

539.126.4

ЭКЗОТИЧЕСКИЕ МЕЗОНЫ

Л. Г. Ландсберг

(Институт физики высоких энергий, Серпухов)

(Расширенный вариант приглашенного доклада
на XXIV конференции «Морионские встречи».
Лезарк, Франция, 12—18 марта 1989 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| 1. Введение | 1 |
| 2. Типы экзотических адронов | 3 |
| 3. Поиски экзотики первого рода | 7 |
| 4. Поиски экзотики второго рода | 8 |
| 5. Поиски экзотики третьего рода | 11 |
| 6. Векторный мезон $C(1480)$ —кандидат в экзотические состояния | 26 |
| 7. g_T -мезоны—кандидаты в глоболы с $J^{PC} = 2^{++}$ | 33 |
| 8. $G(1590)$ -мезон, $X(1810)$ -мезон и другие результаты, полученные сотрудничеством ГАМС | 36 |
| 9. Радиационные распады J/ψ -частиц и поиски глоболов | 43 |
| 10. Е/йота- проблема | 45 |
| 11. Некоторые другие кандидаты в экзотические мезоны | 51 |
| 12. Основные выводы | 51 |
| Примечания к тексту | 54 |
| Список литературы | 54 |

1. Введение. Исследования по физике резонансов, продолжающиеся уже более четверти века, в существенной степени изменили наши представления о природе адронов, т. е. частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. После классических работ Альвареса, Маглича и других, приведших к открытию ω -мезонов, это направление стало очень быстро развиваться. В сравнительно короткий срок было обнаружено несколько сот новых частиц—барионов и мезонов, краткое справочное описание которых занимает теперь увесистый том [1].

Стало очевидным, что все эти адроны уже не являются элементарными частицами, как это считалось вначале, и что уровень элементарности лежит существенно глубже. Было открыто существование цвет-

ных кварков и глюонов и создана квантовая хромодинамика, описывающая взаимодействия между этими фундаментальными объектами. Оказалось, что именно кварки являются структурными элементами адронной материи, определяющими многообразие адронного мира. Было установлено, что все известные адроны подчиняются $SU(3)$ -систематике, являющейся отражением их очень простого кваркового строения: мезоны представляют собой $q\bar{q}$ -системы из валентных кварк-антикварковых пар, а барионы состоят из трех валентных кварков (qqq). Конечно, эти валентные структуры окружены виртуальным «морем» кварк-антикварковых пар и глюонов, но именно валентные фундаментальные частицы определяют основные квантовые числа и систематику адронов.

Однако с «древних времен» кварковой эры и почти до нашего времени остался вопрос о том, а не существуют ли адроны с более сложным валентным составом — многокварковые мезоны ($qqq\bar{q}$), барионы ($qqqq\bar{q}$) или дибарионы ($qqqqqq$)? С развитием КХД возникло естественное предположение, что и глюоны могут играть роль фундаментальных валентных структурных элементов, т. е. что должны существовать мезоны, состоящие из одних глюонов (они получили название «глюболов» [2]), или смешанные адроны из валентных кварков и глюонов — так называемые гибриды, или мейктоны ($q\bar{q}g$ или $qqqg$) [3—5]. Все эти новые типы частиц обычно называются экзотическими адронами.

Теоретические модели, связанные с экзотическими адронами, отличаются большим разнообразием. Высказывались соображения о том, что экзотические частицы как бы уже состоят из «готовых адронов» и распадаются на бесцветные компоненты без образования из вакуума дополнительных $q\bar{q}$ -пар [6]. Распады такого типа, если нет кинематического подавления, могут иметь очень большую ширину (так называемые сверхразрешенные переходы). Соответствующие частицы поэтому являются практически ненаблюдаемыми. Согласно [7], они могут проявляться лишь как особенности в P -матрице. В приближении большого числа цветных степеней свободы ($1/N_c$ -разложение) также было показано, что ширины четырехкварковых экзотических мезонов больше, чем обычных [8].

Однако высказывались и другие соображения, согласно которым возможности существования сравнительно узких экзотических состояний заложены в сложной внутренней цветовой структуре этих объектов и в особенностях динамики цвета. Если экзотический адрон состоит из двух цветных частей, пространственно разделенных между собой (например, благодаря центробежному барьеру), то его распад с образованием синглетных по цвету конечных состояний будет подавлен. Такие экзотические частицы могут характеризоваться нормальными или даже аномально узкими распадными ширинами — в зависимости от степени подавления, связанной с механизмом обесцвечивания распадных состояний [9].

Поиски различных типов экзотических частиц представляют значительный интерес. Следует, однако, ожидать, что сечения образования этих новых объектов со сложной внутренней цветовой структурой и связанными с ней аномально малыми ширинами должны быть подавлены по сравнению с характерными сечениями для адронов с обычным кварковым составом. Поэтому поиски экзотических состояний оказываются достаточно сложными, и в течение длительного времени они оставались безуспешными. В последние годы в связи с развитием экспериментальной техники ситуация здесь значительно изменилась. Появились новые направления научных исследований, связанные с опытами на встречных e^+e^- -пучках (изучение адронных состояний, возникающих в распадах J/ψ -частиц и в Υ -взаимодействиях). Но, по-видимому, наибольшую роль сыграли эксперименты на адронных пучках, проводив-

шиеся на качественно новом уровне, с использованием светосильных установок, позволяющих регистрировать и идентифицировать как заряженные, так и нейтральные вторичные частицы и изучать процессы с нанобарными сечениями.

Все это привело к существенному развитию систематики уже известных адронных семейств и к обнаружению нескольких новых частиц, свойства которых трудно объяснить в рамках простой кварковой модели строения адронов. Эти частицы оказались очень серьезными кандидатами в экзотические адроны.

В настоящем обзоре предпринята попытка нарисовать некоторую общую картину современного состояния физики экзотических адронов с легкими валентными u -, d -, s -кварками и глюонами. При этом широко используются материалы Рабочего совещания по глюболам, гибридам и экзотическим адронам («Глюболы-88», BNL, США, 29 августа — 1 сентября 1988 г.; описано в [12]), на котором были подведены итоги поисков экзотических состояний и намечены пути дальнейших исследований. Основное содержание обзора связано с проблемами мезонной спектроскопии, так как исследования по экзотическим барионам находятся лишь на раннем этапе своего развития, и ситуация с ними остается пока очень неопределенной.

2. Типы экзотических адронов. Как известно, все экзотические адронные состояния могут быть разделены на три группы.

2.1. Экзотика первого рода. Это состояния с явно экзотическими значениями таких основных квантовых чисел, как электрический заряд, странность, изотопический спин (мезоны с $|Q| \geq 2$, или $|S| \geq 2$, или $I > 1$; барионы с $|Q| > 2$, или $I > 3/2$, или $S > 0$). Такие частицы просто не могут иметь обычную юварковую структуру типа $q\bar{q}$ или qqq и обязательно должны быть экзотическими многокварковыми состояниями.

2.2. Экзотика второго рода. Это частицы, имеющие экзотические сочетания таких квантовых чисел, как спин J , четность P и зарядовая четность C , которых не может быть у адронов с обычной кварковой структурой. Так, для нейтральных $(q\bar{q})$ -мезонов с суммарным спином кварков s и их орбитальным моментом l четность и зарядовая четность, как известно, определяются соотношениями $P = (-1)^l$, $C = (-1)^{l+s}$. Отсюда следует, что у таких мезонов возможны лишь сочетания квантовых чисел $C = P = (-1)^J$ или $(-1)^{J+1}$, а также $C = (-1)^J$, $P = (-1)^{J+1}$. Не может быть $(q\bar{q})$ -состояний с $C = (-1)^{J+1}$ и $P = (-1)^J$ или с $J = 0$ и $C = -1$ (если $J = 0$, то $s = l = 0, 1$, $C = +1$). Таким образом, экзотическими наборами квантовых чисел мезонов являются комбинации $J^{PC} = 0^{+-}, 0^{-}, 1^{-+}, 2^{-+}, 3^{-+}$ и т. д. Такими значениями J^{PC} могут обладать все виды экзотических мезонов — как многокварковые состояния, так и гибриды и глюболы⁽¹⁾ (см. описок примечаний к тексту в конце статьи).

2.3. Экзотика третьего рода. Это адронные состояния со скрытой экзотикой (криптоэкзотические адроны). У таких частиц нет внешних экзотических признаков, и их сложное внутреннее строение может быть установлено лишь косвенным образом — по каким-то специфическим особенностям в их характеристиках (аномально малые ширины, аномальные распадные каналы, специальные механизмы образования и т. д.). К экзотике третьего рода также могут принадлежать экзотические адроны всех видов.

Таблица I. U-мезоны и близкие состояния

| Основные результаты исследований | | | | | | | |
|--|---|---|--|--|----------------------------|-----------------------------|--|
| 1. WA-62 (SPS CERN) [10]: $\Sigma^- + N \rightarrow U + X$, $\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \Lambda \bar{p} + k\pi^\pm$, $P_{\Sigma^-} = 135 \text{ ГэВ}/c$ | Результаты — рис. 1 | Наблюдены сигналы, интерпретируемые как U-мезоны с массами $\approx 3,1 \text{ ГэВ}$ и ширинами $\Gamma < 24 \text{ МэВ}$ (первая работа по U-мезонам) | | | | | |
| | $U^+ \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^+$ | Сигнал/фон = 45/50 событий | $\sigma(U^+) B = 4,8 \pm 1,4 \pm 0,8 \text{ мкбн/ядро Ве}$ | | | | |
| | $U^0 \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^-$ | Сигнал/фон = 18/28 событий | $\sigma(U^0) B = 1,2 \pm 0,7 \pm 0,2 \text{ мкбн/ядро Ве}$ | | | | |
| | $U^- \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^-$ | Сигнал/фон = 62/187 событий | $\sigma(U^-) B = 3,0 \pm 1,7 \pm 0,5 \text{ мкбн/ядро Ве}$ | | | | |
| <div>Суммарная вероятность объяснения сигнала статистическими флуктуациями $\lesssim 10^{-8}$ (Обозначение: B — относительная вероятность, от branching ratio (англ); также в дальнейшем)</div> | | | | | | | |
| 2. БИС-2 (ОИЯИ), 70-ГэВ ускоритель ИФБЭ [11]: $p + N \rightarrow U + X$, $\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \Lambda \bar{p} + k\pi^\pm$, | Результаты — рис. 2 и 3 | Наблюдены U- и \bar{U} -мезоны в π -спектрах конечных состояний со свойствами $M_U = 3050 \pm 10 \pm 30 \text{ МэВ}$, $\Gamma(U) < 30 \text{ МэВ}$. Этот результат подтверждает данные WA-62. Впервые наблюдаются M_ϕ -мезоны со скрытой странностью в спектрах; $M_{M_\phi} = 3255 \pm 10 \pm 30 \text{ МэВ}$, $\Gamma(M_\phi) < 30 \text{ МэВ}$ | | | | | |
| | Конечное состояние | Интервал масс сигнала, МэВ | Число комбинаций сигнал/фон | Конечное состояние | Интервал масс сигнала, МэВ | Число комбинаций сигнал/фон | |
| | $U^{--} \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^-$ | 3040—3080 | 34/33 | $M_\phi^0 \rightarrow \Lambda \bar{p} K^+$ | 3220—3260 | 72/178 | |
| | $U^- \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^-$ | 3020—3080 | 83/159 | $M_\phi^0 \rightarrow \Lambda \bar{p} K^-$ | 3240—3280 | 30/50 | |
| $p + N \rightarrow \bar{U} + X$, $\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \Lambda \bar{p} + k\pi^\pm$, $p + N \rightarrow M_\phi + X$, $\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \Lambda \bar{p} K^+$, $\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow K \bar{K} \bar{p} \bar{p}$, $\langle E_\pi \rangle \approx 40 \text{ ГэВ}$ | $U^0 \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+$ | 3020—3080 | 120/318 | $M_\phi^+ \rightarrow \Lambda \bar{p} K^+ \pi^+$ | 3240—3280 | 36/55 | |
| | $U^+ \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^+$ | 3020—3060 | 24/45 | $M_\phi^+ \rightarrow \Lambda \bar{p} K^- \pi^+$ | 3230—3290 | 30/38 | |
| | $\bar{U}^{++} \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+$ | 3020—3060 | 37/43 | $M_\phi^+ \rightarrow K_S^0 \bar{p} p K^+$ | 3240—3300 | 36/48 | |
| | $\bar{U}^+ \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^-$ | 3020—3060 | 22/39 | $M_\phi^- \rightarrow \Lambda \bar{p} K^- \pi^-$ | 3230—3290 | 25/46 | |
| | $\bar{U}^0 \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^-$ | 3000—3040 | 25/45 | $M_\phi^- \rightarrow \Lambda \bar{p} K^+ \pi^-$ | 3240—3280 | 37/55 | |
| | $\bar{U}^- \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^-$ | 3020—3040 | 4/17 | $M_\phi^- \rightarrow K_S^0 \bar{p} p K^-$ | 3220—3260 | 36/46 | |

| | <p>Следует отметить, что состояния \bar{U} видны хуже, чем U. Возможно, что это связано с асимметрией установок (она имеет меньший акцептанс для $\bar{\Lambda}$-гиперонов по сравнению с Λ-гиперонами). M_ϕ-мезон не обладает явными экзотическими признаками. Если он существует, то это пример экзотики III рода. Для U и M_ϕ произведения σB составляют несколько мкбн/нуклон</p> | | | | | | | | | | | | |
|---|--|---------------------------|--|-------------------------|------|---------------------|------|------------------------------|------|--------------------------|------|-------------------------------|------|
| <p>3. E774, MPS, BNL [12]:</p> <p>1) $\bar{p}p \rightarrow [\bar{U}^{++} \rightarrow r\bar{\Lambda}\pi^+] + X^-$,</p> <p>2) $\bar{p}p \rightarrow [\bar{U}^+ \rightarrow r\bar{\Lambda}\pi^+\pi^-] + X^-$,</p> <p>3) $\bar{p}p \rightarrow [\bar{U}^0 \rightarrow r\bar{\Lambda}\pi^-] + X^0$,</p> <p>$p_p^- = 8 \text{ ГэВ}/c$</p> | <p>Результаты — рис. 4</p> <p>\bar{U}-мезоны не обнаружены. Установлены верхние границы для сечений их образования:</p> <p>$\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{U}^{++} + X^{--}) B(\bar{U}^{++} \rightarrow r\bar{\Lambda}\pi^+) < 98 \text{ нбн},$</p> <p>$\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{U}^0 + X^0) B(\bar{U}^0 \rightarrow r\bar{\Lambda}\pi^-) < 364 \text{ нбн}$ (90%-ный уровень достоверности).</p> <p>Полный поток \bar{p} в эксперименте $3,3 \cdot 10^{10} \bar{p}$; обработана половина всей статистики</p> | | | | | | | | | | | | |
| <p>4. Гибридный спектрометр SLAC [13]:</p> <p>$\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 + X^-$,</p> <p>$p_p^- = 8,9 \text{ ГэВ}/c$</p> <p>(в жидкодейтериевой пузырьковой камере)</p> | <p>В опытах на гибридном спектрометре SLAC с жидкодейтериевой 1-м пузырьковой камерой и адронным калориметром исследовались спектры масс $X^- = \bar{\Lambda}\pi\pi^-, \bar{\Lambda}\pi\pi^-\pi^-, \bar{\Sigma}^-\pi, \bar{\Sigma}^+\pi\pi^-\pi^-, \bar{\Sigma}^-\pi\pi^-, \bar{\Sigma}^-\pi\pi^-\pi^-$ в области $2,2 < m(X^-) < 3,6 \text{ ГэВ}$. Не найдено экзотических состояний типа U и других во всем исследованном интервале масс. Получены верхние пределы для сечений</p> <table border="1" data-bbox="1013 280 1300 1525"> <thead> <tr> <th>Распадное состояние X^-</th><th>Верхний предел σB, мкбн (90%-ный уровень достоверности)</th></tr> </thead> <tbody> <tr> <td>$\bar{\Lambda}\pi\pi^-$</td><td>1,23</td></tr> <tr> <td>$\bar{\Sigma}^-\pi$</td><td>1,63</td></tr> <tr> <td>$\bar{\Lambda}\pi\pi^-\pi^-$</td><td>0,68</td></tr> <tr> <td>$\bar{\Sigma}^-\pi\pi^-$</td><td>0,50</td></tr> <tr> <td>$\bar{\Sigma}^+\pi\pi^-\pi^-$</td><td>0,57</td></tr> </tbody> </table> | Распадное состояние X^- | Верхний предел σB , мкбн (90%-ный уровень достоверности) | $\bar{\Lambda}\pi\pi^-$ | 1,23 | $\bar{\Sigma}^-\pi$ | 1,63 | $\bar{\Lambda}\pi\pi^-\pi^-$ | 0,68 | $\bar{\Sigma}^-\pi\pi^-$ | 0,50 | $\bar{\Sigma}^+\pi\pi^-\pi^-$ | 0,57 |
| Распадное состояние X^- | Верхний предел σB , мкбн (90%-ный уровень достоверности) | | | | | | | | | | | | |
| $\bar{\Lambda}\pi\pi^-$ | 1,23 | | | | | | | | | | | | |
| $\bar{\Sigma}^-\pi$ | 1,63 | | | | | | | | | | | | |
| $\bar{\Lambda}\pi\pi^-\pi^-$ | 0,68 | | | | | | | | | | | | |
| $\bar{\Sigma}^-\pi\pi^-$ | 0,50 | | | | | | | | | | | | |
| $\bar{\Sigma}^+\pi\pi^-\pi^-$ | 0,57 | | | | | | | | | | | | |

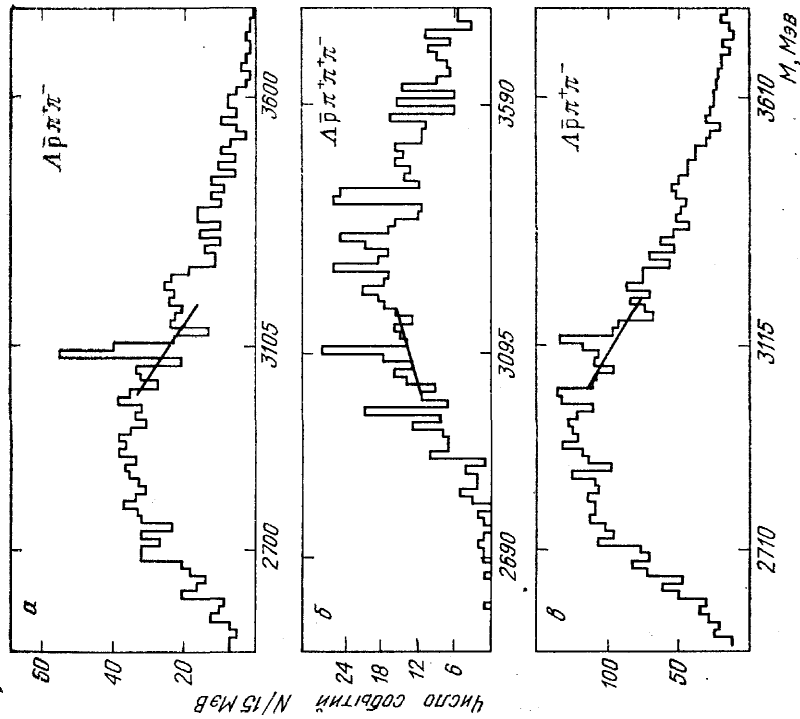


Рис. 1. Результаты эксперимента WA-62, в котором впервые были получены данные об U-мезонах в реакциях $\Sigma^- + N \rightarrow (\Lambda \bar{p} + K \pi^\pm) + X$ при $P_\Sigma = 135$ ГэВ/с. Представлены спектры эффективных масс состояний $\Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^-$ (а), $\Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (б) и $\Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^-$ (в)

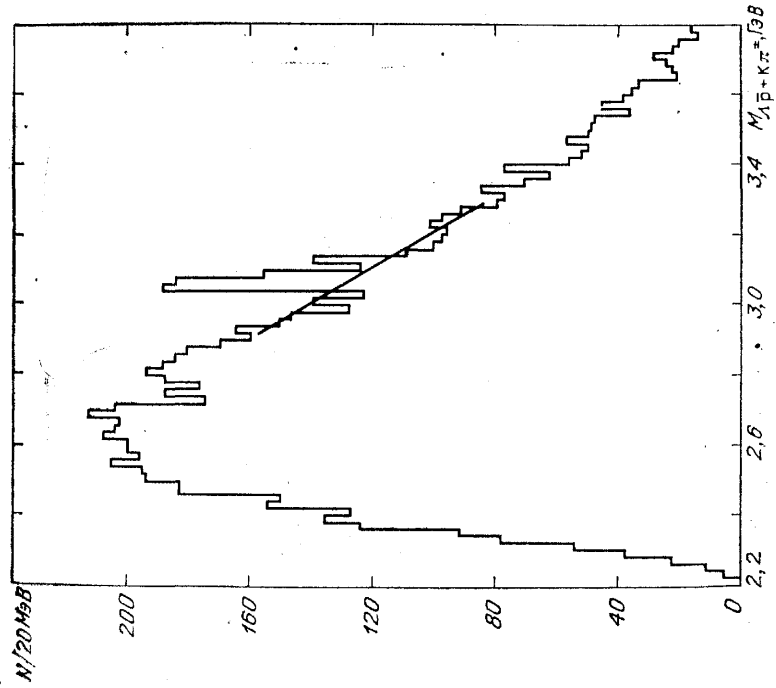


Рис. 2. Результаты экспериментов БИС-2 по поискам U-мезонов в реакциях $p + N \rightarrow (\Lambda \bar{p} + K \pi^\pm) + X$. Приведен суммарный спектр эффективных масс состояний $(\Lambda \bar{p} \pi^+)$, $(\Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^+)$, $(\Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^-)$ и $(\Lambda \bar{p} \pi^-)$

3. Поиски экзотики первого рода. Поиски экзотики первого рода велись уже очень давно, но особыми успехами не увенчались. Появляющиеся время от времени сообщения о наблюдении таких явно экзотических объектов в дальнейшем опровергались результатами последующих более точных опытов.

В настоящее время существуют только два возможных кандидата в эту категорию экзотических мезонов.

3.1. U-мезоны. U-мезоны — это изотопический квартет частиц с изоспином $I=3/2$, странностью $S=-1$ и массами около 3,1 ГэВ ($U=U^+$, U^0 , U^- , U^- и соответствующие античастицы $\bar{U} \equiv \bar{U}^-, \bar{U}^0, \bar{U}^+, \bar{U}^{++}$). Данные о возможном наблюдении U-мезонов, распадающихся по каналам

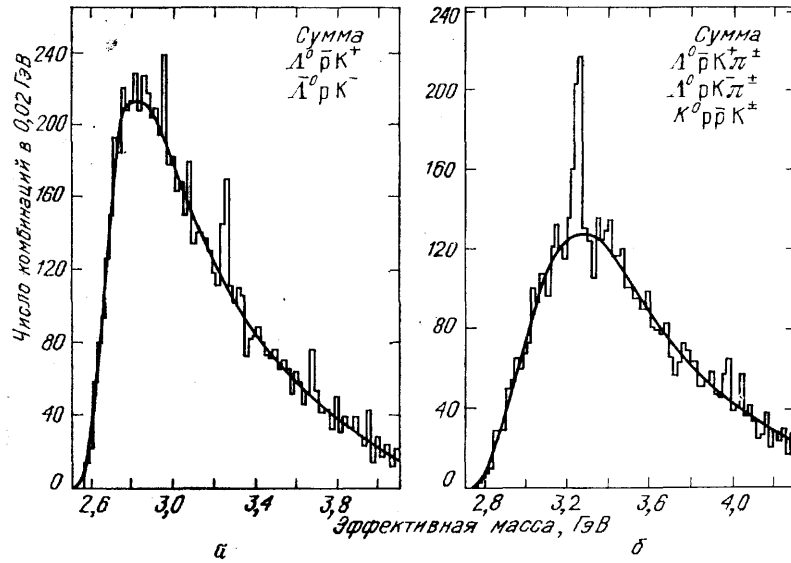
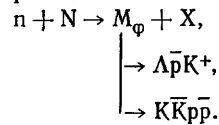


Рис. 3. Результаты экспериментов БИС-2 по поискам мезонов со скрытой странностью M_ϕ в реакции



Представлены суммарные спектры эффективных масс состояний с нулевым зарядом ($\Lambda \bar{p} K^+$, $\Lambda \bar{p} K^-$) (а) и с отличным от нуля зарядом ($\Lambda \bar{p} K^+ \pi^\pm$, $\Lambda \bar{p} K^- \pi^\pm$, $K_S^0 p \bar{p} K^\pm \Lambda$) (б)

$U \rightarrow \Lambda \bar{p} +$ (заряженные пионы), были получены в эксперименте WA-62 [10] на гиперонном пучке ЦЕРН, а затем в опытах на спектрометре БИС-2 (ОИЯИ) [11] на пучке нейтронов Серпуховского ускорителя. В этих экспериментах величина сечения образования U-мезонов, умноженная на распадную вероятность для определенного канала, составляет несколько мкбн. Существующие об U-мезонах данные следует рассматривать лишь как указания на возможное существование таких явно экзотических частиц. Они нуждаются в дальнейших подтверждениях.

Поиски U-мезонов проводились также в реакциях $p \bar{p}$ -аннигиляции при $p_p = 8$ и 9 ГэВ/с [12, 13]. В этих опытах U-мезоны не были обнаружены. Установлены верхние пределы для сечений их образования. Совокупность данных по U-мезонам и близким состояниям приведена в табл. I и на рис. 1—4.

3.2. Мезоны с изоспином $I=2$ в $\gamma\gamma$ -соударениях. Мезоны с $I=2$, возможно, проявляются косвенным образом при образовании пар векторных мезонов в $\gamma\gamma$ -соударениях: $\gamma\gamma \rightarrow VV'$. Согласно моделям [14, 15], экспериментальные данные по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ могут быть объяснены интерференцией изоскалярных и изотензорных экзотических мезонов в промежуточном состоянии для реакции $\gamma\gamma \rightarrow (X) \rightarrow VV$ (табл. II и рис. 5) [16].

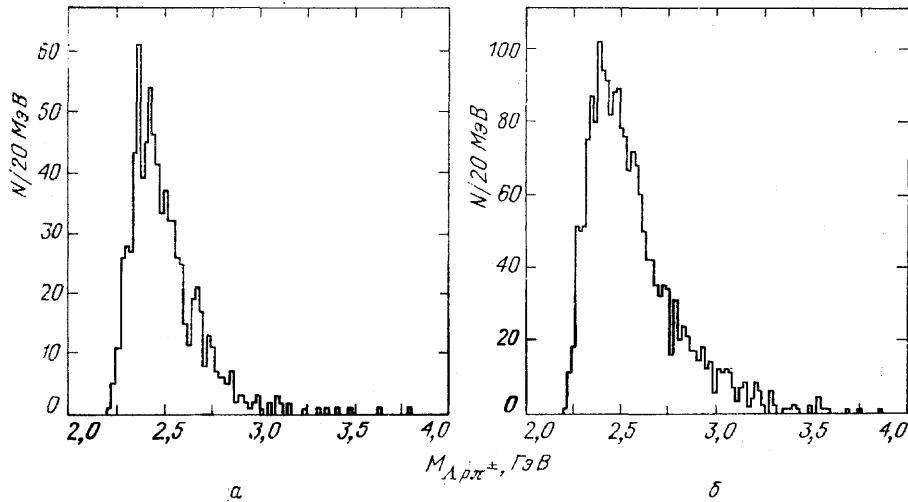


Рис. 4. Спектры эффективных масс $\bar{\Lambda} p \pi^+$ (а) и $\bar{\Lambda} p \pi^-$, (б) в реакциях $\bar{p} p \rightarrow [\bar{\Lambda} p \pi^+] + X^{--}$ и $\bar{p} p \rightarrow (\bar{\Lambda} p \pi^-) + X^0$ при импульсе $P_p^- = 8$ ГэВ/с (E771 BNL)

Однако однозначность этих моделей и возможность последовательного описания всех данных по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow X \rightarrow VV'$ разных типов векторных мезонов пока окончательно не ясны (см. рис. 5). Очень важны поэтому прямые поиски проявления таких экзотических резонансов В других реакциях, например при образовании $\rho^+ \rho^+$ -систем в центральных соударениях типа $p p \rightarrow n(\rho^+ \rho^+)n$ или при аннигиляции антипротонов $\bar{p} p \rightarrow (\rho^- \rho^-) \pi^+$ и т. д. Следует отметить, что в $\bar{p} p$ -аннигиляции наблюдались некоторые мезонные состояния, например, $J/\psi \rightarrow \omega \pi^0$, которые могут быть такими 4-кварковыми мезонами. Поиски экзотических состояний в $\bar{p} p$ -аннигиляции будут рассмотрены ниже (см. раздел 11, табл. XII).

