

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО СПЕКТРОСКОПИИ МЕЗОНОВ НА УСТАНОВКЕ «ЛЕПТОН»

Л. Г. Ландсберг

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В обзоре рассмотрены эксперименты по адронной спектроскопии, проводившиеся на установке «Лептон». В этих опытах обнаружен и исследован новый векторный мезон C (1480) — кандидат в экзотические состояния, проведены поиски радиационных распадов мезонов и обнаружен распад D (1285) $\rightarrow \varphi\gamma$, получены данные о степени выполнения правила OZI в адронных реакциях и распадах. Представлены также результаты исследований редких электромагнитных лептонных распадов η -, η' - и ω -мезонов. В приложении к обзору дается общая картина развития физики экзотических адронов.

The review is devoted to the experiments on hadron spectroscopy carried out on the «Lepton» apparatus. A new vector meson C (1480), a candidate for the exotic state, has been observed and searches for rare meson radiative decays have been undertaken. The decay D (1285) $\rightarrow \varphi\gamma$ has been found and new data have been obtained on the fulfilment of the OZI rules in hadronic processes. The results on rare electromagnetic leptonic decays of η , η' and ω mesons are presented. The addendum gives the status of the exotic states physics.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования по спектроскопии «легких» адронов, которые ведутся уже более четверти века, за последние годы вышли на качественно новый уровень и переживают свое второе рождение. Этот прогресс в значительной мере связан с общим развитием экспериментальной техники и с разработкой многоканальных годоскопических γ -спектрометров для регистрации жестких фотонов. Были созданы сложные светосильные установки, работающие в интенсивных адронных и фотонных пучках и регистрирующие все вторичные частицы — как заряженные, так и нейтральные. Таким образом, стало возможным выделять определенные эксклюзивные реакции для исследуемых состояний и осуществлять полную реконструкцию событий с дополнительными кинематическими переопределениями. Все это позволяет сильно подавить фон и исследовать редкие процессы, лежащие в области нанобарных сечений.

В опытах на встречных e^+e^- -пучках также были получены очень интересные результаты для новых классов явлений, связанных с образованием адронов в распадах J/ψ -частиц и в $\gamma\gamma$ -соударениях (как для почти реальных, так и для виртуальных фотонов).

Новые опыты привели к значительным успехам в развитии систематики «обычных» адронов, имеющих простейшую кварковую структуру ($q\bar{q}$ — для мезонов и qqq — для барионов). Был обнаружен также ряд редких электромагнитных распадов сильновзаимодействующих частиц, и получена важная информация об их внутреннем строении и других характеристиках. Но, по-видимому, наиболее серьезные успехи современной адронной спектроскопии связаны с поисками новых видов адронной материи — экзотических адронов. Среди этих необычных частиц могут быть многокварковые образования ($qqq\bar{q}$ -мезоны, $qqqqq$ -барионы), гибридные состояния с валентными кварками и глюонами (qqg -мезоны, $qqqg$ -барионы) или глюболы, т. е. частицы, состоящие из одних валентных глюонов (gg , ggg). Результаты таких исследований имеют далеко идущие последствия для квантовой хромодинамики, для концепции конфайнмента и для конкретных моделей строения адронов (модели решеток, струн и мешков).

За последние несколько лет на установке «Лептон-Ф» (ИФВЭ)* был проведен цикл экспериментов, связанных с поисками экзотических мезонов и другими близкими направлениями мезонной спектроскопии [свойства аксиальных мезонов и $E/\text{иота}$ проблема, природа $E(1420)$ -мезона, правило OZI** и свойства экзотических состояний и т. д.]. Именно эти исследования обсуждаются в настоящем обзоре. Его основное содержание посвящено рассмотрению следующих вопросов:

1. $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$ — новый векторный мезон, кандидат в экзотические состояния [1—6].
2. Поиски распада $B(1235) \rightarrow \phi\pi^0$, правило OZI и распады экзотических мезонов [5].
3. Реакция $\pi^- p \rightarrow \phi n$ при $p_{\pi^-} = 32,5$ ГэВ и правило OZI в адронных процессах.
4. Поиски радиационных распадов $D(1285) \rightarrow \phi\gamma$, $E(1420) \rightarrow \phi\gamma$ и природа $E(1420)$ -мезона [5, 7—9].

Для того чтобы сопоставить экспериментальные результаты, полученные на установке «Лептон», с общей картиной исследований экзотических состояний, обзор дополнен приложением, в котором дано краткое описание современного развития физики экзотических мезонов. Это приложение в значительной степени основано на материалах Рабочего совещания по гибридам, глюболам и экзотическим

* Сотрудничество «Лептон-Ф»: С. И. Битюков, Г. В. Борисов, В. А. Виктор, Н. К. Вишневецкий, С. В. Головкин, Р. И. Джелидин, В. А. Дорофеев, А. М. Зайцев, А. С. Константинов, В. П. Кубаровский, А. И. Кулявцев, В. Ф. Курщев, Л. Г. Ландсберг, В. В. Лапин, В. А. Мухин, Ю. Б. Новожилов, В. Ф. Образцов, Ю. Д. Прокошкин, В. И. Соляник (ИФВЭ) и М. В. Грицук (ИТЭФ).

** Правило OZI — правило непрерывных кварковых линий Окубо—Цвейга — Ийдауки, согласно которому процессы, описываемые диаграммами типа кварковой аннигиляции, должны быть сильно подавлены.

адронам (BNL, август 1988 г., «Глюболы-88»). Данные, приведенные в настоящем обзоре, подробно обсуждались на этом совещании. В целях полноты в обзоре также кратко рассмотрены эксперименты на установке «Лептон-Г» [10—14] *, в которых были обнаружены редкие электромагнитные распады η -, η' - и ω -мезонов и получены данные о внутренней электромагнитной структуре этих частиц. Более подробно результаты исследований [10—14] обсуждались в [15].

Следует подчеркнуть, что, вообще, исследования электромагнитных распадов адронов играют важную роль в физике элементарных частиц. Эти процессы, определяемые взаимодействием реальных или виртуальных фотонов с электрическими зарядами кварковых полей, позволяют получить уникальную информацию о характере различных кварковых конфигураций в адронах, о механизме смешивания, об электромагнитной структуре сильновзаимодействующих частиц и о ряде их феноменологических характеристик — таких, как магнитные моменты, формфакторы и т. д. Приятно отметить, что многие важные экспериментальные результаты в этой области были получены в ИТЭФ (обнаружение $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ -распада), в ОИЯИ (обнаружение распадов $\rho \rightarrow e^+ e^-$ и $\phi \rightarrow e^+ e^-$, поиски редких распадов η -мезонов), в ИФВЭ (обнаружение ряда редких электромагнитных распадов легких мезонов), в ИЯФ СО АН СССР (обнаружение резонансной реакции $e^+ e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$, исследование радиационных распадов ϕ - и η -мезонов). Эти данные рассмотрены в обзорах [15, 16], где приведена и подробная библиография (см. также [17, 18]).

1. НОВЫЙ ВЕКТОРНЫЙ C (1480)-МЕЗОН—КАНДИДАТ В ЭКЗОТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ

В этом разделе будут рассмотрены результаты исследования $\phi\pi^0$ -системы, образующейся в эксклюзивной реакции перезарядки

$$\pi^- p \rightarrow (\phi\pi^0) n. \quad (1)$$

Система $\phi\pi^0$ обладает уникальными характеристиками, делающими ее особенно перспективной для поисков экзотических адронов [19]. Изотопический спин такой системы равен единице, т. е. в ее состав входят «носители» изоспина — u - и d -кварки [в комбинации $(1/\sqrt{2}) \times (\bar{u}\bar{u} - \bar{d}\bar{d})$]. В то же время ϕ -мезон характеризуется скрытой странностью и состоит из $s\bar{s}$ -кварков. Связь между состояниями $\bar{u}\bar{u}$ - и $\bar{d}\bar{d}$ -кваркония и $s\bar{s}$ -системой подавлена правилом отбора по непрерывным кварковым линиям (правило OZI). Состояния, сильно связанные

* Сотрудничество «Лептон-Г»: В. А. Викторов, С. В. Головкин, Р. И. Джелидин, А. М. Зайцев, В. А. Качанов, А. С. Константинов, В. Ф. Константинов, В. П. Кубаровский, А. В. Кулик, Л. Г. Ландсберг, В. М. Леонтьев, В. А. Мухин, В. Ф. Образцов, Т. И. Петрунина, Ю. Д. Прокошкин (ИФВЭ) и М. В. Гридчук (ИТЭФ).

с $\phi\pi^0$, должны поэтому иметь сложную кварковую валентную структуру, отличающуюся от «обычных» qq -мезонов.

Экспериментальное изучение реакции (1) проведено на 70 ГэВ ускорителе ИФВЭ на установке «Лептон-Ф» в 1983—1986 гг. Первые данные по процессу (1), в которых были получены веские указания на существование резонансного C -состояния (распадающегося по каналу $C \rightarrow \phi\pi^0$) с массой около 1,5 ГэВ и со свойствами, не укладывающимися в представление о мезонных состояниях обычного типа [1],

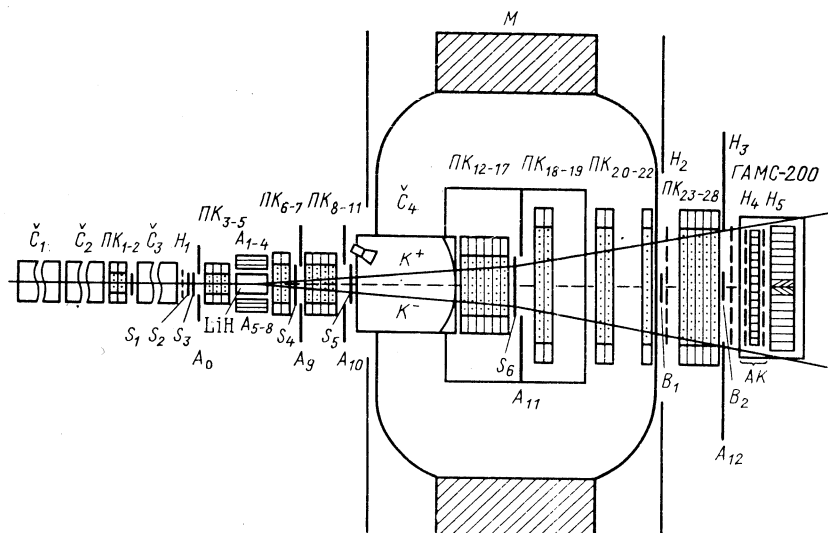


Рис. 1. Схема комбинированного спектрометра «Лептон-Ф»:

$S_1 - S_6, B_1, B_2$ — сцинтилляционные счетчики; $H_1 - H_5$ — сцинтилляционные годоскопы; $A_0 - A_{12}$ — сцинтилляционные охранные счетчики; $ПК_{1-28}$ — пропорциональные камеры; $\check{C}_1 - \check{C}_4$ — газовые пороговые черенковские счетчики; LiH — мишень с охранной системой для выделения эксклюзивных реакций; М — магнит широкоапертурного магнитного спектрометра вторичных частиц; АК — активный конвертор γ -квантов; ГАМС-200 — годоскопический спектрометр γ -квантов

стимулировали проведение дальнейших исследований на усовершенствованной установке, завершившихся обнаружением нового векторного мезона C (1480)-кандидата в экзотические состояния [2—4]. Дальнейшие обсуждения свойств C (1480) содержатся в [5, 6] и в настоящем обзоре.

1.1. Опыты на установке «Лептон-Ф». Комбинированная установка «Лептон-Ф» (рис. 1), позволявшая эффективно регистрировать заряженные адроны и γ -кванты, включала в себя магнитный спектрометр с пропорциональными камерами и годоскопический гамма-спектрометр. Заряженные частицы в начальном и конечном состояниях идентифицировались при помощи газовых пороговых черенков-

ских счетчиков. Измерения проводились в пучке отрицательно заряженных частиц с импульсом 32,5 ГэВ.

За время экспозиции спектрометра в пучке через его мишень было пропущено $4 \cdot 10^{11}$ π^- -мезонов и $8 \cdot 10^9$ K^- -мезонов. Установка запускалась тремя типами триггерных сигналов, позволявших регистрировать следующие события:

$$\pi^- p \rightarrow (K^+ K^- m \gamma) n; \quad (2)$$

$$\rightarrow (\pi^+ \pi^- m \gamma) n; \quad (3)$$

$$K^- N \rightarrow (K^+ K^- m \gamma) Y \quad (4)$$

$$(m = 0, 1, 2).$$

Эти события использовались затем для поисков и выделения процессов

$$\pi^- p \rightarrow (K^+ K^- \pi^0) n; \quad (5)$$

$$\rightarrow (\phi \pi^0) n; \quad \phi \rightarrow K^+ K^-; \quad (6)$$

$$\rightarrow (K^+ K^- \gamma) n; \quad (7)$$

$$\rightarrow (\phi \gamma) n; \quad \phi \rightarrow K^+ K^-; \quad (8)$$

$$K^- N \rightarrow (K^+ K^- \pi^0) Y; \quad (9)$$

$$\rightarrow (\phi \pi^0) Y; \quad \phi \rightarrow K^+ K^-; \quad (10)$$

$$\rightarrow (K^+ K^- \gamma) Y.$$

Для калибровки установки, изучения фона, нормировки сечений и вероятностей распада служили известные процессы с близкой топологией

$$\pi^- p \rightarrow (\pi^+ \pi^- \pi^0) n; \quad (11)$$

$$\rightarrow \eta n; \quad \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0; \quad (12)$$

$$\rightarrow \omega n; \quad \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0; \quad (13)$$

$$\rightarrow (\pi^+ \pi^- \gamma) n; \quad (14)$$

$$\rightarrow \eta n; \quad \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma; \quad (15)$$

$$\rightarrow \eta' n; \quad \eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma. \quad (16)$$

При выделении эксклюзивных реакций с образованием $K^+ K^- \pi^0$ - и $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -состояний применялись следующие критерии отбора событий:

1. Зарегистрировано два и только два трека заряженных частиц с противоположными знаками зарядов, вылетающих из точки взаимодействия внутри мишени.

2. Для разделения вторичных π - и K -мезонов в случае необходимости использован отбор по минимальному импульсу заряженных частиц $p > 7,3$ ГэВ (так как порог регистрации π^- -мезонов в черенковском счетчике C_4 $p_{\pi \text{ порог}} = 5,5$ ГэВ).

3. В спектрометре ГАМС зарегистрирован распад $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 \gamma_2$, идентифицированный в соответствии с требованиями $E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2} > 0,5$ ГэВ; $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} > 5$ ГэВ; $100 < M_{\gamma_1 \gamma_2} < 180$ МэВ.

