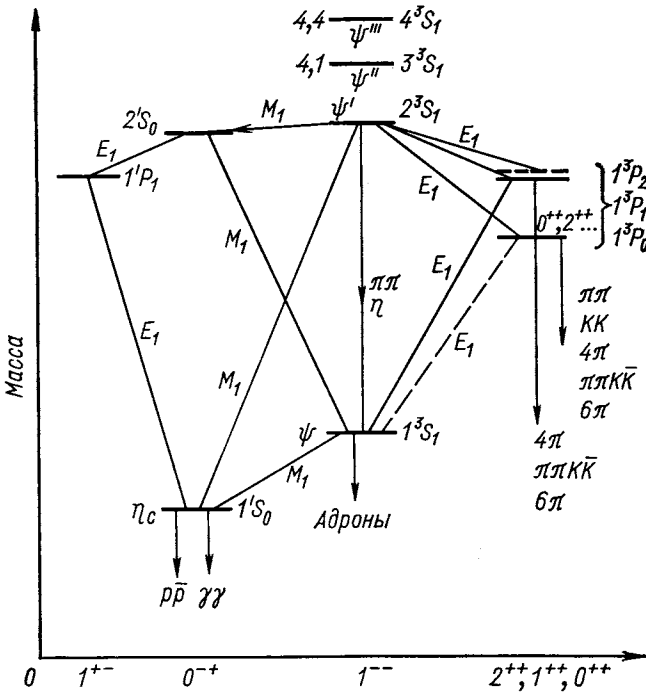


Рис. 19.

дают смешанной симметрией, и одно из них используется для описания барионов с  $J^P = 1/2^+$ . Разложение по  $SU(3)$ -группе для этих представлений имеет вид:

$$20 = 10 \oplus 6 \oplus 3 \oplus 1; \quad 20 = 8 \oplus 6 \oplus 3 \oplus 3.$$

Массы псевдоскалярных мезонов и барионов, вычисленные с помощью формулы (18), приведены в табл. 10. Там же приведены также массы очарованных адронов, полученные сложением кварковых масс. Например, масса  $D^*$ -мезона ( $D^* = \bar{p}c$ )  $m_{D^*}^2 = (m_p^2 + m_\psi^2)/2$ , а масса бариона ( $cpr$ ) ( $J^P = 1/2^+$ )

$$m(cpr) = m_p + (m_\psi - m_\omega)/2.$$

**Орто- и парашармоний. Радиационные переходы.** Рассмотрение  $\psi$  как связанного состояния  $c\bar{c}$ -пары естественно приводит к предсказанию целого спектра других связанных состояний:  $1^3S_1(\psi)$ ;  $1^1S_0(\eta_c)$ ;  $2^3S_1(\psi')$ ;  $2^1S_0(\eta_c')$ ;  $1^3P_{0,1,2}$ ;  $1^1P_1$  и т. д. Массы этих состояний приводятся в работах [76, 77] и приведены на рис. 19, 20 и в табл. 11. Расщепление масс  $\psi - \eta_c$  оценивалось двумя спо-

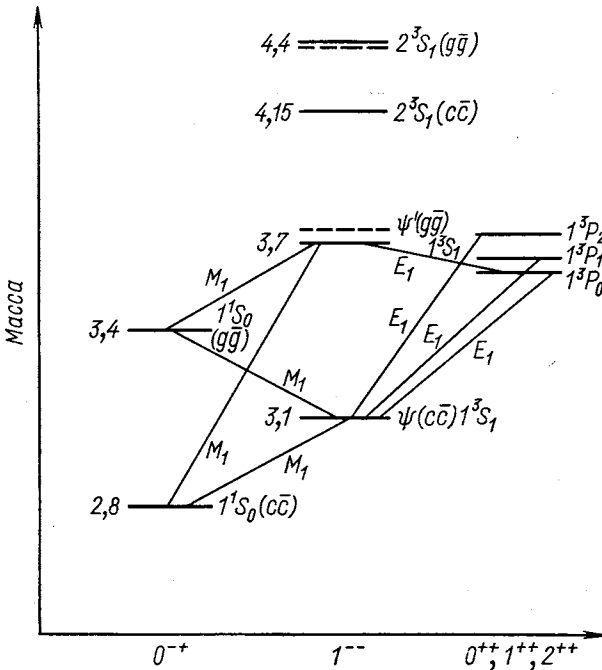


Рис. 20.

собами. С одной стороны, анализ с помощью стандартных массовых формул нарушенной  $SU(4)$ -симметрии приводит [74] к  $M(\eta_c) = 2,75 \text{ Гэв}/c^2$  (заметим, что  $M^{\text{эксп}} = 2,8 \text{ Гэв}/c^2$ ; см. выше). С другой

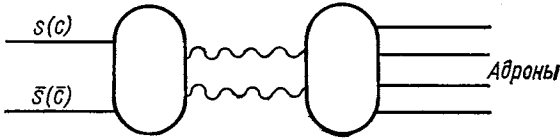
Таблица 11  
Распады состояний шармония

| Состояния                         | $I G_J P$  | Масса, $\text{Гэв}/c^2$ | Полная ширина, $\text{Мэв}$ | Канал распада  | Доля распада, % или ширина $\Gamma$   |
|-----------------------------------|--|-------------------------|-----------------------------|--|---|
| $\eta_c$                          | $0^+(0^-)$   | 2,8                     | 4                           | Адроны<br>$\gamma\gamma$   | 100<br>0,08   |
| $\psi(3095)$                      | $0^-(1^-)$   |                         | 0,69                        | Адроны<br>Адроны + $\gamma$<br>$\eta_c + \gamma$<br>$e^+ + e^-$<br>$\mu^+ + \mu^-$   | 77<br>3<br>6<br>7<br>7  |
| $P_0$<br>$P_1$<br>$P_2$<br>$P_1'$ | $0^+(0^+)$<br>$0^+(1^+)$<br>$0^+(2^+)$<br>$0^-(1^+)$ | } 3,5                   | 3                           | $\psi + \gamma$<br>$\eta_c + 2\pi$<br>Адроны<br>—  | Основной распад<br>Мала или 0 ( $P_0, P_1$ )<br>2<br>—  |
| $\eta'_c$                         | $0^+(0^-)$   | 3,4                     | 5                           | Адроны<br>$\eta_c + 2\pi$<br>$\psi + \gamma$<br>$2\gamma$  | 2,4 $\text{Мэв}$<br>Существенная<br>$\sim 0,04 \text{ Мэв}$<br>$\sim 2 \text{ кэв}$   |
| $\psi'(3684)$                     | $0^-(1^-)$   | —                       | 0,22                        | $\psi + 2\pi$<br>$\eta_c + \gamma$<br>$P_J + \gamma$<br>Адроны<br>$e^+e^-$<br>$\mu^+\mu^-$<br>$\eta'_c + \gamma$<br>$\bar{\nu}\nu$ | Основной распад<br>$\sim 3 \text{ кэв}$<br>$\leq 0,45 \text{ Мэв}$<br>$\sim 46 \text{ кэв}$<br>$\sim 2,2 \text{ кэв}$<br>$\sim 2,2 \text{ кэв}$<br>$\sim 3,4 \text{ кэв}$<br>$< 4 \text{ эв}$ |

Примечание. Для  $M1$ -радиационных переходов без изменения главного квантового числа квадрат интеграла перекрытия принимался равным 0,1.

стороны, можно использовать аналогию со сверхтонким расщеплением позитрония, следуя работе [76], и получить  $M(\psi) - M(\eta_c) \sim M(\psi') - M(\eta'_c) \approx 100 \text{ Мэв}$ .  $P$ -уровни с квантовыми числами  $J^{PC} = 0^{++}, 1^{++}, 2^{++}, 1^{+-}$  располагаются, согласно работе [76], вблизи  $3,5 \text{ Гэв}$ .