4. Поиски экзотики второго рода.

4.1. М(1405)-мезон с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{-+}$. Сотрудничество ГАМС (ИФВЭ—ЦЕРН) сообщило об обнаружении нового мезона М(1405) с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{-+}$ [17], представляющего собой первый пример экзотики II рода. Этот мезон был зарегистрирован при изучении процесса

$$\pi^- p \rightarrow X^0 n, \quad X^0 \rightarrow \pi^0 \eta \quad (1)$$

при импульсе 100 ГэВ/с ($3 \cdot 10^4$ событий). Основной вклад в реакцию (1) вносит образование тензорного мезона $A_2(1320)$. Однако при парци-

Таблица II. Экспериментальные данные по реакции $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ и модель с экзотическими $(qq\bar{q}\bar{q})$ -мезонами

| | |
|--|--|
| <p>Экспериментальные данные по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow VV' \equiv \rho^0\rho^0, \rho^+\rho^-, \rho\omega, \omega\omega, K^{*0}\bar{K}^{*0}, K^{*+}K^{*-}, \rho\phi$ (см. рис. 5)</p> | <p>Данные получены на установках PLUTO, JADE, TASSO, ARGUS, CELLO, TPC-2γ (см. обзоры [16] и библиографию там; см. также доклады G. Kernel, P. Patel, H. Bielein, M. Rópa на Рабочем совещании «Глюболы-88», BNL (август 1988 г.) [93—96])</p> |
| <p>Основные результаты исследований:</p> <p>1. В реакциях $\gamma\gamma \rightarrow X \rightarrow VV'$ (см. рис. 5, а) может проявляться вклад 4-кварковых мезонных экзотических состояний [14, 15].</p> <p>2. В реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ проявляется резкий околороговой рост сечений; отношение сечений $R(\rho^0\rho^0/\rho^+\rho^-) = \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0)/\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-) \geq 5$ (см. рис. 5, б). Данные по образованию $\rho\rho$ в фотонных взаимодействиях согласуются с моделью 4-кварковых экзотических мезонов в промежуточном состоянии. Интерференция близких по величине амплитуд с $(qq\bar{q}\bar{q})$-мезонами с $I=0$ и $I=2$ объясняет большую величину $R(\rho^0\rho^0/\rho^+\rho^-)$, так как</p> $R(\rho^0\rho^0/\rho^+\rho^-) = \left(\frac{1}{3} A_0 + \frac{2}{3} A_2 \right)^2 \left[\frac{\sqrt{2}}{3} (A_0 - A_2) \right]^{-2}$ <p>(A_2, A_0 — амплитуды состояний с $I=2$ и 0).</p> <p>3. Модель $(qq\bar{q}\bar{q})$-мезонов с $J=2^+$ встречает некоторую трудность при описании углового распределения для $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$; вблизи порога угловое распределение скорее согласуется с квантовыми числами промежуточных мезонов 0^{++}).</p> <p>4. Возможно также описание экспериментальных данных по $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$, не связанное с гипотезой об экзотических $(qq\bar{q}\bar{q})$-мезонах.</p> <p>5. Процессы $\gamma\gamma \rightarrow \rho\omega, \omega\omega, K^{*}\bar{K}^{*}$ не описываются одной моделью с экзотическими мезонами в промежуточном состоянии и, как минимум, требуют учета дополнительных обменных диаграмм в t-канале (см., например, рис. 5, в).</p> <p>6. Верхние пределы для $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi)$ много меньше предсказаний модели с $(qq\bar{q}\bar{q})$-резонансами (см. рис. 5, з). Это — серьезная трудность для такой модели (хотя следует иметь в виду, что в разные реакции дают вклады разные $(qq\bar{q}\bar{q})$-резонансы).</p> <p>*) Последние данные, полученные на установке ARGUS для реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ при измерениях с расширенным аксептансом и с большой статистикой, показали, что угловые распределения для $\rho^0\rho^0$-системы согласуются с квантовыми числами $J^P=2^+$ [93]. Эти данные вместе с результатами ARGUS для $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ [94] свидетельствуют в пользу модели с интерференцией $(qq\bar{q}\bar{q})$-мезонов с $I=2$ и $I=0$ в промежуточных состояниях</p> | |

ально-волновом анализе данных (1) выделена также реакция

$$\pi^- p \rightarrow M(1405) n, M(1405) \rightarrow \pi^0 \eta \quad (2)$$

с сечением $\sigma(\pi^- p \rightarrow M(1405) n) B(M(1405) \rightarrow \pi^0 \eta) = 9,1 \pm 2,0$ нбн (рис.6). Основные характеристики экзотического $M(1405)$ -мезона: $M=1406 \pm \pm 20$ МэВ, $\Gamma=180 \pm 30$ МэВ, $J^{PC}=1^+, I^G=1^-$. Его возможная интерпретация — гибридное $(q\bar{q}g)$ -состояние или многокварковый мезон. В опытах той же коллаборации на Серпуховском ускорителе при импульсе 38 ГэВ/с зарегистрировано $3 \cdot 10^5$ событий (1), которые сейчас анализируются.

4.2. ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ МЕЗОНОВ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДЕР. Поиски экзотических состояний с $J^{PC}=1^{+-}$ проводились также в реакциях кулоновского рождения

$$\pi^+ + (Z, A) \rightarrow [\rho\pi^+, \eta\pi^+, D(1285)\pi^+] + (Z, A) \quad (3)$$

при большой первичной энергии ($E_{\pi^+}=200$ ГэВ; эксперимент E272, FNAL) [18]. Этот метод оказывается весьма перспективным для исследования мезонов, имеющих достаточно большую связь с $\rho\pi$ -каналом (необходимую для эффективного кулоновского образования таких час-

тиц; рис. 7, а). Поиски состояний с экзотическими квантовыми числами $J^{PC}=1^{-+}$ осуществлялись с помощью парциально-волнового анализа, который становится более надежным для четко определенного кулоновского механизма в реакции (3) ⁽²⁾.

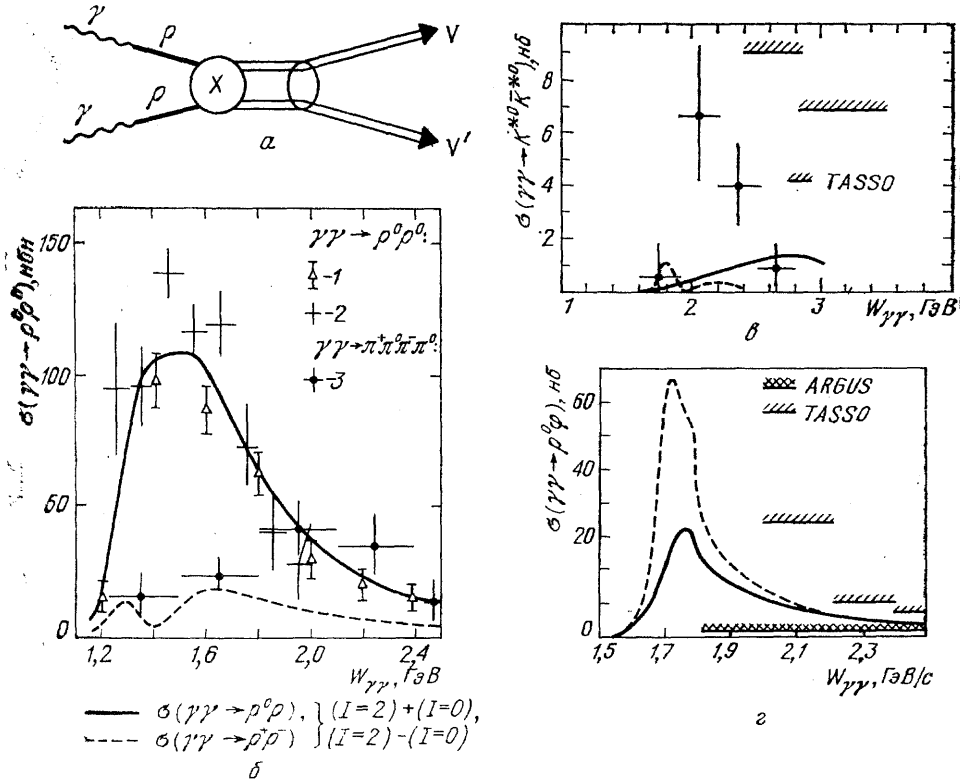


Рис. 5. Исследования реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$. а — Диаграмма процесса $\gamma\gamma \rightarrow (X) \rightarrow VV'$. б — Данные о сечениях реакций $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0)$ (1 — CELLO, 2 — TASSO; сплошная кривая — модель с интерференцией промежуточных экзотических $(qq\bar{q}\bar{q})$ -состояний с $I=0$ и $I=2$ и $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^- \pi^0)$; 3 — данные JADE по $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^- \pi^0$ в области масс для ρ^+ и ρ^- ; без вычитания нерезонансного фона, т. е. верхняя граница для $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$; штриховая кривая — предсказания модели с $(qq\bar{q}\bar{q})$ -мезонами). в — Сечения $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^{*0})$, полученные в опытах на ARGUS (данные TASSO — верхние границы; штриховая кривая — предсказания модели [14] с промежуточными $(qq\bar{q}\bar{q})$ -мезонами, сплошная кривая — предсказания КХД модели Бродского и др.). г — Верхние пределы для $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \phi)$, полученные на установках ARGUS и TASSO (пределы, полученные на TPC/2 γ , практически совпадают с пределами, установленными на ARGUS). Кривые (сплошная и штриховая) — предсказания модели [14] с промежуточными $(qq\bar{q}\bar{q})$ -мезонами для разных значений параметров модели

Однако, как показали результаты новой обработки уже проведенных ранее измерений на ускорителе FNAL, имеющиеся данные не обладают достаточной чувствительностью для обнаружения экзотических состояний. Получены только определенные ограничения для возможных свойств таких адронов (рис. 7, б—г). Показано, в частности, что нет экзотических мезонов с $J^{PC}=1^{-+}$, с массой $M < 1,5$ ГэВ и распадной шириной $\Gamma < 200$ МэВ, имеющих $B(1^{-+} \rightarrow \rho\pi) > 3\%$. Получены также некоторые указания на возможное существование мезона с $m \approx 1,6$ ГэВ, распадающегося по каналу $\bar{\rho}(\sim 1600)^+ \rightarrow D(1285)\pi^+$; $D(1285) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ с

$$\Gamma(\bar{\rho}(\sim 1600)^+ \rightarrow \pi^+\gamma) B(\bar{\rho}(\sim 1600)^+ \rightarrow D(1285)\pi^+) \sim 250 \text{ кэВ}$$

(см. рис. 7, г). Однако квантовые числа J^{PC} для этого состояния не опре-

делены, так как статистика очень мала. Само существование \bar{p} (~ 1600), нуждается в подтверждении в более чувствительных экспериментах.

Обсуждаются проекты новых опытов по кулоновскому образованию экзотических мезонов на ускорителе FNAL, а в дальнейшем на УНК.

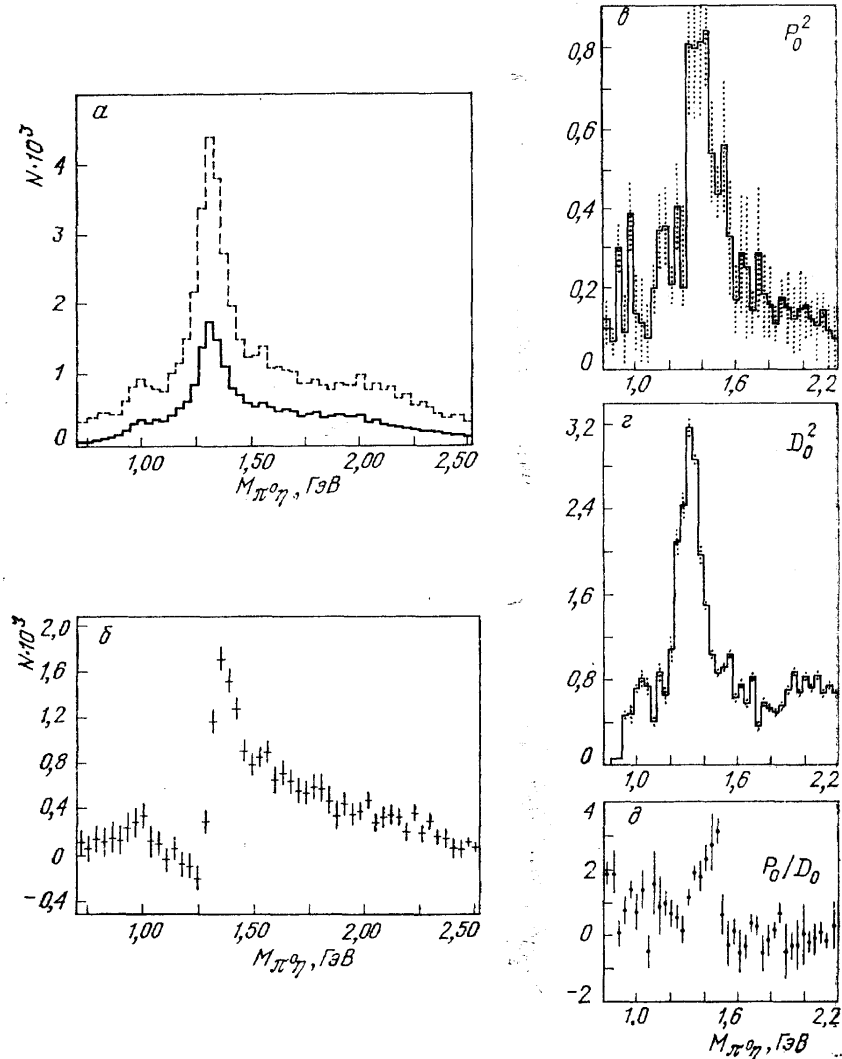


Рис. 6. Данные по обнаружению мезона $M(1405) \rightarrow \pi^0 \eta$ с $J^{PC} = 1^{-+}$, полученные со трудничеством ГАМС. а — Спектр эффективных масс $\pi^0 \eta$ в реакции $\pi^- p \rightarrow (\pi^0 \eta) p$ при $P_{\pi^-} = 100$ ГэВ/с. Сплошная гистограмма — измеренный спектр, штриховая гистограмма — спектр, поправленный на аксептанс (наверху). В спектре доминирует $A_2(1320)$ -мезон. б — Асимметрия вперед — назад для реакции $\pi^- p \rightarrow (\pi^0 \eta) p$ по углу вылета η -мезона в системе Готтфрида — Джексона (асимметрия может быть обусловлена интерференцией доминирующей D-волны с P-волной). в — д — Результаты частично-волнового анализа реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \eta p$ — интенсивности D- и P-волн и разность фаз между ними. Резонансный характер P-волны соответствует образованию $M(1405)$ -мезона ($J^{PC} = 1^{-+}$). Разность фаз согласуется с существованием двух близких по массе резонансов — $A_2(1320)$ - и $M(1405)$ -мезонов в D- и P-волнах

5. Поиски экзотики третьего рода. Поиски экзотических состояний III рода (криптоэкзотических адронов) занимают особое место в исследованиях по нанобарной адронной спектроскопии последних лет. Так как о сложном внутреннем строении криптоэкзотических частиц можно судить лишь по косвенным динамическим признакам, соответствующие

опыты оказываются достаточно трудными. Их успех во многом связан с удачным выбором эксклюзивных процессов с адронными системами, при котором из качественных соображений можно ожидать более четкого проявления экзотических состояний. Некоторые примеры подобного подхода будут приведены в разделах 5.2 и 5.3. Несмотря на сложности поисков криптоэкзотических частиц, о которых говорилось выше, именно здесь в последние годы достигнут значительный прогресс, и появилось несколько очень серьезных претендентов на роль экзотических адронов.

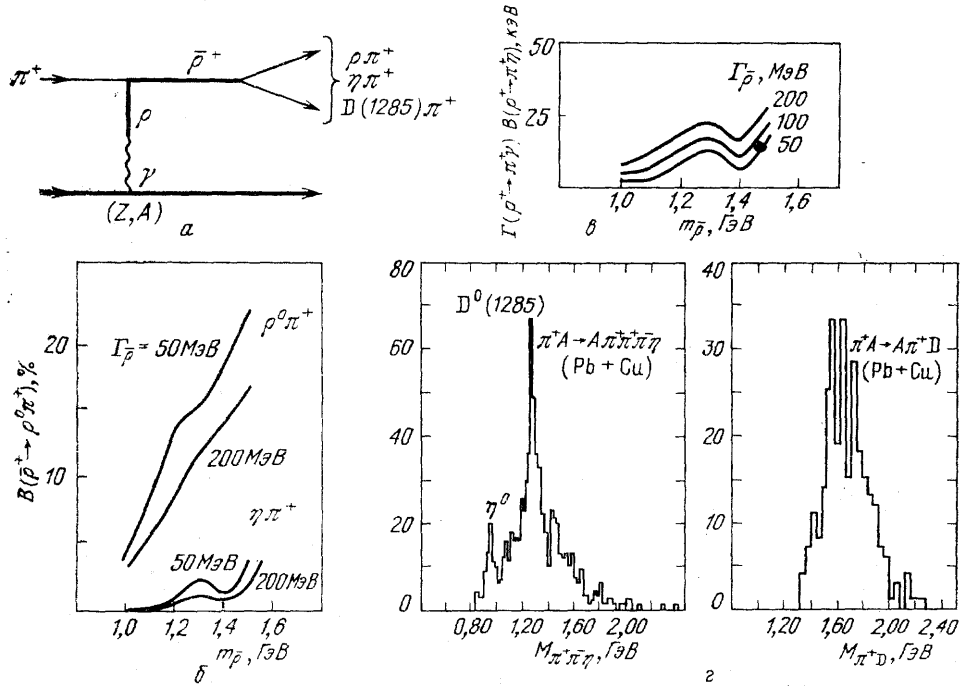


Рис. 7. Результаты эксперимента (E272, FNAL) по поискам процессов образования ρ -мезонов с экзотическим набором квантовых чисел $I^G=1^-$ и $J^P=1^-$ в кулоновском поле ядер. Эти мезоны ищались при парциально-волновом анализе реакции $\pi^+ + (Z, A) \rightarrow (\rho\pi^+, \eta\pi^+, D(1285)\pi^+) + (Z, A)$ (выделяются состояния с $J^PLM^n=1-P1^+$ при исследовании $\rho\pi^+$ - и $\eta\pi^+$ -систем и $1-S1^+$ — для $D(1285)\pi^+$ -системы; здесь M — это z -проекция спина в системе Готтфрида — Джексона, η — натуральность обмена; для кулоновского процесса $M^n=1^+$). а — Диаграмма для реакции образования $\bar{\rho}^+$ -мезона в кулоновском поле ядра. б — Верхние пределы (на уровне 1σ) для $B(\bar{\rho}^+ \rightarrow \rho\pi^+)$, полученные в модели векторной доминантности из данных по сечениям кулоновского процесса для ширины мезона $\Gamma=50$ и 200 МэВ, при поисках распадов $\bar{\rho}^+ \rightarrow \eta\pi^+$ и $\bar{\rho}^+ \rightarrow \rho\pi^+$ (в предположении $B(\bar{\rho}^+ \rightarrow \rho\pi^+ + \eta\pi^+) = 1$). в — Верхние пределы (на уровне 1σ) для $\Gamma(\bar{\rho}^+ \rightarrow \pi^+ \eta) B(\bar{\rho}^+ \rightarrow \pi^+ \eta)$ и $\Gamma_\rho = 200, 100$ и 50 МэВ из данных эксперимента. г — Поиски $\bar{\rho}^+ \rightarrow \pi^+ D(1285)$ в кулоновской реакции: в спектре масс $D(1285)\pi^+$ наблюдается некоторая структура, но ограниченная статистика эксперимента не позволяет сделать определенные заключения о существовании $\bar{\rho}^+$ -мезонов, распадающихся по каналу с $D(1285)$ -мезоном

Поиски криптоэкзотических состояний тесно переплетаются с опытами, в которых уточняется структура семейств обычных мезонов и барионов. Часто без такого уточнения вопрос об интерпретации новых резонансов не может быть однозначно решен, так как экзотические частицы должны быть «лишними» состояниями, не укладывающимися в схемы обычных мезонных нонетов.

5.1. ТАБЛИЦА $(q\bar{q})$ -МЕЗОНОВ. В последние годы произошел значительный прогресс в систематике стандартных $(q\bar{q})$ -мезонов. Он может быть проиллюстрирован новой таблицей мезонных семейств, составленной по последним экспериментальным данным (табл. III). Несмотря на некоторую неоднозначность заполнения отдельных мест в этой таблице, следует отметить, что в целом сейчас известна (или почти известна) структура 10 мезонных семейств, в то время как еще несколько лет тому назад их число было по крайней мере вдвое меньшим. Вместе с тем, как следует из приведенной таблицы, имеется и ряд «лишних» адронов, не укладывающихся в известные семейства. Многие из этих частиц являются сильными кандидатами в криптоэкзотические мезоны и будут более подробно обсуждаться в дальнейших разделах.

5.2. О НЕКОТОРЫХ РАСПАДНЫХ КАНАЛАХ ДЛЯ ЭКЗОТИЧЕСКИХ АДРОНОВ.

5.2.1. Распады типа $M_{\text{экз}} \rightarrow M\phi$ или $N_{\text{экз}} \rightarrow N\phi$. Уникальными свойствами для поисков многокварковых мезонов со скрытой странностью или гибридных мезонов обладают $\phi\pi$ - или $\phi\rho$ -системы, характеризующиеся как отличным от нуля изотопическим спином ($(u\bar{u}-d\bar{d})$ -кварки), так и скрытой странностью ($s\bar{s}$ -кварки) [19]. Связь между кварковыми $(q\bar{q})$ -состояниями с $I=1$ и системой типа $\phi\rho$ подавлена правилом непрерывных кварковых линий—правилом отбора Окубо — Цвейга — Иидзуки (OZI), а для $(s\bar{s})$ -мезонов ($I=0$)— изотопической инвариантностью. Поэтому состояния, сильно связанные с $\phi\pi$ или $\phi\rho$, должны, по-видимому, иметь экзотическую кварковую структуру.

Отметим также, что близкими свойствами могут обладать и изоскалярные состояния типа $\phi\omega$, $\phi\phi$, $\phi\eta$, $\phi\eta'$. Уточним, что в этом случае OZI-подавление должно иметь место в распадах $(1/\sqrt{2})(u\bar{u}+d\bar{d}) \rightarrow \phi\omega$, $\phi\phi$, $\phi\eta$, $\phi\eta'$, а также для $s\bar{s} \rightarrow \phi\omega$ (здесь аналогия с $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$). Однако распады $(s\bar{s}) \rightarrow \phi\phi$, $\phi\eta$, $\phi\eta'$ могут быть подавлены довольно слабо (из-за образования дополнительной $s\bar{s}$ -пары из вакуума и вклада большой $s\bar{s}$ -компоненты η, η' -мезонов).

Для изовекторных мезонов удобным практическим критерием на экзотичность может служить величина

$$R_M = \frac{B(M \rightarrow \phi\pi)}{B(M \rightarrow \omega\pi)}, \quad (4)$$

т. е. отношение ширин распадов, запрещенных и разрешенных правилом OZI для обычных $(q\bar{q})$ -мезонов. Можно ожидать, что для таких мезонов величина R_M должна быть очень мала ($\sim 1/200 \div 1/400$). Именно такая ситуация имеет место, например, для $B(1235)$ -мезона ($q\bar{q}$ -состояние 1P_1 ; см. табл. III), для которого $R_B < 5 \cdot 10^{-3}$ [20]. В то же время для экзотических состояний отношение R_M может быть достаточно велико (~ 1). Более подробно все эти вопросы будут рассмотрены в дальнейшем в связи с описанием экспериментов по обнаружению нового векторного мезона $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$, кандидата в экзотические частицы [20] (см. раздел 6).

Исследования распадов с ϕ -мезонами могут открыть также перспективный путь для поисков экзотических барионов со скрытой странностью: $[N_{\text{экз}} \equiv (qqqs\bar{s})] \rightarrow p\phi$; $\Delta\phi$. Для обычных (qqq) -барионов ($q=u$ или d) такие распады подавлены правилом OZI. Критерием экзотичности в данном случае может служить величина $R_N = B(\text{барион} \rightarrow p\omega, \Delta\phi) / B(\text{барион} \rightarrow p\omega, \Delta\omega)$, аналогичная (4).

5.2.2. Глюонное обесцвечивание и распады глюоболов по каналам $G \rightarrow \eta\eta, \eta\eta', \eta'\eta'$. На рис. 8 представлены схемы распадов глюоболов по различным двухмезонным каналам с учетом кварковых диаграмм (ко-

Таблица III.

| 1) Систематика $(q\bar{q})$ -мезонов | | | | | | |
|--------------------------------------|-----|----------|----------|-------------------------------|---|---|
| n | L | S_{LJ} | J^{PC} | $I = 1$ | $S = \pm 1$ | $I = 0 \left(\approx \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) \right)$ $I = 0 \ (\approx s\bar{s})$ |
| 1 | 0 | 1S_0 | 0^{-+} | π | K | $\eta' \ (958)$ |
| 1 | 0 | 3S_1 | 1^{-} | $\rho \ (770)$ | $K^* \ (892)$ | $\phi \ (1020)$ |
| 1 | 1 | 1P_1 | 1^{+-} | $B \ (1235)/b_1 \ (1235)$ | $Q \ (1400)/K_1^* \ (1400)$, смешан с $1^{++} K_1^*$ | $h_1' \ (1380) \blacktriangle$ |
| 1 | 1 | 3P_0 | 0^{++} | $\delta \ (980)/a_0 \ (980)?$ | $\kappa \ (1350)/K_0^* \ (1430)$ | $f_0' \ (1525) \blacktriangle$ |
| 1 | 1 | 3P_1 | 1^{++} | $A_1 \ (1270)/a_1 \ (1260)$ | $Q \ (1280)/K_1^* \ (1270)$, смешан с $1^{+-} K_1^*$ | $D' \ (1530)/f_1' \ (1530) \blacktriangle$ |
| 1 | 1 | 3P_2 | 2^{++} | $A_2 \ (1320)/a_2 \ (1320)$ | $K^* \ (1430)/K_2^* \ (1430)$ | $f' \ (1525)/f_2' \ (1525)$ |
| 1 | 2 | 1D_2 | 2^{-+} | $A_3 \ (1680)/\pi_2 \ (1670)$ | $L \ (1770)/K_2^* \ (1770)$ | |
| 1 | 2 | 3D_1 | 1^{-} | | | |
| 1 | 2 | 3D_2 | 2^{-} | | | |
| 1 | 2 | 3D_3 | 3^{-} | $g \ (1690)/\rho_3 \ (1690)$ | $K^* \ (1780)/K_3^* \ (1780)$ | $\phi \ (1850)/\phi_3 \ (1850)$ |
| 1 | 3 | 3F_4 | 4^{++} | $a_4 \ (2040)$ | $K^* \ (2060)/K_4^* \ (2075)$ | $\xi \ (2210)/f_4' \ (2210) \blacktriangle$ |
| 2 | 0 | 2^1S_0 | 0^{-+} | $\pi \ (1300)?$ | $K \ (1460)$ | $\eta \ (1400)$ |
| 2 | 0 | 2^3S_1 | 1^{-} | $\rho \ (1465)?$ | $K^* \ (1415)$ | $\phi \ (1680)?$ |

Таблица III (окончание)

| 2) «Лишние» мезоны — кандидаты в экзотику? | |
|---|--|
| $J^{PC} = 0^{++}$ | ϵ (900), S^*/f_0 (975) (может быть, δ/a_0 (980)?), S_1 (991), S_2 (988), ϵ' (1430), ξ/X (1480) (может быть, 2^{++}), G (1590), X (1750) (может быть, 2^{++}), X (1920) (может быть, 1^{--} , 2^{++}) |
| $J^{PC} = 0^{-+}$ | ι (1440)/ η (1430) |
| $J^{PC} = 1^{--}$ | C (1480)/ ρ (1480) |
| $J^{PC} = 1^{++}$ | E (1420)/ f_1 (1420) (или D' (1530)/ f_1' (1530)?) |
| $J^{PC} = 2^{++}$ | θ (1720)/ f_2 (1720), X (1810), g_T (2010)/ f_2 (2010), $g_{T'}$ (2300)/ f_2 (2300), $g_{T''}$ (2340)/ f_2 (2340) |
| Примечания: | |
| 1) Знак \blacktriangle обозначает состояния, недавно обнаруженные на установке LASS; их статус еще не до конца определен. | |
| 2) В таблице имеется ряд невыясненных окончательно вопросов. Например, высказывались предположения, что δ (980)/ f_0 (980)-мезон, отнесенный к $J^{PC} = 0^{++}$ -нонети, на самом деле представляет собой $(q\bar{q}\bar{q})$ -мезон. | |
| 3) Состояния типа Q и L — странные мезоны, не обладающие определенной G -четностью. Поэтому такие состояния, принадлежащие нонетам с $J^{PC} = 1^{+-}$ и 1^{++} или 2^{--} , смешиваются между собой. | |
| 4) Список «лишних» мезонов не претендует на полноту и определенную интерпретацию. | |
| 5) Некоторые мезоны в таблице не установлены достаточно надежно | |

торые могут иметь место и для обычных $(q\bar{q})$ -мезонов) и диаграмм глюонного обесцвечивания, специфических для глюболов [21].