4. Использовано сравнительно мягкое требование «упругости» для эксклюзивных процессов $29 < E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} + E_+ + E_- < 35$ ГэВ (E_+ , E_- — энергии заряженных адронов). Эти критерии отбора позволили выделить реакции (5), (8), (11) при низком уровне фона.

Данные, приведенные на рис. 2—4, характеризуют возможности установки «Лептон-Ф» при идентификации известных процессов с за-

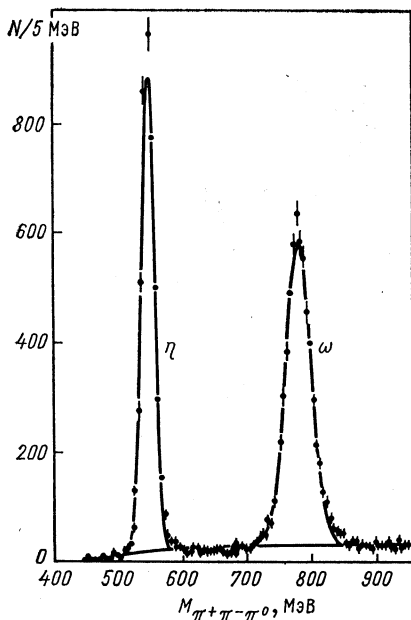


Рис. 2. Спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)n$ (20% статистики). Пики соответствуют образованию η - и ω -мезонов (ширины пиков обусловлены разрешением спектрометра)

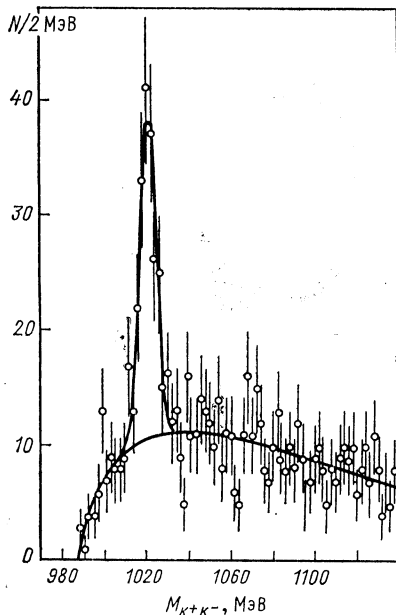


Рис. 3. Спектр эффективных масс K^+K^- -системы в реакции $K^-N \rightarrow (K^+K^-\pi^0)Y$. Пик соответствует образованию ϕ -мезона. Ширина пика $\Gamma_\phi = (9,3 \pm 1,4)$ МэВ определяется разрешением спектрометра

ряженными частицами и π^0 -мезонами (вплоть до очень малых сечений — см. рис. 4). Вопросы, связанные с выделением радиационных распадов в (6), (7), (10), (14)—(16), будут рассмотрены ниже в разд. 3.

1.2. Выделение реакции $\pi^-p \rightarrow (\phi\pi^0)n$ при анализе $\pi^-p \rightarrow (K^+K^-\pi^0)n$. В спектре масс K^+K^- -системы в процессе (5) наблюдается четкий пик, соответствующий образованию ϕ -мезона в (1) (рис. 5). События реакции (1) были отобраны из области пика ($1016 < M_{K^+K^-} < 1024$ МэВ). Вклад фона был учтен интегральным методом (вычитанием числа событий, усредненных по соседним массовым интервалам 1002—1010 и 1030—1038 МэВ). Использовался также и другой, дифференциальный метод вычитания фона. Весь

спектр эффективных масс $M_{K^+K^-\pi^0}$ для реакции (5) разбивался на интервалы с $\Delta M_{K^+K^-\pi^0} = 60$ МэВ, и для каждого интервала стро-

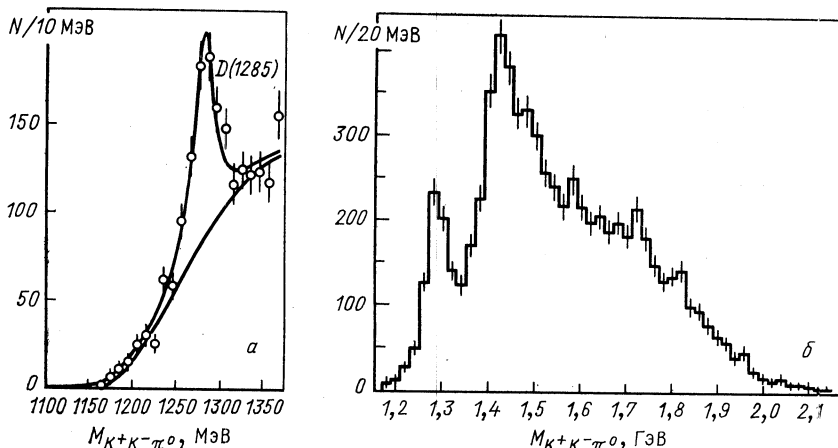


Рис. 4. Исследование реакции $\pi^-p \rightarrow (K^+K^-\pi^0)n$ при импульсе $p_\pi = 32,5$ ГэВ: а — спектр эффективных масс $K^+K^-\pi^0$ -системы в области $M < 1375$ МэВ. Пик соответствует образованию $D(1285)$ -мезона. Сечение реакции $\pi^-p \rightarrow D(1285)n$, $D(1285) \rightarrow K^+K^-\pi^0$ составляет $30 \cdot 10^{-33}$ см²; б — тот же спектр во всей исследованной области масс при $|t| > 0,1$ ГэВ²

илось распределение по массе K^+K^- -системы. Число ϕ -мезонов в данном интервале определялось с помощью процедуры фитирования. Примеры такого фитирования представлены на рис. 6. Дифференциальный метод дал возможность в каждом интервале масс $\Delta M_{K^+K^-\pi^0}$ определить число событий реакции (1), т. е. построить спектр эффективных масс $\phi\pi^0$ -системы. Оба метода (интегральный и дифференциальный) давали идентичные результаты. Эти же методы использовались и при получении всех других распределений для $\phi\pi^0$ -системы, которые обсуждаются ниже. Общее число зарегистрированных ϕ -мезонов в реакции (1) при разных обрезаниях лежит в пределах 350—450 событий.

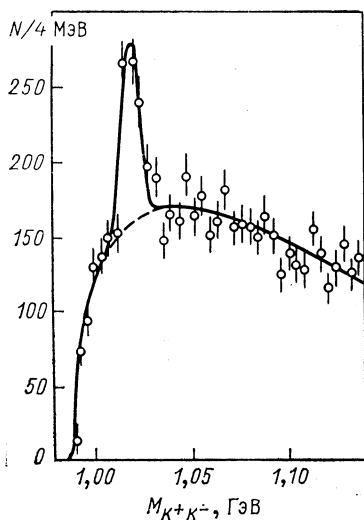


Рис. 5. Спектр эффективных масс K^+K^- -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (K^+K^-\pi^0)n$. Пик соответствует образованию ϕ -мезона:

Параметры фита (гаусово распределение и гладкий фон): $M_\phi = (1019,7 \pm 0,7)$ МэВ; $\Gamma_\phi = (10,6 \pm 1,6)$ МэВ; $N_\phi = 349 \pm 46$. Ширина пика соответствует разрешению спектрометра

1.3. Спектр эффективных масс для $\phi\pi^0$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (\phi\pi^0)n$. На рис. 7, а приведен спектр эффективных масс $\phi\pi^0$ -системы в реакции (1), полученный после вычитания фона под

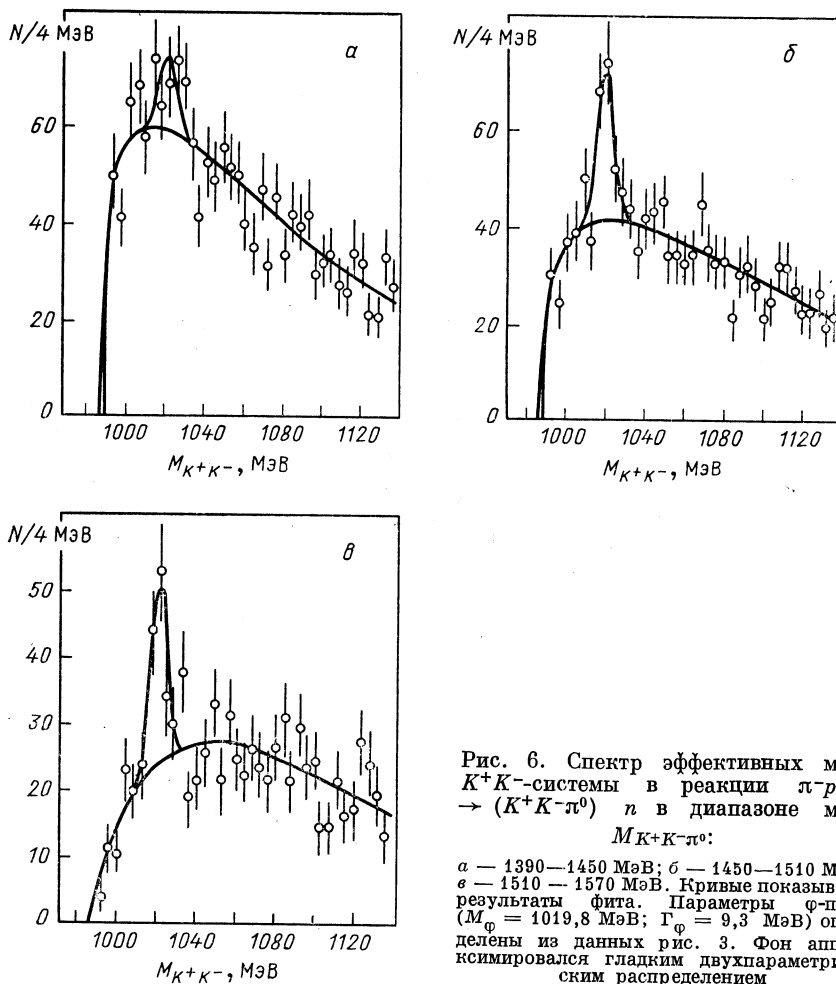


Рис. 6. Спектр эффективных масс K^+K^- -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (K^+K^-\pi^0)n$ в диапазоне масс $M_{K^+K^-}$:

а — 1390—1450 МэВ; б — 1450—1510 МэВ; в — 1510 — 1570 МэВ. Кривые показывают результаты фита. Параметры ϕ -пика ($M_\phi = 1019,8$ МэВ; $\Gamma_\phi = 9,3$ МэВ) определены из данных рис. 3. Фон аппроксимировался гладким двухпараметрическим распределением

ϕ -пиком и взвешенный с учетом акцептанса установки (рис. 7, б). В спектре доминирует резонансный пик с параметрами

$$M = (1480 \pm 40) \text{ МэВ} \text{ и } \Gamma = (130 \pm 60) \text{ МэВ}, \quad (17)$$

получивший название C (1480)-состояния.

В процессе обработки данных о реакции (5) и при выделении (1) варьировались критерии отбора событий, использовались разные

методы вычитания фона (дифференциальный и интегральный), исследовалось влияние обрезаний по переданному импульсу и ряду других величин, менялся шаг гистограмм и параметры фитирования. При определении эффективности установки делались разные гипотезы о механизме образования $\phi\pi^0$ -системы. Важно отметить, что эффективность слабо зависела от выбора модели (это связано с сравнительно малым выделением энергии в исследуемой области $M_{\phi\pi}$). Проверка

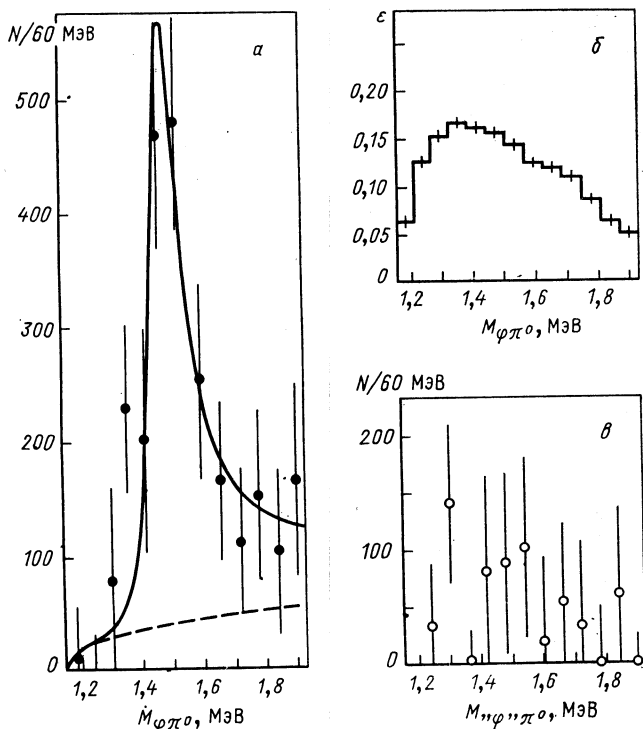


Рис. 7. Исследование реакции $\pi^- p \rightarrow (\phi\pi^0) n$ при импульсе $p_\pi = 32,5$ ГэВ: а — спектр эффективных масс $\phi\pi^0$ -системы, взвешенный с аксептансом установки. Спектр аппроксимировался релятивистской формулой Брейта — Вигнера для орбитального момента $l = 1$ и полиномиальным фоном. Экспериментальное разрешение для $M_{\phi\pi^0} \sim 1,5$ ГэВ составляет 45 МэВ FWHM; б — аксептанс спектрометра для регистрации $\phi\pi^0$ -систем в реакции (1); в — результаты «фоновое эксперимент» для спектра ложных « ϕ » π^0 -событий (см. текст)

методов определения эффективности и абсолютная нормировка сечений осуществлялись по хорошо известным реакциям: $\pi^- p \rightarrow \eta n$; $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\pi^- p \rightarrow \omega n$; $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с близкими кинематическими характеристиками (см. рис. 2).

Спектры масс $M_{\phi\pi^0}$, полученные различными методами, оказались очень близкими между собой. Небольшие различия между ними были использованы для оценки систематических погрешностей. Та-

ким образом, полученные результаты [рис. 7, а и параметры (17)] оказываются устойчивыми при значительных изменениях процедуры обработки. Сечение образования $C(1480)$ -состояния равно

$$\sigma[\pi^- p \rightarrow C(1480) n] BR[C(1480) \rightarrow \phi \pi^0] = (40 \pm 15) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \quad (18)$$

Неопределенности в значениях (17) и (18) включают в себя как статистические, так и систематические погрешности.