Ширины состояний и вероятность различных переходов можно оценить в кварковой модели с обменом октетом цветных глюонов. Вычисления адронных ширин  $\psi, \psi'$  в рамках этой модели рассматривались выше. Распад  $\eta_c \rightarrow$  адроны в низшем порядке по  $\alpha_s$  описывается диаграммой:



Соответствующая амплитуда оценивается при следующих предположениях [71]:

- а) размеры области  $c\bar{c}$ -аннигиляции, определяемые комptonовской длиной волны  $c$ -кварка, малы по сравнению с размерами связанного состояния;
- б) паращармный представляет собой слабосвязанное состояние, т. е.  $2m_c \approx M_\psi \approx M_{\eta_c}$ ;
- в) сумма по конечным состояниям адронов аппроксимируется суммой по конечным состояниям (синглетных по цвету) свободных глюонов.

Таким образом, можно получить

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow \text{адроны})}{\Gamma(\eta_c \rightarrow \text{адроны})} = \frac{5}{27} \frac{\pi^2 - 9}{\pi} \alpha_s \left( \frac{F_\psi}{F_{\eta_c}} \right)^2 \frac{M_{\eta_c}}{M_\psi} \left( \frac{2}{1 + 4m_c^2/M_{\eta_c}^2} \right)^{-2},$$

где  $F_\psi/F_{\eta_c}$  определяются матричными элементами векторного и аксиального токов

$$\langle 0 | \bar{c} \gamma_\mu c | \psi \rangle = \epsilon_\mu F_\psi M_\psi;$$

$$\langle 0 | \bar{c} \gamma_\mu \gamma_5 c | \psi \rangle = i p_\mu F_{\eta_c}.$$

Полагая  $F_{\eta_c}/F_\psi \approx 1$  ( $F_\pi/F_\rho \approx 1,5$ ), получаем [71]  $\Gamma(\eta_c \rightarrow \text{адроны}) \approx 4 \text{ Мэв}$ . Ширина распада  $\eta_c \rightarrow 2\gamma$  составляет

$$\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma) = \frac{4\pi}{3} \left( \frac{\alpha^2}{3} \right) \left( \frac{2}{1 + 4m_c^2/M_{\eta_c}^2} \right)^2 \frac{F_{\eta_c}^2}{M_{\eta_c}} = 4,1 \text{ кэв}.$$

Аналогично вычисляются адронные ширины ( $2'S_0$ ):  $\Gamma(\eta'_c \rightarrow \text{обычные адроны}) \approx 2,4 \text{ Мэв}$ ;  $\Gamma(\eta'_c \rightarrow 2\gamma) \approx 2,1 \text{ кэв}$ . Распады  $P$ -волновых состояний в адроны подавлены правилом Цвейга и малым значением волновых функций в области аннигиляции.

Рассмотрим теперь радиационные распады состояний шармония.

1. Должны существовать переходы между состояниями шармония с одинаковой пространственной четностью  $\psi \rightarrow \eta_c + \gamma, \psi' \rightarrow \eta'_c + \gamma, \eta_c + \gamma$ .

Предполагая, что состояния шармония описываются нерелятивистскими волновыми функциями и, пренебрегая спин-орбитальной связью, можно получить

$$\Gamma(\text{орто} \rightarrow \text{пара} + \gamma) = \frac{16}{27} \alpha \left( \frac{k}{m_c} \right)^2 \left( \frac{k}{1 + k/(M_p^2 + k^2)^{1/2}} \right) |I|^2,$$

где  $k = \frac{M_0^2 - M_p^2}{2M_0}$  — энергия фотона;  $m_c \approx M_\psi/2$  — масса  $c$ -кварка;  $M_p$  — масса парашармония;  $M_0$  — масса ортошармония;  $I = \int \Phi_p^*(\bar{x}) \cos(\bar{k}x/2) \Phi_0(\bar{x}) d\bar{x}$ . Для распадов без изменения главного квантового числа

$$\Gamma(\psi \rightarrow \eta_c + \gamma) = 38 |I|^2 \text{ кэв} \approx 4 \text{ кэв};$$

$$\Gamma(\psi' \rightarrow \eta_c' + \gamma) = 34 |I|^2 \text{ кэв} \approx 3 \text{ кэв}.$$

Для перехода  $\psi'$  в  $\eta_c$  величина  $\langle kx \rangle$  не мала, и ширина оказывается зависящей от вида волновых функций. Вычисления  $|I|^2$  для волновых функций в модели с линейным потенциалом [78, 79] дают  $I^2 \approx 0,004$ , откуда  $\Gamma(\psi' \rightarrow \eta_c + \gamma) = 3 \text{ кэв}$ . Распады в  $P$ -волновые состояния и последующие переходы  $P$ -волновых состояний оказываются электрическими дипольными. Вероятность таких распадов можно оценить следующим образом:

$$\Gamma = 4\alpha e_c^2 k^3 R^2/3,$$

где  $R$  — средний размер связанного  $c\bar{c}$ -состояния. (В модели с кулоновским или линейным потенциалом  $R$  оказывается равным приблизительно  $3-4 \text{ Гэв}^{-1}$  [78].) Считая  $M$  ( $P$ -состояния)  $\approx 3,5 \text{ Гэв}/c^2$  (см. табл. 11), получаем

$$\Gamma(\psi' \rightarrow P\text{-состояние} + \gamma) \leq 0,45 \text{ Мэв};$$

$$\Gamma(P\text{-состояние} \rightarrow \psi + \gamma) \leq 4,4 \text{ Мэв}.$$

2. Возможен прямой распад  $C$ -нечетных состояний в три  $\gamma$ -кванта, а  $C$ -четных — в два  $\gamma$ -кванта. Для  $P$ -состояния такой распад пренебрежимо мал вследствие подавленности волновой функции вблизи 0.

Эти переходы отличаются от аннигиляции состояний шармония в обычные адроны только заменой константы сильной связи на константу электромагнитного взаимодействия

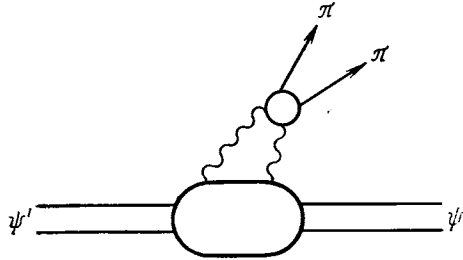
$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(\psi \rightarrow 3\gamma)}{\Gamma(\psi \rightarrow \text{адроны})} &= \frac{\alpha^3/3}{\alpha_s^3(5/18)}; \\ \frac{\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(\eta_c \rightarrow \text{адроны})} &= \frac{\alpha^2/3}{\alpha_s^2(2/3)} \end{aligned} \quad (19)$$

(коэффициенты в правой части равенств (19) возникают вследствие различной классификации фотонов и глюонов по представлениям  $SU(3)$ -группы).

3. Наконец, должны происходить переходы шармония в обычные адроны с излучением фотона. Соответствующая ширина оказывается порядка  $\alpha/\alpha_s$  от адронной ширины [76].

Для  $C$ -четных состояний переходы с обменом одним глюоном запрещены правилами отбора по цвету, и соответствующая ширина по порядку величины, как обычно, равняется адронной ширине, умноженной на  $\alpha$ .

Распад  $\psi' \rightarrow \psi 2\pi$ . Распад  $\psi' \rightarrow \psi 2\pi$  в низшем порядке по  $\alpha$  описывается следующей диаграммой:



Вследствие малости средней энергии, переносимой глюонными линиями (в системе центра масс  $\psi$ ) величина  $\alpha(s)$  не мала. Отсюда следует, что распад  $\psi' \rightarrow \psi 2\pi$  является основным каналом распада  $\psi'$ , что согласуется с экспериментом. В работе [80] оценивался вклад этой диаграммы в распад  $\psi' \rightarrow \psi 2\pi$ . Оказалось, что для получения правильной ширины распада  $\psi' \rightarrow \psi 2\pi$  необходимо выбрать кварк-глюонную константу связи  $\alpha(s) = 0,20$ . Такое малое значение  $\alpha(s)$  при средней энергии, передаваемой глюонами, меньшей массы  $\phi$ -мезона, составляет, по нашему мнению, определенную трудность для  $SU(4)$ -схемы с кварками, взаимодействующими посредством обмена октетом цветных глюонов.