Механизм глюонного обесцвечивания обусловлен сильной связью η - и η' -мезонов с двухглюонными состояниями, которая проявляется в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma gg \rightarrow \gamma\eta, \gamma\eta'$. Поэтому, как показал проведенный в [21] анализ, для глюболов следует ожидать большей вероятности распадов $G \rightarrow \eta\eta, \eta\eta', \eta'\eta'$ (если масса M_G достаточно велика) по сравнению с распадами $G \rightarrow \pi\pi, KK$. Особенно существенный вклад вносят процессы

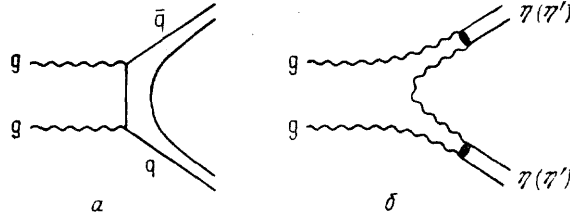


Рис. 8. Кварковые диаграммы распадов глюболов (а) и диаграммы глюонного обесцвечивания (б)

с η' -мезонами. Количественно для глюболов можно предсказать характерную иерархию распадов (табл. IV). Таким образом, большая вероятность распадов по двухчастичным каналам с η - и η' -мезонами может служить характерным признаком глюбола.

Таблица IV.

| Распад $G \rightarrow P_1 P_2$ | $\pi\pi$ | $\eta\eta$ | $\eta\eta'$ | $\eta'\eta'$ |
|--------------------------------|----------|------------|-------------|--------------|
| Квадрат матричного элемента | $\ll 1$ | 1 | 10 | 30 |

5.2.3. Распады $G \rightarrow 4\pi^0$. Для распадов мезонов обычного типа $M = (q\bar{q})$ можно ожидать очень малой величины отношения вероятностей:

$$\frac{B(M \rightarrow 4\pi^0)}{B(M \rightarrow 4\pi)} \sim \frac{1}{50}. \quad (5)$$

В самом деле, распады $(q\bar{q})$ -мезонов по каналам с заряженными пионами резко усилены образованием ρ -мезонов:

$$M \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-, \quad \rho^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-, \\ \rho^+ \rho^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\pi^0, \quad \rho^+ \pi^- \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\pi^0.$$

В то же время, так как распады $\rho^0 \rightarrow 2\pi^0$ запрещены, этот механизм не усиливает распадов $M \rightarrow 4\pi^0$, что и приводит к соотношению (5), которое хорошо согласуется с экспериментом. В самом деле, для ряда известных $(q\bar{q})$ -мезонов получены значения отношений распадных каналов $4\pi^0/4\pi$ [22], приведенные в табл. V.

Для глюболов соотношение (5) уже не должно иметь места, так как диаграммы глюонного обесцвечивания не могут вносить вклад в распад

Таблица V.

| Мезон | D (1285) | f (1270) | h (2030) |
|-----------------------|-------------------|---------------------|------------------|
| $\frac{4\pi^0}{4\pi}$ | $< \frac{1}{500}$ | $\sim \frac{1}{30}$ | $< \frac{1}{50}$ |

$G \rightarrow \rho\rho$ (все вершины диаграммы рис. 8, б должны характеризоваться нулевыми значениями «ароматов», а ρ -мезоны имеют изотопический спин $I=1$). В то же время распады $G \rightarrow 4\pi^0$ могут идти через механизм глюонного обесцвечивания. Таким образом, распады $G \rightarrow 4\pi^\pm$ усилены образованием ρ -мезонов (как и для обычных мезонов), а распады $G \rightarrow 4\pi^0$ усилены вкладом диаграмм глюонного обесцвечивания. Как показали количественные оценки [21], для глюоболов с $J=0$

$$\frac{B(G \rightarrow 4\pi^0)}{B(G \rightarrow 4\pi)} \sim \frac{1}{5}. \quad (6)$$

Итак, для распадов обычных мезонов $M=(q\bar{q})$ вероятность распадов на $4\pi^0$ -мезона очень мала:

$$B(M \rightarrow 4\pi^0) \sim 10^{-2} \div 10^{-3}, \quad (7)$$

в то время как для глюоболов следует ожидать значительно более высокого значения:

$$B(G \rightarrow 4\pi^0) \approx 10^{-1}. \quad (8)$$

5.2.4. Несколько дополнительных замечаний о распадах глюоболов. Существуют представления о том, что радиационные распады глюоболов. $G \rightarrow \gamma\gamma$ должны быть подавлены по отношению к соответствующим распадам $(q\bar{q})$ -мезонов, так как радиационные распады обусловлены взаимодействием квантов электромагнитного поля с электрическими зарядами кварковых полей, а в глюоболах нет валентных кварков. В частности, Чановитцом [23] на этом основании был сформулирован критерий, позволяющий выделять глюболы среди мезонов, образующихся в распадах $J(\psi \rightarrow \gamma(gg) \rightarrow \gamma X$, обогащенных глюонной компонентой (см. ниже, раздел 5.3.1). Вводится величина S («stickiness») [23]:

$$S = \frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma X)}{\text{LIPS}_1} \left(\frac{\Gamma(X \rightarrow \gamma\gamma)}{\text{LIPS}_2} \right)^{-1} \quad (9)$$

(LIPS — лоренц-инвариантный фазовый объем для соответствующего распадного процесса).

Величина S в грубом приближении определяется отношением цветных и электрических зарядов партонных конstituентов исследуемого адрона. Поэтому для глюоболов, слабо смешанных с кварками (электрически нейтральные цветные конstituенты), должны иметь место соотношения

$$\begin{aligned} S_G &\gg 1, \\ S_G &\gg S_{(q\bar{q})}. \end{aligned} \quad (10)$$

Однако критериями (10) для выделения глюоболов следует пользоваться с известной осторожностью, особенно если S не слишком велико. Прежде всего не очень ясно, насколько сильно должны быть подавлены радиационные распады глюоболов из-за возможного их смешивания с кварковыми полями. С другой стороны, и у обычных $(q\bar{q})$ -мезонов в некоторых случаях может иметь место аномально малая величина двухфотонной распадной ширины Γ_γ (и довольно большое значение отношения S), например в определенной области углов синглет-октетного смешивания мезонов ($\Gamma_\gamma=0$ при кварковой конфигурации $(u\bar{u}+d\bar{d}-s\bar{s})$) [24]) или из-за пространственной структуры волновой функции для радиально-возбужденных $q\bar{q}$ -состояний. Для дальнейшего анализа природы мезонов может быть полезным одновременное изучение их однофотонных и двухфотонных распадов $M \rightarrow M'+\gamma$ и $M \rightarrow \gamma\gamma$.

Распады глюоболов, нейтральных по квартовым ароматам, вообще говоря, не должны зависеть от ароматов конечных состояний. Однако этот вывод может заметно модифицироваться при учете фазовых объемов и кинематики распадов. Например, матричный элемент распада глюоболов с $J=0$ должен иметь вид $A(gg \rightarrow q\bar{q})_{J=0} \sim m_q$ (из-за сохранения спиральности) [23], т. е. в этом случае могут доминировать $s\bar{s}$ -распады глюоболов (здесь имеет место прямая аналогия с известным соотношением для слабых лептонных распадов псевдоскалярных мезонов $\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu) \gg \Gamma(\pi \rightarrow e\nu)$).

Зависимость вероятности перехода $g \rightarrow q\bar{q}$ от кваркового аромата может быть также обусловлена адронным конфайнментом: связанный глюон приобретает конституентную массу, и если эта масса $\sim 2m_Q$, то переходы $q \rightarrow Q\bar{Q}$ будут усилены для данного кваркового аромата Q [26].

Таблица VI. Квантовые числа наинизших по массе гибридных мезонов $|q\bar{q}g\rangle$, соответствующих S-состояниям кварков и глюонов

| Тип валентного глюона | Квантовые числа ($q\bar{q}$) | |
|--|-----------------------------------|---|
| | $^1S_0, J^{PC} = 0^{-+}$ | $^3S_1, J^{PC} = 1^{--}$ |
| Поперечные электрические валентные глюоны: g_{TE} , $J^{PC} = 1^{+-}$ | $J^{PC} = 1^{--}, (^1S_0) g_{TE}$ | $J^{PC} = 0^{-+}, 1^{-+}, 2^{-+}, (^3S_1) g_{TE}$ |
| Поперечные магнитные валентные глюоны: g_{TM} , $J^{PC} = 1^{--}$ | $J^{PC} = 1^{+-}, (^1S_0) g_{TM}$ | $J^{PC} = 0^{++}, 1^{++}, 2^{++}, (^3S_1) g_{TM}$ |

5.2.5. О распадах гибридных мезонов. Рассмотрим распады гибридных мезонов $|q\bar{q}g\rangle$ с наименьшими значениями масс, соответствующих S-волновым состояниям валентных кварков и глюонов [23]. Распады гибридов $|q\bar{q}g\rangle_{s=0}^{l=0} g_{TE}$ (табл. VI) могут быть представлены в виде следующей схемы:

$$\begin{aligned}
 |(q\bar{q})_s^{l=0} g_{TE}\rangle &\rightarrow |(q\bar{q})_s^{l=0} (q\bar{q})_s^{l=1}\rangle \rightarrow \\
 &\rightarrow \left[\begin{array}{l} \text{механизм обесцвечивания: перестройка} \\ \text{кварков или мягкий глюонный обмен} \end{array} \right] \rightarrow \\
 &\rightarrow \underbrace{|(q\bar{q})_1^{l=0} (q\bar{q})_1^{l=1}\rangle}_{S\text{-волна}} \rightarrow \underbrace{|q\bar{q}\rangle^{l=0} + |q\bar{q}\rangle^{l=1}}_{S\text{-волна}}, \quad (11a)
 \end{aligned}$$

$$\rightarrow \underbrace{|(q\bar{q})_1^{l=0} (q\bar{q})_1^{l=0}\rangle}_{P\text{-волна}} \rightarrow \underbrace{|q\bar{q}\rangle^{l=0} + |q\bar{q}\rangle^{l=0}}_{P\text{-волна}}; \quad (11б)$$

здесь индексы внизу обозначают цветное состояние ($q\bar{q}$)-системы (октет или синглет по цвету). Согласно модели цветных трубок [25], в распадах самых легких гибридов $|q\bar{q}g_{TE}\rangle$ преобладающую роль должны играть процессы типа (11a), т. е. будут доминировать двухмезонные распады, в которых один мезон образуется в основном орбитальном состоянии (1S_0 или 3S_1), а другой мезон — в орбитально-возбужденном P-состоянии. Поэтому распады гибридных мезонов $H \rightarrow \pi\rho$, $\pi\eta$ и т. д. могут быть подавлены, а распады типа $H \rightarrow \pi B(1235)$, $\pi D(1285)$ могут играть основную роль. В соответствии с моделью [25] предложен ряд экспериментов, в которых поиски гибридных мезонов предполагается вести в распадных каналах с $B(1235)$ - и $D(1285)$ -мезонами ⁽³⁾. В модели цветных трубок массы гибридных мезонов должны лежать выше 1,9 ГэВ, а ожидаемое число гибридов с малыми ширинами очень мало.

5.3. ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ ЭКЗОТИЧЕСКИХ АДРОНОВ.

Как уже отмечалось выше, для успешных поисков экзотических адронов важную роль играет правильный выбор реакций их образования, в которых из различных априорных соображений можно ожидать более четкого проявления определенных механизмов рождения экзотических частиц по отношению к фоновым процессам.

Некоторые из наиболее интересных кандидатов в экзотические состояния III рода наблюдались в реакциях перезарядки типа $\pi^- p \rightarrow M^0 n$ в которых доминировал однопионный обмен, т. е. при очень малых переданных импульсах (C (1480)-мезон (см. раздел 6), G(1590)-мезон (см. раздел 8), мезоны $g_T(2010)$, $g_T(2300)$, $g_T(2340)$ (см. раздел 7)). Высказывались предположения о возможном образовании экзотических состояний в дифракционных процессах: в некоторых моделях у померона может существовать криптоэкзотическая компонента (до $\sim 20\%$), которая и приводит к дифракционному образованию экзотических адронов с сечениями до ~ 1 мкбн [9]. Систематические поиски таких экзотических дифракционных процессов пока не проводились. Однако возможно, что наблюдавшийся в опытах группы БИС ОИЯИ барион сокрытой странностью $N_\phi(1960)$ образуется именно благодаря подобному дифракционному механизму [27].

Поиски процессов образования экзотических состояний проводились и в реакциях непериферического типа, например в центральных соударениях или в опытах с увеличенными переданными импульсами: $|t'| \sim 0,3-0,4$ (ГэВ/c)² (см. раздел 8).

При обсуждении различных механизмов образования глюболов[^] было рассмотрено несколько процессов, где можно ожидать особенно благоприятных условий для поисков экзотических объектов. Возможно даже, что образование глюболов в таких процессах будет играть доминирующую роль.

5.3.1. Радиационные распады J/ψ -частиц⁽⁴⁾. Радиационные распады J/ψ -мезонов

$$J/\psi \rightarrow \gamma(gg) \rightarrow \gamma X \quad (12)$$

уже давно рассматривались как очень перспективные процессы для поисков глюболов и, может быть, гибридных состояний. Действительно, простые оценки в низшем КХД приближении для (12) показывают (рис. 9) [23], что вероятности радиационных J/ψ -распадов с образованием глюболов G, гибридов H и $(q\bar{q})$ -мезонов имеют вид

$$\begin{aligned} \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma G) &\sim O(\alpha_s^2), \\ \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma H) &\sim O(\alpha_s^3), \\ \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma |q\bar{q}\rangle) &\sim O(\alpha_s^4). \end{aligned}$$

Отсюда предсказывается иерархия распадных ширин

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma G) > \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma H) > \Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma |q\bar{q}\rangle). \quad (13)$$

В распадах J/ψ на два мезона, где основную роль играют трехглюонные промежуточные состояния, аналогичная оценка приводит к соотношениям для ширин:

$$\begin{aligned} \Gamma(J/\psi \rightarrow H |q\bar{q}\rangle) &\sim O(\alpha_s^5), \\ \Gamma(J/\psi \rightarrow G |q\bar{q}\rangle) &\sim O(\alpha_s^6), \\ \Gamma(J/\psi \rightarrow |q\bar{q}\rangle |q\bar{q}\rangle) &\sim O(\alpha_s^6), \end{aligned}$$

или

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow H | q\bar{q}) \geq \Gamma(J/\psi \rightarrow G | q\bar{q}) \sim \Gamma(J/\psi \rightarrow |q\bar{q}\rangle |q\bar{q}\rangle), \quad (14)$$

т. е. выделенными могут быть процессы с образованием гибридов.

Следует иметь в виду, что пертурбативные оценки ширины для эксклюзивных распадных каналов J/ψ -мезонов (см. (13), (14)) являются очень приближенными, так как они не учитывают эффектов взаимодействия в конечном состоянии.

Эксперименты по J/ψ -распадам, и прежде всего по распадам (12), играют, как известно, важную роль при поисках глюоболов (данные по $\psi(1440)$ - и $\theta(1720)$ -мезонам были получены при анализе именно этого

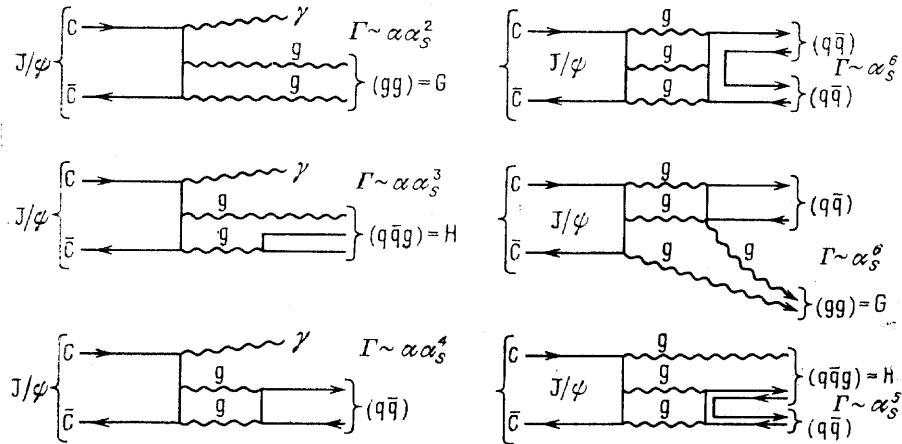


Рис. 9. Диаграммы для радиационных и двухмезонных распадов J/ψ -частиц (см. (13) и (14))

процесса; см. раздел 9). Это связано кроме уже отмеченных физических особенностей процесса (12) и с рядом его экспериментальных преимуществ. Во-первых, резонансная реакция образования J/ψ -мезонов в e^+e^- -соударениях характеризуется большим сечением и низким уровнем фона. Это позволило на уже действующих e^+e^- -накопителях SPEAR и DCI, работающих в области энергии J/ψ -резонанса, набрать статистику, соответствующую образованию $\sim 10^7$ J/ψ -частиц. Во-вторых, распад (12) имеет достаточно большую вероятность ($B(J/\psi \rightarrow \gamma(gg)) = 6 \pm 2\%$) и может быть хорошо изучен. И наконец, существовали очень светосильные установки, хорошо приспособленные для выделения эксклюзивных каналов распада J/ψ -частиц (МАРК III, DM 2). Отметим, что на новом, только что запущенном e^+e^- -коллайдере BEPC (КНР) с повышенной светимостью и монохроматичностью пучков в ближайшие годы можно будет увеличить статистику J/ψ -распадов не менее чем на порядок. Еще большие возможности могут открыться, если будут реализованы проекты некоторых сильноточных « e^+e^- -фабрик» или антипротонного источника с повышенной энергией—типа SUPERLEAR (в антипротонных пучках могут происходить резонансные реакции $\bar{p}p \rightarrow J/\psi \rightarrow X$ и $\bar{p}p \rightarrow \chi \rightarrow X$).

5.3.2. Глюболы и процессы центрального рождения. При высоких первичных энергиях столкновения морских глюонов (при адронных взаимодействиях) могут приводить к эффективному механизму образования глюоболов в таких gg -соударениях (рис. 10, а). Возможно, что именно эти процессы являются ответственными за энергетический рост полных сечений [29]. С ростом первичной энергии роль глюон-глюон-

21

$$\begin{aligned} h + N &\rightarrow h_f(M^0) N_s, \\ &\quad | \rightarrow P_1 P_2, \end{aligned} \quad (15)$$

Figure 1 consists of two Feynman diagrams, (a) and (b), illustrating the interaction of a pion with a nucleon. In diagram (a), a pion (pi) enters from the left and interacts with a nucleon (N) via a scalar meson (G) exchange. The vertex correction is labeled $x_F^{(G)} \approx 0$. In diagram (b), a pion (pi) enters from the left and interacts with a nucleon (N) via a scalar meson (G) exchange. The vertex correction is labeled $x_F \approx 0$.

мультиглюонный процесс. Реакция (15) имеет специфическую кинематику, удобную для регистрации процессов образования и распада глюболов (подробнее см. [30]).

В качестве примера рассмотрим реакцию $\pi^- p \rightarrow \phi p$, (16)

$$\pi^- p \rightarrow \phi K^+ K^- n, \quad (17)$$

Нерезонансная реакция $\pi^- p \rightarrow \phi \pi^0 n$ также должна быть подавлена правилом OZI (диаграмма рис. 11, в). Однако, если имеет место каскадный процесс образования и распада экзотического состояния $M_{\text{экз}}$ в реакции $\pi^- p \rightarrow M_{\text{экз}} n$, $M_{\text{экз}} \rightarrow \phi \pi^0$, из-за сложного валентного кваркового или кварк-глюонного состава $M_{\text{экз}}$ правило OZI может заметно нарушаться

(при этом сечение соответствующего процесса растет). Частичное нарушение правила OZI связано с уменьшением числа жестких глюонов в промежуточном состоянии при образовании $M_{\text{экз}}$; см. диаграммы на рис. 11, в и г.

Таким образом, исследование OZI — запрещенных реакций может оказаться перспективным путем для поисков экзотических адронных состояний, так как в таких процессах образование криптоэкзотических частиц может быть не так сильно подавлено, как образование адронов с обычной кварковой структурой. Конечно, в большинстве других процессов имеет место обратная ситуация, когда в реакциях должны хорошо

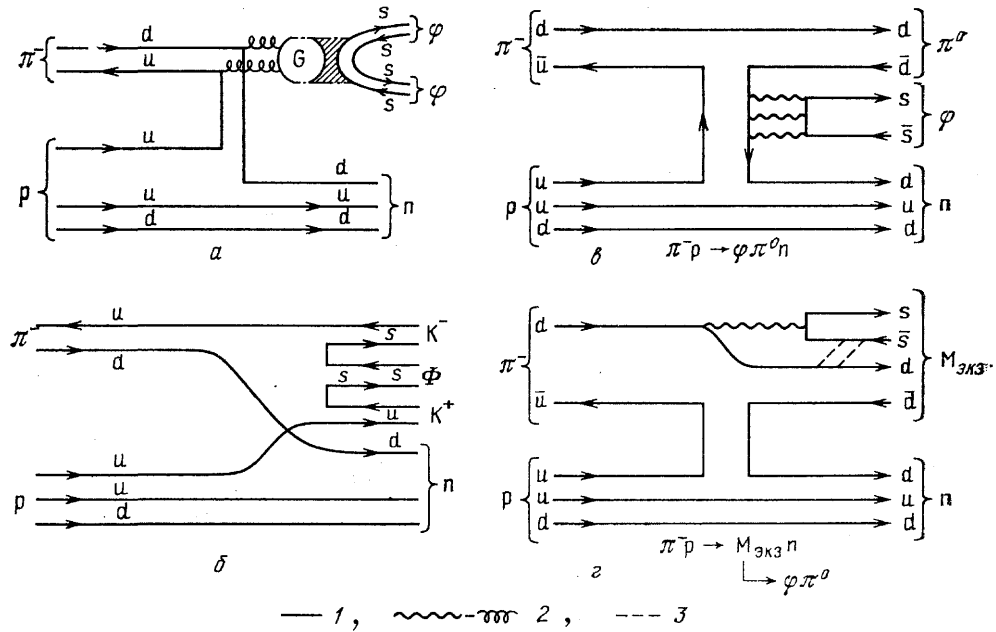


Рис. 11. а, б — Диаграммы для реакции $\pi^- p \rightarrow \phi p$ (16), подавленной правилом отбора OZI и для разрешенной реакции $\pi^- p \rightarrow \phi K^+ K^- p$ (17). в, г — Диаграммы для резонансной реакции $\pi^- p \rightarrow \phi p$, подавленной правилом OZI, и для каскадного процесса $\pi^- p \rightarrow M_{\text{экз}} p$, где запрет по OZI частично нарушен. Обозначения: 1 — кварки, 2 — жесткие глюоны, 3 — мягкие глюоны

проявляться мезоны обычного типа, в то время как механизмы, приводящие к образованию криптоэкзотических состояний, вносят очень небольшой вклад. В качестве иллюстрации рассмотрим K^- -мезонные реакции типа

$$K^- p \rightarrow M^0 Y. \quad (18)$$

Известно, что как глюболы и гибриды (в силу не зависящей от ароматов связи глюонов с кварками), так и обычные мезоны со скрытой странностью ($s\bar{s}$) с большой вероятностью распадаются с испусканием $K\bar{K}$ -пар. Однако если $s\bar{s}$ -мезоны рождаются в реакции (18) с большими сечениями, то для экзотических состояний эти процессы не являются выделенными и не характеризуются значительными вероятностями. Поэтому данные о реакциях (18) могут быть использованы для выяснения природы различных мезонных состояний. Такие исследования усилили аргументы в пользу интерпретации θ (1710)-мезона как глюбола (см. раздел 9) и, наоборот, привели к заключению, что ξ (2220)-мезон является скорее всего $s\bar{s}$ -состоянием со спином 4.

5.3.4. Экзотические состояния и процессы барионного обмена. В связи с исследованиями резонансных состояний уже не раз высказывались соображения о том, что возбуждения внутренних цветовых степеней свободы, при которых формируются экзотические кварковые или кварк-глюонные системы, будут более эффективно происходить в процессах с большими переданными импульсами, в частности в реакциях типа обратного рассеяния, обусловленных барионным обменом (см., например, [32, 33]). Ожидается, что в подобных процессах образование экзотических состояний может характеризоваться сечениями, сравнимыми с сечениями рождения обычных частиц. В качестве примера такой реакции обратного рассеяния на рис. 12, *a* приведена диаграмма образования гибридного мезона в процессе $\pi^- p \rightarrow n_f M^0$ (см. [3]).

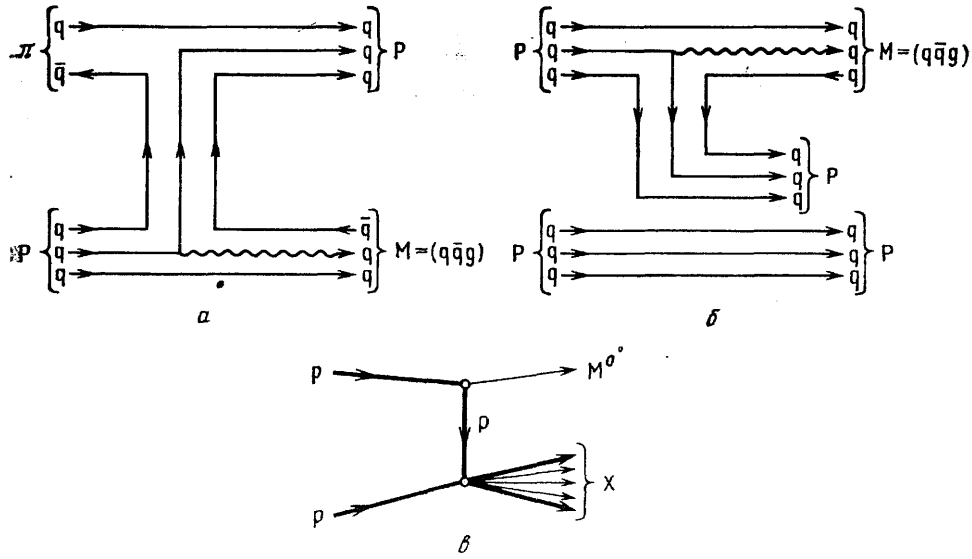


Рис. 12. *a* – Диаграмма образования гибридного мезона в процессе с барионным обменом в πN -взаимодействиях. *b* – Диаграмма образования гибридного мезона в процессе с барионным обменом в pN -взаимодействиях. *c* – Процесс с барионным обменом квазиэксклюзивного типа (инклюзив по нижней вершине)

Было выполнено несколько экспериментов, в которых искали экзотические мезонные состояния в реакциях с барионным обменом:

$$\pi^+ p \rightarrow \Lambda_i S^{++}, \quad (19)$$

$$\pi^- p \rightarrow p_i X^{--}, \quad (20)$$

$$\pi^- p \rightarrow (p_i \pi^-) (\bar{p} p_s). \quad (21)$$

Получены верхние пределы для сечений этих процессов, некоторые из которых приведены в табл. VII [36–39].