Проверкой используемой процедуры вычитания фона под ϕ -пиком при выделении $\phi \pi^0$ -системы является отсутствие сигнала от $D(1285)$ -мезона в спектре масс $M_{\phi \pi^0}$. $D(1285)$ -мезон хорошо проявляется для $K^+ K^- \pi^0$ -состояний в реакции (5) (см. рис. 4) и заметен даже для событий из области ϕ -пика $1016 < M_{K^+ K^-} < 1024$ МэВ [из-за фоновой подложки, так как распад $D(1285) \rightarrow \phi \pi^0$ запрещен по C -четности и изотопической инвариантности]. Определив подавление сигнала от $D(1285)$ -мезона в спектре $\phi \pi^0$ -системы и использовав верхний предел для отношения $E(1420)/D(1285)$ в реакции (5), можно показать, что фон от $E(1420)$ -мезона не превышает нескольких процентов полного числа $\phi \pi^0$ -событий.

Исследовано влияние неправильной идентификации K -мезонов в реакции (5), и прежде всего возможный фон от кинематических «отражений» η , $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ -событий из реакций (12) и (13). Этот фон легко контролировался: делалось предположение, что исследуемые $K^+ K^- \pi^0$ -событий для области ϕ -мезона и для фоновых интервалов являются « $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -событиями», и строились соответствующие спектры эффективных масс. Проведенное исследование показало, что при использованных при обработке данных критериях отбора фон от кинематических η , ω -отражений очень мал: его вклад в полное число $\phi \pi^0$ -событий оказался меньше 2 %.

Для дополнительной глобальной проверки всей процедуры выделения $\phi \pi^0$ -системы был проведен специальный «фоновый эксперимент», в котором для имитации ϕ -мезонов была выбрана область масс $1044 < M_{K^+ K^-} < 1052$ МэВ (т. е. вне ϕ -пика), а в качестве «соседних интервалов» — области $M_{K^+ K^-} 1030-1038$ и $1058-1066$ МэВ. Определялся ложный массовый спектр « ϕ » π^0 -системы с теми же критериями отбора событий и с таким же интегральным методом вычитания фона, который использовался и при выделении истинной $\phi \pi^0$ -системы. Этот ложный спектр, взвешенный с акцептансом установки, представлен на рис. 7, в. Полное число событий в ложном спектре не превышало 20 % истинных $\phi \pi^0$ -событий. В ложном спектре не наблюдается резонансных пиков. Фоновый эксперимент подтвердил корректность процедуры обработки и надежность данных о пике $C(1480)$ в спектре масс $\phi \pi^0$ -системы.

1.4. OPE-доминантность в реакции $\pi^- p \rightarrow C(1480) n$ и квантовые числа $C(1480)$ -состояния. Исследовано распределение событий реакции

$$\pi^- p \rightarrow C(1480) n \quad (19)$$

по квадрату переданного 4-импульса $t' = t - t_{\min}$. Эксперименталь-

ные данные (рис. 8) хорошо описываются зависимостью для π -обмена

$$dN/d|t'| = \text{const} [|t'| / (|t'| + m_\pi^2)^2] \exp(bt') \quad (20)$$

со свободным параметром $b = (13,7 \pm 5) \text{ ГэВ}^{-2}$ [ожидаемое значение наклона в (20) для π -обмена составляет $b \simeq 7 \text{ ГэВ}^{-2}$].

Была также сделана попытка описания экспериментального t' -распределения в предположении об обмене другим ближайшим возможным полюсом A_2 , приводящим к зависимости вида

$$dN/d|t'| = \text{const} (1 + g|t'|) \exp(ct'). \quad (21)$$

Использовались стандартные параметры для A_2 -обмена: $c = 8,4 \text{ ГэВ}^{-2}$; $g = 31 \text{ ГэВ}^{-2}$. Однако уровень достоверности этого фита оказался ниже 10^{-5} (рис. 8). Описание экспериментальных данных в виде (21) со свободным значением параметра наклона приводит к $c = (33 \pm 5) \text{ ГэВ}^{-2}$, т. е. к неразумно большому значению наклона для реакции с элементарными частицами. Все это позволяет сделать вывод, что доминирующим механизмом в реакции перезарядки с образованием состояния $C(1480)$ является π -обмен. Так как t -распределение при π -обмене сконцентрировано в области малых $|t'|$, при получении окончательных спектров масс (см. рис. 5 и 7)

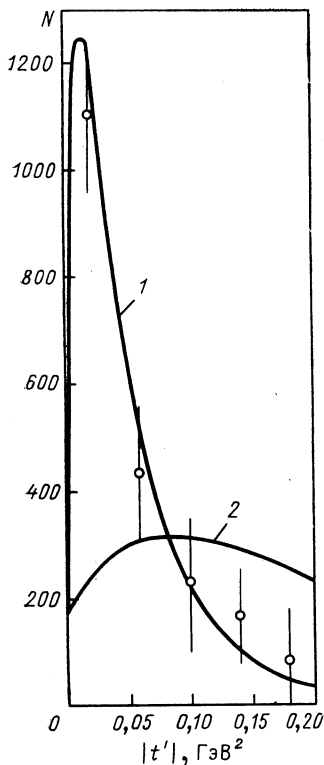


Рис. 8. Распределение событий из $C(1480)$ -пика по квадрату переданного 4-импульса t' , взвешенное с акцептансом установки:

кривая 1 — результат фитирования экспериментальных данных t' -зависимостью, ожидаемой для π -обмена [см. (20)]; 2 — ожидаемый вид t' -распределения для A_2 -обмена [см. (21)]

был использован дополнительный критерий отбора $|t'| < 0,2 \text{ ГэВ}^2$, несколько уменьшивший фон, хотя и не меняющий существенно полученные результаты.

Распределение по переданному импульсу для реакции (19) подтверждает, в частности, сделанный ранее вывод о малом вкладе в фл^0 -систему фона от процессов $\pi^- p \rightarrow (\eta, \omega) n \rightarrow (\pi^+ \pi^- \pi^0) n$; $\pi^- p \rightarrow (D, E) n \rightarrow (K^+ K^- \pi^0) n$. В этих процессах π -обмен запрещен, и их t -распределения должны быть значительно более широкими, чем для реакции (19) (они имеют вид кривой 2 на рис. 8). С другой стороны, для контрольных фоновых интервалов масс $M_{K^+ K^-}$, соседних с ϕ , распределение по t имеет именно такой пологий характер.

Существование доминирующего механизма π -обмена ограничивает возможные квантовые числа $C(1480)$ -состояния условием $P = -1$. Из схемы распада $C(1480) \rightarrow \pi^0 \phi$ 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 $J > 3$ имеют массу больше 2 ГэВ.

1.5. Прямое измерение спина и четности $C(1480)$ -состояния при анализе угловых распределений каскадных распадов. Прямые данные о квантовых числах $C(1480)$ -состояния могут быть получены при анализе каскадных распадов $C(1480) \rightarrow \pi^0 \phi$; $\phi \rightarrow K^+ K^-$. Для анализа распада $C(1480) \rightarrow \pi^0 \phi$ используется система Готтфрида — Джексона (ГД) для реакции (19) [т. е. система покоя $C(1480)$], а для анализа $\phi \rightarrow K^+ K^-$ — система покоя ϕ -мезона. Выбор систем координат: а) система ГД: $e_z' = \hat{p}_{\pi^0} / |\hat{p}_{\pi^0}|$; $e_y' = (\hat{p}_{\pi^0} \times \hat{p}_n) / |(\hat{p}_{\pi^0} \times \hat{p}_n)|$; $e_x' = (e_y' \times e_z')$; б) система покоя ϕ : $e_z'' = \hat{p}_{\pi^0} / |\hat{p}_{\pi^0}|$; $e_y'' = (\hat{p}_{\pi^0} \times \hat{p}_n) / |(\hat{p}_{\pi^0} \times \hat{p}_n)|$; $e_x'' = (e_y'' \times e_z'')$. Здесь \hat{p}_{π^0} ; \hat{p}_n — импульс первичного мезона в этих системах; \hat{p}_n — импульс нейтрона отдачи в ГД-системе; \hat{p}_{π^0} — импульс π^0 в системе покоя ϕ ; ϑ' , φ' — полярный и азимутальный углы π^0 -мезона в системе ГД; ϑ'' , φ'' — такие же углы для K^- в системе покоя 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 $\lambda_\phi = 0$ $dN/d \cos \vartheta'' = \text{const} \cos^2 \vartheta''$. Экспериментальное распределение по ϑ'' практически не искажено акцептансом установки. Оно описывалось в виде $dN/d |\cos \vartheta''| = \text{const} [1 - (b/3) + b \cos^2 \vartheta'']$. Для параметра b получено значение $b = -1,36 \pm 0,37$ (рис. 9, а). Это означает, что спиральность ϕ -мезона совместима со значениями $\lambda_\phi = \pm 1$ ($b = -1,5$), и, в частности, надежно исключает спин $C(1480)$, равный нулю, для которого $\lambda_\phi = 0$ (т. е. $b = 3$). Вывод о ненулевом спине $C(1480)$ -состояния вытекает из вида распределения $dN/d |\cos \vartheta''|$ и не зависит от предположения о доминирующей роли однопионного обмена в реакции (19).

На рис. 9, б представлено распределение событий по азимутальному углу φ'' для вылета K^- -мезонов в системе покоя ϕ -мезона [угол φ'' в этой системе отсчитывается от плоскости распада $C(1480) \rightarrow \pi^0 \phi$]. Азимутальное распределение имеет вид $dN/d \varphi'' = \text{const} \cdot \sin^2 \varphi''$.

Распределения по $\cos \vartheta''$ и φ'' в фоновых массовых интервалах для $K^+ K^-$ -системы (при интегральном методе вычитания фона под

* Вопрос о возможном нарушении изотопической инвариантности в $C(1480) \rightarrow \pi^0 \phi$ -распаде будет рассмотрен ниже (см. п. 1.10).

ϕ -пиком) показывают, что фон носит изотропный характер и не может привести к существенным систематическим искажениям угловых распределений для распадов $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$, $\phi \rightarrow K^+K^-$.

Перейдем теперь к полному анализу угловых распределений каскадных распадов в (19), используя при этом формализм спираль-

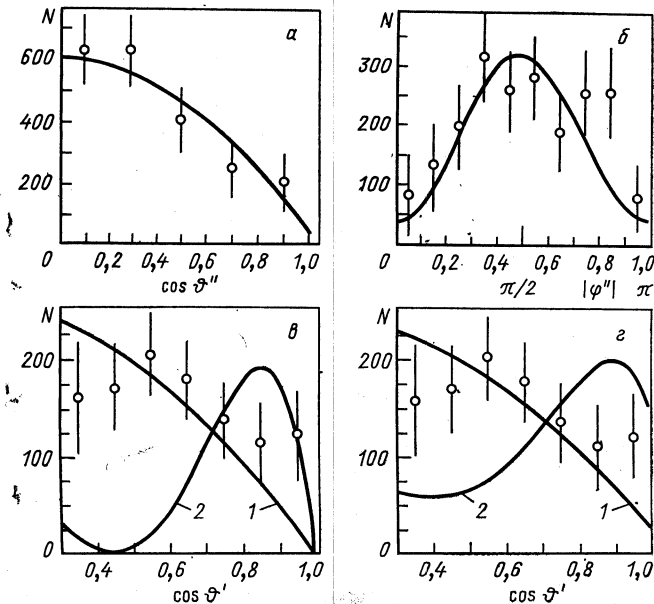


Рис. 9. Угловые распределения взвешенных событий из $C(1480)$ -пика:

a — по $\cos \theta''$ в системе покоя ϕ -мезона; кривая — результат фитирования зависимостью $dN/d|\cos \theta''| \sim 1 - (b/3) + b \cos^2 \theta''$; $b = -1,36 \pm 0,37$; θ'' — угол между K^- и π^0 в системе покоя ϕ -мезона; δ — по азимутальному углу ϕ'' ; кривая — результат фитирования зависимостью $dN/d\phi'' \sim \sin^2 \phi''$ (уровень достоверности фита — 0,13); ϵ — по $\cos \theta'$ [θ' — угол вылета π^0 в системе Готтфрида — Джексона для (19)]; кривая 1 — ожидаемый вид распределения для случая $J^{PC} = 1^-$ [см. (25)]; 2 — для случая $J^{PC} = 3^-$ [см. (26)]; используется простейшая модель ОРЕ, в которой матрица плотности для реакции $\pi^-p \rightarrow C(1480)n$ $\rho_{00} = 1$, $\rho_{mm'} = 0$ для $m, m' \neq 0$; ϵ — то же распределение, но кривые 1 и 2 соответствуют ожидаемому виду $dN/d \cos \theta'$ для квантовых чисел $C(1480)$ -мезона $J^{PC} = 1^-$ и 3^- в модели ОРЕ Окса — Вагнера [23]

ных амплитуд [20]. Общее выражение для углового распределения вторичных частиц имеет вид (здесь и далее см., например, [21]):

$$\begin{aligned}
 W(\theta', \phi'; \theta'', \phi'') &= \sum_{\lambda, \lambda'} R(\lambda, \lambda') \Lambda(\lambda, \lambda'); \\
 R(\lambda, \lambda') &= \sum_{m, m'} \exp[i(m - m')\phi'] \rho_{mm'} d_{m\lambda}^J(\cos \theta') d_{m'\lambda'}^J(\cos \theta') \times \\
 &\quad \times A(\lambda) A^*(\lambda'); \\
 \Lambda(\lambda, \lambda') &= \exp[i(\lambda - \lambda')\phi''] d_{0\lambda}^1(\cos \theta'') d_{0\lambda'}^1(\cos \theta'').
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

Здесь λ, λ' — спиральность φ -мезона; $\rho_{mm'}$ — элементы матрицы плотности для образования $C(1480)$ в (19); $A(\lambda)$ — спиральная амплитуда распада $C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0$; J — спин, а m, m' — магнитные квантовые числа $C(1480)$.

Для спиральных амплитуд $C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0$ -распада имеет место соотношение симметрии

$$A(\lambda) = \sigma_C \sigma_\varphi \sigma_\pi A(-\lambda) = -\sigma_C A(-\lambda)$$

[здесь $\sigma = P(-1)^J$ — натуральность мезона; $\sigma_\varphi = +1$; $\sigma_\pi = -1$]. В частности, для натуральной спин-четности $C(1480)$ (т. е. для $\sigma_C = 1$)

$$A(\lambda) = -A(-\lambda)$$

и $A(0) = 0$, т. е. φ -мезон имеет спиральность $\lambda = \pm 1$ (что, как мы видели, согласуется с экспериментом).

Угловые распределения распадных частиц для каскадного процесса $\pi p \rightarrow C(1480) n$, $C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0$, $\varphi \rightarrow K^+ K^-$ могут быть получены из (22) для определенных представлений о механизме реакции с учетом известных соотношений симметрии для d -функций Вигнера и элементов матрицы плотности реакции (19) $\rho_{mm'}$. 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

$$W(\vartheta', \varphi'; \vartheta'', \varphi'') = \text{const} \cdot \sin^2 \varphi'' \sin^2 \vartheta'' [d_{10}^J(\cos \vartheta')]^2. \quad (23)$$

Таким образом, в системе покоя φ -мезона распределения распадных K^- -мезонов по ϑ'' и φ'' согласуются с экспериментальными данными (рис. 9, а и б) и подтверждают доминирующую роль механизма π -обмена в процессе образования $C(1480)$, которая была установлена при изучении соответствующего t -распределения (рис. 8).