Слабые распады очарованных мезонов,  $\mu e$ -события. Едва ли не самым замечательным наблюдением после открытия  $\psi$  и  $\psi'$  является обнаружение  $\mu e$ -пар в  $e^+e^-$ -столкновениях на SPEAR при энергиях  $2E > 3,8 \text{ Гэв}$  [27]:  $e^+ + e^- \rightarrow e^\mp + \mu^\pm + \dots$ . События такого рода могут быть следствием образования и последующего распада пары очарованных мезонов или новых тяжелых лептонов

$$e^+e^- \rightarrow U^+U^-$$

$\begin{cases} \longrightarrow e^- + \dots \\ \longrightarrow \mu^+ + \dots \end{cases}$

Как бы там ни было, обнаружение  $\mu e$ -пар свидетельствует о слабом распаде  $U$ -частиц, безотносительно к их природе и механизму образования.

Предположим сначала, что  $U$ -частицы — это очарованные мезоны. Если окажется, что энергетический спектр электронов

и мюонов согласуется с двухчастичными распадами  $U$ -частиц, то это будет свидетельствовать в пользу векторного характера мезонов [72]. Действительно, для псевдоскалярных мезонов

$$\frac{\Gamma(0^- \rightarrow e\bar{\nu})}{\Gamma(0^- \rightarrow \mu\bar{\nu}')} \approx \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 = 2,5 \cdot 10^{-5}.$$

В случае векторных мезонов  $\Gamma(1^- \rightarrow e\bar{\nu})/\Gamma(1^- \rightarrow \mu\bar{\nu}) \approx 1$ , и абсолютные ширины слабых лептонных распадов в результате сохранения векторного тока связаны с электромагнитными лептонными ширинами нейтральных векторных мезонов, например,  $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ . В работах [72, 81] были вычислены лептонные и полные слабые ширины векторных очарованных мезонов  $S^* = c\bar{\lambda}$ ;  $D^* = c\bar{p}$   $\Gamma(S^* \rightarrow \mu\nu) = \cos^2 \theta \bar{\Gamma}$ ;  $\Gamma(D^* \rightarrow \mu\nu) = \sin^2 \theta \bar{\Gamma}$ , где  $\bar{\Gamma} = (GM_c^2)^2 \times (8\pi^2\alpha^2)^{-1} \Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+e^-) \approx 4 \cdot 10^{12} (\text{сек})^{-1}$ ,  $M_c$  — масса распадающейся частицы, взятая равной  $2 G\Delta e$ . При этом

$$\begin{aligned} \Gamma(S^{*+} \rightarrow \mu\nu) &= \cos^2 \theta \bar{\Gamma} \gg \Gamma(S^* \rightarrow \mu\nu + \text{адроны}); \\ \Gamma(D^{*+} \rightarrow \mu\nu) &= \sin^2 \theta \bar{\Gamma} \approx \Gamma(D^{*+} \rightarrow \mu\nu + \text{адроны}); \\ \Gamma(S^{*+} \rightarrow \mu\nu + \text{адроны}) &= \bar{\Gamma}/16; \\ \Gamma(S^{*+}) &\approx 4 \cdot 10^{+13} (\text{сек})^{-1}; \\ \Gamma(S^{*+} \rightarrow \mu\nu)/\Gamma(S^{*+} \rightarrow \text{все}) &\approx 0,1; \\ \Gamma(D^{*+} \rightarrow \mu\nu)/\Gamma(D^{*+} \rightarrow \text{все}) &\approx 0,04. \end{aligned}$$

Таким образом, большая часть наблюдаемых  $\mu e$ -событий могла бы быть интерпретирована следующим образом:

$$e^+e^- \rightarrow S^{*+} + S^{*-} \begin{array}{l} \swarrow \quad \searrow \\ \mu^+\nu \quad e^-\bar{\nu} \quad (\text{или } \mu \leftrightarrow e) \end{array}$$

Как отмечается в работе [72], наблюдаемый выход  $\mu e$ -пар вполне согласуется с приведенными оценками ширин. Такая интерпретация  $\mu e$ -событий свидетельствовала бы о том, что векторные очарованные мезоны легче псевдоскалярных [81] в отличие от предсказаний массовых формул в нарушенной  $SU(4)$ .

Если спектр  $\mu$  и  $e$  окажется более мягким, чем следует ожидать при двухчастичных распадах  $U$ -частиц, то образование  $\mu e$ -пар может объясняться образованием псевдоскалярных очарованных мезонов и их последующими полулептонными распадами. (Согласно последним экспериментальным данным [27], спектр лептонов в  $\mu e$ -событиях оказывается мягким и согласуется с предположением о трехчастичном распаде  $U$ -частиц).





с очевидным нарушением правила  $\Delta Q = \Delta S$ , которое интерпретировалось авторами как образование очарованного бариона

$$B_c = (crr) \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$$

с массой около  $2,42 \text{ Гэв}/c^2$ .

В работе [86] отмечалось, что это же самое событие можно интерпретировать как образование очарованного векторного мезона  $F^* = (c\bar{\lambda})$  с массой  $M(F^*) = 2,29 \text{ Гэв}/c^2$  (или  $2,12 \text{ Гэв}/c^2$ ). Обе интерпретации не противоречат предсказаниям  $SU(4)$ -схемы. Наконец, как было показано в работе [87], это событие можно интерпретировать как образование мезона или бариона, содержащего пятый новый кварк.

**Трудности стандартной  $SU(4)$ -схемы.** Отметим некоторые трудности в объяснении существующих экспериментальных данных в рамках стандартной схемы с четырьмя кварками.

1. Предсказываемое моделью значение  $R \equiv \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = 10/3$  с учетом трех цветов кварков расходится с экспериментально измеренным до энергий  $E = 8 \text{ Гэв}$  значением  $R = 5,5 \pm 0,5$  (см., однако, работы [88, 89]).

2. В модели естественно ожидать значительного увеличения отношения выходов  $K/\pi$  после прохождения порога образования пары очарованных мезонов в  $e^+e^-$ -аннигиляции. На опыте никакого существенного изменения отношения  $K/\pi$  не найдено. Это может свидетельствовать о том, что в отличие от предсказаний стандартной схемы, распады очарованных мезонов  $D$  и  $F$  в состоянии, содержащие  $K$ -мезоны, не являются основными. \*

3. В спектрах инвариантных масс  $K^+\pi^-$ ,  $K^+\pi^+\pi^-$ , ... в процессе  $e^+e^- \rightarrow$  адроны при энергиях  $E > 4 \text{ Гэв}$  не видно пиков при массах  $M(K^+\pi^-, \dots) \approx 2 \text{ Гэв}/c^2$ , соответствующих образованию очарованных мезонов, на уровне

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow D^+ + X) \Gamma_{D^+}(K^-\pi^+\pi^+) / \Gamma(D^+ \rightarrow \text{все}) \leq 0,5 \text{ нбарн}$$

по сравнению с ожидаемым около  $5/3 \text{ нбарн}$  [90]. Объяснение этого факта преобладанием многочастичных схем распада  $D$ -мезонов сталкивается с той трудностью, что средняя множественность по заряженным частицам невелика ( $\langle n_{\text{заряж}} \rangle \approx 4$  в соответствующей области энергии. Не исключено, что выход из положения состоит в малой вероятности образования  $K$ -мезонов при распаде  $D$ .