Получены также данные об обратном рождении ряда известных мезонных состояний и об упругом обратном π^\pm -рассеянии и перезарядке с барионным обменом $\pi^- p \rightarrow n_f \pi^0$. На основании этих данных можно прийти к следующим заключениям: 1) при фиксированной энергии сечения всех двухчастичных и квазидвухчастичных процессов с барионным обменом довольно близки между собой; 2) при энергии $E_\pi \sim 12$ ГэВ эти сечения лежат в диапазоне 0,3–0,7 мкбн, а с ростом энергии убывают по закону $\sim p_{\text{лаб}}^{-(2+2,7)}$; при меньших энергиях эта зависимость гораздо более крутая ($\sim p_{\text{лаб}}^{-(5+7)}$).

Широкому развитию работ по поискам образования мезонов вообще и в первую очередь экзотических мезонов в реакциях обратного рас-

сеяния пионов на нуклонах мешают трудности экспериментального характера. Дело в том, что в этих процессах мезоны летят назад в с.ц.м. (см. рис. 12, а), а потому в л.с.к. их продукты распада имеют мягкий импульсный спектр и широкое угловое распределение. В экспериментах; на магнитных спектрометрах эффективность регистрации этих мезонов, как правило, невелика. Возникают также сложности с идентификацией продуктов распада мезонных резонансов.

Таблица VII. Поиски мезонов с явной экзотикой в процессах с барионным обменом

| Работа | Реакция | Метод | Результат |
|--------|--|---|---|
| [36] | $\pi^+p \rightarrow \Lambda_i^0 S^{++}, (19)$ $p_{\pi^+} = 9,8 \text{ ГэВ}/c$ | Спектрометр MPS, BNL: 1) исследование миссинг-масс спектра для S^{++} ; 2) реконструкция реакций $\pi^+p \rightarrow \Lambda_i^0 (K^+\pi^+), (19a)$ $\rightarrow \Lambda_i^0 (p\bar{\Sigma}^+), (19b)$ $\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \bar{p}\pi^+$ (Λ_i и т. д. — частица, летящая вперед) | Получены верхние пределы для сечений реакций $\sigma(19) < 20 \text{ нбн},$ $\sigma(19a) < 10 \text{ нбн}$ для $M_{S^{++}} < 2 \text{ ГэВ}$ |
| [37] | $\pi^+p \rightarrow \Lambda_i^0 S^{++}, (19)$ $p_{\pi^+} = 12 \text{ ГэВ}/c$ | Ω -спектрометр CERN. Исследование миссинг-масс спектра для S^{++} (для всех событий и для событий с множественностью ≤ 2) | Получены верхние пределы для сечений: $\sigma(19) < 60 \text{ нбн} (1 < M_{S^{++}} < 2,65 \text{ ГэВ}),$ $\sigma(19) < 150 \text{ нбн} (2,65 < M_{S^{++}} < 3,6 \text{ ГэВ})$ |
| [38] | $\pi^-d \rightarrow p_i X^- p_s,$ $\rightarrow p_i X^- n_s,$ $p_{\pi^-} = 13,2 \text{ ГэВ}/c$ | Стримерная камера SLAC. Поиски состояний X^{--} и X^- , образующихся в процессах с барионным обменом $X^{--} = \pi^-\pi^-$, $\pi^-\pi^-\pi^+$, $4\pi^-2\pi^+$, $p\bar{p}\pi^-\pi^-$, $X^- = \pi^-\pi^-\pi^+$, $3\pi^-2\pi^+$, $p\bar{p}\pi^-$ (чувствительность экспозиции 240 событий/мкбн) | Не найдено статистически значимых максимумов в X^{--} и X^- в области масс 1,8—3,2 ГэВ с сечениями, сравнимыми с сечением обратного рождения $\rho(770)$, составляющего $\sim 0,25 \text{ мкбн}$ |
| [39] | $\pi^-d \rightarrow (p_i\pi^-) (\bar{p}_s),$ $p_{\pi^-} = 16 \text{ ГэВ}/c.$ Исследовано образование мезонов в системе $p\bar{p}$ в нижней вершине (реакция барионного обмена) | Спектрометр MPS, BNL. Зарегистрировано 7000 событий этой реакции. Не найдено узких пиков с $\Gamma < 30 \text{ МэВ}$ в $p\bar{p}$ -системе в области масс 1900—2400 МэВ | Для состояний $X(2020)$ и $X(2200)$, наблюдавшихся ранее в опытах в ЦЕРНе на Ω -спектрометре, получен верхний предел $\sigma < 2-3 \text{ нбн}$ (на уровне двух стандартных отклонений). Эти данные противоречат результатам опытов на Ω -спектрометре |

Все эти трудности можно устранить, если исследовать образование мезонных резонансов в процессах барионного обмена в протонном пучке в реакциях типа

$$pp \rightarrow M^0 + (pp), \quad (22)$$

$$\rightarrow M^+ + (pn), \quad (23)$$

$$\rightarrow M^+ + d \quad (24)$$

(см. рис. 12, б).

В этом случае образующиеся мезоны летят вперед и могут быть сравнительно легко зарегистрированы в широкоапертурном магнитном спектрометре. Идентификация распадных заряженных частиц может быть осуществлена системой газовых черенковских счетчиков. Можно выработать жесткий триггерный сигнал, усиленный требованием детектирования двух медленных протонов в специальной системе, окружающей жидководородную мишень (для (22)). При регистрации реакций (22)—(24) опыты следует проводить при не очень больших протонных энергиях (~ 20 ГэВ), так как сечения эксклюзивных процессов с барионным обменом быстро падают с ростом первичной энергии.

Для нормировки сечений процессов (22) — (24) могут быть использованы данные о реакциях

$$pp \rightarrow d\pi^+, \quad (25)$$

$$pp \rightarrow dp^+, \quad (26)$$

также идущих с барионным обменом. Соответствующие сечения измерены в экспериментах на прецизионном магнитном спектрометре ЦЕРНа при первичном импульсе $p_p = 21,1$ ГэВ/с и составляют $\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) = 15,1 \pm 1,5$ нб и $(pp \rightarrow dp^+) = 15,9 \pm 2,4$ нб [34]. Примерно такую же величину имеют сечения процессов $pp \rightarrow dA_2$ (A_1), также наблюдавшихся в этом опыте. Если учесть, что фактор «слипания» p и n в дейтрон приводит к уменьшению сечений более чем на порядок (а скорее даже в $\sim 10^2$ раз; см. [35]), то для реакций (22) и (23) при энергии 20 ГэВ ожидаемые сечения могут быть достаточно велики ($\sim 0,2$ — 1 мкб). Это открывает интересные возможности для поисков экзотических мезонов в процессах подобного типа. Энергетическую зависимость сечений (25) в области больших энергий установить довольно трудно, так как для этой реакции имеются данные только при $p_p < 5$ ГэВ/с, там, где сечения резко убывают (в области $p_p \sim 10$ — 12 ГэВ падение сечений с энергией для реакций с барионным обменом, по-видимому, становится более медленным). Пока можно только утверждать, что при больших энергиях $\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) \sim p_{\text{лаб}}^{-(2,5+4)}$. Такое же поведение можно ожидать и для сечений (22) — (24).

Тем не менее поиски экзотических мезонных состояний в процессах с барионным обменом можно осуществить и при более высоких энергиях протонов (что в ряде случаев представляет значительный интерес, так как позволяет более четко идентифицировать вторичные частицы и исследуемые мезоны). В процессах с барионным обменом инклюзивного типа по нижней вершине (см. рис. 12, в)

$$p + N \rightarrow M + X_{\text{нижн.вершина}}, \quad (27)$$

когда суммируются все возможные состояния для дибарионной системы, сечения могут очень слабо зависеть от первичной энергии E_p . При достаточно большой энергии E_p вторичные частицы из нижней и верхней вершин для диаграммы рис. 12, в будут хорошо разделяться по быстротам, т. е. инклюзивный характер реакции по нижней вершине не создает нежелательного комбинаторного фона при исследовании мезонных резонансов, образующихся в верхней вершине (мы будем называть такие процессы квазиэксклюзивными). Для реакций типа (27) можно ожидать сечений в сотни нанобарн. В этом случае поиски экзотических мезонов в квазиэксклюзивных процессах (27) будут весьма перспективными.

Как следует из анализа спектра дейтронов в pp -взаимодействиях в [34], нерезонансный фон в области конца спектра, соответствующий квазиэксклюзивным реакциям $p + p \rightarrow d + X_{\text{нижн.вершина}}$, действительно более чем на порядок превышает вклад от резонансных процессов (25) и (26) я, по-видимому, подтверждает возможность использования квазиэксклю-

живных реакций с барионным обменом (27) для поисков экзотических резонансов.

Однако, прежде чем приступить к широкой программе таких поисков, следует проверить приведенные выше соображения о величине сечений процессов квазиэксклюзивного типа и о их слабой энергетической зависимости. Это сравнительно легко можно сделать в простейших реакциях перезарядки с барионным обменом

$$P + N \rightarrow (\pi^0)_{\text{вперед}} + X_{\text{нижн.вершина}}, \quad \downarrow \rightarrow 2\gamma \quad (28a)$$

$$P + N \rightarrow (\eta)_{\text{вперед}} + X_{\text{нижн.вершина}}, \quad \downarrow \rightarrow 2\gamma \quad (28б)$$

$$P + N \rightarrow (\omega)_{\text{вперед}} + X_{\text{нижн.вершина}}, \quad \downarrow \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma \quad (28в)$$

или в реакции

$$p + N \rightarrow (\pi^-)_{\text{вперед}} + X_{\text{нижн.вершина}} \quad (29)$$

(здесь выделяется Δ^{++} -обмен).

Для процессов (28) легко может быть выработан триггер на уровне $\sim 10^{-5}$ (перезарядка с выделением большой энергии в электромагнитном калориметре). Исследования такого типа сейчас реализуются на установке «Сфинкс» на 70-ГэВ пучке протонов ускорителя ИФВЭ.

Таким образом, для поисков криптоэкзотических адронов могут быть использованы различные эксклюзивные и квазиэксклюзивные реакции с яркой сигнатурой, в которых процессы образования и распада экзотических частиц проявляются с достаточной определенностью, как об этом говорилось в данном разделе. Итоги соответствующих обсуждений суммируются в табл. VIII и IX. Теперь мы перейдем к анализу конкретных физических экспериментов.

6. Векторный мезон $C(1480)$ —кандидат в экзотические состояния.

6.1. НАБЛЮДЕНИЕ $C(1480)$ -МЕЗОНА [20]. В опытах на установке «Лептон-Ф» ИФВЭ исследовалась реакция перезарядки

$$\pi^- p \rightarrow (K^+ K^- \pi^0) p \quad (30)$$

при импульсе $p_{\pi^-} = 32,5$ ГэВ/с. Установка «Лептон-Ф», представляющая собой сочетание широкоапертурного магнитного спектрометра с пропорциональными камерами и годоскопического 200-канального γ -спектрометра, позволяла эффективно регистрировать заряженные адроны и фотоны в конечном состоянии. Идентификация первичных и вторичных заряженных частиц осуществлялась с помощью системы газовых пороговых черенковских счетчиков.

В спектре эффективных масс $K^+ K^-$ -системы в (30) наблюдается четкий пик, соответствующий образованию ϕ -мезона в зарядовообменной реакции

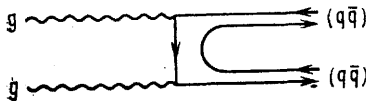
$$\pi^- p \rightarrow (\phi \pi^0) p. \quad (31)$$

События с ϕ -мезонами отбирались из области пика ($1016 < M_{K^+ K^-} < 1024$ МэВ). Все распределения для системы $\phi \pi^0$ получались с помощью двух независимых методов вычитания фона, лежащего под пиком ϕ -мезона. В одном из них фон определялся интегральным образом по полусумме событий в двух массовых интервалах, соседних с пиком (1002–1010 и 1030–1038 МэВ). Другой, более изощренный дифференциальный

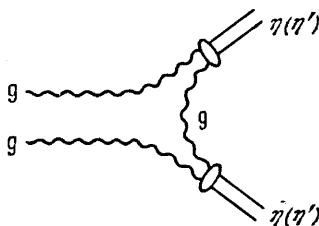
Таблица VIII. Некоторые распадные каналы для экзотических мезонов

| | | |
|---|---|---|
| <p>1. $M \rightarrow \phi\pi$ $\rightarrow \phi\rho$ $M' \rightarrow \phi\omega$</p> | <p>$(q\bar{q})_{I=1} \nrightarrow \phi\pi$ (запрет по OZI) $(s\bar{s})_{I=0} \nrightarrow \phi\pi$ (запрет по изоспину) $(q\bar{q})_{I=0} \nrightarrow \phi\omega$ (запрет по OZI)</p> | <p>Для $M_{\text{экз}} \equiv (q\bar{q}s\bar{s}), (q\bar{q}g)$ $R = \Gamma(M_{\text{экз}} \rightarrow \phi\pi^0) / \Gamma(M_{\text{экз}} \rightarrow \omega\pi^0) \sim 1$</p> <hr/> <p>Для $(q\bar{q})$ $R \sim 1/400 \div 1/200$</p> |
|---|---|---|

2. $G \rightarrow \eta\eta, \eta\eta', \eta'\eta'$ — характерные распады для глоболов.
 Диаграммы для распадов глоболов:



1) кварковая диаграмма
(такая же, как и для $q\bar{q}$ -мезонов)



2) диаграмма глюонного обесцвечивания
(характерная для глоболов)

Механизм глюонного обесцвечивания обусловлен сильной связью между (gg) -системой и η, η' -мезонами. Из данных по распаду $J/\psi \rightarrow \gamma(gg) \rightarrow \gamma\eta, \gamma\eta'$ для глоболов с $J^{PC} = 0^{++}$ предсказаны большие вероятности распадов $G \rightarrow \eta\eta, \eta\eta', \eta'\eta'$.
 Отношения квадратов матричных элементов $|A|^2$ для распадов $G \rightarrow P_1 P_2$ (P — псевдоскалярный мезон):

| | | | | |
|-------------------------|----------|------------|-------------|--------------|
| $G \rightarrow P_1 P_2$ | $\pi\pi$ | $\eta\eta$ | $\eta\eta'$ | $\eta'\eta'$ |
| $ A ^2$ | $\ll 1$ | 1 | 10 | 30 |

3. $M \rightarrow 4\pi^0$:
 Распад $(q\bar{q}) \rightarrow 4\pi^\pm$ усилен образованием ρ -мезонов: $(q\bar{q}) \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ и т. д. Поэтому $B(q\bar{q} \rightarrow 4\pi^0) / B(q\bar{q} \rightarrow 4\pi) \sim 1/50$ ($\rho^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ запрещен).
 Для глоболов: $G \rightarrow 4\pi^\pm$ усилено образованием ρ (кварковые диаграммы),
 $G \rightarrow 4\pi^0$ усилено механизмом глюонного обесцвечивания.
 Результат: $B(G \rightarrow 4\pi^0) \sim 10^{-1}$,
 $B((q\bar{q}) \rightarrow 4\pi^0) \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$
 Большая вероятность распада $G \rightarrow 4\pi^0$ — характерное свойство глобола [22].

4. Распады гибридных мезонов в модели цветных трубок (см. [25])

Распады низших по массе гибридных состояний происходят в основном по каналам с орбитально-возбужденными мезонами:
 $|q\bar{q}g\rangle \rightarrow |S_0; 1\rangle + |P_1\rangle = \pi B(1235),$
 $= \pi D(1285),$
 $= \dots\dots\dots$

метод вычитания фона сводился к разбиению исследуемого распределения на бины по соответствующей переменной (например, по эффективной масс $K^+K^-\pi^0$ системы в (30)) и к определению числа событий реакции (31) в каждой бине путем фитирования сигнала от ϕ -мезона в спектре масс K^+K^- -системы. Оба метода вычитания фона давали очень близкие результаты, а вся процедура обработки экспериментальных данных оказалась очень устойчивой к многочисленным вариациям критериев отбора, ширины бина, параметров ϕ -пика и т. д. Общее число событий (31) при разных критериях отбора составляло 350—400. Как следует из

Т а б л и ц а IX. Образование экзотических мезонов

1. $J/\psi \rightarrow \gamma (gg) \rightarrow \gamma G$. Этот распадный канал, обогащенный глюонами, является перспективным для поисков глюоболов и, может быть, гибридов.

$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma G)$: большая ширина для глюоболов,

$\Gamma(G \rightarrow \gamma\gamma)$: малая ширина для глюоболов.

$$\text{«Stickness» } S_X = \frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma X)}{LIPS_1} \left(\frac{\Gamma(X \rightarrow \gamma\gamma)}{LIPS_2} \right)^{-1}.$$

Эта величина в грубом приближении определяется отношением цветовых и электрических зарядов партонных конститuentов X ($LIPS$ — лоренц-инвариантный фазовый объем).

Глюболы: $S_G \geq 1$ и $S_G \geq S_{(q\bar{q})}$ [23].

2. Глюболы образуются в gg -соударениях в процессах центрального рождения $h+N \rightarrow h_f(G \rightarrow P_1 P_2) N_s$. С ростом $s^{1/2}$ роль gg -соударений в центральной области растет, и образование глюоболов может проявляться более четко [29, 30].

3. Реакции, подавленные правилом OZI для стандартных $(q\bar{q})$ -мезонов (например, $\pi^- p \rightarrow (\phi\phi) p$, $\pi^- p \rightarrow (\phi\pi^0) p$), могут с успехом использоваться для поисков экзотических мезонов (т. е. каскадных процессов $\pi^- p \rightarrow M_{\text{экз}} p$, $M_{\text{экз}} \rightarrow \phi\phi$ или $\rightarrow \phi\pi^0$). Из-за сложной цветовой структуры экзотических мезонов при их образовании правило отбора OZI может сильно нарушаться [20, 31, 42, 46].

4. Ряд кандидатов в экзотические мезоны был обнаружен в эксклюзивных реакциях типа перезарядки (особенно в процессах с однопионным обменом). В некоторых случаях для подавления фона от периферических процессов в эксклюзивных реакциях используется отбор $|t| > 0,2-0,4 \text{ (ГэВ/с)}^2$.

5. Обсуждается возможность формирования экзотических кварковых и кварк-глюонных систем в специфических процессах возбуждения внутренних цветовых степеней свободы в соударениях с большими переданными импульсами (например, в реакциях барионного обмена) или в дифракционных явлениях (из-за возможной экзотической компоненты померона)

пп. 5.2.1 и 5.3.3, реакция (31), подавленная по правилу OZI для нерезонансного $\phi\pi^0$ -состояния, является очень удобной для поисков экзотических мезонов в $\phi\pi^0$ -системе.

В спектре масс $\phi\pi^0$ -системы в реакции (31) доминирует пик с массой и шириной

$$M_C = 1480 \pm 40 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_C = 130 \pm 60 \text{ МэВ} \quad (32)$$

(рис. 13, а). Спектр взвешен с аксептансом установки (рис. 13, б). Результаты специального «фоновый опыт» показывают, что в этом массовом спектре фон, не связанный с ϕ -мезонами, мал (рис. 13, в). Наблюдаемый пик получил название «С-состояния».

Определено сечение образование С-состояния:

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow C n) B(C \rightarrow \phi\pi^0) = 40 \pm 15 \text{ нб.} \quad (33)$$

Неопределенности, приведенные в (32) и (33), включают в себя как статистические, так и систематические погрешности.

Дополнительные исследования установили, что наблюдаемый пик в спектре масс $\phi\pi^0$ -системы не может быть объяснен пороговыми эффектами типа Дека и обусловлен новым резонансом— $C(1480)$ -мезоном. Вклад дек-эффекта в сечение (33) не превышает нескольких нб.

Исследовано распределение событий реакции

$$\pi^- p \rightarrow C(1480) n \quad (34)$$

по квадрату переданного 4-импульса $t' = t - t_{\min}$. Экспериментальные данные (рис. 14) хорошо описываются зависимостью для π -обмена. Попытка описания t -распределения в (34) в предположении об обмене другим ближайшим полюсом (A_2) оказывается неудовлетворительной (уровень достоверности соответствующего фита $< 10^{-5}$; см. рис. 14).

Таким образом, доминирующим механизмом в реакции перезарядки (34) с образованием состояния $C(1480)$ является π -обмен, что огра-

ничивает возможные квантовые числа $C(1480)$ -мезона условием $P=C=(-1)^J$. Из схемы распада $C \rightarrow \phi\pi^0$ следует, что это состояние характеризуется изоспином $I=1$ и отрицательной зарядовой четностью. Поэтому разрешены только нечетные значения для полного углового момента, т. е. $J^{PC}=1^{--}: 3^{--}$ и т. д. По-видимому, можно ограничиться рассмотрением первых двух наборов квантовых чисел, так как все известные мезоны с $J \geq 3$ имеют массу более 2 ГэВ.

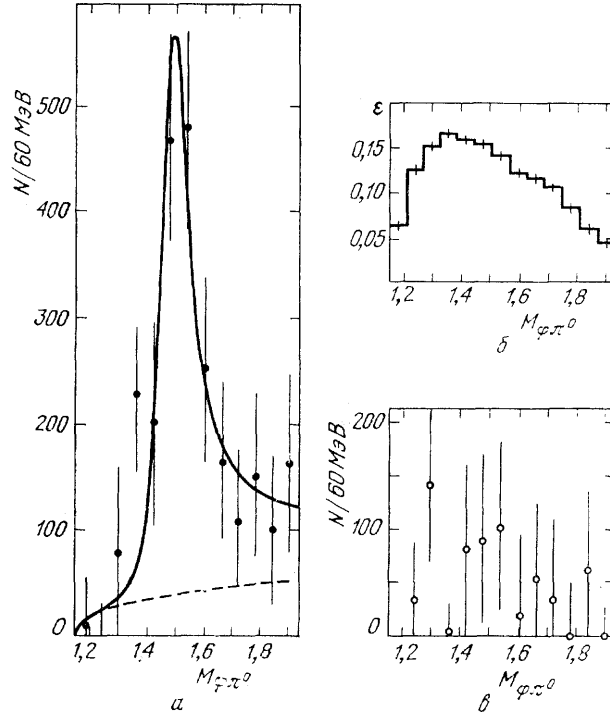


Рис. 13. *a* — Спектр эффективных масс $\phi\pi^0$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (\phi\pi^0)p$, взвешенный с аксептансом установки. Спектр аппроксимировался релятивистской формулой Брейта—Вигнера для орбитального момента $L=1$ и полиномиальным фоном. Экспериментальное разрешение для $M_{\phi\pi^0} \sim 1,5$ ГэВ составляет 45 МэВ (FWHM). *б* — Аксептанс спектрометра для регистрации $\phi\pi^0$ -системы в реакции (31). *в* — Результаты «фоновых экспериментов» для спектра ложных « ϕ » π^0 -событий. В качестве массового интервала для имитации ложных ϕ -мезонов выбрана область масс $1044 < M_{K^+K^-} < 1052$ МэВ. «Фоновые» массовые интервалы $M_{K^+K^-}$ выделялись вокруг « ϕ »-интервалов: 1030—1038 и 1058—1066 МэВ (по осям ординат $M_{\phi\pi^0}$ в ГэВ)

Прямые данные о квантовых числах $C(1480)$ -мезона могут быть получены при анализе каскадных распадов в реакции



Для анализа распада $C \rightarrow \phi\pi^0$ используется система Готтфрида—Джексона (т. е. система покоя $C(1480)$), а для анализа $\phi \rightarrow K^+ K^-$ — система покоя ϕ -мезона. Полярные и азимутальные углы в этих двух системах обозначаются как ϑ', φ' и ϑ'', φ'' .

Распределение событий по углу ϑ'' между K^- -мезоном и π^0 -мезоном в системе покоя ϕ -мезона определяет спиральность ϕ -мезона: для $\lambda_\phi = \pm 1$ оно должно иметь вид $dN/d \cos \vartheta'' = \text{const} \cdot \sin^2 \vartheta''$, а для $\lambda_\phi = 0$ $dN/d \cos \vartheta'' = \text{const}$.

$d \cos \vartheta'' = \text{const} \cdot \cos^2 \vartheta''$. Экспериментальное распределение по ϑ'' описывалось в виде $dN/d|\cos \vartheta''| = \text{const} \cdot [1 - (b/3) + \cos^2 \vartheta'']$. Для параметра b получено значение $b = -1,36 \pm 0,37$ (рис. 15). Это означает, что спиральность ϕ -мезона совместима со значениями $\lambda_\phi = \pm 1$ (для которых $b = -1,5$) и, в частности, надежно исключает спин $C(1480)$, равный нулю,

для которого $\lambda_\phi = 0$ (т. е. $b = 3$). Вывод о ненулевом спине C -состояния вытекает из вида распределения $dN/d|\cos \vartheta''|$ и не зависит от предположения о доминирующей роли однопионного обмена в реакции (34). Распределение событий по азимутальному углу ϕ'' между направлением вылета K^- и плоскостью $C \rightarrow \phi \pi^0$ распада имеет вид $dN/d\phi'' = \text{const} \cdot \sin^2 \phi''$.

Перейдем теперь к полному анализу угловых распределений каскадных распадов C - и ϕ -мезонов. Они могут быть предсказаны для разных гипотез о квантовых числах $C(1480)$ -состояния в определенных предположениях о механизме реакции (34) и о ее матрице плотности $\rho_{mm'}$. При этом используется известный формализм спиральности. В простейшей модели однопионного обмена матрица плотности $\rho_{mm'}$ имеет вид $\rho_{00} = 1, \rho_{mm'} = 0$ для $m, m' \neq 0$. В этом случае угловые распределения распадных частиц определяются выражением [40]:

$$W(\vartheta', \phi'; \vartheta'', \phi'') = \text{const} \cdot \sin^2 \vartheta'' \cdot \sin^2 \phi'' (d_{10}^J(\cos \vartheta'))^2. \quad (36)$$

Таким образом, в системе покоя ϕ -мезона распределения распадных K -мезонов по ϑ'' и ϕ'' (37) согласуются с экспериментальными данными и подтверждают доминирующую роль механизма л-обмена в процессе образования $C(1480)$, которая была установлена при изучении соответствующего t -распределения (см. рис. 14).

Если в реакции (34) доминирует π -обмен, то квантовые числа $C(1480)$ должны быть $J_{PC} = 1^{--}$ или 3^{--} . Для того что-

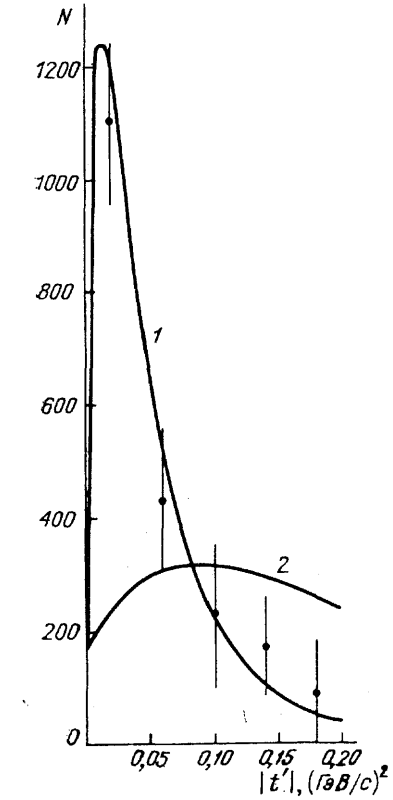


Рис. 14. Распределение событий из C -пики по квадрату переданного 4-импульса t' , взвешенное с аксептансом установки. Кривая 1 — результат фитирования экспериментальных данных t' -зависимостью, ожидаемой для π -обмена в (34), 2 — результат фитирования в предположении об A_2 -обмене в (34)

бы выбрать между этими возможностями, необходимо исследовать распределения продуктов распада $C(1480) \rightarrow \phi \pi^0$ по полярному углу ϑ' вылета π^0 -мезона в системе Готтфрида — Джексона для (34). Согласно (36), для возможных значений спина C -состояния имеют место соотношения

$$\frac{dN}{d \cos \vartheta'} = \text{const} \cdot (d_{10}^1(\cos \vartheta'))^2 = \text{const} \cdot \sin^2 \vartheta' \quad (J = 1) \quad (37)$$

или

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d \cos \vartheta'} &= \text{const} \cdot (d_{13}^3(\cos \vartheta'))^2 = \\ &= \text{const} \cdot \sin^2 \vartheta' \cdot (5 \cos^2 \vartheta' - 1)^2 \quad (J = 3). \end{aligned} \quad (38)$$

Распределение событий распада $C \rightarrow \phi\pi^0$ по полярному углу ϑ' приведено на рис. 16. Здесь учтен аксептанс спектрометра, который ограничивает эффективную область углов интервалом $0,3 < \cos \vartheta' < 1$.