Если в реакции (19) доминирует π -обмен, то, как уже говорилось в п. 1.4, квантовые числа $C(1480)$ должны быть $J^{PC} = 1^{--}; 3^{--}$ и т. д.

Для того чтобы выбрать между этими возможностями, необходимо исследовать распределения продуктов распада $C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0$ по полярному углу ϑ' вылета π^0 -мезона в системе Готтфрида — Джексона для (19). Согласно (23) это угловое распределение имеет вид

$$dN/d \cos \vartheta' = \text{const} [d_{10}^J(\cos \vartheta')]^2. \quad (24)$$

Отсюда для возможных значений спина $C(1480)$ -состояния

$$dN/d \cos \vartheta' = \text{const} \sin^2 \vartheta' \quad (J = 1) \quad (25)$$

ли

$$dN/d \cos \vartheta' = \text{const} \sin^2 \vartheta' (5 \cos^2 \vartheta' - 1)^2 \quad (J = 3). \quad (26)$$

Распределение событий распада $C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0$ по полярному углу ϑ' приведено на рис. 9, в. Здесь учтен аксептанс спектрометра, который ограничивает эффективную область углов интервалом $0,3 < \cos \vartheta' < 1$.

Как видно из рис. 9, в, исследуемое угловое распределение согласуется с квантовыми числами $C(1480) J^{PC} = 1^{--}$ [т. е. с (25)] и исключает $J^{PC} = 3^{--}$ (26): 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 $\cos \theta'$ оказываются еще меньшими, чем для $J^{PC} = 3^{--}$.

Таким образом, анализ распадных угловых распределений (22) для $C(1480) \rightarrow \phi \pi^0, \phi \rightarrow \bar{K}^+ K^-$ в (19) позволил безмодельным

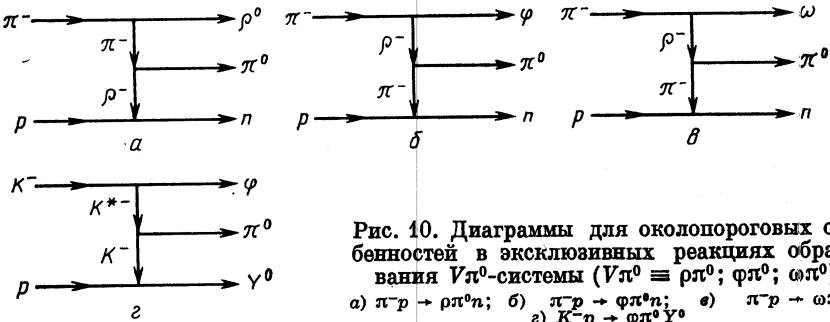


Рис. 10. Диаграммы для околопороговых особенностей в эксклюзивных реакциях образования $V\pi^0$ -системы ($V\pi^0 \equiv \rho\pi^0; \phi\pi^0; \omega\pi^0$):
 а) $\pi^- p \rightarrow \rho\pi^0 n$; б) $\pi^- p \rightarrow \phi\pi^0 n$; в) $\pi^- p \rightarrow \omega\pi^0 n$;
 з) $K^- p \rightarrow \phi\pi^0 n$

образом исключить значение спина $C(1480) J = 0$, а в модели однопионного обмена (ОПЕ) для реакции (19) установить квантовые числа $C(1480)$ -состояния $J^{PC} = 1^{--}$.

Этот вывод оказывается устойчивым и не меняется при модификациях модели ОПЕ, учитывающих эффекты поглощения. В этом случае матрица плотности, описывающая образование $C(1480)$ в реакции (19), носит более сложный характер, и вид угловых распределений (25) и (26) несколько меняется. Был проведен дополнительный анализ, основанный на модели однопионного обмена с поглощением Окса — Вагнера [23], хорошо согласующейся с экспериментами для всех исследованных ОПЕ-процессов. Как видно из рис. 9, з, и в этом случае угловые распределения в системе Готтфрида — Джексона согласуются с квантовыми числами для $C(1480)$ -состояния $J^{PC} = 1^{--}$ и исключают $J^{PC} = 3^{--}$ (уровни достоверности составляют 0,27 и $3 \cdot 10^{-4}$; более подробно см. [22]).

1.6. Состояние $C(1480)$ — новый векторный мезон. Как известно, резонансное поведение физической системы может быть имитировано пороговым дек-эффектом. На рис. 10 показано несколько диаграмм, в которых могут проявляться такие околопороговые особенности. Соответствующие матричные элементы довольно быстро убывают с ростом массы $m(V\pi)$ вблизи порога, что может приводить к резонансоподобному поведению спектра эффективных масс $V\pi$ -системы в реакциях $\pi^- p \rightarrow (V\pi^0) n$ ($V \equiv \rho^0; \omega; \phi$).

Рис. 11. Спектр эффективных масс $\mu^+\mu^-\pi^0$ -системы в инклюзивной реакции $\pi^-p \rightarrow (\phi\pi^-) + X$; $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (после вычитания фона под ϕ -пиком) при первичном импульсе $p_{\pi^-} = 50$ ГэВ:

a — все события, зарегистрированные спектрометром; b — события, для которых суммарный импульс $(\mu^+\mu^-\pi^0)$ -системы удовлетворяет условию $p_{\mu^-} + p_{\mu^+} + p_{\pi^-} < 45$ ГэВ

Попытки объяснения спектра масс $\phi\pi^0$ -системы в реакции (1) с помощью порогового дек-эффекта показали, что вероятность такого описания пренебрежимо мала: $C(1480)$ -пик выделялся над «теоретическим фоном» от дек-эффекта [24], нормированным вне этого пика (т. е. вне двух каналов с максимальным числом событий на рис. 7, a), более чем на 10 стандартных отклонений. Другие оценки, связанные со сравнительным анализом $\phi\pi^0$ - и $\omega\pi^0$ -состояний с близким энерговыделением Q в реакциях $\pi^-p \rightarrow \phi\pi^0$ и $\pi^-p \rightarrow \omega\pi^0$, показали, что с учетом OZI-запрета на образование нерезонансной $\phi\pi^0$ -системы вклад дек-эффекта в сечение (19) не превышает по порядку 10^{-33} см².

Таким образом, $\phi\pi^0$ -состояние с массой 1480 МэВ имеет квантовые числа $I = 1$ и $J^{PC} = 1^{--}$. Оно не может быть объяснено пороговыми эффектами и является новым резонансом — $C(1480)$ -мезоном.

Выводы о спине и четности $C(1480)$ -мезона следуют из данных о доминирующей роли π -обмена в реакции (19) и из анализа угловых распределений для каскадных распадов $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$ и $\phi \rightarrow K^+K^-$ в этой реакции.

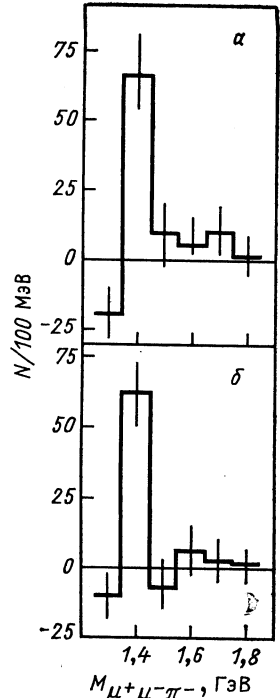
Существование резонанса в $\phi\pi$ -системе в исследуемой области масс подтверждается также данными эксперимента на спектрометре СИГМА [25], где в инклюзивном процессе $\pi^-p \rightarrow (\phi\pi^-) X$; $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$ обнаружен пик в спектре масс $\phi\pi$ -системы с параметрами, близкими к $C(1480)$ -мезону (рис. 11).

1.7. О распадах $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$ и $C(1480) \rightarrow \omega\pi^0$. Очень важной величиной, характеризующей кварковую структуру $C(1480)$ -мезона, является отношение вероятностей распадов

$$R_C = BR [C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] / BR [C(1480) \rightarrow \omega\pi^0], \quad (27)$$

т. е. процессов, запрещенных и разрешенных правилом OZI для мезонов, состоящих из u - и d -кварков. Для определения R_C в работах [2—4] были, дополнительно к (18), использованы данные по реакции

$$\pi^-p \rightarrow (\omega\pi^0) n, \quad (28)$$



полученные при импульсе $p_{\pi^-} = 38$ ГэВ в опытах на спектрометре ГАМС-2000 [26]. В спектре масс $\omega\pi^0$ в (28) зарегистрированы пики от 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

$$R_C > 0,5 \text{ (95 \% -ная достоверность)}. \quad (29)$$

Аномальный характер этого отношения для $C_i(1480)$ -мезона хорошо виден из сравнения с данными по аналогичным распадам известного «обычного» мезона $B(1235)$ ($J^{PC} = 1^{+-}$):

$$R_B = BR[B(1235) \rightarrow \phi\pi^0] / BR[B(1235) \rightarrow \omega\pi^0] < 5 \cdot 10^{-3} \quad (30)$$

Верхний предел для R_B (30) получен из сравнения данных по спектрам эффективных масс $\phi\pi^0$ в реакции (1) («Лептон-Ф») и $\omega\pi^0$ в реакции (28) (ГАМС-2000) в области масс $B(1235)$ -мезона [5].

При анализе $\phi\pi^0$ -системы для подавления фона от (19) использовался отбор по переданному импульсу $|t'| > 0,1$ ГэВ² («антиОРЕ-обрезание»). Этот отбор уменьшил эффективность регистрации $B(1235)$ -мезонов не более чем на 25 % [для $B(1235)$ -мезонов с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{+-}$ π -обмен запрещен] и в то же время подавлял реакцию (19) с $C(1480)$ -мезонами приблизительно в 5 раз (см. рис. 8). После введения такого отбора было получено ограничение

$$\sigma[\pi^- p \rightarrow B(1235)^0 n] BR[B(1235) \rightarrow \phi\pi^0] < 5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$$

(95 %-ная достоверность).

Эти данные вместе с оценками сечения $\sigma[\pi^- p \rightarrow B(1235) n] \times BR[B(1235) \rightarrow \omega\pi^0] \simeq 1 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ (из опытов на установке ГАМС-2000) и привели к верхнему ограничению (30) для отношения R_B , которое оказалось по крайней мере на два порядка меньше отношения R_C [см. (29)].

1.8. Поиски других каналов распада $C(1480)$ -мезона. При анализе реакции (5) в области $|t'| < 0,1$ ГэВ² проводились поиски распадов C -мезонов по другим каналам, не связанным с образованием ϕ -мезонов: $C(1480) \rightarrow K^* \bar{K}$ и $C(1480) \rightarrow K^+ K^- \pi^0$. Получены верхние ограничения для относительных вероятностей этих распадов

$$BR[C(1480) \rightarrow K^* K^- + K^* \bar{K}^+] / BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] < 0,8; \quad (31)$$

$$BR[C(1480) \rightarrow K^+ K^- \pi^0] / BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] < 1,5 \quad (32)$$

(95 %-ная достоверность).

На основании изотопической инвариантности из (31) можно получить

$$\left. \begin{aligned} BR[C(1480) \rightarrow K^* \bar{K}^+ + K^* K^-] / BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] < 2,4; \\ BR[C(1480) \rightarrow K^* \bar{K} + \bar{K}^* K] / BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] < 4,8 \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

(95 %-ная достоверность).

В предположении модели ОРЕ для реакции (19), используя (18), можно показать, что

$$BR [C (1480) \rightarrow \pi^+\pi^-] BR [C (1480) \rightarrow \phi\pi^0] \simeq (1 - 2) \cdot 10^{-3} \quad (34)$$

(С. Н. Грудцин, А. Ю. Ходжамирян, частные сообщения). Действительно, из диаграммы рис. 12 получено сечение ОРЕ-процесса

$$\sigma [\pi^-p \rightarrow C (1480) n] = \int dt' \frac{\sum |N [C (1480) \rightarrow \pi^+\pi^-]|^2 g_{\pi NN}^2}{(t' - m_\pi^2)^2} |F_\pi(t')|^2.$$

Формфактор $F_\pi(t')$ определяется «сходом» виртуального пиона с массовой поверхностью и может быть оценен из данных по образованию ρ -мезона в реакции $\pi^-p \rightarrow \rho n$ [при первичном импульсе $p_{\pi^-} = 32,5$ ГэВ формфактор $F_\pi(t')$ слабо зависит от различия в массах ρ (770)- и C (1480)-мезонов]. Квадрат матричного элемента перехода $C (1480) \rightarrow \pi^+\pi^-$ (верхняя вершина в диаграмме рис. 12), просуммированный по спиновым состояниям $C (1480)$ ($\sum |N [C (1480) \rightarrow \pi^+\pi^-]|^2$) определяет и ширину распада

$$\begin{aligned} \Gamma [C (1480) \rightarrow \pi^+\pi^-] &= \\ &= \Gamma_C BR [C (1480) \rightarrow \pi^+\pi^-] = \frac{q_C (\sum |N [C (1480) \rightarrow \pi^+\pi^-]|^2)}{8\pi M_C^2 (2J_C + 1)}. \end{aligned}$$

Сравнивая процессы ОРЕ-образования и дипионных распадов векторных C (1480)- и ρ -мезонов, легко найти соотношение для распадных ширин C (1480)-мезона:

$$\begin{aligned} BR [C (1480) \rightarrow \phi\pi^0] BR [C (1480) \rightarrow \pi^+\pi^-] &= \left[\frac{\Gamma_\rho q_C m_\rho^2}{\Gamma_C q_\rho M_C^2} \right] \times \\ &\times \frac{\sigma [\pi^-p \rightarrow C (1480) n] BR [C (1480) \rightarrow \phi\pi^0]}{\sigma [\pi^-p \rightarrow \rho n]}. \end{aligned} \quad (35)$$

Здесь M_C ; Γ_C — масса и полная ширина C (1480)-мезона; q_C — импульс π -мезона в распаде $C (1480) \rightarrow \pi^+\pi^-$ [в системе покоя C (1480)-мезона] и т. д. Используя в (35) характеристики C (1480)-мезона (17) и (18), табличные параметры ρ -мезона и значение сечения $\sigma [\pi^-p \rightarrow \rho n] |_{p_{\pi^-}=32,5 \text{ ГэВ}} \simeq 13 \cdot 10^{-30}$ см² (экстраполяция из области меньших энергий), можно получить оценку для распадных ширин (34), приведенную выше.