4. Если  $\psi'(3, 7) = 2^3S_1$ -состояние ортошармония, то нужно ожидать, что с большой вероятностью будут происходить  $MI$ -радиационные переходы в  $1^1S_0$ -состояние парапармония. Экспериментально такие переходы ( $E_\gamma \approx 1 \text{ Гэв}$ ) не найдены. Трудно также

\* Не найдены также [29] нерегулярности в спектрах масс вблизи ожидаемой массы очарованных мезонов в реакции  $p + \text{Be} \rightarrow \pi^+\pi^+, K^-K^+, \dots$

понять, почему столь подавлены радиационные переходы

$$\Psi' \rightarrow \gamma X; \quad X = {}^3P_2, \quad {}^3P_1, \quad {}^3P_0.$$

5. Переход  $\Psi' \rightarrow \eta\Psi$  происходит, по-видимому, со слишком большой вероятностью по сравнению с тем, что нужно было ожидать, если  $\Psi$  и  $\Psi'$  являются  $SU(3)$ -синглетами, как предсказывается в  $SU(4)$ -схеме.

### 3. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ $\psi$ -ЧАСТИЦ КАК ЦВЕТНЫХ МЕЗОНОВ

Понятие цвета было первоначально введено для того, чтобы устранить следующую трудность кварковой модели.

В  $SU(6)$ -группе октет и декуплет барионов со спинами  $J = 1/2$  и  $J = 3/2$  объединяются в 56-плет. На основе  $SU(6)$ -симметрии были вычислены магнитные моменты барионов и радиационные ширины распадов векторных мезонов, хорошо согласующиеся с экспериментом. Однако волновые функции 56-плета полностью симметричны по  $SU(6)$ -индексам, что противоречит фермистатистике кварков (если считать, что все 3 кварка находятся в  $S$ -состоянии).

Для устранения трудности со статистикой было предложено расширить  $SU(3)$ -группу до  $SU(3) \otimes SU(3)$ . На кварковом языке такое расширение группы симметрии соответствует использованию вместо трех кварков  $(p, n, \lambda) = t_i$  девяти кварков  $t_{ii}$  ( $i, l = 1, 2, 3$ ).

Кварки  $t_{ii}$  в такого рода схемах обычно описываются  $(3,3)$  или  $(3, \bar{3})$  представлениями группы  $SU(3) \otimes SU(3)^c$ . Группа  $SU(3)^c$  действует на цветовой индекс  $l$ . Наблюдаемые адроны в подобных моделях, как правило, являются синглетами по отношению к  $SU(3)^c$ -группе, т. е., например,

$$\pi^+ = (p_1 \bar{n}_1 + p_2 \bar{n}_2 + p_3 \bar{n}_3) / \sqrt{3};$$

$$K^+ = (p_1 \bar{\lambda}_1 + p_2 \bar{\lambda}_2 + p_3 \bar{\lambda}_3) / \sqrt{3}.$$

Помимо устранения трудностей со статистикой цветовой модели обладают следующими преимуществами по сравнению с трехкварковой моделью:

а) в цветовых схемах кварки могут иметь целые заряды (модель Боголюбова — Струминского — Тавхелидзе и Хана-Намбу [44, 46]);

б) при построении калибровочных моделей слабых и электромагнитных взаимодействий адлеровские аномалии [70] можно устранить совместно в лептонном и адронном секторах [91];

Таблица 12  
 Квантовые числа кварков в  $SU(3) \times SU(3)$ -модели  
 с целочисленными кварками

| Параметр | $p_1$ | $n_1$ | $\lambda_1$ | $p_2$ | $n_2$ | $\lambda_2$ | $p_3$ | $n_3$ | $\lambda_3$ |
|----------|-------|-------|-------------|-------|-------|-------------|-------|-------|-------------|
| $I_3$    | 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         |
| $Q^c$    | 0     | -1    | -1          | 1     | 0     | 0           | 1     | 0     | 0           |

в) предсказание для  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  в обычной кварковой модели равно  $2/3$ , тогда как с учетом цвета значение  $R$  как минимум в 3 раза больше, что улучшает согласие с экспериментом. В модели с целыми зарядами кварков асимптотическое значение  $R = 4$ .

Для объяснения природы  $\psi$ -частиц на основе цветовых моделей необходимо, чтобы оператор электромагнитного тока не являлся синглетом по отношению к цветовой группе, в противном случае цветные мезоны не могли бы рождаться в  $e^+e^-$ -аннигиляции. Рассмотрим более подробно модель Боголюбова — Струминского — Тавхелидзе и Хана — Намбу [44—46, 49]. Квантовые числа девяти кварков в этой модели приведены в табл. 13. Модифицированная формула Гелл-Манна — Нишиджими имеет вид

$$Q = I_3 + Y/2 + I_3^c + Y^c/2.$$

Первоначальная модель [46] несколько отличается от излагаемой ниже тем, что физическая  $SU(3)$ -симметрия является диагональной подгруппой группы  $G = SU(3)' \otimes SU(3)''$  (табл. 12). Рассматриваемая модель ближе к моделям, сформулированным в работах [92—96]. Здесь  $Y$  и  $I_3$  — генераторы  $SU(3)$ , коммутирующие со всеми генераторами  $SU(3)^c$ ;  $Y^c$ ,  $I_3^c$  — генераторы цветовой  $SU(3)^c$ -группы, принадлежащие представлению  $(1, 8^c)$  группы  $SU(3) \otimes SU(3^c)$ . Из формулы (1) следует, что операторы электромагнитного тока имеют компоненты из представления  $(8, 1^c)$  и из представления  $(1, 8^c)$ . В терминах кварковых полей оператор электромагнитного тока записывается следующим образом:

$$J_\mu = \bar{p}_2 \gamma_\mu n_2 + \bar{p}_3 \gamma_\mu p_3 - \bar{r}_1 \gamma_\mu n_1 - \bar{\lambda}_1 \gamma_\mu \lambda_1.$$

Считая мезоны связанными состояниями  $q\bar{q}$ -пары, получаем

$$(3, 3^c) \otimes (3^*, 3^{*c}) = (8 + 1, 1^c) + (8 + 1, 8^c).$$

В частности, кроме обычных мезонов, синглетных по цвету, имеются мезоны — члены  $SU(3)^c$ -октета.

Предположим, что  $SU(3)^c$  есть точная симметрия сильных взаимодействий, и что адроны, не являющиеся синглетами по цвету, имеют массу существенно выше масс обычных адронов.

Тогда, поскольку  $(1, 8^c)$  часть электромагнитного тока является синглетом относительно  $SU(3)$ , в электромагнитных взаимодействиях должна рождаться только одна частица

$$[\omega_1, \omega_8 (U^c = 0)] = (-2\bar{t}_1 t_{11} + \bar{t}_2 t_{22} + \bar{t}_3 t_{33})/18,$$

которая отождествляется с  $\psi$  (3095), а  $\psi'$  (3684) и  $\psi''$  (4150) являются радиальными возбуждениями  $\psi$  (3095). Одним из предсказаний этой модели является существование семи векторных цветных мезонов с массой около  $3,1 \text{ Гэв}$ . Однако, по аналогии с обычной кварковой моделью, естественно предположить идеальное синглет-октетное смешивание в  $SU(3)$  также для цветного октета векторных мезонов. В этом случае цветные аналоги  $\omega$ - и  $\phi$ -мезонов (синглеты по  $U^c$ -спину) также будут рождаться в электромагнитных взаимодействиях.