Как видно из рис. 16, исследуемое угловое распределение согласуется с квантовыми числами $C(1480) J^{PC} = 1^{--}$ (т. е. с (37)) и исключает $J^{PC} = 3^{--}$ (см. (38)): соответствующие уровни достоверности равны 0,2 и 10^{-7} . Для более высоких значений спина $J^{PC} = 5^{--}$ и т. д. уровни достоверности для описания экспериментального углового распределения по $\cos \vartheta'$ оказываются еще меньшими, чем для $J^{PC} = 3^{--}$.

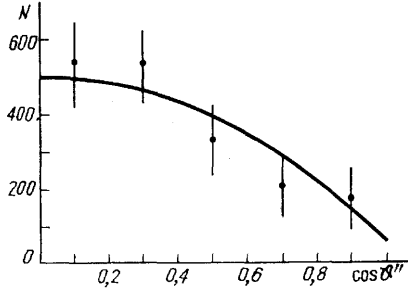


Рис. 15. Распределение взвешенных событий из С-пики по $\cos \vartheta''$ в системе покоя ϕ -мезона. Кривая — результат фитирования зависимости $dN/[d \cos \vartheta''] \sim 1 - (b/3) + b \cos^2 \vartheta''$; $b = -1,36 \pm 0,37$, ϑ'' — угол между K^- и π^0 в системе покоя ϕ -мезона

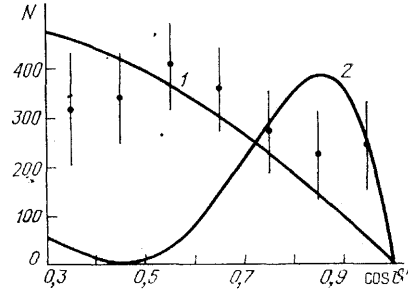


Рис. 16. Распределение взвешенных событий из С-пики по $\cos \vartheta'$ в системе Готтфрида — Джексона. Кривая 1 — ожидаемый вид распределения для случая $J^{PC} = 1^{--}$ (37), 2 — для случая $J^{PC} = 3^{--}$ (38)

Таким образом, анализ распадных угловых распределений $C \rightarrow \phi\pi^0$ $\phi \rightarrow K^+K^-$ в (34) позволил безмодельным образом исключить значение глина $C(1480) J=0$, а в модели однопионного обмена (ОПЕ) для реакции (34)—установить квантовые числа С-состояния $J^{PC} = 1^{--}$. Этот вывод оказывается устойчивым и не меняется при модификациях модели однопионного обмена, учитывающих эффекты поглощения [20, 40].

Очень важной величиной, характеризующей кварковую структуру $C(1480)$ -мезона, является отношение вероятностей распадов $R_C = B(C(1480) \rightarrow \phi\pi^0) / B(C(1480) \rightarrow \omega\pi^0)$ (4), т. е. процессов, запрещенных и разрешенных правилом ОZI для мезонов, состоящих из u - и d -кварков. Для определения R_C в работах [20] были дополнительно к (31) использованы данные по реакции

$$\pi^- p \rightarrow \omega\pi^0 n, \quad (39)$$

полученные при импульсе $P_{\pi^-} = 38$ ГэВ/с в опытах на спектрометре ГАМС-2000 [41]. В спектре масс $\omega\pi^0$ в (39) зарегистрированы пики от распада мезонов $B(1235) \rightarrow \omega\pi^0$ и $g(1680) \rightarrow \omega\pi^0$ и не наблюдается статистически значимых структур в области 1,5 ГэВ. Отсюда получено ограничение

$$R_C > 0,5 \text{ (95\%-ный уровень достоверности)}. \quad (40)$$

Аномальный характер этого отношения для $C(1480)$ -мезона очень наглядно виден из сравнения с данными по аналогичным распадам хорошо известного «обычного» мезона $B(1235) (J^{PC} = 1^{+-}, (q\bar{q})$ -система в состоянии 1P_1):

$$R_B = \frac{B(B(1235) \rightarrow \phi\pi^0)}{B(B(1235) \rightarrow \omega\pi^0)} < 5 \cdot 10^{-3}. \quad (41)$$

Верхний предел для R_B (41) получен из сравнения данных по спектрам

эффективных масс $V\pi^0$ в реакции (31) («Лептон-Ф») и для реакции (39) (ГАМС-2000) в области масс $B(1235)$ -мезона [20]. Таким образом, отношение R_B оказалось по крайней мере на два порядка величины меньше отношения R_C . Предварительный анализ позволил установить, что у $g(1680)$ -мезона, представляющего собой $(q\bar{q})$ -систему в состоянии 1D_3 , величина $R_g = B(g(1680) \rightarrow \phi\pi^0) / B(g(1680) \rightarrow \omega\pi^0)$ также очень мала.

6.2. О ПРИРОДЕ $C(1480)$ - МЕЗОНА [19, 20, 42—51]. Существуют в принципе три возможности для интерпретации данных о векторном $C(1480)$ -мезоне.

1) $C(1480)$ -мезон имеет обычную кварковую структуру мезона с изотопическим спином $I=1$:

$$|C(1480)\rangle = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) \right\rangle.$$

При этом в эксперименте наблюдается редкий распад $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$, сильно подавленный правилом OZI и идущий с очень малой вероятностью ($< 1\%$ или даже $<< 1\%$).

2) $C(1480)$ -мезон является изотопически-скалярным мезоном типа ϕ' с кварковым составом $|C\rangle_{I=0} = |\bar{s}s\rangle$, а так как состояние $\phi\pi^0$ характеризуется изоспином $I=1$, то распад $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$ обусловлен нарушением изотопической инвариантности.

3) $C(1480)$ -мезон—это экзотическое состояние, т. е. многокварковый или гибридный мезон. Такой адрон может быть сильно связан с $\phi\pi$ -системой [19].

Первая возможность (редкий распад обычного $(1/\sqrt{2})(u\bar{u}-d\bar{d})$ -мезона), исследованная, например, в [43], не позволяет объяснить большое нарушение правила OZI в распадах $C(1480)$ -мезонов (аномально большое значение $R_C > 0,5$, на два порядка превышающее соответствующие отношения для других мезонных распадов и адронных реакций). Как показано в [42], для подобных моделей в настоящее время нет веских экспериментальных оснований, и такая возможность представляется маловероятной. Обсуждение этих вопросов см. также в [50, 51].

Интерпретация экспериментальных данных по $C(1480)$ -мезону в модели обычного $s\bar{s}$ -состояния, распадающегося по каналу $|C\rangle_{I=0} \rightarrow \phi\pi^0$ с несохранением изоспина, оказывается полностью исключенной [42]: эта модель приводит к величине сечения (33) $< 0,1$ нбн, что на три порядка расходится с экспериментом.

Последовательное объяснение всех характеристик $C(1480)$ -мезона и, прежде всего, большой величины R_C (см. (40)) может быть получено при интерпретации его как криптоэкзотического четырехкваркового состояния с кварковой структурой

$$|C(1480)\rangle = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) s\bar{s} \right\rangle. \quad (42)$$

В этом случае естественным образом объясняются изотопический спин этого состояния $I=1$ и его сильная связь с $\phi\pi$ -системой. Впервые возможности поисков 4-кварковых векторных состояний в $\phi\pi$ -системе обсуждались в [19]. Существование резонансного $\phi\pi$ -состояния предсказывалось также из феноменологических соображений [44].

Другое возможное объяснение природы C -мезона основано на модели гибридных состояний (мейктонов). В этой схеме (см. табл. VI)

$$|C(1480)\rangle = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) g_{TE} \right\rangle \quad (43)$$

(распад этого гибрида $C \rightarrow \phi\pi^0$ происходит по схеме (116)). Векторный мейктон рассматривался, в частности, в работе [4]. Для него предска-

зывалась масса около 1,6 ГэВ. Относительные вероятности распадов векторных мейктонов по каналам $\phi\pi^0$ и $\omega\pi^0$ должны быть одного порядка (из-за независимости константы связи глюона с парой $q\bar{q}$ -кварков от их аромата).

Таким образом, если не будет найдено каких-то новых объяснений большого нарушения правила OZI в распадах C (1480)-мезона ($R_c > 0,5$), этот адрон должен иметь экзотическое строение.

Дальнейшая информация об экзотической природе C (1480)-мезона может быть получена из анализа различных каналов его распада, а также из поисков других объектов с близкой природой. Например, в [45] предсказывается существование изоскалярного партнера C-мезона $|\bar{C}\rangle = \left(1/\sqrt{2}\right)(u\bar{u} + d\bar{d})s\bar{s}$, близкого C(1480) по массе и ширине. Ожидается, что $|\bar{C}\rangle$ -состояние проявится как резонанс в спектре масс $\omega\eta$ -системы. Следует отметить, что аналогичное изоскалярное состояние $|\bar{C}\rangle = \left(1/\sqrt{2}\right)(u\bar{u} + d\bar{d})g$ может существовать и в гибридной модели для C(1480)-мезона.

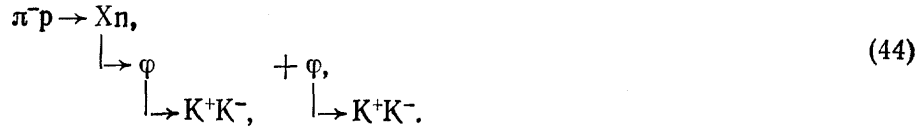
В работе [46] также обсуждается природа C (1480)-мезона. Рассмотрены процессы его образования и распада, механизмы смешивания кварковых комбинаций в волновой функции 4-кваркового экзотического состояния. Высказывается предположение, что должны существовать экзотические мезоны с близкими свойствами, сопряженные по G- и C-четности. В рамках этой гипотезы помимо C (1480) -мезона с $J^{PC}=1^{--}$ должен существовать близкий по массе мезон с экзотическим набором квантовых чисел $J^{PC}=1^{+-}$. Именно такая частица M(1405) с массой $m=1406 \pm 20$ МэВ и шириной $\Gamma=180 \pm 30$ МэВ была обнаружена в совершенно другом эксперименте — при парциально-волновом анализе спектра масс $\eta\pi^0$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow \eta\pi^0n$ на установке ГАМС [17] (см. раздел 4.1). Вопрос о возможной связи между этими состояниями представляет большой интерес и требует дальнейшего изучения. В частности, в [47] обсуждается другая модель, согласно которой мезоны C (1480) и M(1405) являются сопряженными по G и C гибридными состояниями (мейктонами). Обсуждение некоторых других вопросов, связанных с экзотической природой C (1480)-мезона, см. в [48—51].

Существование резонанса в $\phi\pi$ -системе в исследуемой области масс подтверждается данными, полученными на спектрометре «Сигма» [52], где при анализе инклюзивного процесса $\pi^-p \rightarrow \phi\pi^-X$, $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$, обнаружен пик в спектре эффективных масс $\phi\pi^-$ с параметрами, близкими к C (1480)-мезону [53]. В опытах по фоторождению $\gamma p \rightarrow \phi\pi^0 p$ при $20 \leq E_\gamma \leq 70$ ГэВ (измерения на Ω -спектрометре в ЦЕРНе) также наблюдается некоторый избыток событий в массовом спектре $\phi\pi^0$ -системы в области C (1480)-мезона. Получены указания на возможное проявление резонанса X(1600) в $\omega\eta$ -системе (в реакции $\gamma p \rightarrow \omega\eta p$) с массой $m=1,61 \pm 0,04$ ГэВ и шириной $\Gamma=0,23 \pm 0,08$ ГэВ ($J^{PC}=1^{--}$, или 1^{+-} , или 2^{--}) [54]. Вопрос о природе этого пика и о возможности его отождествления с предсказанным изоскалярным экзотическим C-мезоном остается открытым.

6.3. Дальнейшие исследования C(1480)-мезона. В настоящее время обсуждается ряд новых экспериментов по исследованию C (1480)-мезонов (в том числе и поиски заряженных партнеров $C(1480)^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$). Эти опыты будут проводиться в ИФВЭ и BNL (см., например, [55]). Большой интерес представляют также возможности дальнейших исследований C (1480)-мезонов в электромагнитных процессах и в $p\bar{p}$ -аннигиляции.

7. g_T -мезоны — кандидаты в глюболы с $J^{PC}=2^{++}$. Данные о существовании g_T -мезонов были получены при анализе реакции $\pi^-p \rightarrow \phi\phi\pi$ (16),

о которой уже говорилось выше (см. раздел 5.3.3). Соответствующие эксперименты выполнены группой BNL/CCNY на установке MPS при первичном импульсе $p_{\pi^-} = 22$ ГэВ/с [31, 56]. В этих опытах зарегистрировано 6658 событий (16). На рис. 17, а приведен спектр эффективных масс $\phi\phi$ -системы, образующейся в реакции (16) и характеризующейся квантовыми числами $I^G=0^+$, $C=+1$. Проведен детальный парциально-волновой анализ исследуемой реакции с учетом каскадных распадов:



Хотя он выполнен в рамках обычной изобарной модели, однако некоторые особенности рассматриваемого процесса позволили сделать этот

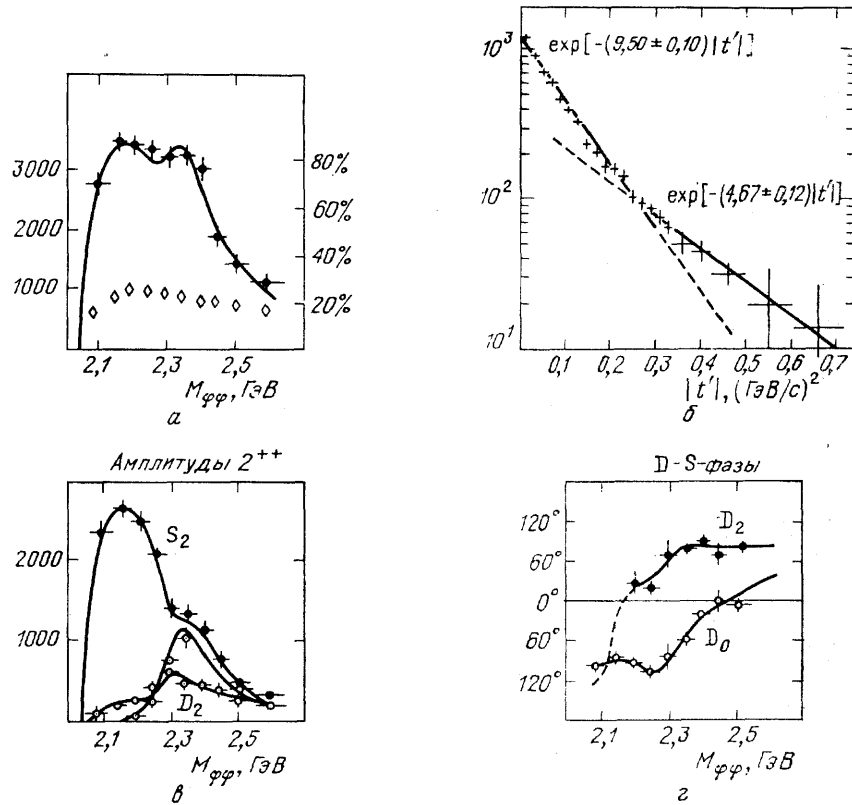


Рис. 17. Реакция $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ (16) и данные о $g_T(210)$, $g_T(2300)$ и $g_T(2340)$ -мезонах. а — Спектр эффективных масс $\phi\phi$ -системы ($N/50$ МэВ) в реакции (16), взвешенный с аксептансом установки. Аксептанс показан значками \diamond . б — t -распределение для реакции (16). В области малых t преобладает ОРЕ-механизм. в, г — Результаты парциально-волнового анализа реакции (16): интенсивность (в) и разность фаз по отношению к S -волне (г) для трех $J^{PC}=2^{++}$ -волн. Кривые показывают результат фита тремя брейт-вингеровскими резонансами с параметрами, приведенными в табл. VIII

анализ уникальным. Во-первых, два узких конечных состояния (ϕ -мезоны), на которые распадается мезонная система X , делают анализ модельно-независимым. Во-вторых, дополнительная информация, связанная с распадами ($\phi \rightarrow K^+ K^-$), позволяет получить единственное решение в условиях, когда учитываются 114 парциальных волн (все состояния с $J \leq 6$, $S \leq 2$, $L \leq 4$, $|M| \leq 6$, $P = \pm 1$, $\eta = \pm 1$, где J — полный спин X , S —

суммарный спин двух ϕ -мезонов, M —проекция J_z на ось z системы Готтфрида—Джексона для реакции (16), P —четность конечного состояния, η —натуральность обмена). Вид t -распределения для реакции (16) (см. рис. 17, б) показывает, что при $|t'| < 0,3$ (ГэВ/с)² в ней доминирующую роль играет однопионный обмен (при этом $M^{\eta}=0$). Результаты парциально-волнового анализа показали, что $\phi\phi$ -спектр на рис. 17, а практически полностью насыщается тремя состояниями $J^P SLM^{\eta} = 2^{+} 2 S 0^{-}$ ($S2$), $2^{+} 2 D 0^{-}$ ($D2$) и $2^{+} 0 D 0^{-}$ ($D0$) (рис. 17, в). Относительные фазы двух D-волн по отношению к S-волне приведены на рис. 17, г. Кривые на рис. 17, в и г соответствуют описанию результатов фазового анализа тремя брейт-вигнеровскими резонансами g_T, g_{T^*} и $g_{T^{**}}$ с $J^{PC} = 2^{+} +$ и с параметрами, приведенными в табл. X. Полученное решение

Таблица X. Свойства g_T -мезонов [31, 56]

| Состояние | Масса, ГэВ | Ширина, ГэВ | S2, % | D2, % | D0, % | % всех $\phi\phi$ |
|---------------------|---------------------------|---------------------------|----------------|------------------|------------------|-------------------|
| g_T (2010) | $2,011^{+0,062}_{-0,076}$ | $0,202^{+0,067}_{-0,062}$ | 98^{+1}_{-3} | 0^{+1} | 2^{+2}_{-1} | 45 |
| g_{T^*} (2300) | $2,297 \pm 0,028$ | $0,149 \pm 0,041$ | 6^{+15}_{-5} | 25^{+18}_{-14} | 69^{+16}_{-27} | 20 |
| $g_{T^{**}}$ (2340) | $2,339 \pm 0,055$ | $0,319^{+0,081}_{-0,069}$ | 37 ± 19 | 4^{+12}_{-4} | 59^{+21}_{-19} | 35 |

является единственным: изменение хотя бы одной волны исключается на уровне 13σ , а попытка описания системы двумя резонансными состояниями исключается на уровне 18σ [56]. Одновременно с реакцией (16) проводился и анализ процесса $\pi^- p \rightarrow \phi K^+ K^- n$ (17), идущего без нарушения правила OZI. Отмечается, что фон от процесса (17) в (16) мал ($\approx 13\%$) и носит в основном нерезонансный характер. Имеет место сильное нарушение правила OZI в реакции (16), которое свидетельствует в пользу интерпретации g_T, g_{T^*} и $g_{T^{**}}$ -мезонов как глюболов. Эта интерпретация критиковалась в ряде работ (см. обсуждение этого вопроса, например, в [57], где содержится и библиография, а также в [31]). Некоторое подтверждение результатов группы BNL/CCNY получено в эксперименте WA-67 на Ω -спектрометре ЦЕРНа [58], в котором исследовался инклюзивный процесс $\pi^- Be \rightarrow \phi\phi + X$ ($P_{\pi^-} = 85$ ГэВ/с). В спектре масс $\phi\phi$ -системы в [58] наблюдается структура с максимумами $M_1 = 2231 \pm 10$ МэВ, $\Gamma_1 = 133 \pm 50$ МэВ и $M_2 = 2392 \pm 10$ МэВ, $\Gamma_2 = 198 \pm 50$ МэВ, совместимыми g_{T^*} (2300)- и $g_{T^{**}}$ (2340)-мезонами (проявление g_T (2010) в этом опыте подавлено аксептансом установки).

В связи с интерпретацией g_T -мезонов как глюболов возникает вопрос о том, почему они не проявляются в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma g g$ (12), где реализуются естественные условия для образования мезонов с обогащенной глюбольной компонентой (см. раздел 5.3.1). Между тем при анализе распадов $J/\psi \rightarrow \gamma \phi\phi$ в спектре масс $\phi\phi$ -системы доминируют состояния с $J^{PC} = 0^{-+}$. В последнем докладе Линденбаума [56] утверждается, что здесь нет никаких противоречий, так как на основании расчетов [59] ожидаемая суммарная вероятность образования всех глюбольных g_T -состояний в распаде (12) очень мала и лежит ниже экспериментального предела:

$$R_{\phi\phi}(g_T)_{\text{теор}} = \sum_{g_T} B(J/\psi \rightarrow g_T + \gamma) B(g_T \rightarrow \phi\phi) \approx 0,7 \cdot 10^{-5}, \quad (45)$$

$$R_{\phi\phi}(g_T)_{\text{эксп}} < 8,6 \cdot 10^{-5} \quad (90\% \text{-ный уровень достоверности}) \quad (46)$$

(данные MARK III, приведенные в [56]). Однако вопрос о ненаблде-

нии g_T -мезонов в J/ψ -распадах (12) все же остается, так как в опытах на установке DM2 [60] установлен верхний предел для другого возможного распада g_T -мезонов:

$$R_{\rho^0\rho^0}(g_T) = \sum_{g_T} B(J/\psi \rightarrow \gamma g_T) B(g_T \rightarrow \rho^0\rho^0) < 9 \cdot 10^{-5} \quad (90\% \text{-ный уровень достоверности}). \quad (47)$$

В работе [59] для этой величины получено ожидаемое значение

$$R_{\rho^0\rho^0}(g_T)_{\text{теор}} \approx 3,2 \cdot 10^{-4}, \quad (48)$$

что находится в прямом противоречии с результатом (47).

Рассматривались и другие интерпретации g_T -мезонов, например как гибридов или как $s\bar{s}\bar{s}\bar{s}$ -состояний [61].

Группа BNL/CCNY предполагает в дальнейшем исследовать реакцию (16) в области больших t' , где механизм обмена в t -канале меняется, как это видно из рис. 17, б, и может быть обусловлен А-полюсами. Возможно, что в этой области удастся обнаружить какие-то новые мезонные состояния $X \rightarrow \phi\phi$, имеющие экзотические квантовые числа J^{PC} [55, 56]. В самом деле, при π -обмене квантовые числа $X \rightarrow \phi\phi$ могут принимать значения $J^{PC} = 0^{++}, 2^{++}, 4^{++}$ и т. д. В механизме A_t обмена становится возможным образование состояний $X \rightarrow \phi\phi$ с $J^{PC} = 1^{-+}$. В этих опытах для увеличения сечения реакции (16) первичный импульс будет уменьшен до 8 ГэВ/с. Предполагается также провести дальнейшие исследования $\phi\phi$ -системы в реакциях $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\pi^0$ и $K^-p \rightarrow \phi\phi\Lambda/\Sigma^0$ [55].

8. G(1590)-мезон, X(1810)-мезон и другие результаты, полученные сотрудничеством ГАМС. Ряд важных результатов по физике экзотических мезонов был получен сотрудничеством ГАМС (ИФВЭ—IISN—LAPP, совместный эксперимент ИФВЭ—ЦЕРН), проводившим опыты параллельно на двух установках—на установке ГАМС-2000 на пучке π -мезонов ускорителя ИФВЭ с импульсом $p_\pi = 38$ ГэВ/с и на установке ГАМС-4000 в пучках π -мезонов ускорителя SPS CEJRN при импульсах $p_\pi = 100$ и 300 ГэВ/с. Каждая из этих установок содержала годоскопический многоканальный γ -спектрометр со счетчиками из свинцового стекла и ряд дополнительных детекторов. В этих опытах выделялись нейтральные распады мезонов $M^0 \rightarrow \pi^0\pi^0, \eta\eta, \eta\eta' \rightarrow k\gamma$ и др. ($k \leq 8-10$).

В экспериментах на установках ГАМС исследовались процессы образования нейтральных мезонов M^0 в реакциях перезарядки и в реакциях центрального рождения, о которых говорилось выше (см. раздел 5.3). Реакции перезарядки изучались при импульсах $p_\pi = 38$ и 100 ГэВ/с:

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow M^0 n, \\ &\left| \begin{aligned} &\rightarrow P_1 P_2 \equiv \pi^0 \pi^0, \eta\eta, \eta\eta', \eta\pi^0, \eta'\pi^0, \\ &\rightarrow 4\pi^0. \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad (49)$$

Для идентификации мезонов в конечном состоянии определялись спектры эффективных масс $P_1 P_2$ - и $4\pi^0$ -состояний, проводился парциально-волновой анализ реакций, вводились отборы по углам вылета распадных частиц, обогащавшие конечные состояния системами с определенными наборами квантовых чисел. В некоторых случаях отбирались состояния, образующиеся в области переданных импульсов $|t'| \sim 0,3-0,4$ (ГэВ/с)²—для подавления фона от периферических процессов⁽⁵⁾.

Для выделения состояний, обогащенных глюбольной компонентой, исследовались процессы центрального рождения при высоких энергиях.

существенный вклад в которые могут давать глюон-глюонные соударения (см раздел 5.3.2). Эти опыты проводились при импульсе $p_{\pi^-} = 300 \text{ ГэВ}/c$:

$$\pi^- p \rightarrow \pi_f^- (M^0 \rightarrow \eta\eta, 4\pi^0) p_s. \quad (50)$$

Результаты экспериментов сотрудничества ГАМС по обнаружению и исследованию новых экзотических мезонов представлены в табл. XI и нарис. 18—22. Сформулируем кратко основные итоги этих исследований.

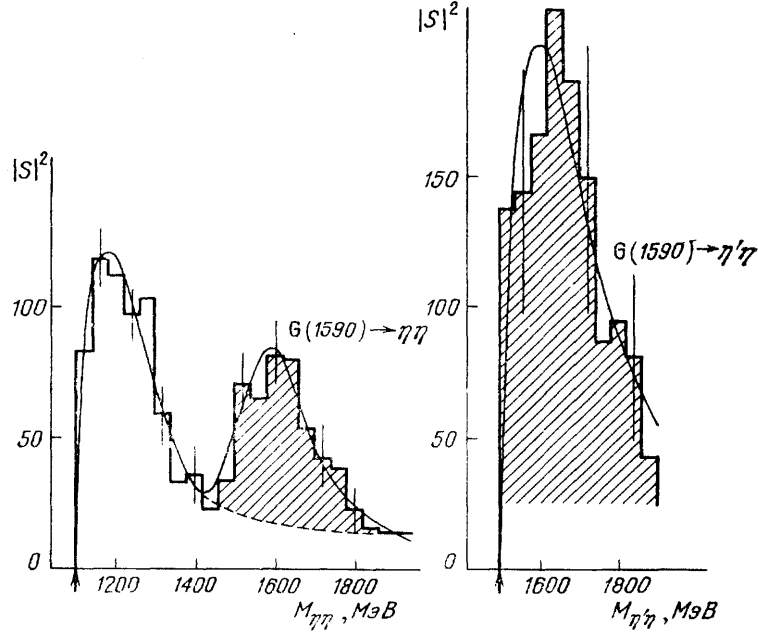


Рис. 18. Интенсивность S-волны при парциально-волновом анализе реакций $\pi^- p \rightarrow M^0 p$, $M^0 \rightarrow \eta\eta$, $\eta\eta'$ при импульсе $p_{\pi^-} = 38 \text{ ГэВ}/c$. Заштрихована область G(1590)-мезона. Кривые — фит брейт-вигнеровскими резонансами и плавным континуумом. В этих экспериментах был обнаружен G(1590)-мезон и определены его квантовые числа $I^{PC} = 0^{++}$, $J^G = 0^+$

8.1. G(1590)-МЕЗОН—КАНДИДАТ В СКАЛЯРНЫЕ ГЛЮБОЛЫ. Скалярный G(1590)-мезон, обнаруженный сотрудничеством ГАМС в реакции перезарядки $\pi^- p \rightarrow G(1590)n$, $G(1590) \rightarrow \eta\eta, \eta\eta', 4\pi^0$ при импульсах 38 и 100 ГэВ/с [22, 62], является сильным кандидатом в глюболы [21, 69]. Основания для такой интерпретации следующие:

1) Вероятности распада $G(1590) \rightarrow \eta\eta, \eta\eta', 4\pi$ и верхние границы для распада этой частицы по каналам $K\bar{K}, \pi^0\pi^0$ хорошо согласуются с предсказаниями, основанными на механизме глюонного обесцвечивания, характерном для распада глюоболов, и не могут быть объяснены для частиц обычного $(q\bar{q})$ -типа (см. рис. 21).