1.9. Поиски образования C (1480)-мезонов в K^-p -взаимодействиях. Как уже говорилось в п. 1.1, в опытах на «Леп-

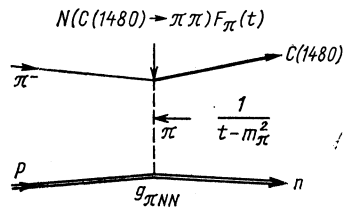


Рис. 12. Диаграмма образования C (1480)-мезона в реакции (19) в механизме ОРЕ

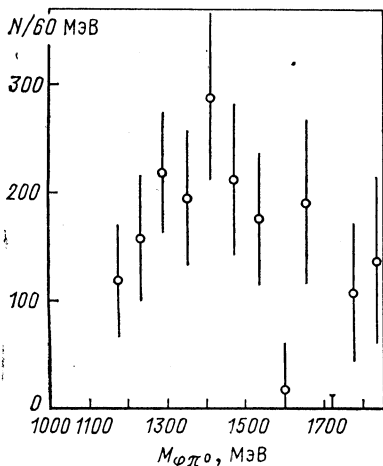
тон-Ф» через мишень установки был пропущен достаточно интенсивный эффективный поток K^- -мезонов ($0,8 \cdot 10^{10}$ частиц) и зарегистрировано $3 \cdot 10^3$ событий реакции $K^-N \rightarrow (K^+K^-\pi^0) Y$.

Было также исследовано образование $\phi\pi^0$ -системы в K^-p -взаимодействиях. Как видно из рис. 3, на котором приводился спектр эффективных масс K^+K^- -системы в реакции (8), вклад процесса $K^-N \rightarrow (\phi\pi^0) Y$ проявляется здесь очень четко. Однако спектр эффективных масс $\phi\pi^0$ -системы в (9) (рис. 13) сильно отличается от аналогичного спектра для реакции (1), и сигнала от $C(1480)$ -мезона здесь не найдено. Определена верхняя граница для отношения сечений

$$\sigma [K^-N \rightarrow C(1480) Y] / \sigma [\pi^- p \rightarrow C(1480) n] < 12 \quad (36)$$

(95%-ная достоверность). Это отношение на два порядка ниже отношения сечений для аналогичных двухчастичных эксклюзивных процессов образования ϕ -мезона в K^-N - и π^-p -взаимодействиях при той же энергии

Рис. 13. Спектр эффективных масс $\phi\pi^0$ -системы в реакции $K^-N \rightarrow (\phi\pi^0) Y$, взвешенный с аксептансом установки



1.10. О природе $C(1480)$ -мезона.

Существуют в принципе три возможности для интерпретации данных [1—4] о векторном $C(1480)$ -мезоне.

1. $C(1480)$ имеет обычную кварковую структуру мезона с изотопическим спином $I = 1$: $|C(1480)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})\rangle$. 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 $\ll 1\%$).

2. $C(1480)$ -мезон является изотопически-скалярной частицей типа ϕ' с кварковым составом $|C(1480)\rangle_{I=0} = |\bar{s}s\rangle$ (со скрытой странностью), 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 $\phi\pi^0$ -системой [19].

Рассмотрим теперь эти три возможности последовательно.

1.10.1. Может ли $C(1480)$ -мезон быть обычным векторным мезоном типа ρ' ? Если $C(1480)$ -мезон имеет кварковую структуру $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ и в опытах [1—4] наблюдается редкий OZI подавленный

распад $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$, то представляется довольно естественной попытка отождествить его с уже известным векторным ρ' -мезоном. Хотя эти состояния и различаются по табличным значениям масс и ширин, следует иметь в виду, что данные по ρ' -мезону в настоящее время являются крайне противоречивыми, причем значения массы и ширины этого состояния в разных работах лежат в пределах $1430 < m(\rho') < 1780$ МэВ и $100 < \Gamma(\rho') < 850$ МэВ [27]. По-видимому, все эти результаты трудно объяснить существованием одного ρ' -мезона. Анализ, проведенный в [28], приводит к гипотезе о возможном существовании двух таких состояний с $m(\rho'_1) = (1465 \pm 25)$ МэВ, $\Gamma(\rho'_1) = (235 \pm 25)$ МэВ и $m(\rho'_2) = (1700 \pm 25)$ МэВ, $\Gamma(\rho'_2) = (220 \pm 25)$ МэВ. Можно предположить, что $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$ — это новый редкий распад векторного ρ'_1 -мезона. Тогда опыты [1—4] следовало бы рассматривать как первое прямое экспериментальное обнаружение ρ'_1 -мезона и определение его параметров (работа [28] появилась позднее и основана не на прямых измерениях, а на анализе совокупности данных для ряда реакций, в которых наблюдались ρ' -мезоны).

Подобная интерпретация природы $C(1480)$ -состояния содержится, например, в работах [29, 30], где для ρ' -мезона выбирались параметры $m(\rho')$ и $\Gamma(\rho')$, близкие к $C(1480)$ или ρ'_1 , а распад $\rho' \rightarrow \phi\pi^0$ с относительной вероятностью $\simeq 0,005$ возникал при динамическом нарушении правила OZI за счет промежуточных процессов $\bar{\rho}' \rightarrow K^*\bar{K} + K^*\bar{K} \rightarrow \phi\pi^0$. Как показано в [29], такая модель с точностью до фактора ~ 2 позволяет описать данные по реакции (1) и по величине сечения (18).

Однако как в этой модели, так и при любом другом известном механизме нарушения OZI для $|C\rangle \equiv |(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}\rangle$ возникает существенная трудность. Хотя из-за малой вероятности OZI-запрещенных процессов [т. е. из-за малости $BR(C(1480) \rightarrow \phi\pi^0)$] не представляет труда объяснить малое значение $\sigma[\pi^-p \rightarrow C(1480)n] \times BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0]$ [см. (18)], для полного описания экспериментальных данных [1—4] необходимо объяснить и аномально большое значение R_C [см. (29)]. В самом деле, именно отношение вероятностей процессов с ϕ - и ω -мезонами используется для анализа степени выполнения правила OZI для частиц с легкими кварками. При этом из данных для ряда известных процессов [сравнение реакций $\pi^-p \rightarrow \phi n$ и $\pi^-p \rightarrow \omega n$ (см. разд. 2), ширин распадов $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$ и $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, $\phi \rightarrow 3\pi$ и $\omega \rightarrow 3\pi$] можно оценить, что для обычных $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$ -векторных мезонов отношение R_C должно быть порядка $(1/200) \div (1/400)$. Такая оценка на два порядка расходится с экспериментальным ограничением $R_C > 0,5$. А между тем, согласно правилам сумм КХД, именно в векторном канале OZI-подавление должно выполняться особенно эффективно [31]. Поэтому большое значение R_C и привело к экзотической интерпретации $C(1480)$ -мезона в работах [1—4].

В качестве дополнительной иллюстрации ожидаемой малости R_C для изовекторных мезонов обычного qq -типа сравним между собой отношения вероятностей распадных каналов $\phi\pi^0$ и $\omega\pi^0$ для C (1480)- и B (1235)-мезонов: $R_C > 0,5$ и $R_B < 5 \cdot 10^{-3}$. Для хорошо известного B (1235)-мезона [$I^G = 1^+$; $J^{PC} = 1^{+-}$; кварковая структура $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$] распады $B(1235) \rightarrow \omega\pi^0$ и $B(1235) \rightarrow \phi\pi^0$ происходят в основном в состояниях с $l = 0$. Поэтому отношение R_B может быть представлено в виде

$$R_B = [p_\phi^{(B)}/p_\omega^{(B)}] [g_{B\phi\pi^0}^2/g_{B\omega\pi^0}^2] \leq 5 \cdot 10^{-3}$$

или

$$[g_{B\phi\pi^0}^2/g_{B\omega\pi^0}^2] \leq 1,2 \cdot 10^{-2}.$$

Здесь $p_\phi^{(B)}$, $p_\omega^{(B)}$ — импульсы распадных ϕ - и ω -мезонов в системе покоя B (1235)-мезона; $g_{B\phi\pi^0}$ и т. д. — соответствующие константы взаимодействия. Так как $\phi\pi^0$ - и $\omega\pi^0$ -распады векторных C (1480)-мезонов происходят в состояниях с $l = 1$, то

$$R_C = [p_\phi^{(C)}/p_\omega^{(C)}]^3 [g_{C\phi\pi^0}^2/g_{C\omega\pi^0}^2] = 0,4 [g_{C\phi\pi^0}^2/g_{C\omega\pi^0}^2].$$

Если C (1480) был бы мезоном обычного $q\bar{q}$ типа, то в естественном предположении

$$[g_{B\phi\pi^0}^2/g_{B\omega\pi^0}^2] \simeq [g_{\phi Z I}^2 \text{ запр; } g_{\omega Z I}^2 \text{ разр}] \simeq [g_{C\phi\pi^0}^2/g_{C\omega\pi^0}^2] \leq 10^{-2}$$

(в обоих случаях OZI — запрещенный распад идет через трехглюонную вершину) мы опять получим очень низкую ожидаемую границу $R_C < 5 \cdot 10^{-3}$, резко расходящуюся с экспериментом.

Важно подчеркнуть, что модель [29, 30] также не может объяснить большое значение R_C . Оценка $BR(\rho' \rightarrow \phi\pi^0) \simeq 0,005$ в этой модели основана на большом табличном значении $BR(\rho' \rightarrow \bar{K}^*K + K^*\bar{K}) = 0,09 \pm 0,02$ [27] (в дальнейшем будем обозначать этот распад более кратко: $\rho' \rightarrow \bar{K}^*K$). Тогда в соответствии с $SU(3)$ -симметрией, в кварковой модели распад $\rho' \rightarrow \omega\pi^0$ должен был бы иметь вероятность $BR(\rho' \rightarrow \omega\pi^0) \simeq 4 BR(\rho' \rightarrow \bar{K}^*K) \sim 0,4$ [30], т. е. и в этом механизме естественно ожидать малое отношение $R_{\rho'} \sim \left(\frac{1}{50}\right) \div \left(\frac{1}{100}\right)$. Нарушение $SU(3)$ -симметрии (подавление процессов с s -кварками) может только увеличить ожидаемое значение $BR(\rho' \rightarrow \omega\pi^0)$, т. е. еще уменьшить предсказание для $R_{\rho'}$. В то же время из ряда экспериментальных данных следует, что $BR(\rho' \rightarrow \omega\pi^0) < 0,01 \div 0,03$ (см. обсуждение в [30]). Тогда если $BR(\rho' \rightarrow \phi\pi^0) \simeq 0,005$, то должно быть $R_{\rho'} > 0,2 \div 0,5$, что трудно совместить со свойствами ρ' -мезона, как обычного $q\bar{q}$ -состояния. В работе [30] малое значение $BR(\rho' \rightarrow \omega\pi^0)$ рассматривается, как какая-то загадка ρ' -мезона.

Однако, как показано в [6], для модели [29, 30] со всеми ее достижениями и загадками сейчас просто нет веских экспериментальных оснований. Краеугольным камнем для этой модели является большое значение парциальной вероятности $BR(\rho' \rightarrow \bar{K}^*K) = 0,09 \pm 0,02$, приводимое в таблице PDG [27]. Рассмотрим поэтому, насколько надежно установлено данное значение. Оно основано на одном эксперименте на встречных e^+e^- -пучках [32, 33], где имеется трудная проблема разделения вкладов $e^+e^- \rightarrow \rho' \rightarrow \bar{K}^*K$ и $e^+e^- \rightarrow \phi' \rightarrow \bar{K}^*K$ (причем последний процесс доминирует). Суммарная статистика \bar{K}^*K -событий для обоих процессов не превышает 150, а проведенный анализ для оценки парциальных сечений — модельно-зависимый и не учитывает неопределенностей в параметрах ρ' -состояния. Кроме того, даже в рамках этого эксперимента табличное значение $BR(\rho' \rightarrow \bar{K}^*K)$ в результате недоразумения сильно завышено. На самом деле должно быть $BR(\rho' \rightarrow \bar{K}^*K) = 0,045 \pm 0,010$, а при другой нормировке даже $0,025 \pm 0,007^*$. Все это показывает, что в настоящее время существует лишь верхняя граница для этой вероятности $BR(\rho' \rightarrow \bar{K}^*K) < 0,05$. Поэтому сейчас нет никаких серьезных оснований говорить о загадочной малости распада $\rho' \rightarrow \omega\pi^0$, как это делается в [30], а наоборот, верхний предел для соответствующей вероятности может быть использован в схеме $SU(3)$ для более чувствительной оценки верхней границы $BR(\rho' \rightarrow \bar{K}^*K) \simeq \frac{1}{4} BR(\rho' \rightarrow \omega\pi^0) \lesssim 0,0025 \div 0,01$. Очевидно, что столь малое значение $BR(\rho' \rightarrow \bar{K}^*K)$ (которое, конечно, надо еще подтвердить в прямых опытах) полностью исключает объяснение $\phi\pi^0$ -пика в (1) с параметрами (17) и (18) через механизм [29, 30], связанный с ρ' -мезоном.

Резюмируя этот раздел, следует подчеркнуть, что в настоящее время не существует объяснения для большого значения $R_C > 0,5$ у $C(1480)$ -мезона, если считать, что этот адрон является обычным состоянием с кварковой структурой $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$. Поэтому такая гипотеза представляется маловероятной.

1.10.2 Может ли $C(1480)$ быть мезоном типа ϕ' ? Предположим теперь, что $C(1480)$ — это изоскалярный мезон со скрытой странностью типа ϕ' , и оценим вероятность распада $|C(1480)\rangle_{I=0} = |s\bar{s}\rangle \rightarrow \phi\pi^0$ (с несохранением изоспина).

В качестве механизма, приводящего к максимальному нарушению изотопической инвариантности в $C(1480)_{I=0} \rightarrow \phi\pi^0$ -распаде, следует рассмотреть π^0 — η -смешивание. Оценка вклада такого механизма

* Следует отметить, что значение $BR(\rho' \rightarrow \bar{K}^*K)$ не приводится в оригинальных работах. Оно получено в таблице [27] при определенной нормировке, но основывается почему-то на предварительном результате [32]. Исходные цифры в последней работе по $e^+e^- \rightarrow \rho' \rightarrow \bar{K}^*K$ [33] оказываются в 2 раза ниже, чем эти предварительные результаты.