В модели [92—94] предполагается, что

$$\psi(3, 1) = (\omega, \omega_8 (U^c = 0)); \quad \psi(3, 7) = (\phi, \omega_8 (U^c = 0)),$$

где

$$\begin{aligned} (\omega, \omega_8 (U^c = 0)) &= (-2p_1 \bar{p}_1 + p_2 \bar{p}_2 + p_3 \bar{p}_3 - 2n_1 \bar{n}_1 + \\ &\quad + n_2 \bar{n}_2 + n_3 \bar{n}_3) / \sqrt{12}; \\ (\phi, \omega_8 (U^c = 0)) &= (-2\lambda_1 \bar{\lambda}_1 + \lambda_2 \bar{\lambda}_2 + \lambda_3 \bar{\lambda}_3) / \sqrt{6}. \end{aligned}$$

При этом отношение лептонных ширин  $\psi$  и  $\psi'$  оказывается равным

$$\Gamma(\psi' \rightarrow e^+ e^-) / \Gamma(\psi \rightarrow e^+ e^-) = 1/2,$$

что хорошо согласуется с экспериментом. Широкий резонанс  $\psi(4, 15)$  интерпретируется как радиальное возбуждение  $\psi(3, 1)$ . Узость ширин распадов  $\psi, \psi'$  в обычные адроны объясняется запрещенностью переходов вида  $8^c \rightarrow 1^c + 1^c$ . Распады  $8^c \rightarrow 8^c + 8^c$  разрешаются правилами отбора по цвету, но запрещены энергетически (предполагается, что массы  $8^c$  октета лежат около  $3 \text{ Гэв}$ ).

Переход  $8^c \rightarrow 8^c + 1^c$  не запрещен сохранением цвета, однако переходы

$$\psi(3, 1) \rightarrow (\pi^0, \omega_8) \pi\pi$$

$$(\pi, \omega_8) \rho$$

$$(\rho, \omega_8) \pi$$

энергетически подавлены. Для  $\psi(3,7) \equiv (\phi, \omega_8)$  распады  $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$  и  $\psi' \rightarrow \psi\eta$  разрешены по цвету и действительно обнаружены экспериментально. Подавленность этих переходов объясняется правилом Цвейга.

Распады

$$\psi'(3,7) \rightarrow (K^\pm, \omega_8) K^\mp, \\ (\eta, \omega_8) \pi^+\pi^-\pi^0$$

не являются запрещенными ни правилами отбора по цвету, ни правилом Цвейга. Так как наблюдаемая ширина распада  $\psi(3,7)$  в адроны мала, то можно сделать вывод, что  $M(K, \omega_8) > 3,2 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $M(\eta, \omega_8) > 3,2 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Наиболее критичным для интерпретации новых частиц как цветных мезонов является вопрос о радиационных распадах  $\psi$ -частиц. Простейшие оценки показывают, что ширина радиационных распадов  $\psi$  должна составлять примерно несколько мегаэлектронвольт. В работах [94] были приведены, однако, аргументы в пользу того, что может существовать динамический механизм подавления радиационных распадов. Оставляя в стороне вопрос о величине ширины радиационных распадов  $\psi$ , важно подчеркнуть, что во всяком случае радиационные распады  $\psi \rightarrow \gamma + \text{адроны}$  и  $\psi' \rightarrow \gamma + \text{адроны}$  в цветовой схеме должны быть основными каналами распада. Существующие экспериментальные данные о распадах  $\psi$  и  $\psi'$ , по-видимому, не согласуются с этим предсказанием.

Рассматривались различные варианты объяснения новых частиц как цветных мезонов [95, 96], в том числе модель с группой симметрии  $SU(3) \otimes S_3$  [96]. Однако, во всех моделях такого рода сохраняется основное предсказание о существенной роли радиационных распадов  $\psi$  и  $\psi'$ .

### 3. СХЕМЫ С ПЯТЬЮ И ШЕСТЬЮ КВАРКАМИ

В качестве альтернативного подхода к пониманию природы  $\psi$ -частиц в некоторых работах рассматривались схемы с более чем четырьмя валентными кварками [87, 97, 60, 98—103] (каждый в трех цветовых состояниях).

Остановимся более подробно на введенных в работах [98, 101] моделях с пятью кварками. В этих моделях  $\psi$  и  $\psi'$  рассматриваются как векторные мезоны из одного мультиплетта, что предполагает расширение группы симметрии как минимум до  $SU(5)$  и введение пяти фундаментальных кварковых полей  $p, n, \lambda, c, g$ . Три кварка  $p, n, \lambda$  образуют  $SU(3)$ -триплет, четвертый кварк  $c$  отличается квантовым числом «очарование», а пятый несет новое квантовое число  $g$ .

Предполагается, что  $\psi$ - и  $\psi'$ -мезоны являются почти чистыми связанными состояниями  $cc$  и  $gg$  в сильно нарушенной  $SU(5)$ -сим-

метрии с приблизительно идеальным смешиванием. На мысль о малости отличия смешивания от идеального наводят, во-первых, экспериментальные значения парциальных ширин адронных каналов распада  $\psi$ -,  $\psi'$ -мезонов; во-вторых, подавленность радиационных переходов  $\psi'$  в орбитально-возбужденные состояния  $\psi$ , и, наконец, соотношение между лептонными ширинами  $\psi$  и  $\psi'$ . Обсуждаемая  $SU(5)$ -схема отличается, очевидно, от  $SU(4)$ -модели предсказанием существования новых мезонных и барионных состояний ( $\overline{p}g$ ,  $\overline{c}g$ ,  $\overline{p}pg$ ,  $\overline{c}cg$  и т. д.) с квантовым числом  $g$ . Вычисление масс мезонов с новыми квантовыми числами проводилось в работах [87, 98, 101], в предположении малости отличия смешивания от идеального. В табл. 13, 14 приведены массы векторных и псев-

Таблица 13

Массы псевдоскалярных и векторных мезонов, содержащих пятый кварк  $g$  [98]

| Кварковая конфигурация | Квадратичная массовая формула |             | Линейная массовая формула |             |
|------------------------|-------------------------------|-------------|---------------------------|-------------|
|                        | $J^P = 1^-$                   | $J^P = 0^-$ | $J^P = 1^-$               | $J^P = 0^-$ |
| $\overline{p}g$        | 2,66                          | 2,54        | 2,28                      | 1,65        |
| $\overline{\lambda}g$  | 2,70                          | 2,59        | 2,40                      | 1,77        |
| $\overline{c}g$        | 3,41                          | 3,32        | 3,45                      | 2,82        |
| $\overline{g}g$        | 3,684 *                       | 3,61        | 3,684 *                   | 3,16        |

\* Экспериментальное значение массы  $\psi'$ .

Таблица 14

Массы барионов, содержащих один новый кварк, в 40-плете ( $1/2^+$ ) и 35-плете ( $3/2^+$ )  $SU(5)$ -группы [87]

| Кварковая конфигурация | $J^P = 1/2^+$ | $J^P = 3/2^+$ | Заряд                       |                             |
|------------------------|---------------|---------------|-----------------------------|-----------------------------|
|                        |               |               | $Q_c = -4/3$<br>$Q_g = 2/3$ | $Q_c = 2/3$<br>$Q_g = -1/3$ |
| $prc$                  | 2,40          | 2,40          | 0                           | 2                           |
| $p\lambda c$           | 2,30          | 2,54          | -1                          | 1                           |
| $\lambda\lambda c$     | 2,47          | 2,69          | -2                          | 0                           |
| $ppg$                  | 2,39          | 2,69          | 2                           | 1                           |
| $p\lambda g$           | 2,58          | 2,84          | 1                           | 0                           |
| $\lambda\lambda g$     | 2,77          | 2,98          | 0                           | -1                          |

доскалярных мезонов и барионов с  $J = 1/2, 3/2$ , содержащих новые кварки  $c$  и  $g$ .