2) G(1590) очень отчетливо наблюдается в реакции центрального рождения [63] $\pi^- p \rightarrow \pi_f^- (G(1590) \rightarrow \eta\eta) p_s$ при первичном импульсе 300 ГэВ/с, где процессы, обусловленные gg -взаимодействиями «морских» глюонов, должны хорошо проявляться. В самом деле, если отношение сечений образования G(1590)-мезона и обычного $(q\bar{q})$ -состояния— $f_2(1270)$ -мезона—в реакциях перезарядки (49) довольно мало и составляет $\sigma(G)/\sigma(f_2) \sim 1/20$, то в процессах центрального рождения. (50) это отношение растет на порядок величины.

Таблица XI. Новые мезоны — кандидаты в экзотические состояния III рода с $J^P = 0^+$, наблюдавшиеся сотрудничеством ГАМС

| Мезон | J^P | M , МэВ | Γ , МэВ | Распады и B | Реакции и сечения | Результаты |
|--------------------------|----------|---------------|----------------|--|---|---|
| G (1590) [22, 62, 63] | 0^{++} | 1587 ± 16 | 287 ± 50 | Наблюдались распады: G (1590) $\rightarrow \eta\eta$, $\eta\eta'$, $4\pi^0$, B (G $\rightarrow 4\pi$) $\approx 0,5 \pm 0,1$, B (G $\rightarrow \eta\eta'$) $\approx 0,35 \pm 0,10$, B (G $\rightarrow \eta\eta$) $\approx 0,12 \pm 0,03$, B (G $\rightarrow K\bar{K}$) $< 0,05$, B (G $\rightarrow \pi\pi$) $< 0,05$ | Реакция перезарядки (49) (с преобладающей ролью π -обмена) $\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi\eta) B(G \rightarrow \eta\eta) = 33 \pm 8$ нбн (38 ГэВ/с) $\approx 3,8 \pm 0,7$ нбн (100 ГэВ/с) (см. рис. 18). Реакция центрального рождения (50) при $p_{\pi^-} = 300$ ГэВ/с $\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^-G(1590) p_s) \approx 0,2 \pm 0,1$ мкбн (для $0 < x_F < 0,3$) (рис. 20, а) | G (1590) — сильный кандидат в скалярные глоболы, так как: 1) имеет место самосогласованная картина отношений B для основных распадных каналов, соответствующая теоретическим ожиданиям для глобола (см. рис. 21); 2) G (1590)-мезон очень отчетливо наблюдается в реакции центрального рождения (50) при $p_{\pi^-} = 300$ ГэВ/с, где процессы, обусловленные gg -взаимодействиями, должны хорошо проявляться |
| X (1810) [22, 64] | 2^{++} | 1806 ± 10 | 190 ± 20 | Наблюдался распад X (1810) $\rightarrow 4\pi^0$. $\frac{B(X(1810) \rightarrow 4\pi^0)}{B(X(1810) \rightarrow \eta\eta)} = 0,8 \pm 0,3$ $\frac{B(X(1810) \rightarrow 2\pi^0)}{B(X(1810) \rightarrow 4\pi^0)} < \frac{1}{5}$ | Реакция перезарядки (49) (см. рис. 19): $\sigma(\pi^-p \rightarrow X\pi) B(X \rightarrow 4\pi^0) = 8 \pm 2$ нбн (100 ГэВ/с). Реакция центрального рождения (50) (см. рис. 20, б) $\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^-X(1810) p_s) \times B(X \rightarrow 4\pi^0) = 40 \pm 15$ нбн ($0 < x_F < 0,4$) или $\sigma(\pi^-p \rightarrow \bar{X}(1810) p_s) \gtrsim 0,2$ мкбн ($0 < x_F < 0,4$) | X (1810) — кандидат в тензорные глоболы, так как: 1) для обычных $(q\bar{q})$ -мезонов $B(2\pi^0)/B(4\pi^0) \gtrsim 10$, а для X (1810) это отношение $< 1/5$; 2) X (1810)-мезон образуется в реакции центрального рождения |

| | | | | | | |
|------------------------------|--|-------------------------------|------------------------|--|--|---|
| X (4750) [65] | 0^{++} (2^{++} менее вероятно) | 1755 ± 8 | < 50 | Наблюдался распад $X(1750) \rightarrow \eta\eta$ $\frac{B(X \rightarrow \pi^0\pi^0)}{B(X \rightarrow \eta\eta)} < 0,3$ | Измерения проводились при $p_{\pi^+} = 38 \text{ ГэВ}/c$ в области $0,2 < \cos \theta^* < 1$ (θ^* — угол между импульсами π^0 и η в системе центра масс). $b = 3,8 \pm 1,5 \text{ (ГэВ}/c)^{-2}$, $\sigma(\pi^+ p \rightarrow X(1750) p) B(X \rightarrow \eta\eta) = 3,5 \pm 1,5 \text{ нбн}$ | Экзотический мезон? (Малая ширина; аномально малое отношение $B(\pi^0\pi^0)/B(\eta\eta)$ для $(q\bar{q})$ -мезонов) |
| X (4920) [66] | 0^{++} , или 1^{+-} , или 2^{++} | 1917 ± 15 | 90^{+35}_{-60} | Наблюдались распады $X \rightarrow \eta\eta'$: $\frac{B(X \rightarrow \eta\eta')}{B(X \rightarrow \eta\eta)} < \frac{1}{10}$, $\frac{B(X \rightarrow \eta\eta')}{B(X \rightarrow \pi^0\pi^0)} < \frac{1}{10}$, $\frac{B(X \rightarrow \eta\eta')}{B(X \rightarrow K_S^0 K_S^0)} < \frac{1}{15}$ (сравнение с МИС ИТЭФ) | Измерения проводились при $p_{\pi^+} = 38 \text{ ГэВ}/c$ в области $0,1 < \cos \theta^* < 1$. $b = 2 \pm 1 \text{ (ГэВ}/c)^{-2}$, $\sigma(\pi^+ p \rightarrow X\eta) B(X \rightarrow \eta\eta') = 15 \pm 5 \text{ нбн}$ | Глобол с $J^{PC} = 0^{++}$; 2^{++} гибрида, четырехкварковый мезон с экзотическим набором $J^{PC} = 1^{+-}$? (Аномальное отношение B для обычного $(q\bar{q})$ -мезона) |
| X (2220) [67] | 2^{++} | 2220 ± 10 | < 70 | Наблюдались распады $X \rightarrow \eta\eta'$ | $\sigma(\pi^+ p \rightarrow X\eta) B(X \rightarrow \eta\eta') = 50 \pm 17 \text{ нбн}$ (38 ГэВ/c), $= 9 \pm 3 \text{ нбн}$ (100 ГэВ/c) | По-видимому, это $\xi(2220)$ -мезон, наблюдающийся в $J/\psi \rightarrow \gamma K\bar{K}$ распадах. Из опытов LASS это состояние интерпретируется как (ss) -мезон $J^{PC} = 4^{++}$ |
| X (1640) X (1960) [68] | 2^{++} 2^{++} | 1643 ± 7 1956 ± 20 | < 70 220 ± 60 | Наблюдались распады $X \rightarrow \omega\omega$ То же | Измерения проводились при $p_{\pi^+} = 38 \text{ ГэВ}/c$ в реакции $\pi^+ p \rightarrow \omega\omega p \rightarrow (\pi^0 p) (\pi^0 p)$, $\sigma(\pi^+ p \rightarrow X(1640) p) \times B(X(1640) \rightarrow \omega\omega) = 0,65 \pm 0,15 \text{ мкбн}$, $\sigma(\pi^+ p \rightarrow X(1960) p) \times B(X(1960) \rightarrow \omega\omega) = 1,0 \pm 0,2 \text{ мкбн}$. В реакциях доминирует π -обмен | Возможная интерпретация этих состояний — радиальные возбуждения $f_2(1270)$ -мезона |

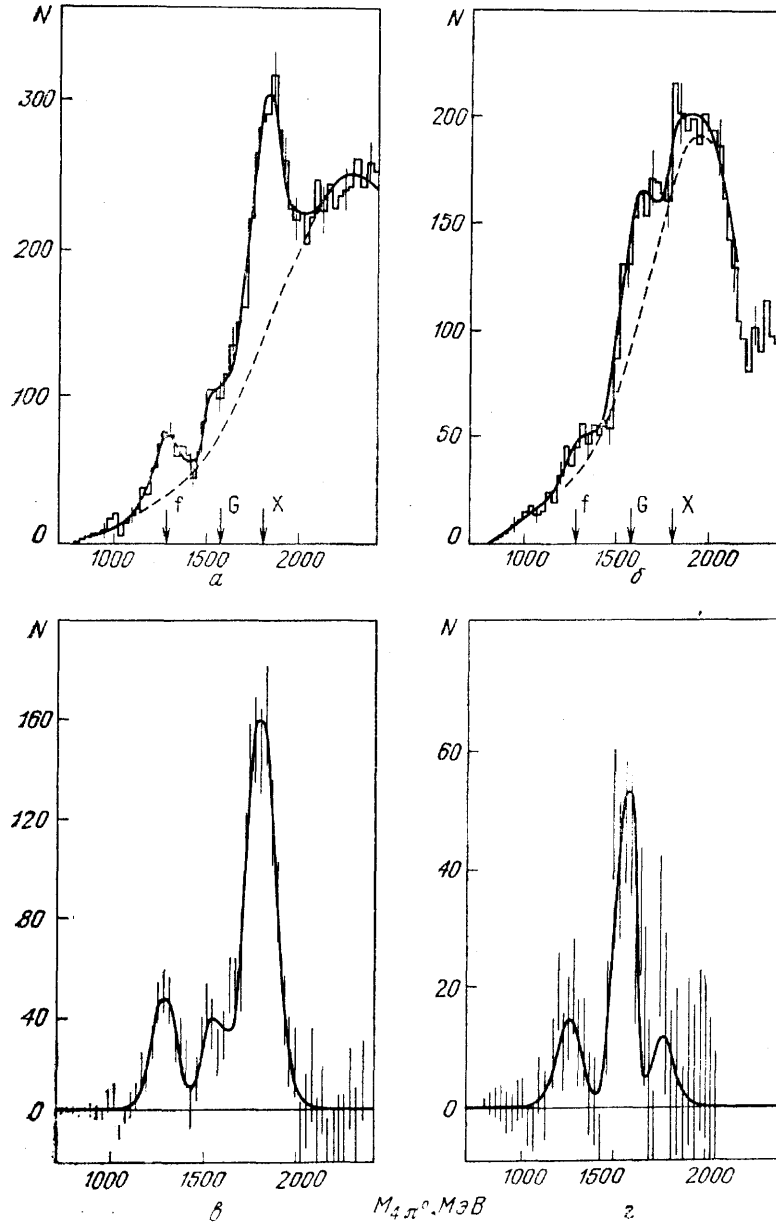


Рис. 19. Исследования реакции $\pi^- p \rightarrow (4\pi^0)p$ при импульсе 100 ГэВ/с — спектр инвариантных масс $4\pi^0$ -системы. Доминирующим механизмом в этой реакции перезарядки является π -обмен ($|t'| < 0,15$ (ГэВ/с)²). а, б — Спектры, соответствующие отбору по косинусу симметризованного угла распада $M \rightarrow 4\pi^0 \cos \vartheta_{0\pi^0} < 0,4$ (отбор выделяет $J^P = 2^+$) и $\cos \vartheta_{0\pi^0} > 0,5$ (отбор выделяет 0^+). Кривые — фит резонансами и полиномиальным континуумом. в, г — Эти же спектры масс после вычитания континуума. Стрелками показаны положения резонансов $f(1270)$, $G(1590)$ и $X(1810)$

3) Масса G(1590)-мезона не противоречит последним предсказаниям для глюболов из КХД моделей на решетках, согласно которым $M_{0^{++}}$ лежит в пределах 1240—1600 МэВ и $M_{2^{++}}/M_{0^{++}} \approx 1,5$.

4) Проводились поиски G(1590)-мезона в обогащенном глюонной компонентой распадном канале $J/\psi \rightarrow \gamma (gg)$ (12). Совокупность экспериментальных данных, полученных на установках MARK III и «Crystal

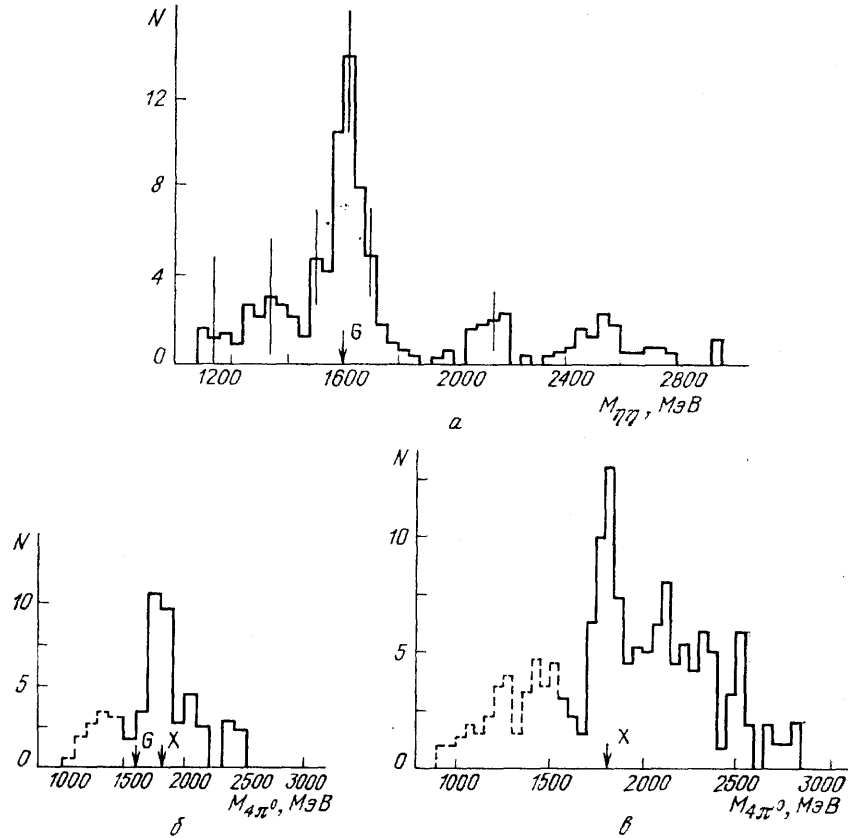


Рис. 20. Исследования реакций центрального образования при $p_{\pi^-} = 300$ ГэВ/с. а — $\pi^- p \rightarrow \pi_f^- (\eta\eta) p_s$; спектр инвариантных масс $\eta\eta$ -системы после вычитания фона. Стрелкой указано табличное значение массы G(1590)-мезона. Параметры пика $M = 1610 \pm \pm 20$ МэВ и $\Gamma = 170 \pm 40$ МэВ. б — $\pi^- p \rightarrow \pi_f^- (4\pi^0) p_s$; $0 < x_F < 0,4$; спектр масс $4\pi^0$ -системы для симметризованного угла распада $M \rightarrow 4\pi^0$: $\cos \theta_{OV} < 0,3$ (отбор выделяет 2^{++} -мезоны). Параметры пика: $M = 1800 \pm 30$ МэВ, $\Gamma = 160 \pm 30$ МэВ. Стрелками указаны значения массы X(1810)- и G(1590)-мезонов. в — Та же реакция, но при $0,25 < x_F < 0,4$. Благодаря отсутствию G(1590)-сигнала, лежащего в области меньших x_F , пик X(1810) выражен значительно более сильно, чем на рис. б

Ball» для событий $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\eta$ не противоречит существованию $J/\psi \rightarrow \gamma G(1590)$ (см. рис. 23). Эта проблема нуждается в дальнейших исследованиях.

Другая возможная интерпретация G(1590)-мезона как гибрида или 4-кваркового состояния была предложена в работе [70].

8.2. X(1810)-мезон—кандидат в тензорные глюболы. Тензорный X(1810)-мезон обнаружен при исследовании реакции перезарядки $\pi^- p \rightarrow X(1810)n$, $X(1810) \rightarrow 4\pi^0$ при импульсе 38 и 100 ГэВ/с [22]. Для разделения между структурами с $J^{PC} = 2^{++}$ и 0^{++} в спектре масс

$4\pi^0$ -системы использовано обогащение событий с 0^{++} и с 2^{++} при отборе по симметризованному углу $\vartheta_{\text{об}}$, аналогичному углу $\vartheta_{\text{ГД}}$ в системе Готтфрида — Джексона для распада M^0 на две частицы (см. рис. 19). Экзотический характер мезонного состояния X (1810) проявляется в необычном соотношении между его каналами распада:

$$B(X(1810) \rightarrow 2\pi^0)/B(X(1810) \rightarrow 4\pi^0) < 1/5,$$

в то время как для «нормальных» $(q\bar{q})$ -мезонов это отношение лежит в области ~ 10 (см. раздел 5.2.3). Это обстоятельство, так же как и сильное образование X (1810)-мезонов в реакции центрального рождения

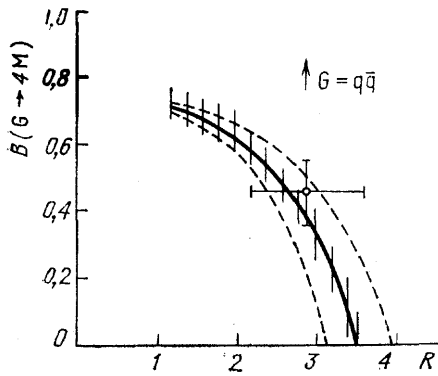


Рис. 21. Расчетная зависимость вероятности распада $G(1590) \rightarrow 4\pi(B(G \rightarrow 4M))$ от отношения $R = B(G \rightarrow \eta\eta)$. Жирная кривая вычислена для глюбола при $r^2 = B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta')/B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta) = 4,7 \pm 0,6$ и $\sigma_{\eta\eta}(P_{\pi^-}) = 38 \text{ ГэВ/с} = \sigma(\pi^-p \rightarrow Gn) B(G \rightarrow \eta\eta) = 33 \pm 8 \text{ нбн}$ (штриховыми линиями показан коридор, соответствующий неопределенности в r^2 ; вертикальные погрешности соответствуют неопределенности в $\sigma_{\eta\eta}$). Светлый кружок — экспериментальное значение $R = 2,9 \pm 0,7$, $B(G \rightarrow 4\pi) \approx 5B(G \rightarrow 4\pi^0) = 0,46 \pm 0,10$. Стрелкой показано ожидаемое значение $B(G \rightarrow 4\pi)$ для $(q\bar{q})$ -мезонов. Рисунок показывает, что бренчинг-отношения B для $G(1590)$ являются самосогласованными и соответствуют теоретическому описанию этого мезона как глюбола

типа (50), делает гипотезу о глюбольной природе этого адрона наиболее вероятной.

8.3. X(1750), X(1920) и другие мезоны. В опытах сотрудничества ГАМС обнаружено также несколько других мезонов, некоторые из которых являются кандидатами в экзотические состояния III рода. Так, при исследовании реакций перезарядки $\pi^-p \rightarrow \eta\eta p$ и $\pi^-p \rightarrow \eta\eta' p$ при первичном импульсе 38 ГэВ/с в области $|t'| > 0,2 \text{ (ГэВ/с)}^2$ (выбранной для

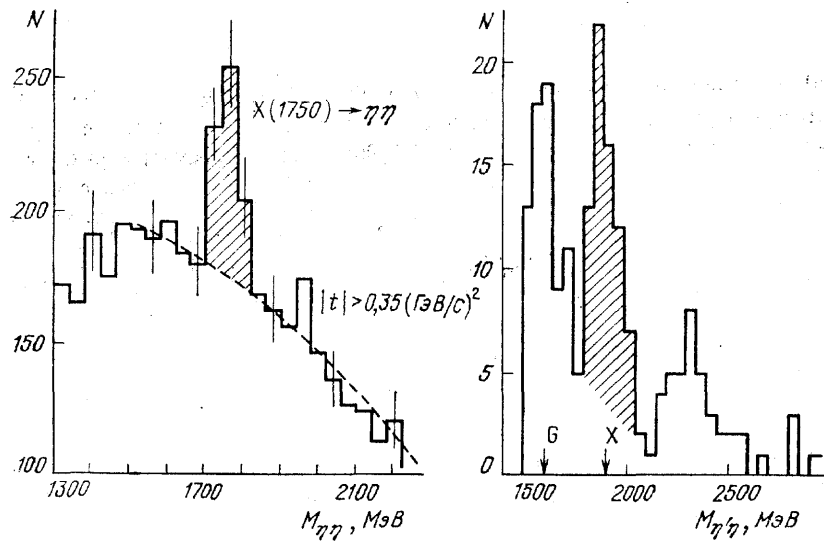


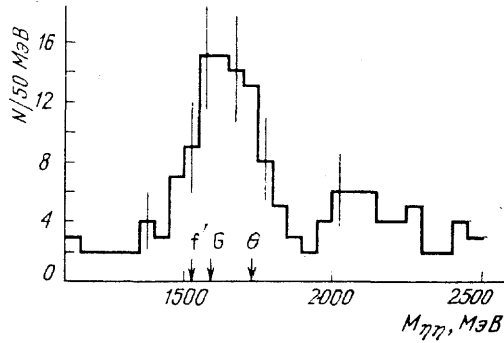
Рис. 22. а — Спектр эффективных масс $\eta\eta$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow \eta\eta p$ при $|t'| > 0,35 \text{ (ГэВ/с)}^2$. N — число событий на интервал $\Delta M = 50 \text{ МэВ}$. б — Спектр инвариантных масс $\eta\eta'$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow \eta\eta' p$ для области $0,2 < |t'| < 0,6 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Стрелками указаны табличные значения масс $G(1590)$ - и $X(1920)$ -мезонов

уменьшения фона от периферических процессов) обнаружены два новых узких мезонных состояния: $X(1750) \rightarrow \eta\eta$ и $X(1920) \rightarrow \eta\eta'$ (см. рис. 22 и табл. XI), которые характеризуются аномальными соотношениями вероятностей распада по различным каналам и интерпретируются как кандидаты в экзотические мезоны.

Остальные мезоны, представленные в табл. XI, по-видимому, не являются экзотическими, хотя окончательная их интерпретация пока еще однозначно не определена.

Дальнейшие опыты в этом направлении проводятся в ИФВЭ и ЦЕРНе и планируются в BNL.

Рис. 23. Суммарные данные по спектрам эффективных масс $\eta\eta$ -системы в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\eta$ (MARK III, «Crystal Ball»). Стрелками показаны табличные значения масс



9. Радиационные распады J/ψ -частиц и поиски глюболов. Поиски глюболов очень интенсивно велись при изучении радиационных распадов J/ψ -мезонов $J/\psi \rightarrow \gamma(gg) \rightarrow \gamma G$ (12), в которых можно ожидать большой вероятности образования этих экзотических состояний (см. раздел 5.3.1). С другой стороны, ожидается, что для глюболов, не содержащих валентных заряженных кварков, радиационные распадные ширины $\Gamma(G \rightarrow \gamma\gamma)$ должны быть малы. На основании этих качественных соображений, как уже говорилось в разделе 5.2.4, М. Чановицем был сформулирован критерий для идентификации глюболов $S = (\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma G) / \text{LIPS}_1) / (\Gamma(X \rightarrow \gamma\gamma) / \text{LIPS}_2) \gg 1$ (10).

При исследовании распадов (12) несколько лет назад были зарегистрированы два состояния, которые рассматриваются как очень серьезные кандидаты в глюболы. Это $\theta(1720)$ -мезон с квантовыми числами $J^{PC}=2^{++}$ и особенно $\iota(1440)$ -мезон с $J^{PC}=0^{-+}$:

$$J/\psi \rightarrow \gamma \iota(1440), \quad \iota(1440) \rightarrow K\bar{K}\pi (J^{PC} = 0^{-+}), \quad (51)$$

$$J/\psi \rightarrow \gamma \theta(1720), \quad \theta(1720) \rightarrow K\bar{K}, \eta\eta, \pi\pi (J^{PC} = 2^{++}) \quad (52)$$

(детальные данные см. в обзоре [28]). Некоторые новые сведения об этих состояниях были представлены на Рабочем совещании в BNL «Глюболы-88».

9.1. $\iota(1440)$. Проведен фазовый анализ данных по распадам (51), полученных на установках MARK III и DM2. Эти данные согласуются с квантовыми числами $\iota(1440)$ -мезона $J^{PC}=0^{-+}$, со значением массы $M=1449 \pm 4$ МэВ и ширины $\Gamma=66 \pm 7$ МэВ (результат DM2). Основными каналами распада этого мезона являются

$$\begin{aligned} \iota(1440) &\rightarrow K\bar{K}^*, \delta\pi, \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \rightarrow K\bar{K} \end{aligned}$$

(50%/50%). Возможно, что существует распад $\iota(1440) \rightarrow \rho\gamma$. Большая вероятность распада (51) и низкая граница для радиационной ширины

$\Gamma(i(1440) \rightarrow \gamma\gamma)$ ($S_i > 60-80$) свидетельствуют в пользу интерпретации йота-мезона как глюбола. Следует отметить, что по параметру S йота-мезон резко выделяется среди псевдоскалярных мезонов: $S_{\pi^0} : S_{\eta} : S_{\eta'} : S_i = 0,02 : 1 : 4 : (>60-80)$.