может быть сделана из отношения вероятностей $\Gamma(\eta' \rightarrow \pi^0 \pi \pi) / \Gamma(\eta' \rightarrow \eta \pi \pi)$ (т. е. из распадов, идущих с несохранением и с сохранением изоспина) с помощью метода, развитого в [34]. Как следует из расчетов [34],

$$r_{+-} = \Gamma(\eta' \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-) / \Gamma(\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-) = 16,8N = 16,8 \left[\frac{3}{16} \left(\frac{m_d - m_u}{m_s} \right)^2 \right].$$

Здесь первый множитель 16,8 обусловлен фазовыми объемами, а второй множитель $N = \frac{3}{16} \left[\frac{m_d - m_u}{m_s} \right]^2$ — фактор подавления из-за π^0 — η -смешивания; m_d ; m_u ; m_s — массы токовых кварков.

Для оценки N можно использовать два способа.

а. Теоретическая оценка $(m_d - m_u) / m_s$ из ширины $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и из других данных (см., например, [35]): $N_{\text{теор}} \ll 10^{-4}$.

б. Экспериментальная оценка из данных по распадам $\eta' \rightarrow 3\pi$. К сожалению, информация о ширине $\Gamma(\eta' \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-)$ пока отсутствует. Однако обнаружен распад $\eta' \rightarrow 3\pi^0$, также идущий с несохранением изоспина, и измерена величина $r_{00} = \Gamma(\eta' \rightarrow 3\pi^0) / \Gamma(\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0) = 0,0075 \pm 0,0018$ [36]. Так как $r_{+-} \sim r_{00}$, то $N_{\text{эксп}} = r_{+-} / 16,8 \sim r_{00} / 16,8 = 5 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, фактор подавления распада $C(1480)_{I=0} \rightarrow \phi \pi^0$ из-за нарушения изотопической инвариантности в механизме $\eta \pi^0$ -смешивания должен быть $\sim 5 \cdot 10^{-4}$. Поэтому можно ожидать, что $BR[C(1480)_{I=0} \rightarrow \phi \pi^0] < 5 \cdot 10^{-4}$ (или даже $\ll 5 \cdot 10^{-4}$), так как это только один из возможных каналов распада $C(1480)_{I=0}$. Парциальная ширина $\Gamma(C(1480)_{I=0} \rightarrow \phi \pi^0) < 0,1$ МэВ (для $\Gamma_C = 130$ МэВ). Если же распад $C(1480)_{I=0} \rightarrow \phi \pi^0$ обусловлен электромагнитными процессами второго порядка, соответствующая ширина лежит значительно ниже этой границы. Следует отметить, что вообще для всех известных распадов, обусловленных нарушением изотопической инвариантности, парциальные ширины очень малы. Например, $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 0,17$ МэВ (в этом случае нарушение изотопической инвариантности аномально велико из-за близости масс m_ρ и m_ω); $\Gamma(\eta' \rightarrow 3\pi) \simeq 0,4$ кэВ.

Для $BR[C(1480)_{I=0} \rightarrow \phi \pi^0] < 5 \cdot 10^{-4}$ и сечения подавленной правилом OZI реакции $\sigma[\pi^- p \rightarrow C(1480)_{I=0} n] < 1 \cdot 10^{-31}$ см² можно окончательно получить верхнюю оценку для вероятности рассматриваемого процесса $\sigma[\pi^- p \rightarrow (C(1480)_{I=0} \equiv \phi') n] BR[C(1480)_{I=0} \rightarrow \phi \pi^0] < 5 \cdot 10^{-35}$ см². Это на три порядка расходится с экспериментальным значением сечения $\sigma[\pi^- p \rightarrow C(1480) n] BR[C(1480) \rightarrow \phi \pi^0] = (40 \pm 15) \cdot 10^{-33}$ см².

Кроме того, реакция $\pi^- p \rightarrow [C(1480)_{I=0} \equiv \phi'] n$ не только подавлена по OZI, но и запрещена для π -обмена по G -четности, так как $G(\pi \pi) = +1$, а $G(\phi') = C_{\phi'} (-1)^I = -(-1)^0 = -1$. Это также противоречит эксперименту.

Итак, интерпретация экспериментальных данных [1—4] в модели обычного ss -адрона типа ϕ' со скрытой странностью $(|C(1480)_{I=0}) \simeq$

$\simeq | \bar{s}s \rangle$) с последующим распадом $C(1480)_{I=0} \rightarrow \phi\pi^0$ с несохранением изоспина оказывается полностью исключенной.

1.10.3. Является ли $C(1480)$ -мезон экзотическим состоянием? Последовательное объяснение всех характеристик $C(1480)$ -мезона и, прежде всего, большого значения R_C [см. (29)] может быть получено при интерпретации его как криптоэкзотического четырехкваркового состояния с кварковой структурой

$$|C(1480)\rangle = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) s\bar{s} \right\rangle. \quad (37)$$

В этом случае естественным образом объясняется изотопический спин этого состояния $I = 1$ и его сильная связь с $\phi\pi^0$ -системой*. Впервые возможности поисков четырехкварковых векторных состояний в $\phi\pi$ -системе отмечались в [19]. Существование резонансного $\phi\pi$ -состояния предсказывалось также из феноменологических соображений [37].

Другое возможное объяснение природы $C(1480)$ -мезона основано на модели гибридных состояний (мейктонов) [38—40]. В этой схеме

$$|C(1480)\rangle = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) g \right\rangle. \quad (38)$$

Векторный мейктон рассматривался, в частности, в [40]. Для него предсказывалась масса 1520 МэВ. 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 новый 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 [41] рассматривалась возможная $SU(3)$ -структура экзотического семейства частиц, к которому принадлежит $C(1480)$ -мезон, если он является $(qq\bar{q}\bar{q})$ -адроном типа (37). Предсказывается связь $C(1480)$ с каналом $\rho\eta$ с $BR(C(1480) \rightarrow \rho\eta) \sim \frac{1}{4} BR(C(1480) \rightarrow \phi\pi^0)$. Предсказывается также существование изоскалярного партнера $C(1480)$ -мезона $|\tilde{C}\rangle = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) s\bar{s} \right\rangle$, близкого с $C(1480)$ по массе и ширине. $|\tilde{C}\rangle$ -состояние может проявляться как резонанс в спектре масс $\omega\eta$ -системы. Следует отметить, что близкое по массе изоскаляр-

* О возможном смешивании в волновой функции $C(1480)$ -мезона см. в [42].

ное состояние $|\tilde{C}\rangle = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) g \right\rangle$ может существовать и в гибридной модели для $C(1480)$ -мезона.

В [42] обсуждаются природа $C(1480)$ -мезона и процессы его образования и распада. Рассмотрены возможные механизмы смешивания кварковых комбинаций в волновой функции четырехкваркового экзотического состояния. Высказывается предположение, что в этом случае должны существовать состояния 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 анализе спектра масс $\eta\pi^0$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \eta\pi^0 n$ на установке ГАМС-4000 [43] (см. приложение). Вопрос о возможной связи между этими состояниями представляет очень большой интерес и требует дальнейшего изучения. В частности, в [44] обсуждается другая возможность, согласно которой мезоны $C(1480)$ и $M(1405)$ являются сопряженными по G - и C -четности гибридными состояниями (мейктонами).

В [42] показано также, что если $C(1480)$ -мезон принадлежит к $10-10^*$ -представлению $SU(3)$ (т. е. является суперпозицией состояний из представления 10 и сопряженного ему представления 10^* , имеющей определенную G -четность), то должно существовать соотношение между вероятностями распадных каналов $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$ и $C(1480) \rightarrow \omega\pi^0$: $BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] = 2BR[C(1480) \rightarrow \omega\pi^0]$, т. е. $R_C = 2$. Это не противоречит экспериментальным данным, согласно которым $R_C > 0,5$ [см. (29)].

Потенциальные модели для экзотических многокварковых мезонов и место $C(1480)$ в таких моделях рассматриваются в [45].

1.11. $C(1480)$ -мезон в электромагнитных процессах. Так как квантовые числа $C(1480)$ -мезона $J^{PC} = 1^{--}$ совпадают с квантовыми числами фотонов, представляют значительный интерес поиски образования этой частицы в электромагнитных процессах.

В эксперименте на омега-спектрометре [46] зарегистрировано около 25 событий реакции $\gamma p \rightarrow \phi\pi^0 p$ в диапазоне энергий от 20 до 70 ГэВ. Хотя число событий невелико, в спектре масс $\phi\pi^0$ -системы наблюдается некоторый избыток событий в области $\sim 1,4$ ГэВ (рис. 14). Из данных [46] можно получить сечение фоторождения $C(1480)$ -мезона $\sigma(\gamma p \rightarrow C(1480) p) BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] \simeq (3 \pm 1,5) \cdot 10^{-33}$ см² или, более точно, верхний предел

$$\sigma[\gamma p \rightarrow C(1480)p] BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] \leq 6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 \quad (39)$$

(95 %-ная достоверность).

Теоретические оценки для сечения дифракционного фоторождения $C(1480)$ -мезона могут быть выполнены в модели векторной доминант-

ности VDM [19] (рис. 15, а):

$$\sigma[\gamma p \rightarrow C(1480)p] \simeq \sigma[\gamma p \rightarrow \rho^0 p] \left[\frac{\sigma_{\text{полн}}[C(1480)p]}{\sigma_{\text{полн}}[\rho^0 p]} \right]^2 \times \left[\frac{M_{\rho^0}}{M_C} \right] \left[\frac{b_{\rho^0}}{b_C} \right] \frac{\Gamma[C(1480) \rightarrow e^+e^-]}{\Gamma[\rho^0 \rightarrow e^+e^-]} \quad (40)$$

Здесь $\sigma_{\text{полн}}[C(1480)p]/\sigma_{\text{полн}}[\rho^0 p] \simeq [\sigma_{\text{полн}}(\rho^0 p) + \sigma_{\text{полн}}(\varphi p)]/\sigma_{\text{полн}}[\rho^0 p] \simeq 3/2$ — отношение соответствующих полных сечений взаимодействий в аддитивной кварковой модели; $b_{\rho^0}/b_C \simeq 1$ — отношение наклонов дифракционных конусов; через ρ^0 обозна-

Рис. 14. Спектр эффективных масс системы $K^+K^-\pi^0$ в реакции фоторождения $\gamma p \rightarrow K^+K^-\pi^0 p$ при энергии фотонов $20 < E_\gamma < 70$ ГэВ (для событий из области ф-пика $1,01 < M_{K^+K^-} < 1,03$ ГэВ). Шкала справа — аксептанс установки (пунктирная линия)

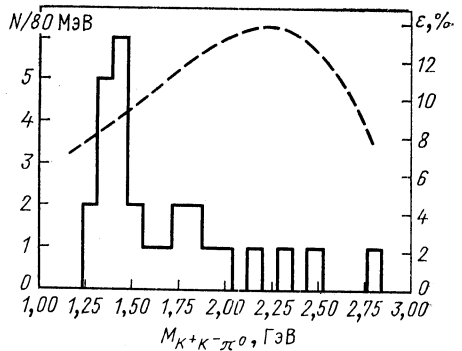
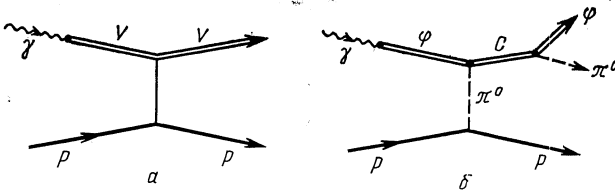


Рис. 15. Диаграмма дифракционного фоторождения векторного мезона в модели векторной доминантности (диагональное приближение) (а) и диаграмма фоторождения $C(1480)$ -мезона в модели ОРЕ (б)



чены «обычные» векторные мезоны с $I = 1$: ρ^0 (770) и $\rho^{0'}$. Из величины верхней границы (39), из данных по сечениям дифракционного фоторождения $\sigma[\gamma p \rightarrow \rho^0(770)p] \simeq 13 \cdot 10^{-30}$ см² или $\sigma[\gamma p \rightarrow \rho^{0'}p] \simeq 1,3 \cdot 10^{-30}$ см² и из значений электронных ширин $\Gamma[\rho^0(770) \rightarrow e^+e^-] \simeq \Gamma[\rho^{0'} \rightarrow e^+e^-] \simeq 7$ кэВ можно оценить

$$\Gamma[C(1480) \rightarrow e^+e^-] BR[C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0] \lesssim \begin{cases} 4 \text{ эВ из данных по } \rho^0(770); & (41) \\ 21 \text{ эВ из данных по } \rho^{0'} & (42) \end{cases}$$

(95 %-ная достоверность).

Предел (42), основанный на данных для $\rho^{0'}$ -мезона, по-видимому, является более надежным из-за близости масс $M[C(1480)]$ и $M(\rho^{0'})$

и соответствующего уменьшения неопределенностей VDM-оценок, связанных с переходом от реальных фотонов к виртуальным фотонам с $q^2 = M^2 \tilde{\nu}$.

Таким образом, мы видим, что, в предположении о большой величине BR ($C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$), электронная ширина для $C(1480)$ -мезона резко отличается от электронных ширин для «обычных» векторных мезонов. Это лишний раз подчеркивает экзотическую природу $C(1480)$ -мезона. Малая электронная ширина $C(1480)$ -мезона находит естественное объяснение в четырехкварковой модели [45].

Фоторождение $C(1480)$ -мезона может также происходить через одноопионный обмен (рис. 15, б). В этом механизме все константы оцениваются из опытных данных. Н. Н. Ачасовым (частное сообщение) получено соотношение

$$\begin{aligned} \sigma[\gamma p \rightarrow C(1480) p]_{\text{ОРЕ}} BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] = \\ = \left[\frac{1,3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2}{s^2} \right] [BR(C(1480) \rightarrow \phi\pi^0)]^2 \end{aligned} \quad (43)$$

(здесь s — в ГэВ²). Отсюда и из данных по фоторождению $C(1480)$ в опытах на омега-спектрометре установлено ограничение для $BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0]$: $\sigma[\gamma p \rightarrow C(1480) p] BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] = 35 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 [BR(C(1480) \rightarrow \phi\pi^0)]^2 + (\text{дифракционный вклад}) \leq 6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ или

$$BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] < 0,4 \text{ (95\%-ная достоверность)}. \quad (44)$$

Следуя [19], можно провести оценку сечения резонансного образования $C(1480)$ -мезона на встречных e^+e^- -пучках:

$$\sigma[e^+e^- \rightarrow C(1480)] BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] < 0,16 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 \quad (45)$$

(для $\Gamma[C(1480) \rightarrow e^+e^-] BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] < 21$ эВ (42)). При этом нерезонансный фон оценивается из данных нерезонансной реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ с учетом OZI-подавления [19]:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0)_{\text{нерез}} = \sigma(e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0)_{\text{нерез}} \frac{1}{300} \sim 0,03 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \quad (46)$$

Существующие экспериментальные данные устанавливают верхнюю границу для процесса резонансного образования $C(1480)$ -мезона в e^+e^- -соударениях, лежащую в несколько раз выше уровня (42) и (45): $\Gamma[C(1480) \rightarrow e^+e^-] BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] < 85$ эВ [48].