Естественно обобщить теорию шармония (см. выше) на случай связанных  $c\bar{c}$ - и  $g\bar{g}$ -состояний. При этом будем рассматривать широкий пик в сечении  $e^+e^- \rightarrow$  адроны при энергии  $4,15 \text{ Гэв}$ , как резонанс, соответствующий первому радиальному возбуждению  $\Psi$ . Тогда, предполагая эквидистантность (по  $m^2$ ) уровней  $c\bar{c}$  и  $g\bar{g}$ , получаем, что первое радиально-возбужденное  $g\bar{g}$ -состояние располагается вблизи  $4,6 \text{ Гэв}/c^2$ . Экспериментально найден пик в сечении  $e^+e^-$ -аннигиляции около  $4,4 \text{ Гэв}/c^2$  (см. рис. 5,6). Помимо радиальных возбуждений  $\psi''(c\bar{c})$ ,  $\psi'''(g\bar{g})$  должны существовать  $P$ -волновые возбуждения  $\psi$  и  $\psi'$ :  $1^3P_{0,1,2}(c\bar{c})$ ,  $1^3P_{0,1,2}(g\bar{g})$ , а также псевдоскалярные аналоги  $\eta_c(1^1S_0)$ ,  $\eta_g(1^1S_0)$ . Полагая  $m_{\eta_c} = 2,8 \text{ Гэв}/c^2$  и  $m^2(\eta_g) - m^2(\eta_c) \approx m^2(\psi') - m^2(\psi)$ , находим  $m_{\eta_g} \approx 3,45 \text{ Гэв}/c^2$ .

Состояния  $1^3P_{0,1}$ , содержащие главным образом  $c\bar{c}$ , должны лежать между  $\psi'$  и  $\psi$ , ближе к  $\psi'$ , а состояние  $1^3P_2(c\bar{c})$  — несколько выше  $\psi'$ , при энергии  $3,7 - 3,8 \text{ Гэв}$ . Иными словами, в интервале между  $\psi'$  и  $\psi$  должно находиться только два  $P$ -состояния [102].

В схеме с пятью кварками можно найти естественное объяснение подавленности радиационных переходов

$$\begin{aligned}\psi' &\rightarrow 1^3P_J + \gamma, \\ \psi' &\rightarrow \eta_c + \gamma.\end{aligned}$$

Из рассмотрения лептонных ширин  $\psi$  и  $\psi'$  (см. ниже) следует, что существует слабое смешивание  $c\bar{c}$ - и  $g\bar{g}$ -состояний:

$$\begin{aligned}\psi &= c\bar{c} \cos \alpha + g\bar{g} \sin \alpha; \\ \psi' &= -c\bar{c} \sin \alpha + g\bar{g} \cos \alpha,\end{aligned}$$

где угол  $\alpha \approx 8^\circ$ . Тогда, считая, что унитарная структура орбитально-возбужденных состояний мало отличается от структуры основных состояний, получаем, что радиационный переход из  $\psi'$  в состояние  $1^3P_J$  подавлен фактором  $\sin^2 \alpha \approx 1/50$  по сравнению с аналогичным переходом в  $SU(4)$ -схеме.

Лептонные ширины векторных мезонов определяются выражением [104, 103] (с учетом трех цветов кварков)

$$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-) = \frac{16\alpha^2 G_V^2}{m_V^2} |\Phi_V(0)|^2,$$

где

$$V = \sum_i \beta_i q_i \bar{q}_i; \quad G_V = \sum_i e_i \beta_i.$$

Предположим, что справедлив результат кварковой модели:

$$|\Phi_V(0)| \sim M_V$$

или

$$\Gamma_V = aG_V^2/M_V.$$

Тогда, считая примесь обычных кварков в  $\psi$ -состояниях пренебрежимо малой, находим следующее правило сумм:

$$a^{-1}(M_\psi \Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-) + M_{\psi'} \Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)) = e_c^2 + e_g^2,$$

где  $e_c, e_g$  — заряды  $c$ - и  $g$ -кварков соответственно.

Подставляя экспериментальные значения масс и лептонных ширин  $\psi, \psi'$ , получаем в случае зарядов кварков  $Q_c = -4/3, Q_g = 2/3$  равенство  $2,3 \pm 0,8 = 2,2$ .

Если воспользоваться другим соотношением  $|\Phi_V(0)|^2 \sim M_V^2$ , предложенным в работе [16] и довольно хорошо выполняющимся для  $\rho$ -,  $\omega$ -,  $\phi$ -мезонов, то можно получить

$$b(\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-) + \Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)) = e_c^2 + e_g^2,$$

где  $b = (2G_\rho)^{-1}$ . Тогда, подставляя экспериментальные значения ширин и заряды  $Q_c = 2/3; Q_g = -1/3$ , имеем

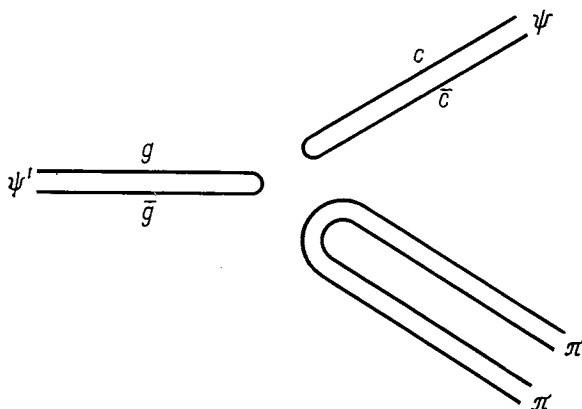
$$0,542 \pm \frac{0,18}{0,14} = 0,555.$$

Из отношения лептонных ширин  $\psi$  и  $\psi'$  находим угол смешивания  $\alpha = 8, -60^\circ$  [102] (подавленность радиационных переходов  $\psi' \rightarrow {}^3P_J + \gamma$  указывает на предпочтительность первого решения). При другом выборе зарядов ( $Q_c = -4/3; Q_g = 2/3$ ) одно из решений также соответствует малому смешиванию.

Адронные ширины  $\psi$  и  $\psi'$  оцениваются в этой схеме так же, как в  $SU(4)$ -схеме. Ортогональность унитарных состояний  $\psi$  и  $\psi'$  обеспечивает определенное подавление переходов

$$\psi' \rightarrow \psi + 2\pi, \quad \psi + \eta$$

[101]. Распад  $\psi' \rightarrow \psi + 2\pi$  в этой модели описывается дважды несвязанной диаграммой, аналогично недавно наблюдаемому распаду [7]  $\psi \rightarrow \phi + \pi\pi$ :





Асимптотическое значение  $R$  в этих моделях равняется  $11/3$  ( $Q_c = 2/3$ ;  $Q_g = -1/3$ ) и  $26/3$  ( $Q_c = -4/3$ ;  $Q_g = 2/3$ ) по сравнению с экспериментальным значением  $5,5 \pm 0,5$  (см. рис. 6) при энергии около  $8 \text{ Гэв}$  [8]. В работе [99] была предложена шестикварковая модель, в которой помимо обычного  $SU(3)$ -триплет ( $p, n, \lambda$ ) вводится  $SU(3)$ -антитриплет ( $b, t, r$ ) тяжелых кварков с новым аддитивным квантовым числом  $H = +1$  и зарядами  $-1/3, 2/3, 2/3$ . Унитарная структура  $\psi$ -частиц выбирается следующей:

$$\begin{aligned} (\bar{t}\bar{t} + \bar{b}\bar{b} + \bar{r}\bar{r})/\sqrt{3} & - SU(3)\text{-синглет}; \\ (t\bar{t} + b\bar{b} - 2r\bar{r})/\sqrt{6} & - \text{член } SU(3)\text{-октета}; \\ (\bar{t}\bar{t} - \bar{b}\bar{b})/\sqrt{2} & - \text{член } SU(3)\text{-октета}. \end{aligned}$$

Отсюда отношение лептонных ширин  $\psi, \psi', \psi''$  равняется:

$$\Gamma(\psi \rightarrow ee) : \Gamma(\psi' \rightarrow ee) : \Gamma(\psi'' \rightarrow ee) = 2 : 1 : 3$$

в удовлетворительном согласии с экспериментом. Так как  $\psi$  и  $\psi'$  — члены одного октета, то можно оценить разницу масс  $b, t, r$  кварков:

$$\begin{aligned} m(b) - m(t) & \approx 0 \quad (\text{из изотопической инвариантности}), \\ m(b) - m(r) & = 3/4 (m(\psi'') - m(\psi')) \approx 350 \text{ Мэв}. \end{aligned}$$

Изосинглет оказывается легче изодублета. Это соответствует правилу, что меньшему гиперзаряду соответствует меньшая масса.