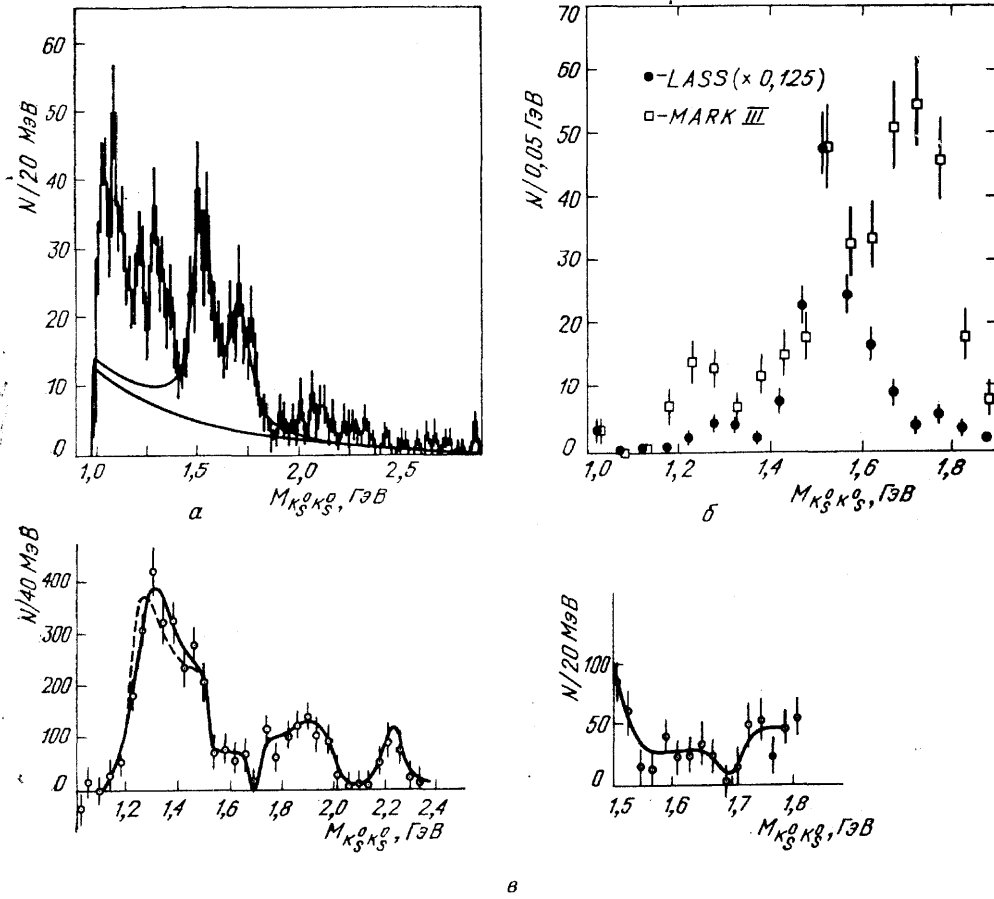


Рис. 24. Данные по $\theta(1720)$ -мезону, полученные в адронных процессах. а — Реакция $pp \rightarrow p_f (K_S^0 K_S^0) p_s$ при $p_p = 300$ ГэВ/с (WA-76); в спектре масс $K_S^0 K_S^0$ -системы виден пик с параметрами $M = 1712 \pm 11$ МэВ и $\Gamma = 138 \pm 20$ МэВ, совместный с $\theta(1720)$ -мезоном. б — Сравнение спектров масс $K_S^0 K_S^0$ -системы в реакции $K^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 + \Lambda$ (LASS) и в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma K_S^0 K_S^0$ (MARK III): $\theta(1720)$ -мезон не рождается в $K^- p$ -взаимодействиях (данные двух процессов нормированы по выходам $f'(1525)$ -мезонов). в — Реакция $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$ при $p_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с (МИС ИТЭФ): зависимость интенсивности волны $|D_0|^2$ от массы $K_S^0 K_S^0$ -системы (слева). Справа — область масс $\theta(1720)$ -мезона, где виден глубокий минимум, который интерпретируется как результат деструктивной интерференции $\theta(1720)$ с $f(1270)$ - и $f'(1525)$ -мезонами. В области этого минимума наблюдается также быстрое изменение разности фаз S- и D-волн

9.2. $\theta(1720)$. $\theta(1720)$ -мезон, обнаруженный впервые в распаде (52), наблюдался, по-видимому, также в реакции $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$ на спектрометре МИС ИТЭФ (при импульсе $p_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с [71]) и еще более отчетливо — в центральных соударениях на Ω -спектрометре в реакции $pp \rightarrow p_f (\theta(1720) \rightarrow K \bar{K}) p_s$ при первичном импульсе 300 ГэВ/с [72] (см. рис. 24). Из опытов на встречных e^+e^- -пучках $S_0 > 28$ [81].

Среди распадов $\theta(1720)$ -мезонов преобладают каналы $\theta \rightarrow KK$. С другой стороны, $\theta(1720)$ -мезон не наблюдается в реакции $K^- p \rightarrow K \bar{K} \Lambda / \Sigma^0$

(LASS, рис. 24, в; МИС ИТЭФ), что свидетельствует против его интерпретации как мезона с кварковой структурой $s\bar{s}$. Таким образом, совокупность данных по процессам образования и распада $\theta(1720)$ -мезона приводит к заключению, что это состояние может быть глюболом. Следует заметить, что, хотя для $\theta(1720)$ -мезона квантовые числа $J^{PC}=2^{++}$ являются наиболее вероятными, значения $J^{PC}=0^{++}$ нельзя считать окончательно исключенными. Остаются также открытыми некоторые вопросы, связанные с соотношениями вероятностей для различных каналов распада $\theta(1720)$ -мезона, если эта частица интерпретируется как глюбол.

10. Е/йота-проблема. После первых работ по обнаружению $\iota(1440)$ -мезона, распад а ющего до каналу $\iota(1440) \rightarrow K\bar{K}\pi$, в радиационном процессе (51), возник вопрос о связи этого псевдоскалярного мезона ($J^{PC}=0^{-+}$) с близким по массе (и по распадам) состоянием $E(1420) \rightarrow K\bar{K}\pi$, наблюдавшимся в адронных процессах, но, как казалось тогда, принадлежавшим к аксиальному мезонному нонету ($J^{PC}=1^{++}$). Однако квантовые числа $E(1420)$ -мезона были определены не очень надежно. Вопрос о том, существуют ли здесь одно, два или даже большее число состояний, получил название «Е/йота-проблема». Эта проблема тесно связана с опытами по выяснению структуры аксиального нонета мезонов, а также псевдоскалярных радиально-возбужденных состояний. Мы будем в дальнейшем, чтобы подчеркнуть различия в квантовых числах Е- и йота-частиц, говорить о псевдоскалярных $\iota(1440)/\eta(1440)$ - и аксиально-векторных $E(1420)/f_1(1420)$ -мезонах (здесь старые обозначения подчеркивают сложившиеся уже давно названия этих частиц и самой Е/йота-проблемы, а новые обозначения задают их квантовые числа [1]). Экспериментальные данные по поискам $E(1420)/f_1(1420)$ - и $\iota(1440)/\eta(1440)$ -мезонов получены в ряде экспериментов во многих адронных и электромагнитных процессах. Более ранние результаты и соответствующая библиография содержится в обзорах [73, 74]. Многие новые данные были представлены на рабочем совещании в BNL «Глюболы-88». Ниже кратко суммированы основные итоги исследования Е/йота-проблемы.

10.1. РЕАКЦИИ $\bar{p}p$ -АННИГИЛЯЦИИ. При остановках антипротонов в жидководородной пузырьковой камере или в газовой H_2 -мишени (ASTERIX, новые данные) [75] выделялась реакция

$$\bar{p}p \rightarrow (K_s^0 K^\pm \pi^\mp) \pi^+ \pi^-. \quad (53)$$

В опытах на \bar{p} -пучке с импульсами 6 и 8 ГэВ/с (последние данные — еще в стадии обработки) изучался инклюзивный процесс [76]

$$\bar{p}p \rightarrow (K_s^0 K^\pm \pi^\mp) X. \quad (54)$$

В реакциях (53) и (54) исследовалась $K_s K^\pm \pi^\mp$ -система, в которой наблюдалось образование псевдоскалярного состояния ($J^{PC}=0^{-+}$) с массой ≈ 1420 МэВ и шириной 60—80 МэВ. $E(1420)/f_1(1420)$ -мезон с $J^{PC}=1^{++}$ в этих аннигиляционных процессах не обнаружен.

10.2. РЕАКЦИИ π^-p -ПЕРЕЗАРЯДКИ. Исследовались реакции перезарядки π -мезонов

$$\pi^- p \rightarrow (K_s^0 K_s^0 \pi^0) p, (K_s^0 K^\pm \pi^\mp) p, (\eta \pi \pi) p \quad (55)$$

(опыты в BNL и КЕК с большой статистикой, позволяющие провести парциально-волновой анализ [77]). При исследовании $K\bar{K}\pi$ -системы обнаружено образование псевдоскалярных резонансных состояний с массами ≈ 1400 и 1460 МэВ. В спектре масс $\eta \pi \pi$ наблюдался 0^{-+} резонанс с массой ≈ 1400 МэВ. Совокупность данных в реакциях перезарядки ин-

терпретируется как образование $\iota(1440)/\eta(1440)$ -мезона и $\eta(1400)$ -мезона (последний, по-видимому, является радиально-возбужденным псевдоскалярным состоянием). Не найдено образование $E(1420)/f_1(1420)$ -мезона.

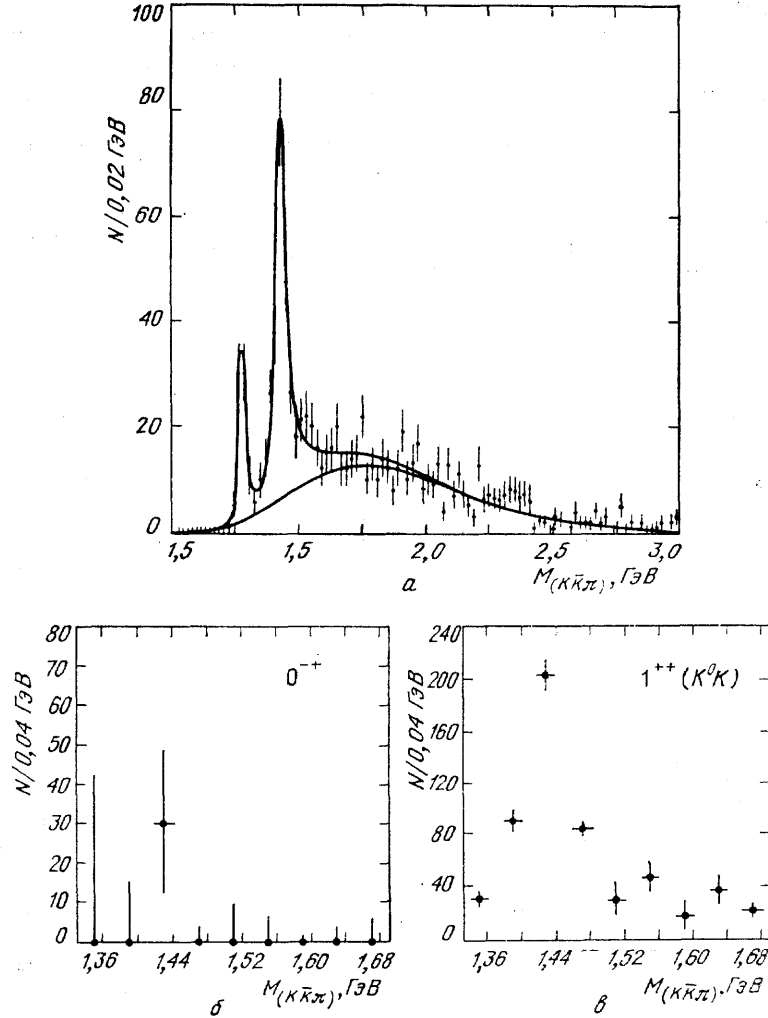


Рис. 25. Образование $E(1420)/f_1(1420)$ -мезона в центральной области в реакции $pp \rightarrow p f (K_S^0 K^\pm \pi^\mp) p_s$. а — Спектр эффективных масс $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -системы. б, в — Результаты парциально-волнового анализа для $J^{PC} = 0^{-+}$ и $J^{PC} = 1^{++}$

10.3. Реакции K^-p -перезарядки. В реакции K^- -перезарядки

$$K^- p \rightarrow (K_S^0 K^\pm \pi^\mp) \Lambda, \quad (56)$$

изучавшейся на установке LASS при импульсе 11 ГэВ/с, при анализе ($J^{PC} = 1^{++}$)-состояний не найдено проявлений $E(1420)/f_1(1420)$ -мезона, однако отчетливо наблюдается $D'(1530)/f_1(1530)$ -мезон [78]. Эти данные свидетельствуют о том, что именно $D'(1530)$ -мезон (а не $E(1420)$ -мезон) является недостающим изоскалярным членом аксиального мезонного нонета.

10.4. Процессы центрального рождения. В опытах на Ω -спектрометре изучалось образование $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -системы в центральной

области в реакциях

$$\pi^-(p) + p \rightarrow [\pi^-(p)]_f (K_S^0 K^\pm \pi^\mp) p_s \quad (57)$$

($p_{\pi^-,p}=85$ ГэВ/с, $p_p=300$ ГэВ/с [79]). В спектре эффективных масс наблюдается четкий пик $E(1420)/f_1(1420)$ с $J^{PC}=1^{++}$ (рис. 25). При этом возможная доля 0^{+-} -состояния не превышает нескольких процентов от 1^{++} -состояния.

10.5. J/ψ -распады. При анализе распадов J/ψ -мезонов на установках MARK III и DM2 также получена информация, связанная с E/η -проблемой.

Данные, полученные при фазовом анализе $K\bar{K}\pi$ -системы в радиационных распадах $J/\psi \rightarrow \gamma K\bar{K}\pi$, свидетельствуют о том, что в этих процессах помимо основного канала с псевдоскалярным η -мезоном (51) наблюдается и некоторый вклад 1^{++} -состояния в области масс $E(1420)/f_1(1420)$ -мезона [60].

В адронных распадах J/ψ -мезонов наблюдается процесс $J/\psi \rightarrow \phi \omega E$ и не наблюдается $J/\psi \rightarrow \phi \langle E \rangle$. Таким образом, $\langle E \rangle$ не может быть $s\bar{s}$ -системой.

Обозначение $\langle E \rangle$ означает, что соответствующее состояние с массой и шириной $E(1420)$ -мезона наблюдается в спектре эффективных масс $K\bar{K}\pi$, но его квантовые числа надежно не определены.

10.6. $\gamma\gamma^*(Q^2 \neq 0)$ -соударения. В опытах на встречных e^+e^- -пучках на установке TPC/2 γ , MARK II, CELLO и JADE исследовались реакции с «мечеными» виртуальными фотонами [80, 81]

$$\gamma\gamma^*(Q^2 \neq 0) \rightarrow K\bar{K}\pi, \quad (58)$$

$$\rightarrow \eta\pi\pi. \quad (59)$$

В реакции (58) проявляется очень четкая структура $X(1430) \rightarrow K\bar{K}\pi$ (с преобладанием $K\bar{K}^*$ в конечных состояниях). Соответствующие данные представлены на рис. 26, в. Сечение этого процесса резко падает при $Q^2 \rightarrow 0$. Отсюда в соответствии с теоремой Ландау—Янга был сделан вывод о единичном спине $X(1430)$ -состояния. Из данных по распадным угловым распределениям следует, что предпочтительным набором для квантовых чисел $X(1430)$ является $J^{PC}=1^{++}$, хотя нельзя исключить и $J^{PC}=1^{-+}$. Возможно, что наблюдаемое состояние представляет собой $E(1420)/f_1(1420)$ -мезон. В реакции (59) хорошо наблюдается пик, соответствующий $D(1285)$ -мезону (рис. 26, а). Это совместное наблюдение двух мезонов в $\gamma\gamma^*$ -соударениях, возможно, является аргументом в пользу их принадлежности к одному аксиальному нонету, хотя, как это следует из значений соответствующих приведенных $\gamma\gamma^*$ -радиационных ширин, смешивание в этом нонете может сильно отличаться от идеального ($\alpha = \vartheta_A - \vartheta_0 = 10-30^\circ$, где ϑ_0 — угол идеального смешивания). Однако, прежде чем делать какие-либо заключения, необходимо значительно увеличить статистику для (58) и (59) и надежно определить квантовые числа наблюдаемых резонансных состояний.

Это тем более важно, что высказывалась гипотеза, объясняющая экспериментальные данные по образованию $X(1430)$ в (58) как процесс образования $\iota(1440)$ -мезона (анализ распадов $\iota(1440) \rightarrow \gamma\gamma, \gamma\gamma^*$ на основе обобщенной векторной доминантности [82]).

10.7. Поиски распадов $D(1285) \rightarrow \phi\gamma$ и $E(1420) \rightarrow \phi\gamma$. В опытах на установке «Лептон-Ф» найден редкий радиационный распад $D(1285) \rightarrow \phi\gamma$ (рис.27) и измерены его относительная вероятность

$B(D(1285) \rightarrow \phi\gamma) = (0,9 \pm 0,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$ и парциальная ширина $\Gamma(D(1285) \rightarrow \phi\gamma) = 23 \pm 5 \pm 10$ кэВ [83]. Это свидетельствует о большой $s\bar{s}$ -компоненте в волновой функции аксиального $D(1285)$ -мезона, т. е. о резком нарушении идеального смешивания в аксиальном нонете. С другой стороны, в этих опытах не наблюдался распад $E(1420)$, откуда в

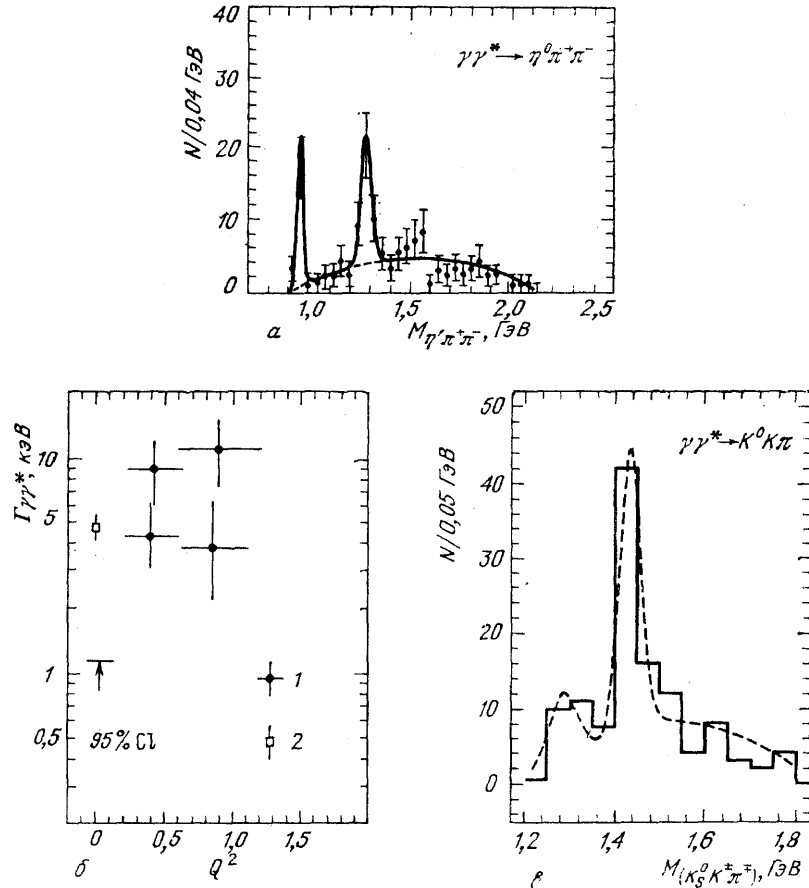


Рис. 26. Данные экспериментов по поискам процессов $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$; $\eta\pi^+\pi^-$. а— Спектр эффективных масс $\eta\pi^+\pi^-$ -системы, полученный на установке MARK II для событий с мечеными виртуальными фотонами $\gamma^*(Q^2 > 0)$. В этом спектре видны пики $\eta'(958)$ -мезона и $D(1285)$ -мезона. б— Зависимость радиационной ширины от Q^2 ; 1— для мезона с $J=1$ ($D(1285)$), 2— для мезона с $J=0$ ($\eta'(956)$). Показан и верхний предел (95%-ный уровень достоверности) для $D(1285)$ при $Q^2=0$ (Q^2 в $(\text{ГэВ}/c)^2$). в— Суммарные данные для спектра эффективных масс $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -системы, полученные на установках TRC/2γ; MARK II, CELLO, JADE в $\gamma\gamma^*(Q^2)$ -соударениях. Процедура суммирования не совсем корректная из-за разных акцептансов установок и разного уровня фона. Параметры пика $X(1430)$: $M=1433 \pm 8$ МэВ, $\Gamma=42 \pm 18$ МэВ

рамках простой кварковой модели следует, что, по-видимому, $E(1420)$ -мезон не принадлежит к аксиальному нонету (см. также [84]). Результаты опытов на «Лептоне-Ф» не противоречат интерпретации $D'(1530)$ -мезона как второго изоскалярного члена аксиально-векторного мезонно-нонета.

10.8. РЕЗЮМЕ. Резюмируя всю эту совокупность экспериментальных данных, можно заключить, что $\psi(1440)$ -мезон, по-видимому, является глюболом, хотя в свойствах этой частицы наблюдаются некоторые еще

невьясненные моменты. Например, представляется довольно загадочным, почему йота-мезон распадается по каналу $\iota(1440) \rightarrow \delta\pi$, $\delta \rightarrow K\bar{K}$ (вероятность распада $\sim 50\%$ всех $K\bar{K}\pi$ -распадов) и при этом не наблюдается процесс $\iota(1440) \rightarrow \delta\pi$, $\delta \rightarrow \eta\pi$, который должен идти значительно более интенсивно. Для объяснения этого явления выдвигалась гипотеза о том, что реально происходит распад $\iota(1440) \rightarrow K\bar{K}^* \rightarrow K\bar{K}\pi$, а сигнал « δ » в спектре масс $K\bar{K}$ -системы имитируется сильным притяжением в конечном состоянии между каонами (модель « $K\bar{K}$ -молекулы»). Остается открытым вопрос, почему $\iota(1440)$ -частица, если это глюбол, не образуется в центральных соударениях (где очень хорошо проявляются $G(1590)$ -, $X(1810)$ -

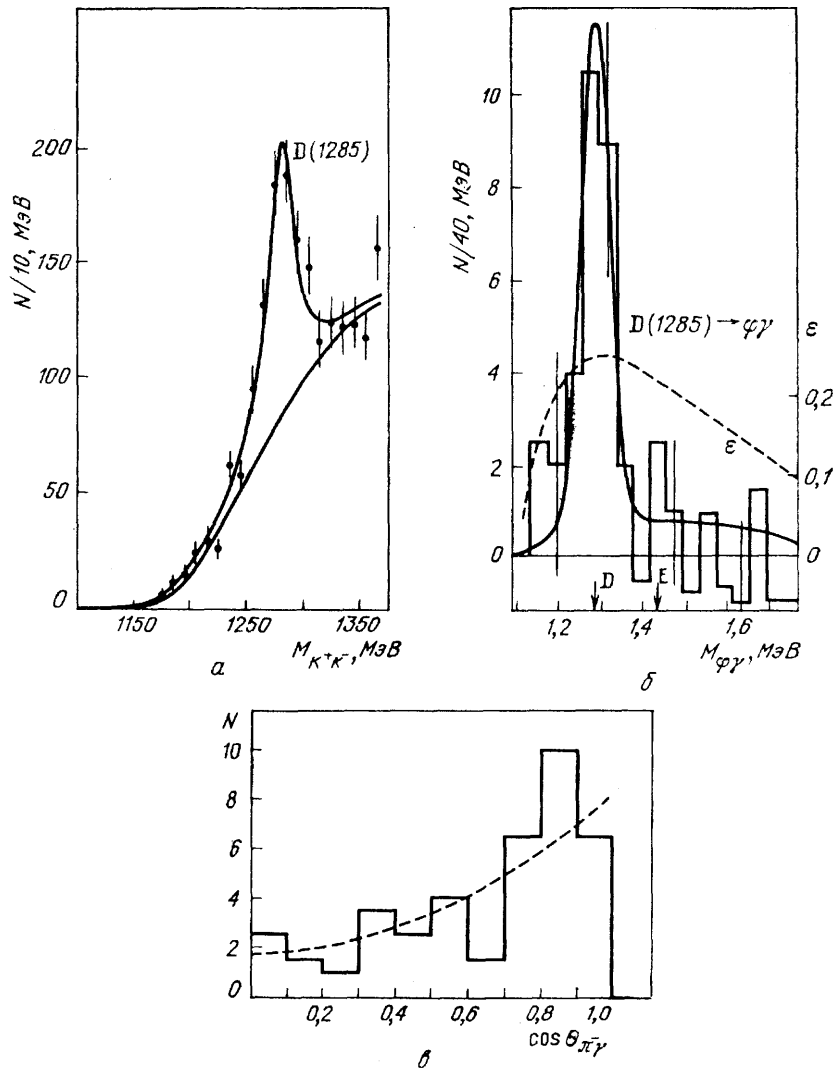


Рис. 27. Обнаружение $D(1285) \rightarrow \phi\gamma$ распада в опытах на установке «Лептон-Ф». а — Спектр эффективных масс $K^+K^-\pi^0$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (K^+K^-\pi^0)p$. Пик соответствует образованию $D(1285)$ -мезона. Сечение реакции $\pi^-p \rightarrow D(1285)p$, $D(1285) \rightarrow K^+K^-\pi^0$ составляет ~ 30 нбн ($\pi^- = 32,5$ ГэВ/с). б — Спектр эффективных масс $\phi\gamma$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (\phi\gamma)p$ (после введения критериев отбора для выделения радиационных распадов). Пик соответствует распаду $D(1285) \rightarrow \phi\gamma$ (ширина пика определяется аппаратным разрешением). Стрелками показаны табличные значения масс $D(1285)$ - и $E(1420)$ -мезонов. Штриховая кривая и шкала справа — аксептанс установки. в — Угловое распределение для $\phi\gamma$ -событий из области $D(1285)$ -мезона ($1230 < M(\phi\gamma) < 1330$ МэВ). Это распределение хорошо согласуется с квантовыми числами $J^P = 1^+$

Таблица XII. Некоторые другие кандидаты в экзотические состояния

| Работы | Процессы и частицы | Результаты |
|----------------|--|---|
| 1. [6, 85, 86] | <p>Скалярные мезоны $J^{PC} = 0^{++}$:</p> <p>$\delta(980)/a_0(980)$, $S^*(975)/f_0(975)$, $\epsilon(1300)/f_0(1300)$, $\chi(1350)/K_0^*(1350)$</p> | <p>Предлагается экзотическая интерпретация ряда скалярных мезонов, приведенных в табл. III как $(q\bar{q})$-мезоны (или «лишние» состояния). Подобная интерпретация не является общепризнанной.</p> <p>1) $\delta(980) = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})s\bar{s}$, $S^*(975) = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})s\bar{s}$.</p> <p>Такая модель объясняет вырождение по массам этих частиц и большую связь $S^*(975)$-мезона с $K\bar{K}$-каналом. Детальный анализ и библиография — в обзоре [85].</p> <p>2) $\delta(980)$ и $S^*(975)$ рассматривались также как $K\bar{K}$-молекулы [86].</p> <p>3) $\epsilon(1300)$ и $\chi(1350)$ интерпретировались как $(qq\bar{q}\bar{q})$-состояния [85]</p> |
| 2. [87, 88] | <p>Исследование центрального образования $\pi^+\pi^-$, K^+K^--состояний в реакциях</p> <p>$pp \rightarrow p_f(\pi^+\pi^-)$, $K^-K^+ p_s$ (ISR), $s^{1/2} = 62$ ГэВ (AFS) [87].</p> <p>$S_1(991)$-мезон — кандидат в глюболы</p> | <p>При анализе $\pi\pi$- и $K\bar{K}$-состояний идентифицированы скалярные мезонные резонансы с $J^{PC} = 0^{++}$ [88]:</p> <p>$S_1(991)$ ($g_\pi = 0,23$, $g_K = 0,28$), $S_2(998)$ ($g_\pi = 0$, $g_K = 0,35$);</p> <p>вместо наблюдавшегося ранее в других опытах $S^*(975)$-мезона (g_π, g_K — константы связи с $\pi\pi$ и $K\bar{K}$)</p> <p>$\epsilon(900)$, $\epsilon(1430)$.</p> <p>Их интерпретация — [88]; см. также обзоры [57, 74]:</p> <p>$\epsilon(900) \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$, $\epsilon(1430)$ — радиальное возбуждение этого мезона, $S_2(998) \approx s\bar{s}$, $S_1(991)$ — кандидат в глюболы</p> |
| 3. [89, 90] | <p>Аннигиляция антипротонов при остановке в жидкодейтериевой мишени</p> <p>$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^-2\pi^+p_s$.</p> <p>Выделение в этом опыте процесса</p> <p>$\bar{p}p \rightarrow \pi^-\zeta(1480)$, [89] $\rightarrow \rho^0\rho^0$.</p> <p>Поиски процесса</p> <p>$\bar{p}p \rightarrow \gamma\zeta(1480)$ [90].</p> <p>Состояние $\zeta(1480) \rightarrow \rho^0\rho^0$:</p> <p>$M = 1477 \pm 5$ МэВ, $\Gamma = 116 \pm 9$ МэВ, $I^G = 0^+$ ($I = 2$ маловероятно), $J^{PC} = 2^{++}$ (может быть 0^{++})</p> | <p>Наблюдено различие в импульсных инклюзивных спектрах π^-- и π^+-мезонов при аннигиляции антипротонов, останавливающихся в жидкодейтериевой мишени. Это различие интерпретируется как результат образования резонансного состояния $pp \rightarrow \pi^-X^0$, $X^0 \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$. При анализе разностного спектра эффективных масс определено, что состояние X^0 распадается по каналу $X^0 \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и имеет $M = 1477 \pm 5$ МэВ, $\Gamma = 116 \pm 9$ МэВ, квантовые числа $J^{PC} = 2^{++}$ (может быть 0^{++}); $I^G = 0^+$ ($I = 2$ маловероятно). Это состояние получило название $\zeta(1480)$. Определено $B(\bar{p}p \rightarrow \pi^-\zeta) B(\zeta \rightarrow 2\rho^0) = 11,1 \pm 0,8\%$, т. е. $\zeta(1480)$ сильно связано с $\rho\rho$-каналом. Возможная интерпретация: $\zeta(1480)$ — $(qq\bar{q}\bar{q})$-мезон типа бариония [89].</p> <p>Проводились поиски процессов образования состояний типа бариониев в реакции аннигиляции останавливающихся антипротонов $\bar{p}p \rightarrow \gamma X^0$ (см., например, [90]). Не найдено монохроматических γ-линий, соответствующих резонансным X-состояниям с достаточной статистической достоверностью ($\geq 4\sigma$). Однако наблюдается несколько линий на уровне $2\sigma - 3\sigma$. Одна из этих линий ($E_\gamma = 355,9 \pm 7,0$ МэВ) соответствует реакции $\bar{p}p \rightarrow \gamma\zeta(1480)$</p> |

Таблица XII (окончание)

| Работы | Процессы и частицы | Результаты |
|---------|--|---|
| 4. [91] | <p>Исследование реакции $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 p$ при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с в области эффективных масс до 3,6 ГэВ (МИС ИТЭФ).</p> <p>$X(3075) \rightarrow K_S^0 K_S^0$: $M = 3075 \pm 30$ МэВ, $\Gamma = 170 \pm 80$ МэВ, $I^G = 0^+$, $J^{PC} = 4^{++}$</p> | <p>В спектре эффективных масс $K_S^0 K_S^0$-системы найдено состояние $X(3075)$ с $M = 3075 \pm 30$ МэВ, $\Gamma = 170 \pm 80$ МэВ, квантовые числа $I^G = 0$, $J^{PC} = 4^{++}$ (уровень статистической достоверности $\sim 4\sigma - 5\sigma$).</p> <p>Определено сечение $\sigma(\pi^- p \rightarrow X(3075) p) \times \times B(X(3075) \rightarrow K_S^0 K_S^0) = 10 \pm 3 \pm 3$ нбн.</p> <p>Возможная интерпретация этого состояния; экзотический мезон или $s\bar{s}$-состояние на глубокой дочерней траектории</p> |

и $\theta(1720)$ -мезоны—другие глобальные кандидаты). Не очень ясно также, являются ли псевдоскалярные состояния с массами 1420—1460 ГэВ, наблюдавшиеся в $p\bar{p}$ -аннигиляции, $p\bar{p}$ -перезарядке и в J/ψ -распадах, одним и тем же $\psi(1440)$ -мезоном, или здесь есть близкие по свойствам, но разные частицы? Если всюду в этих процессах образуется йота-мезон, то этот глобол сильнее смешивается с $q\bar{q}$ -компонентой, чем считалось раньше. В этом случае нет резкого различия между глоболами и гибридами.