В связи с обсуждением вопроса о возможном существовании изо-скалярного партнера $C(1480)$ -мезона $\tilde{C} = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) s\bar{s}$ или $\tilde{C} = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) g$, с параметрами, близкими к $C(1480)$ -мезону,

* Если $\rho^{0'}$ представляет собой два состояния ρ_1' и ρ_2' [28], оценка (42) может несколько измениться.

и с одним из основных каналов распада $\tilde{C} \rightarrow \omega\eta$ [41] (см. п.1.10), обращают на себя внимание результаты эксперимента по фоторождению мезонов на омега-спектрометре CERN, в котором изучалась реакция $\gamma p \rightarrow (\omega\eta) p$ в области энергий $20 < E_\gamma < 50$ ГэВ [47]. В спектре масс $\omega\eta$ -системы наблюдается структура $X(1600)$ с массой $M = (1,61 \pm 0,04)$ ГэВ и шириной $\Gamma = (0,23 \pm 0,08)$ ГэВ. Возможные квантовые числа этого состояния $J^P = 1^-; 1^+; 2^-$. Оценено сечение $\sigma[\gamma p \rightarrow X(1600) p] BR[X(1600) \rightarrow \omega\eta] \sim 40 \cdot 10^{-33}$ см². Вопросы о природе этого пика и о возможности его отождествления

с предсказанным изоскалярным \tilde{C} -мезоном остаются открытыми.

1.12. Поиски $C(1480)$ -мезонов в распадах J/ψ -частиц и в процессах $\bar{p}p$ -аннигиляции. В опытах на установке DM2 [49] исследовался распад J/ψ -мезонов по каналу $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и измерена его вероятность $BR[J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-] = (7,8 \pm 0,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$. При анализе спектра масс $\phi\pi^\pm$ проводились поиски сигнала от $C(1480)$ -мезона, т. е. распада $J/\psi \rightarrow C(1480)\pi^\pm$. Распады типа $J/\psi \rightarrow X\pi$ являются естественными процессами для поисков экзотических гибридных мезонов $X = \bar{q}qg$ с изоспином $I = 1$, так как промежуточные состояния для этих распадов обогащены глюонами. Хотя в спектре масс $\phi\pi^\pm$ в $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и имеется некоторый избыток событий, совместимый с возможным проявлением $C(1480)$ -мезона, статистическая значимость этого избытка невелика и позволяет только установить верхнюю границу для вероятности $BR[J/\psi \rightarrow C(1480)\pi^\pm] BR[C(1480)^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm] < 1,5 \cdot 10^{-4}$ (95 %-ная достоверность).

Поиски $C(1480)$ -мезона в распадах $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ осложняются не только комбинаторным фоном (две комбинации с $\phi\pi^\pm$), но и тем, что в спектре масс $\pi^+\pi^-$ -системы наблюдается значительный вклад от резонансных $\pi\pi$ -процессов: образование $a_0(975)$ -мезона и, может быть, какого-то состояния в области масс $1,1 < M_{\pi\pi} < 1,5$ ГэВ ($BR[J/\psi \rightarrow \phi a_0(975)] BR[a_0(975) \rightarrow \pi^+\pi^-] = (2,4 \pm 0,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ и $BR[J/\psi \rightarrow \phi(\pi^+\pi^-) |_{1,1 < M_{\pi\pi} < 1,5 \text{ ГэВ}}] = (2,5 \pm 0,2 \pm 0,4) \times 10^{-4}$).

Решение вопроса о возможном образовании $C(1480)$ -мезонов в J/ψ -распадах потребует существенного увеличения статистики на накопителях нового поколения с высокой светимостью. В частности, на недавно запущенном e^+e^- -накопителе BEPC (КНР), по-видимому, можно увеличить такую статистику по крайней мере на порядок.

В опытах на установке ASTERIX при анализе реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ в спектре масс $K\bar{K}\pi$ наблюдается некоторый максимум в области $C(1480)$ -мезона. Однако авторы интерпретируют его как результат кинематических отражений при образовании $K^*\bar{K}^*$ -системы [50]. Детальный анализ процессов с образованием $\phi\pi$ -состояний в реакциях $\bar{p}p$ -аннигиляции может быть проведен в экспериментах нового поколения на антипротонном источнике LEAR.

Обсуждение некоторых вопросов, связанных с природой C (1480), проводилось также в [51—61] и ряде других работ (см. также приложение 2).

2. ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ $\pi^-p \rightarrow K^+K^-n$ ПРИ ИМПУЛЬСЕ $p_\pi = 32,5$ ГэВ И ДАННЫЕ О ПРОЦЕССЕ $\pi^-p \rightarrow \phi n$, ПОДАВЛЕННОМ ПРАВИЛОМ OZI

Проведен анализ реакции

$$\pi^-p \rightarrow K^+K^-n \quad (47)$$

($6 \cdot 10^5$ событий при импульсе 32,5 ГэВ) и получены предварительные данные о сечении процесса

$$\pi^-p \rightarrow \phi n, \quad (48)$$

подавленного правилом OZI. На рис. 16 представлен массовый спектр

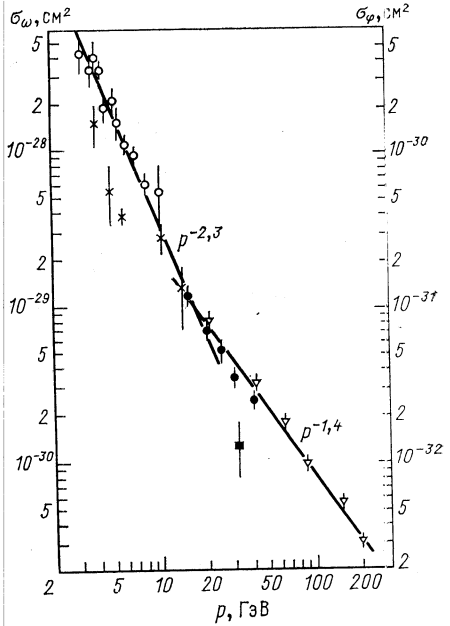
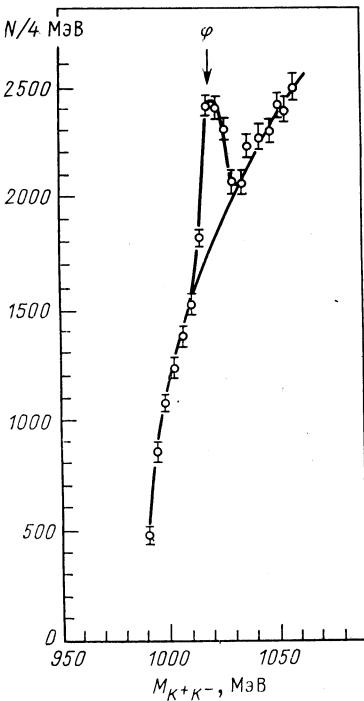


Рис. 16. Спектр эффективных масс K^+K^- -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow K^+K^-n$ (в области малых масс) при $|t'| > 0,1$ ГэВ². Стрелкой показано табличное значение массы ϕ -мезона

Рис. 17. Экспериментальные данные для полных сечений реакций $\pi^-p \rightarrow \omega n$ и $\pi^-p \rightarrow \phi n$ в зависимости от первичного импульса:

реакция $\pi^-p \rightarrow \omega n$ (шкала слева) [62]:
 ○ — сечения при малых энергиях; ● — данные [62]; ▽ — данные [63]; прямые — степенные зависимости $\sigma \sim p^{-2,3}$ и $p^{-1,4}$; реакция $\pi^-p \rightarrow \phi n$ (шкала справа): × — данные при малых энергиях; ■ — результат эксперимента «Лептон-Ф»

для K^+K^- -пар в (47), в котором наблюдается четкий пик ϕ -мезона. Определено полное сечение

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow \phi n) = (13 \pm 5) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 \quad (49)$$

(погрешность обусловлена систематическими погрешностями, связанными с нормировкой сечений.). При сравнении (49) с данными о реакции

$$\pi^-p \rightarrow \omega n, \quad (50)$$

полученными в [62], определено отношение сечений

$$R(\phi/\omega)|_{p_{\pi^-}=32,5 \text{ ГэВ}} = \frac{\sigma(\pi^-p \rightarrow \phi n)}{\sigma(\pi^-p \rightarrow \omega n)} \Big|_{p_{\pi^-}=32,5 \text{ ГэВ}} = (0,42 \pm 0,17) \cdot 10^{-2}. \quad (51)$$

Это отношение характеризует степень подавления процессов с векторными мезонами правилом отбора OZI. Совокупность данных по реакциям (48) и (50) при разных энергиях представлена на рис. 17.

Отношение (51) может быть использовано в простой кварковой модели для определения угла смешивания ϕ_V для нонета векторных мезонов. Отличие угла смешивания от идеального $\alpha_V = \phi_V - \phi_0$ ($\phi_0 = 35,3^\circ$ — угол идеального смешивания) связано с (51) соотношением $\text{tg}^2 \alpha_V = R(\phi/\omega)$ [64]. Отсюда $|\alpha_V| = (3,7 \pm 0,7)^\circ$, что находится в хорошем согласии с результатами, полученными из сравнения радиационных шири $\Gamma(\phi \rightarrow \pi^0 \gamma)$ и $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)$ ($|\alpha_V| = (3,0 \pm 0,2)^\circ$ [65]) и из квадратичной массовой формулы ($|\alpha_V| = (3,7 \pm 0,4)^\circ$ [27]).

3. ПОИСКИ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ $D(1285) \rightarrow \phi \gamma$ И $E(1420) \rightarrow \phi \gamma$ И ПРИРОДА E -МЕЗОНА

3.1. Проблема E /иота и свойства аксиально-векторных мезонов. Поиски экзотических адронных 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. Экзотические частицы должны быть «лишними состояниями», не укладывающимися в схемы обычных $SU(3)$ -семейств (или их радиальных возбуждений). Поэтому поиски экзотических адронов и исследования «белых пятен» обычной адронной спектроскопии оказываются неразрывно связанными между собой.

В качестве примера можно напомнить известную E /иота проблему, возникшую в связи с поисками глюболов *. Для ее решения важно получить новые и более информативные данные о квантовых числах состояния $E(1420)$, о составе аксиального мезонного нонета ($J^{PC} = 1^{++}$) и о радиально-возбужденных псевдоскалярных состояниях.

* О E /иота-проблеме см., например, в обзорах [61], а также в приложении.

Для аксиально-векторного нонета из двух изоскалярных состояний в этом семействе только одно можно считать твердо установленным — это D (1285)-мезон. В качестве другого изоскаляра обычно рассматривался E (1420)-мезон. Однако его квантовые числа, как уже отмечалось, до сих пор однозначно не определены.

Ситуация со структурой нонета аксиальных мезонов еще более усложняется, так как на роль изотопического синглета (ss) в этом семействе, помимо первоначального претендента — E (1420)-мезона, появился еще новый кандидат — так называемый D' (1530)-мезон. Данные о возможном наблюдении такой частицы в K^-p -реакциях были получены в опытах на пузырьковой камере [66] и на широкоапертурном магнитном спектрометре LASS [67].

Новая информация о составе аксиального нонета и о его угле смешивания может быть получена из радиационных распадов аксиальных мезонов и, в частности, из распадов M ($J^{PC} = 1^{++}$) $\rightarrow \phi\gamma$. Так как ϕ -мезон является почти чистым ss -состоянием, $\phi\gamma$ -распад служит хорошим анализатором, выделяющим ss -компоненту в волновой функции мезонов.

3.2. Выделение радиационных распадов. Экспериментальное изучение радиационных распадов адронов связано со значительными трудностями. Это, как правило, редкие процессы, идущие с малой относительной вероятностью в условиях большого фона от $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -распадов с «потерянными» фотонами. Для выделения радиационных распадов требуется регистрация всех вторичных продуктов (заряженных частиц и фотонов), измерение их импульсов и восстановление эффективной массы распадающейся частицы. Существенную роль здесь играет кинематическое переопределение, так как это позволяет подавить фоновые процессы*.

В опытах на установке «Лептон» источником исследуемых частиц являются эксклюзивные реакции перезарядки, в которых удается реализовать наилучшие фоновые условия для редких явлений. Так, при исследовании распадов



использовались реакции $\pi^-p \rightarrow Mn$; $M \rightarrow \phi\gamma$; $\phi \rightarrow K^+K^-$ или $K^-N \rightarrow MY$; $M \rightarrow \phi\gamma$; $\phi \rightarrow K^+K^-$. Для выделения этих процессов и регистрации известных распадов $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ (служивших для калибровки установки) анализировались события $\pi^-p \rightarrow (K^+K^-\gamma)n$, $K^-N \rightarrow (K^+K^-\gamma)Y$ и $\pi^-p \rightarrow (\pi^+\pi^-\gamma)n$.

Для снижения фона от π^0 -мезонов с потерянными фотонами установка «Лептон-Ф» была снабжена специальной охранной системой из сцинтилляционных счетчиков, прослоенных свинцом, которые на

* Общие вопросы, связанные с исследованиями радиационных распадов мезонов, см. в обзорах [15, 16, 68].

уровне триггера подавляли события с γ -квантами, летящими вне апертуры годоскопического многоканального гамма-спектрометра ГАМС-200 (см. рис. 1). Сам этот спектрометр тоже являлся частью охранной системы, так как при обработке данных в нем требовалась регистрация одного и только одного γ -кванта.

Охранная система снижала фон от «потерянных» фотонов в 10—20 раз.

Для выделения процессов типа (6), (10), (14)—(16) и исследования радиационных распадов использовался следующий набор стандартных критериев отбора событий:

а) событие характеризуется двумя (и только двумя) треками заряженных частиц в спектрометре с противоположными знаками зарядов, вылетающими из точки взаимодействия внутри мишени;

б) событие характеризуется одним γ -квантом с минимальной энергией $E_\gamma > 5$ ГэВ (в некоторых реакциях $E_\gamma > 6$ ГэВ);

в) при этом в гамма-спектрометре не зарегистрировано дополнительных фотонов с энергией $E_\gamma > 0,5$ ГэВ;

г) полная выделенная энергия удовлетворяет условию $30,8 \text{ ГэВ} < (E_{\text{полн}} = E_+ + E_- + E_\gamma) < 34 \text{ ГэВ}$ (E_+ ; E_- — энергия заряженных частиц).

При отработке этих критериев, необходимых для оптимального подавления фона потерянных фотонов, использовались хорошо известные радиационные распады $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ (в условиях фона от $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$) и $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. С этой целью был проведен анализ спектра эффективных масс $(\pi^+\pi^-\gamma)$ -событий в реакции (14) (рис. 18).