Моделью предсказывается нонет тяжелых псевдоскалярных мезонов с массой около  $3-4 \text{ Гэв}/c^2$ . Разрешены электромагнитные переходы между  $\psi, \psi'$  и псевдоскалярными мезонами с  $I_3 = Y = 0$ . Все  $P$ -волновые состояния  $g_H \bar{q}_H$  лежат выше по массе, чем  $\psi'$ . Таким образом, в этой модели узкие резонансы  $0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$  в области между  $\psi'$  и  $\psi$ , предсказываемые  $SU(4)$ -схемой, отсутствуют.

Обсудим вопрос о построении калибровочных моделей слабых и электромагнитных взаимодействий в схемах с пятью и шестью кварками. В схеме с  $Q_c = -4/3$  и  $Q_g = +2/3$  можно взять слабые изомультиплеты в виде:

$$\begin{pmatrix} p \\ n^0 \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} g \\ \lambda^0 \end{pmatrix}_L, c_L \begin{pmatrix} n \\ c \end{pmatrix}_R, p_R, n_R, g_R.$$

Тогда получим схему слабых и электромагнитных взаимодействий адронов, сохраняющую механизм Глэшоу — Илиоулоу — Майани [69] подавления нейтральных токов с изменением странности, но не содержащую переходов  $s$ -кварка в  $\lambda$ -кварк в первом порядке по  $G$ . В этой схеме следует ожидать изменения относительного выхода  $K$ -мезонов в процессе  $e^+e^- \rightarrow$  адроны за порогом образования пары мезонов с кварковым содержанием  $g\bar{p}$ . Если верить

массовым формулам  $SU(5)$ -группы [98], это может иметь место при энергии выше  $5 \text{ ГэВ}$ .

Калибровочная теория СЭМ взаимодействий в схеме с  $Q_c = 2/3$ ,  $Q_g = -1/3$  была построена в работе [105]. В этой модели относительный выход  $K$ -мезонов в процессе  $e^+e^- \rightarrow$  адроны после прохождения порога образования пары мезонов с кварковым содержанием  $c\bar{p}$  ( $D$ -мезонов) должен возрасти, хотя и не так сильно, как в модели ГИМ, вследствие существования дублета  $(c, n)_L$ .

В схеме с шестью кварками с зарядами новых кварков  $2/3$ ,  $-1/3$  и  $2/3$ , построив слабые дублеты в форме [100]

$$\left( \begin{matrix} p \\ n^\theta \end{matrix} \right)_L, \left( \begin{matrix} t \\ \lambda^\theta \end{matrix} \right)_L, \left( \begin{matrix} c \\ g \end{matrix} \right)_L, \left( \begin{matrix} p \\ g \end{matrix} \right)_R, \left( \begin{matrix} c \\ n \end{matrix} \right)_R, \left( \begin{matrix} t \\ \lambda \end{matrix} \right)_R,$$

где  $t$  — шестой кварк, получим модель слабых и электромагнитных взаимодействий адронов\*, в которой относительный выход  $K$ -мезонов в процессе  $e^+e^- \rightarrow$  адроны не изменяется вплоть до порога образования пары мезонов с кварковым содержанием  $t\bar{p}$ . Механизм ГИМ подавления нейтральных токов с изменением странности здесь по-прежнему работает, а калибровочная теория СЭМ взаимодействий не содержит аномалий в адронном секторе. Значение  $R$  с учетом цветов кварков равно асимптотически 5, а до порога рождения пары мезонов  $t\bar{p}$  равно  $11/3$ . Можно построить модель слабых и электромагнитных взаимодействий адронов в обсуждаемой схеме с шестью кварками и иным образом.

В работе [106] для объяснения неизменного выхода  $K$ -мезонов в области энергий  $3-8 \text{ ГэВ}$ , а также для объяснения правила  $\Delta I = 1/2$  и аномальной скорости нелептонных распадов странных частиц предложено модифицировать очарованный заряженный ток, добавив член с  $(V+A)$ -структурой\*\*  $J'_\mu = J_\mu + \bar{p}_R \gamma_\mu n_R$ , что соответствует следующему объединению частиц в изомультплеты:

$$\left( \begin{matrix} p \\ n^\theta \end{matrix} \right)_L, \left( \begin{matrix} c \\ \lambda^\theta \end{matrix} \right)_L, \left( \begin{matrix} c \\ n \end{matrix} \right)_R, \lambda_R, p_R.$$

Такая модификация адронного сектора при неизменном лептонном секторе приводит к появлению аномалий в калибровочной модели СЭМ взаимодействий лептонов и адронов. Если мы хотим устранить аномалии в этой модели только за счет изменения адронного

\* Очевидными предсказаниями такой модели являются равенства  $\sigma(\bar{\nu}N \rightarrow \bar{\nu} + \dots) = \sigma(\nu N \rightarrow \nu + \dots)$ ;  $\sigma(\bar{\nu}N \rightarrow \mu^+ + \dots) = \sigma(\nu N \rightarrow \mu^- + \dots)$ ;  $\psi$  и  $\psi'$  в  $b$ -кварковой модели отождествляются с  $cc$  и  $gg$  соответственно, либо с  $cc$  и  $tt$ .

\*\* Отметим, что модель [106] дает слишком большую разность  $K_L - K_S$ .

сектора, то необходимо ввести по крайней мере два новых кварка  $g$  и  $t$  с зарядами  $Q_g = -1/3$  и  $Q_t = 2/3$ . Дополнительные слабые мультиплеты выберем в виде [102]:  $\begin{pmatrix} t \\ g \end{pmatrix}_L$ ,  $g_R$ ,  $t_R$ . В такой модели аномалии отсутствуют, а слабый заряженный ток имеет вид  $J_\mu^+ = J_\mu^+ + \bar{t}_L \gamma_\mu g_L$ .

Можно устранить аномалии модификацией лептонного сектора [102]. Наконец, можно добиться компенсации аномалий по отдельности в лептонном и адронном секторах. Примером может служить модель, содержащая пятый кварк и четыре новых лептона, два массивных заряженных и два нейтральных безмассовых, объединенных в изомультиплеты:

$$\begin{pmatrix} p \\ g \end{pmatrix}_R, \quad g_L, \quad \begin{pmatrix} \nu'' \\ U \end{pmatrix}_R, \quad U_L, \quad \begin{pmatrix} \nu''' \\ V \end{pmatrix}_R, \quad V_L,$$

где  $U$ ,  $V$  — новые заряженные лептоны.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были рассмотрены основные экспериментальные данные о  $\psi$ -частицах и некоторые теоретические подходы к пониманию их свойств. Наиболее критичными для этих теорий экспериментами являются обнаружение новых частиц (предсказываемых в четырехкварковой схеме, в моделях с цветом и т. д.) и измерение вероятности радиационных распадов  $\psi$ -частиц.

Авторы выражают свою глубокую благодарность А. Н. Тавхелидзе за многочисленные плодотворные обсуждения и ценные замечания и И. М. Железных и А. А. Кумару — за полезную дискуссию.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aubert J. J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1404.
2. Lederman L. H. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 1523.
3. Augustin J.-E. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1406.
4. Bacci C. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1408.
5. Abrams G. S. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1453.
6. Boyarski A. M. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 1357.
7. Abrams G. S. In: Talk at Intern. Symp. Lepton-Photon Interactions at High Energies. Stanford, 1975.
8. Schwitters R. F. In: Talk at Intern. Symp. Lepton-Photon Interactions at High Energies. Stanford, 1975.
9. Augustin J.-E. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 233.
10. Augustin J.-E. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 764.
11. Braunschweig W. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 56, p. 491.
12. Griegee L. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 53, p. 489.
13. Feldman G. J., Perl M. L. «Phys. Rep. C.», 1975, v. 19, p. 235.
14. SLAC Report. No. SLAC-PUB-1515, 1974.
15. Cern Theory Boson Workshop. CERN Internal Report, December 1974.
16. Yennie D. R. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 239.