Что касается $E(1420)/f_1(1420)$ -мезона, то сейчас единственный процесс, в котором определенно наблюдается такая частица,—это центральные $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -соударения на Ω -спектрометре (если данные по определению квантовых чисел мезонов в этих опытах являются окончательными, в чем могут быть известные сомнения из-за упрощенной процедуры анализа, основанной на изучении распределений на диаграмме Далицца). Исследования соударений $\gamma\gamma^*(Q^2)$ не позволяют пока сделать однозначного вывода, что в этих процессах имеет место образование $E(1420)/f_1(1420)$ -мезона, хотя такое заключение кажется весьма вероятным.

Если $E(1420)/f_1(1420)$ -мезон с квантовыми числами 1^{++} существует, он, по-видимому, не принадлежит к тому же аксиальному нонету, что и $D(1285)$ -мезон. Тогда вторым изоскалярным членом этого нонета, обогащенным $s\bar{s}$ -компонентой, является $D'(1520)$ -мезон. В этом случае $E(1420)/f_1(1420)$ может быть «лишним» экзотическим адроном. Если в распадах $J/\psi \rightarrow \omega(K\bar{K}\pi)$ действительно проявляется $E(1420)/f_1(1420)$ -мезон, то, может быть, это некоторый аргумент для его интерпретации как гибрида (см. (14) в разделе 5.3.1).

11. Некоторые другие кандидаты в экзотические мезоны. В табл. XII сведены данные о некоторых других кандидатах в экзотические мезоны, наблюдавшихся в различных экспериментах. Существование или интерпретация этих мезонов не являются пока вполне определенными.

12. Основные выводы.

1) За последнее десятилетие достигнуты большие успехи в поисках экзотических адронов (в первую очередь мезонов). Появился ряд очень серьезных претендентов в экзотические частицы. Успех здесь обусловлен прежде всего прогрессом в экспериментальной технике (наобарная адронная спектроскопия; новые направления исследований— $J/\psi \rightarrow (gg); \gamma\gamma \rightarrow R$), а также ростом интереса к экзотическим состояниям в связи с развитием КХД и концепции конфайнмента. Поиски экзотических состояний тесно связаны с исследованиями по си-

Таблица XIII. Кандидаты в криптоэкзотические мезоны

| | Экзотический мезон и его распады | Квантовые числа | Экзотические признаки | Установка |
|--|---|--|---|---|
| 1. Кандидаты в многокварковые мезоны и гибриды | $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$ | $I^G = 1^+, J^{PC} = 1^-$ | Аномально большое отношение $R_C = B(C \rightarrow \phi\pi^0)/B(C \rightarrow \omega\pi^0) > 0,5$ (95%-ный предел). Для $(q\bar{q})$ -мезонов ожидаемая величина $R \sim 1/200 \div 1/400$. Например, для $B(1235)$ -мезона $R_B < 5 \cdot 10^{-3}$ (95%-ный предел) | «Лептон-Ф» (ИФВЭ) |
| 2. Кандидаты в глюболы | $G(1590) \rightarrow \eta\eta, \eta\eta', 4\pi^0$ | $I^G = 0^+, J^{PC} = 0^{++}$ | 1) Соотношения между $B(4\pi)$, $B(\eta\eta')$, $BR(\eta\eta)$, $B(\pi\pi)$, $B(K\bar{K})$ хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями для глюбола и являются аномальными для $(q\bar{q})$ -мезона. 2) $G(1590)$ -мезон интенсивно рождается в центральной области при высоких энергиях (в gg -соударениях) | ГАМС-2000, ГАМС-4000 (ИФВЭ — ЦЕРН) |
| | $X(1810) \rightarrow 4\pi^0$ | $I^G = 0^+, J^{PC} = 2^{++}$ | 1) Аномально-большая вероятность распада по каналу $X(1810) \rightarrow 4\pi^0$: $B(X \rightarrow 2\pi^0)/B(X \rightarrow 4\pi^0) < 1/5$ (для $q\bar{q}$ -мезонов это отношение > 10). 2) $X(1810)$ -мезон интенсивно рождается в центральной области при высоких энергиях (в gg -соударениях) | То же |
| | $g_T(2010)$, $g_T'(2300)$, $g_T''(2340) \rightarrow \phi\phi$ | | В реакции $\pi^-p \rightarrow \phi p$, которая насыщается g_T -мезонами, наблюдается сильное нарушение правила OZI. Это может быть объяснено вкладом резонансов в промежуточном gg -канале (т. е. g_T -мезонов) | |
| | $\iota(1440) \rightarrow K\bar{K}\pi$ | $I^G = 0^+, J^{PC} = 0^{-+}$ | 1) Большая вероятность образования $\iota(1440)$ в обогащенном глюонами распадном канале $J/\psi \rightarrow \gamma(gg) \rightarrow \gamma\iota(1440)$ (5—10% парциальной ширины $J/\psi \rightarrow \gamma gg$ канала). 2) $S_\iota = (\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\iota)/LIPS_\iota) \times (\Gamma(\iota \rightarrow \gamma\gamma)/LIPS_\gamma)^{-1} > 60-80 \gg 1$ | MARK II, «Crystal Ball», MARK III, DM2, CELLO и др. |
| | $\theta(1720) \rightarrow K\bar{K}, \pi\pi, \eta\eta$ | $I^G = 0^+, J^{PC} = 2^{++}$ ($J^{PC} = 0^{++}$ полностью не исключено) | 1) Образование $\theta(1720)$ в $J/\psi \rightarrow \gamma gg \rightarrow \gamma\theta$. 2) $S_\theta > 28 \gg 1$. 3) Образование θ в $p\bar{p}$, $p\bar{p}$ -соударениях в центральной области при больших энергиях. 4) θ не образуется в $K^-p \rightarrow K\bar{K}\pi$ (т. е. это не $s\bar{s}$ -мезон, хотя имеется интенсивный распадный канал $\theta \rightarrow K\bar{K}$) | MARK II, MARK III, DM2, WA76, МИС—ИТЭФ, LASS |

Таблица XIII (окончание)

| | Экзотический мезон и его распады | Квантовые числа | Экзотические признаки | Установка |
|---|----------------------------------|--|---|-------------------------|
| 3. Кандидаты во все виды криптоэкзотики | $X(1750) \rightarrow \eta\eta$ | $I^G = 0^+,$ $J^{PC} = 0^{++}$ ($J^{PC} = 2^{++}$, менее вероятно) | 1) Малая ширина $\Gamma < 50$ МэВ. 2) Аномальное значение отношения $B(\pi^0\pi^0)/B(\eta\eta) < 0,3$ (для $f(1270)$ -мезона отношение соответствующих квадратов матричных элементов $\approx 3,4$) | ГАМС-2000 (ИФВЭ — ЦЕРН) |
| | $X(1917) \rightarrow \eta\eta'$ | $I^G = 0^+,$ $J^{PC} = 0^{++},$ или $1^{++},$ или 2^{++} | Аномальное отношение BR для ряда распадов $B(\eta\eta)/B(\eta\eta') < 1/10,$ $B(\pi^0\pi^0)/B(\eta\eta') < 1/10,$ $B(K_S^0 K_S^0)/B(\eta\eta') < 1/15$ | ГАМС-2000 (ИФВЭ — ЦЕРН) |

стематике обычных $q\bar{q}$ -мезонов. Здесь за последние годы также достигнут значительный прогресс.

2) Сейчас нет надежных кандидатов в экзотику первого рода (т. е. в состояния с явными экзотическими признаками). Есть, однако, интересные указания на возможное существование таких объектов (U-мезоны, изотензорные мезоны $X \rightarrow VV$).

3) Обнаружен мезон $M(1405) \rightarrow \eta\pi^0$ с $I^G=1^-$ и $J^{PC}=1^{-+}$ (сотрудничество ГАМС), являющийся экзотическим состоянием II рода (с экзотическим набором квантовых чисел J^{PC}). Это может быть многокварковый мезон ($qq\bar{q}\bar{q}$)-партнер $C(1480)$ с другой зарядовой четностью или гибрид $q\bar{q}g$. Как это следует из результатов опытов на ускорителе FNAL по образованию мезонов в кулононом поле ядер, $M(1405)$ -мезон должен быть слабо связан с $\rho\pi$ -каналом ($B(\rho\pi) < 0,03$).

4) Большая часть новых состояний — кандидатов в экзотические мезоны — принадлежат к экзотике III рода (т. е. к криптоэкзотическим состояниям). Суммарные данные об этих частицах представлены в табл. XIII).

5) Высказывались предположения об экзотическом происхождении некоторых других мезонных состояний. Однако для них либо гипотеза об экзотической природе не достаточно обоснована, либо само состояние установлено не очень надежно ($\delta/a_0(980)$, $S^*/f_0(975)$, $\zeta(1480) \rightarrow \rho^0\rho^0$, $X(3075) \rightarrow K_S^0 K_S^0$ и др.; см. табл. XII).

6) Мезон $\xi(2210) \rightarrow K\bar{K}, \eta\eta'$, наблюдавшийся впервые в распаде

$$J/\psi \rightarrow \gamma(gg) \rightarrow \gamma \xi(2210) \text{ (MARK III),}$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad K\bar{K}$$

а затем в реакциях перезарядки $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$ (МИС ИТЭФ) и $\pi^- p \rightarrow \eta\eta'\eta$ (ГАМС-2000), в последних опытах LASS в реакции $K^- p \rightarrow K^+ K^- \Lambda / \Sigma^0$ идентифицирован как $(s\bar{s})$ -состояние с $J^{PC}=4^{++}$ [92] (см. табл. III).

7) Проблема E/йота и вопрос о природе $E(1420)$ -мезона еще не решены окончательно, несмотря на то, что эти исследования ведутся с 1980 г. Суммируются основные результаты в этой области: а) $E(1420)/f_1(1420)$ -мезон с $J^{PC}=1^{++}$ наблюдался в процессах центрального рождения $\pi(p)p \rightarrow [\pi(p)]_f [K\bar{K}\pi]_p$ и, может быть, в $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K\bar{K}\pi$; реакциях πp -перезарядки и pp -аннигиляции наблюдаются только яния с $J^{PC}=0^{-+}(\pi(1400), \eta(1400)$ и, может быть, что-то еще); в) реакции $K^- p \rightarrow K\bar{K}\pi Y$ на установке LASS зарегистрирован $D'(1530)$

с $J^{PC}=1^{++}$ и не наблюдался E(1420)-мезон; г) на установке «Лептон-Ф» найден радиационный распад $D(1285) \rightarrow \phi \gamma$ и не обнаружен распад $E(1420) \rightarrow \phi \gamma$. На основании всей этой совокупности данных можно заключить, что E(1420)/ $f_1(1420)$ -мезон с $J^{PC}=1^{++}$, по-видимому, существует, но, наверное, не принадлежит к тому же аксиальному нонету, что и D(1285)-мезон, а является экзотическим состоянием. В аксиальный же мезонный нонет входит D'(1530)-мезон.

8) Нужны новые независимые эксперименты по поискам и исследованиям экзотических состояний. В настоящее время во всем мире разворачивается широкий фронт работ в этой области (эксперименты на адронных пучках в ИФВЭ, ЦЕРНе, BNL и КЕК, опыты с J/ψ-распадами на SPEAR и ВЕРС, программа исследований аннигиляционных процессов на LEAR и ряд других работ).

Я благодарен Л. Монтане за приглашение сделать обзорный доклад по экзотическим адронам на XXIV конференции «Морионские встречи» («Новые результаты в адронных взаимодействиях», 12—18 марта 1989 г., Лезарк, Франция). Я признателен Н. Н. Ачасову, С. С. Герштейну, А. Б. Кайдалову, В. Д. Кекелидзе, В. П. Кубаровскому, Ю. Д. Прокошкину, Е. А. Чудакову за ряд полезных обсуждений.

ПРИМЕЧАНИЯ К ТЕКСТУ

¹ Для gg-глюболов среди перечисленных выше экзотических наборов J^{PC} может реализоваться только $J^{PC}=1^{-+}$; для ggg-глюболов они все возможны. Следует отметить, что существование gg-глюболов со спином $J=1$ представляется сомнительным (из-за теоремы Ландау—Янга, запрещающей такие состояния для безмассовых глюонов).

² Более точно, в реакции (3) искались заряженные мезонные резонансы с квантовыми числами $J^P=1^-$ и $I^G=1^-$. Набор $J^{PC}=1^{-+}$ характеризует нейтральные мезоны, принадлежащие к тем же изотопическим триплетам.

³ В связи с этим напомним об опытах по поискам экзотических состояний $\bar{p}(\sim 1600)^+ \rightarrow D(1285)\pi^+$ в процессах кулоновского образования (см. раздел 4.2).

⁴ Данные по J/ψ-распадам содержатся в последнем обзоре [28], где имеется и подробная библиография.

⁵ О результатах, связанных с обнаружением этим сотрудничеством экзотического состояния II рода — M(1405)-мезона с $J^{PC}=1^{-+}$ — уже говорилось выше (см. раздел 4.1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Yost G. P. et al. (PDG)//Phys. Lett. Ser. B. **1988**. V. 204. P. 1.
2. Jaffe R. L., Johnson K.//Ibidem. **1976**. V. 60. P. 201.
3. Балицкий Я. Я. и др.//ЯФ. **1982**. Т. 35. С. 130.
4. Barnes T., Close F.//Phys. Lett. Ser. B. **1982**. V. 116. P. 365.
5. Chanowitz M. S.//Preprint LBL-16653. — Berkeley, Ca., 1983.
- Chanowitz M. S., Sharpe S. R.//Phys. Lett. Ser. B. **1983**. V. 132. P. 413.
6. Jaffe R. L.//Phys. Rev. Ser. D. **1977**. V. 15. Pp. 267, 281; **1978**. V. 17. P. 1444.
7. Jaffe R. L., Low F. E.//Ibidem. **1979**. V. 17. P. 2105.
8. Witten E.//Nucl. Phys. Ser. B. **1979**. V. 156. P. 269.
9. Hogaasen H., Sorba P.//Ibidem. **1978**. V. 145. P. 119; Invited talk at the Conference on Hadron Interactions at High Energy—Marseiller, France, June 1978.
10. Bourguin M. et al.//Phys. Lett. Ser. B. **1986**. V. 172. P. 113.
- [11] Алеев А. Н. и др.//Кр. сообщ. ОИЯИ № 19-86—Дубна, 1986—С. 16; Препринты ОИЯИ Д1-88-368, Д 1-88-369—Дубна, 1988.
12. Boehlein A. et al.//Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons: Workshop. Upton, N. Y, August 29—September 1, 1988.—New York, 1989—P. 446.
13. Shoemaker G. H. N. et al.//Phys. Rev. Ser. D. **1988**. V. 37. P. 1120.
14. Achasov N. N. et al.//Zs. Phys. Kl. C. **1982**. Bd 16. S. 55; **1985**. Bd. 27. S. 99; Achasov N. N.//[12]. — P. 509.
15. Li B. A., Liu K. F.//Phys. Rev. Ser. D. **1984**. V. 30. P. 613.
16. Olsson J. Preprint DESY 87-136—Hamburg. 1987.
- Kolanoski H., Zerwas P. Preprint DESY 87-175.—Hamburg, FRG, 1987.
17. Aide D. et al.//Phys. Lett. Ser. B. **1988**. V. 205. P. 397.
- Binon F.//[12]. — P. 136.
18. a) Zielinski M. et al.//Zs. Phys. Kl. C. **1986**. Bd 31. S. 545.

- 6) Zielinski M. // Proceedings of the Second International Conference on Hadron Spectroscopy. April 16 – 18, 1987. – Tsukuba, Japan. KEK: Report 87-7, 1987. – P. 86;
- в) [12] – P. 395.
19. Close F. E., Lipkin H. J. // Phys. Rev. Lett. **1987**. V. 41. P. 1263.
20. Бутюков С. И. и др. // ЯФ. **1983**. Т. 38. С. 1205; Письма ЖЭТФ. **1985**. Т. 42. С. 310; Phys. Lett. Ser. B. **1987**. V. 188. P. 383; ЯФ. **1987**. Т. 46. С. 506.
- Landsberg L. G. Preprint IHEP 87—83.—Serpukhov, 1987; см. также: // Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics.—Uppsala, Sweden, June 1987—V. 1. P. 526.
- [21] Gerstein S. S. et al. // Zs. Phys. Kl. C. **1984**. Bd 24. S. 305.
- Gerstein S. S. Preprint. IHEP 87- 42.— Serpukhov, 1987.
22. Aide D. et al. // Phys. Lett. Ser. B. **1987**. V. 198. P. 286.
- Prokoshkin Yu. D. // [186]. P. 28.
23. Chanowitz M. S. // Ibidem— P. 269.
24. Meshkov S. et al. // Invited talk presented at DPF meeting at Salt Lake City, Utah, January 1987.
25. Isgur N., Paton J. // Phys. Lett. Ser. B. **1983**. V. 124. P. 247.
26. Close F. E. Preprint RAL-87-072— Chilton, England, 1987.
27. Алеев А. Н. и др. // ЯФ. **1982**. Т. 36. С. 1420; Zs. Phys. Kl. C. **1984**. Bd 25. S. 205; Труды семинара «Кварки-86».— М.: ИЯИ АН СССР, 1987.— С. 255.
28. Kopke L., Wermes N. // Phys. Rep. **1989**. V. 174L P. 67.
29. Герштейн С. С., Лозунов А. Л. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1514.
30. Прокошкин Ю. Д. // Физ. ЭЧАЯ. **1985**. Т. 16. С. 584; Preprint IHEP 85-32.—Serpukhov, 1985.
- [31] Etkin A. et al. // Phys. Lett. Ser. B: **1985**. V. 165. P. 217; 1988. V. 201. P. 568.
- Lindenbaum S. J., Longacre R. S. // Hadron Spectroscopy — 1985: International Conference. Univ. of Maryland, N. Y., 1985.—P. 51.
32. Rosner J. // Phys. Rev. Lett. **1968**. V. 21. Pp. 950, 1468(E).
33. Jacob M., Weyers J. // Nuovo Cimento. Ser. B. **1970**. V. 69. P. 521.
- Кишкурно В. В. // Элементарные частицы: II школа физики ИТЭФ. М.: Атомиздат, 1976.—Вып. 1. С. 13.
- Ландсберг Л. Г. Препринт ИФВЭ 89-32.— Серпухов, 1989.
34. Allaby J. V. et al. // Phys. Lett. Ser. B. **1969**. V. 29. P. 198.
35. Dorfan D. E. et al. // Phys. Rev. Lett. **1965**. V. 14. P. 1003.
36. Bionfa R. M. et al. // Ibidem. 1981. V. 46. P. 970;
37. Brundiers H. et al. // Phys. Lett. Ser. B. **1976**. V. 64. P. 107.
38. Alam M. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 1685.
39. Chung S. U. et al. // Ibidem. **1980**. V. 45. P. 1611.
40. Bitukov S. I. et al. Preprint IHEP 86-242.— Serpukhov, 1986.
- [41] Binon F. et al. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 934; Nuovo Cimento. Ser. B. **1983**. V. 78. P. 313; Phys. Instr. and Meth. Ser. A. **1986**. V. 348. P. 86.
42. Кубаровский В. П., Ландсберг Л. Г., Образцов В. Ф. // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1316.
- Landsberg L. G. // [121.—P. 427; Preprint IHEP 88-143.—Serpukhov, 1988.
43. Achasov N. N., Kozhevnikov A. A. // Phys. Lett. Ser. B. **1988**. V. 207. P. 139; V. 209. P. 373.
44. Баранов Н. У. и др. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 1357.
45. Ачасов Н. Я. // Письма ЖЭТФ. **1986**. Т. 43. С. 410.
46. Close F. B., Lipkin H. J. // Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 196 P. 245.
47. Chanowitz M. S. // Ibidem. V. 187. P. 409.
48. Lipkin H. J. // [186].—P. 363.
49. Rosner J. L. // Ibidem— P. 396.
50. Close F. // [12].— P. 42.
- Godfrey S., Willutzki H. J. // Ibidem,— P. 703.
- [51] Clegg A. B., Donnachie A. // Zs. Phys. Kd C. 1988. Bd 40. S. 313.
52. Антипов Ю. М. и др. // Письма ЖЭТФ. **1983**. Т. 38. С. 356.
53. Atkinson M. et al. // Nucl. Phys. Ser. B. **1984**. V. 231. P. 1.
54. Atkinson M. et al. // Zs. Phys. Kl. C. **1987**. Bd. 34. P. 303.
55. Longacre R. // [12].—P. 626.
- Peaslee D. C. // Ibidem— P. 625.
56. Lindenbaum S. L. // Ibidem.— P. 68.
57. Palano A. Preprint CERN EP/87-92; Invited talk at the XXII Recontres de Moriond— March 1987
58. Booth P. S. et al. // Nucl. Phys. Ser. B. **1986**. V. 273. P. 687, 689.
59. Sinha R., Okuba S., Tuan S. F. // Phys. Rev. Ser. D. **1987**. V. 35. P. 962.
60. Stanco L. // [12].—P. 318.
- [61] Бадалян А. М., Иоффе Б. Л. Препринт ИТЭФ № 3.—Москва, **1986**.
62. Binon F. et al. // Nuovo Cimento. Ser. A. 1983. V. 78. P. 313; **1984**. V. 80 P. 363
- Alde D. et al. // Nucl. Phys. Ser. B. **1986**. V. 269 P. 485.
63. Alde D. et al. // Phys. Lett. Ser. B. **1988**. V. 201. P. 160.
64. Алди Д. и др. // ЯФ. **1988**. Т. 47. С. 1273.

65. *Alde D. et al.*//Phys. Lett. Ser. B. **1988**. V. 182. P. 160.
66. *Alde D. et al.*//Ibidem. **1989**. V. 216. P. 447.
67. *Alde D. et al.*//Ibidem. **1986**. V. 177. P. 120.
68. *Alde D. et al.*//Ibidem. **1989**. V. 216. P. 451.
69. *Narison S., Veneziano G.* Preprint CERN-TH 4987.88. – Geneva, 1988.
70. *Ачасов Н. Н., Герштейн С. С.*//ЯФ. **1986**. Т. 44. С. 1232.
- [71] *Балошин О. Н. и др.*//Ibidem. Т. 43. С. 1487.
- Bolonkin B. V. et al.*//Nucl. Phys. Ser. B. **1988**. V. 309. P. 426.
72. *Armstrong T. A. et al.*//[12].— P. **340**.
73. *Cooper S.* Preprint SLAC-PUB-4139. – Stanford, 1986.
74. *Chung S. U.* Preprint BNL 40 599. – Berkeley, Ca, 1987.
75. *Bullion P. et al.*//Nuovo Cimento. Ser. A. **1967**. V. 50. P. 393.
- Baillon P.* Preprint CERN/EP 82-127—Geneva, 1982; Preprint CERN/EP 83-82.— Geneva, 1983.
- Ahmad S. et al.*//[12].—P. 246.
76. *Reeves D. F. et al.*//Phys. Rev. Ser. **D**. **1986**. V. 34. P. 1960.
77. *Bir/nan A. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1557.
- Rath M. G. et al.*//Ibidem. P. 802.
- Zieminska D.*//[12]. – P. 112.
- Ando A. et al.*//Phys. Rev. Lett. **1986**. V. 57. P. 1296.
- Inagaki T.*//[12].— P. 356.
78. *Aston D. et al.*//Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 201. P. 573.
79. *Armstrong T. A. et al.*//Ibidem. 1984. V. 146. P. 273; **Zs. Phys. Kl. C**. **1987**. Bd 34C.C.23.
- Armstrong T. A. et al.* Preprint CERN/EP 88-124.— Geneva, 1988.
80. *Aihara H. et al.*//Phys. Rev. Lett. **1986**. V. 57. P. 2500.
- Gidal G. et al.* //Ibidem. **1987**. V. 59. P. 2012, 2016.
- [81] *Gidal G.*//Preprint LBL-25532.—Berkeley, Ca. 1988; [12].—P. 171.
- Feindt M.*//Ibidem—P. 501. Preprint DESY 88-157—Hambrug, 1988.
82. *Ачасов Н. Н., Шестаков Г. Н.* Препринт ИМ СОАН СССР ТФ-№ **21** (163). – Новосибирск, 1988.
83. *Bityukov S. L. et al.*//Phys. Lett. Ser. **B**. **1988**. V. 203. P. 327.
- Битюков С. И. и др.*//Письма ЖЭТФ. **1987**. Т. 45. С. 368; ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1258.
84. *Ishida S. et al.*//Preprint Nihon University NUP A-88-8.—Tokyo, 1988.
85. *Ачасов Н. Н. и др.*//УФН. **1984**. Т. 142. С. 361.
86. *Weinstein J., Isgur N.*//Phys. Rev. Lett. **1982**. V. 48. P. 659; Phys. Rev. Ser. **D**. **1983**. V. 27. P. 588.
87. *Akesson I. et al.*//Nucl. Phys. Ser. B. 1986. V. 264. P. 154.
88. *Au K. L. et al.*//Phys. Rev. Ser. **D**. **1987**. V. 35. P. 1633.
89. *Bridges D. et al.*//Phys. Rev. Lett. **1986**. V. 56. Pp. 211, 215; V. 57. P. 1534.
90. *Chiba M. et al.*// [186]. – P. 117.
- [91] *Балошин О. Н. и др.*//ЯФ. **1988**. Т. 48. С. 1213.
92. *Aston D. et al.*//[12] – P. 160.
93. *Kernel G.*//Ibidem – P. 472.
94. *Patel P. M.* //Ibidem. – P. 477.
95. *Bienlein J. K.*//Ibidem – P. 487.
96. *Ronan M. T.* //Ibidem – P. 494.