17. Азимов Я. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 378.
18. Бажанов В. В. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 673.
19. Wiik B. H. In: Talk at Intern. Symp. Lepton-Photon Interactions at High Energies. Stanford, 1975.
20. Braunschweig W. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 57, p. 297.
21. Gell-Mann M. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, p. 155.
22. Dothan Y. «Nuovo cimento», 1963, v. 30, p. 399.
23. Harari H. Preprint SLAC-PUB-1514, 1974.
24. Heintze J. In: Talk at Intern. Symp. Lepton-Photon Interactions at High Energies. Stanford, 1975.
25. Abrams G. S. e.a. Preprint SLAC-PUB-1556, 1975.
26. Braunschweig e.a. DESY report 75/14, 1975.
27. Feldman G. J. In: Talk at Intern. Symp. Lepton-Photon Interactions at High Energies. Stanford, 1975.
28. Morehouse C. C. SLAC-LBL Collaboration.
29. Ting S. C. In: Talk at EPS Intern. Conf. on High Energy Physics. Palermo, 1975; Bleser E. J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 76; Aubert J. J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 416.
30. Knapp B. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 1040; Contribution to EPS Intern. Conf. on High Energy Physics. Palermo, 1975.
31. Busser F. e.a. Contribution to EPS Intern. Conf. on High Energy Physics. Palermo, 1975.
32. Pilcher J. E. In: Talk at Intern. Symp. Lepton-Photon Interactions at High Energies. Stanford, 1975.
33. Weinstein R. In: Talk at Intern. Symp. Lepton-Photon Interactions at High Energies. Stanford, 1975.
34. Camerini U. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 483.
35. Bjorken J. D. In: Talk at Intern. Symp. Lepton-Photon Interactions at High Energies. Stanford, 1975.
36. Sakurai J. J. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 56.
37. Pati J. C., Salam A. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 623.
38. Железных И. М., Эйдус А. А. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 102, p. 109.
39. Bjorken J. D., Glashow S. L. «Phys. Lett.», 1964, v. 11, p. 225.
40. Amati D. e.a. «Nuovo cimento», 1964, v. 34, p. 1732.
41. Hara Y. «Phys. Rev. B», 1964, v. 134, p. 701.
42. Okun L. B. «Phys. Lett.», 1964, v. 12, p. 250.
43. Maki Z., Ohnuki Y. «Progr. Theor. Phys.», 1964, v. 32, p. 144.
44. Bogolubov N. N. e.a. JINR-2141. Dubna, 1965.
45. Tavkhelidze A. In: Proc. Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles. Trieste, 1965, IAEA, Vienna, 1965, pp. 763—779.
46. Han M.-Y., Nambu Y. «Phys. Rev. B», 1965, v. 139, p. 1006.
47. Greenberg O. W. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 598.
48. Govorkov A. B. Preprint JINR E2-3003, 1966; Говорков А. Б. В кн.: Физика высоких энергий и теория элементарных частиц. Киев, «Наукова думка», 1967, с. 770; Greenberg O. W., Resnikov M. «Phys. Rev.», 1967, v. 163, p. 1844.
49. Боголюбов Н. Н. и др. Препринт ОИЯИ Д-1968, 1965.
50. Chodos R. e.a. «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 3471.
51. Боголюбов П. Н. Препринт ОИЯИ P2-3115. Дубна, 1965.
52. Bogolubov P. N. «Ann. Inst. Henri Poincare», 1968, v. VIII, p. 2.
53. Logunov A. A., Tavkhelidze A. N. «Nuovo cimento», 1963, v. 29, p. 380.
54. Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н. ЭЧАЯ, 1971, т. 2, с. 5.
55. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N. «Nuovo cimento Lett.», 1973, v. 1, p. 719.
56. Kuzmin V. A. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 57, p. 467.
57. Borchardt S., Mathur V. S., Okubo S. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 38.
58. Appelquist T., Politzer H. D. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 43.

59. De Rujula A., Glashow S. L. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 46.
60. Callan G. G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 53, p. 1208.
61. Maki Z., Umemura I. «Prog. Theor. Phys.», 1975, v. 53, p. 1208.
62. Gaillard M. K. e. a. «Rev. Mod. Phys.», 1975, v. 47, p. 277.
63. Комар А. А. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 309.
64. Zweig G. CERN report TH-402, 1964.
65. Iizuka J. «Prog. Theor. Phys. Suppl.», 1966, p. 37—39.
66. Okubo S. «Phys. Lett.», 1963, v. 5, p. 165.
67. Teplitz V., Tarjanne P. «Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 11, p. 447.
68. Владимирский В. В. В кн.: XII Международная конференция по физике высоких энергий. Т. I. М., Атомиздат, 1966, с. 791.
69. Glashow S., Iliopoulos J., Maiani L. «Phys. Rev. D», 1970, v. 2, p. 1285.
70. Fradkin E. S., Tyutin I. V. «Riv. Nuovo cimento», 1974, v. 4, p. 1.
71. Fritzsche H., Minkowski P. Preprint CALT-68-492, 1975.
72. Cabibbo N. Proc. Intern. Conf. High Energy Physics. Palermo, 1975.
73. Terer M. Preprint OITS-75-11, April 75.
74. Okubo S., Mathur V. S., Borchardt S. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 236.
75. Dittner P. P. Eliezer S. «Phys. Rev. Lett. D», 1973, v. 8, p. 1929.
76. Appelquist T. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 365.
77. Bogolubov P. N. ICTP. Trieste, Internal Report IC/75/98, 1975.
78. Borenstein J., Shankar R. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 616.
79. Harrington B., Park S. J., Yildiz A. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 168.
80. Goldberg H. Preprint NUB/2254, 1975.
81. Altarelli G., Cabibbo N., Maiani L. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 635.
82. Rubbia C. In: Proc. Intern. Conf. High Energy Physics. Palermo, 1975.
83. Cline D. In: Proc. Intern. Conf. High Energy Physics, Palermo, 1975.
84. Altarelli G. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 435.
85. Cazzoli E. G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 1125.
86. Lee B. W. FERMILAB-75/39-THY, 1975.
87. Боголюбов П. Н. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, с. 316.
88. Kogut J., Susskind L. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 767.
89. Barbieri R. e.a. Preprint TH. 2036-CERN, 1, 1975.
90. Pakvasa S. e.a. Preprint UH-511-199-75, June 1975.
91. Bouchiat C., Iliopoulos J., Meyer Ph. «Phys. Lett. B», 1972, v. 38, p. 519.
92. Bars I., Peccei R. D. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 985; Kramer M., Schildknect D., Steiner F. Preprint DESY 74/64, 1974; Kenney B. G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 429.
93. Волковичкий Л. Э. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 298.
94. Gerasimov S. B., Govorkov A. B. Preprint E2-8656, Dubna, 1975; Close F. E. Preprint Ref. TH-2041-CERN, CERN, Geneva, 1975; Yamaguchi Y. Preprint Ref. TH.2050-CERN, CERN, Geneva, 1975.
95. Ансельм А. А., Дьяконов Д. И. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 239.
96. Герасимов С. Б., Говорков А. Б. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 306; Говорков А. Б. Сообщения ОИЯИ P2-5871. Дубна, 1971.
97. Barnett M. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 41.
98. Красников Н. В., Кузьмин В. А. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 510.
99. Nagari H. «Phys. Rev. Lett. B», 1975, v. 57, p. 265.
100. Красников Н. В. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, с. 106.
101. Achiman Y., Koller K., Walsh T. H. DESY 75327, 1975.
102. Красников Н. В. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, с. 485.
103. Матвеев В. А. и др. Препринт ОИЯИ P-2524, 1965.
104. Van Royen R., Weiskopf V. F. «Nuovo cimento», 1967, v. 50, p. 617.
105. Николаев Н. Н. «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 492.
106. De Rujula A. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 69.