При варьировании критериев отбора (минимальная энергия фотона $E_{\gamma\text{min}}$ и диапазон изменения полной энергии $E_{\text{полн}}$) контролировалось отношение

$$R_\eta = \frac{N(\eta_{\text{ложн}})}{N(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)} = \frac{\text{число ложных событий } \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma}{\text{число истинных событий } \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma}$$

(ложные события от $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$).

Оптимальным считался такой выбор критериев отбора, при котором значение R_η оказывалось минимальным при незначительной потере эффективности регистрации $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ (более подробно см. [9]).

Возможности изучения редких радиационных распадов мезонов в опытах на установке «Лептон-Ф» могут быть хорошо проиллюстрированы результатами поисков распада

$$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma \tag{53}$$

в тяжелых фоновых условиях, обусловленных основным распадом этого мезона $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (с одним потерянным фотоном).

На рис. 19 приведен спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-\gamma$ -системы в (14) в области ω -мезона. События, вошедшие в этот спектр, удовлетворяли, помимо критериев отбора а) — г), еще дополнительно му критерию;

д) для отобранных событий переданный импульс $|t'| > 0,1 \text{ ГэВ}^2$. Это требование, подавлявшее вклад процессов с π -обменом в реакцию (14), служило для уменьшения фона от ρ -мезонов (радиационный распад $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, фон случайных совпадений распада $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$ и ливня в гамма-спектрометре).

Спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-\gamma$ на рис. 19 использовался для поисков радиационного распада (53). Как показало моделирование методом Монте-Карло, ложный пик от распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ с потерей одного фотона смещен относительно истинного положения массы ω -мезона примерно на 30 МэВ и имеет ширину около 65 МэВ. Экспериментальные данные хорошо согласуются с этим результатом.

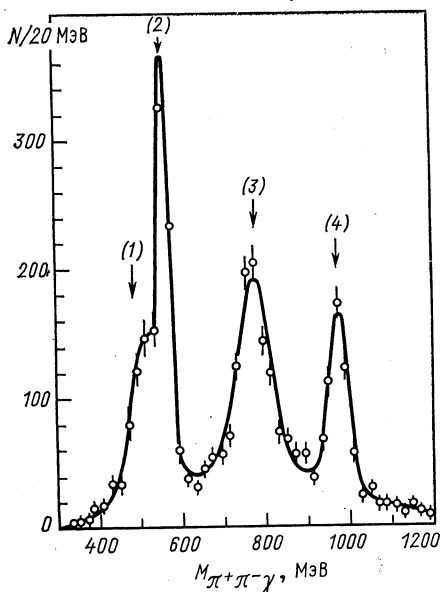


Рис. 18. Исследования спектра эффективных масс $\pi^+\pi^-\gamma$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (\pi^+\pi^-\gamma)n$ (20% статистики). В спектре наблюдаются четыре структуры: 1 — «ложный пик», обусловленный процессом $\pi^-p \rightarrow \eta n$; $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ с одним потерянными фотоном; 2 — пик от радиационного распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в реакции $\pi^-p \rightarrow \eta n$; 3 — ложный пик, обусловленный процессом $\pi^-p \rightarrow \omega n$; $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ с одним потерянными фотоном; 4 — пик от радиационного распада $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в реакции $\pi^-p \rightarrow \eta' n$.

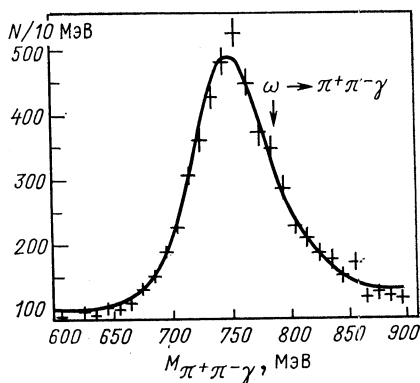


Рис. 19. Полный спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-\gamma$ -событий из области «ложного ω -пика» (см. рис. 18), т. е. для событий, обусловленных в основном процессом $\pi^-p \rightarrow \omega n$; $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ с одним потерянными фотоном. Стрелкой показано ожидаемое положение пика для радиационного распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$.

При анализе спектра эффективных масс $\pi^+\pi^-\gamma$ (рис. 19) получена оценка для числа событий $N(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = 30 \pm 52$. Общее число $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ -распадов, зарегистрированных во время измерений на установке «Лептон-Ф», составило $N(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 26\,400$. С учетом эффективности установки определены верхние пределы для сечения

$$\sigma[\pi^-p \rightarrow \omega n] BR[\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma] < 17 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$$

и для отношения вероятностей

$$BR(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = \Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) / \Gamma[\omega \rightarrow (\text{все каналы})] < 4 \cdot 10^{-3} \quad (54)$$

(95 %-ная достоверность).

Это ограничение более чем на порядок усиливает существовавший ранее предел $BR(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) < 5\%$ [27]. Полученные результаты показывают, что в опытах на установке «Лептон-Ф» возможно изучение редких радиационных распадов адронов, имеющих относительные

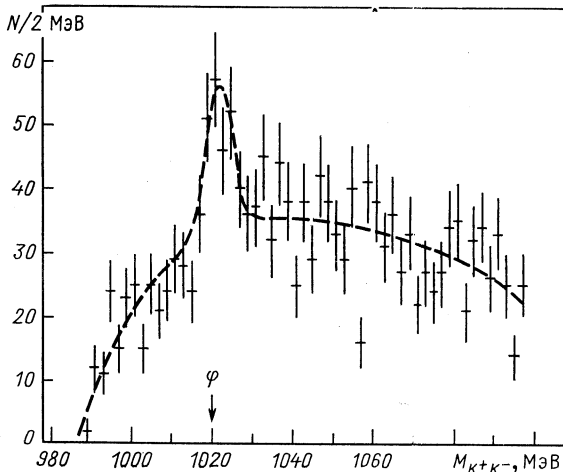


Рис. 20. Спектр эффективных масс K^+K^- -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (K^+K^-\gamma) n$ для событий с $|t'| > 0,1 \text{ ГэВ}^2$. Стрелкой показано табличное значение массы ϕ -мезона. Положение пика [$M_{K^+K^-} = (1022 \pm 2) \text{ МэВ}$] согласуется с табличным значением, а его ширина [$(7,3 \pm 1,2) \text{ МэВ}$] определяется аппаратным разрешением

вероятности порядка одного или нескольких процентов от основных каналов распада этих частиц с π^0 -мезонами, определяющих уровень фона.

3.3. Поиски радиационных распадов $M \rightarrow \phi\gamma$ и обнаружение распада $D(1287) \rightarrow \phi\gamma$. В процессе экспериментов на установке «Лептон-Ф» зарегистрировано $4,5 \cdot 10^3$ событий реакции $\pi^-p \rightarrow (K^+K^-\gamma) n$ [см. (6)], удовлетворявших стандартным критериям отбора (см. п. 3.2). Большинство из этих событий, однако, являются фоновыми — они соответствуют реакции $\pi^-p \rightarrow (K^+K^-\pi^0) n$; $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ с одним потерянными γ -квантом. Данные (6) были использованы для выделения реакций $\pi^-p \rightarrow (\phi\gamma) n$ и $\pi^-p \rightarrow M n$; $M \rightarrow \phi\gamma$; $\phi \rightarrow K^+K^-$. Здесь прежде всего необходимо было подавить фон, обусловленный событиями $\pi^-p \rightarrow (\phi\pi^0) n$; $\phi \rightarrow K^+K^-$; $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ с потерянными фотоном. Так как реакция (1) характеризуется узким t -распределением, обусловленным ОРЕ (см. рис. 8), для подавления этого

фона вводилось требование $|t'| > 0,1 \text{ ГэВ}^2$, уменьшавшее его приблизительно в 5 раз. В то же время это требование довольно слабо уменьшало вероятность образования аксиальных мезонов в реакциях перезарядки, так как для таких процессов π -обмен запрещен, и соответствующее распределение по t оказывается более широким.

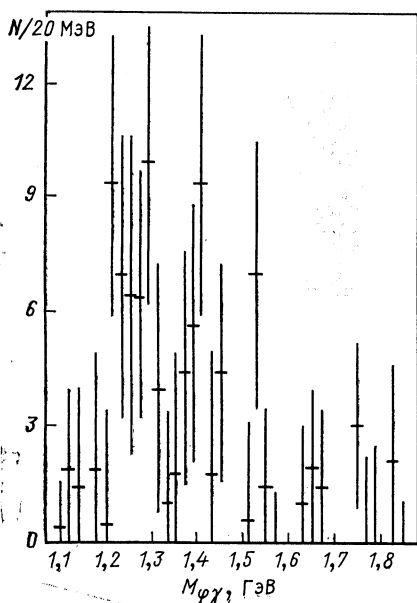


Рис. 21. Спектр эффективных масс $\phi\gamma$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow (\phi \gamma) n \times [|t'| > 0,1 \text{ ГэВ}^2]$

Так, выходы $D(1285)$ -мезонов (см. рис. 4) при $|t'| > 0,1 \text{ ГэВ}^2$ уменьшаются не более чем на 25 %.

В спектре масс K^+K^- -системы в реакции (6) наблюдается четкий пик, соответствующий образованию ϕ -мезона (рис. 20).

События (7) были отобраны из области ϕ -пика ($1018 < M_{K^+K^-} < 1026 \text{ МэВ}$). Вклад фона был учтен вычитанием полусуммы числа событий в соседних массовых интервалах ($1006 < M_{K^+K^-} < 1014 \text{ МэВ}$ и $1030 < M_{K^+K^-} < 1038 \text{ МэВ}$). Полное число событий (7) оказалось равным 87 ± 14 . Спектр эффективных масс событий (7) приведен на рис. 21.

Для дальнейшего анализа $\phi\gamma$ -системы и поисков радиационных распадов аксиальных мезонов проведено исследование соответствующих угловых распределений в реакции (7). По известной теореме Ландау — Янга частица со спином 1 не может распадаться на два безмассовых фотона. Такой запрет

$$M (J^{PC} = 1^{++}) \rightarrow \phi\gamma \quad (55)$$

связан с отсутствием у фотонов составляющих с нулевой спиральностью. Так как ϕ -мезон — массивная векторная частица, то распад уже не запрещен этой теоремой, но в нем доминирует компонента ϕ с нулевой спиральностью: $\lambda_\phi = 0$ [70]. Для выделения процессов образования ϕ -мезонов с $\lambda_\phi = 0$ было исследовано распределение по углу $\theta_{K^-\gamma}$ (в системе покоя ϕ -мезона) для разных интервалов спектра эффективных масс $\phi\gamma$ -системы в (7). Угловое распределение представлялось в нормированном виде $dN/d |\cos \theta_{K^-\gamma}| = \text{const} [1 - (b/3) + b \cos^2 \theta_{K^-\gamma}]$. Для $\lambda_\phi = 0$ [т. е. для распада (55)] это распределение должно иметь вид $dN/d |\cos \theta_{K^-\gamma}| \sim \cos^2 \theta_{K^-\gamma}$ (т. е. $b = 3$). При распаде псевдоскалярных мезонов $M (J^{PC} = 0^{-+}) \rightarrow \phi\gamma$ ϕ -мезоны образуются только в состояниях с $\lambda_\phi = \pm 1$, и соответствующее угловое распределение имеет вид $dN/d |\cos \theta_{K^-\gamma}| \sim$

$\sim \sin^2 \vartheta_{K-\gamma}$ (т. е. $b = -1,5$). На рис. 22,а представлена зависимость коэффициента b в угловом распределении от эффективной массы M ($\varphi\gamma$) в (7). Как видно из этого рисунка, в области масс D (1285)-мезона угловое распределение резко отличается от других участков массового спектра (см. также рис. 22,б).

Таким образом, для выделения распадов типа (55) существенную роль может сыграть требование $|\cos \vartheta_{K-\gamma}| > 2/3$, так как для радиационных распадов аксиальных мезонов оно уменьшает число событий всего на 30 %, и в то же время распады псевдоскалярных

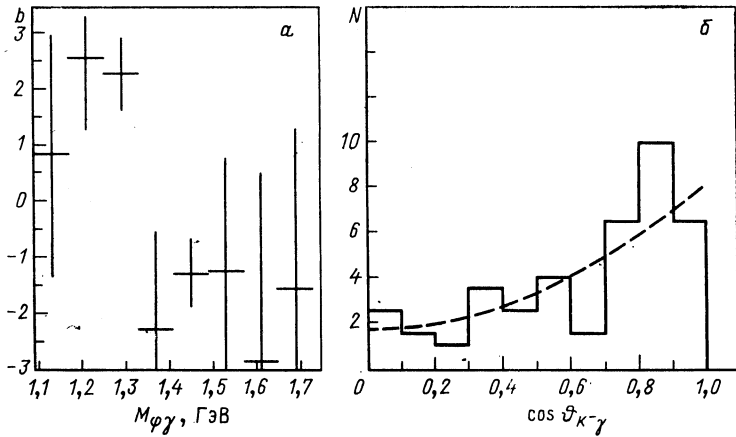


Рис. 22. Массовая зависимость коэффициента b в нормированном угловом распределении $dN/d|\cos \vartheta_{K-\gamma}| = N [1 - \frac{b}{3} + b \cos^2 \vartheta_{K-\gamma}]$ (в системе покоя φ -мезона) для $\varphi\gamma$ -событий рис. 21 (а) и угловое распределение для $\varphi\gamma$ -событий из области D (1285)-мезона [$1230 < M(\varphi\gamma) < 1330$ МэВ]; пунктирная кривая соответствует $b = 1,7 \pm 0,7$ (б)

частиц при этом подавляются более чем в 6 раз. На рис. 23 представлены спектры эффективных масс $K^+K^-\gamma$ -системы для событий (6), удовлетворяющих всем введенным критериям отбора, а также новому требованию $|\cos \vartheta_{K-\gamma}| > 2/3$, как для событий, лежащих в полосе K^+K^- -масс для φ -мезона [$1018 < M(K^+K^-) < 1026$ МэВ], так и для двух фоновых полос. Фон в контрольных полосах оказался очень малым, и процедура его вычитания (не являвшаяся в принципе обязательной) не вызвала никаких проблем.

Результирующий спектр эффективных масс $\varphi\gamma$ -событий ($|\cos \vartheta_{K-\gamma}| > 2/3$) представлен на рис. 24. В этом спектре доминирует пик с массой $M = (1278 \pm 10)$ МэВ и шириной $\Gamma = (77 \pm \pm 18)$ МэВ. В пике содержится 19 ± 5 событий. Положение пика хорошо согласуется с табличным значением массы D (1285)-мезона, а его ширина определяется аппаратным разрешением. Статистиче-

ская значимость наблюдаемого пика превышает 7 стандартных отклонений.

Попытка объяснить наблюдаемый пик ϕ -распадами каких-либо других известных мезонов [27] показала, что все такие разрешенные

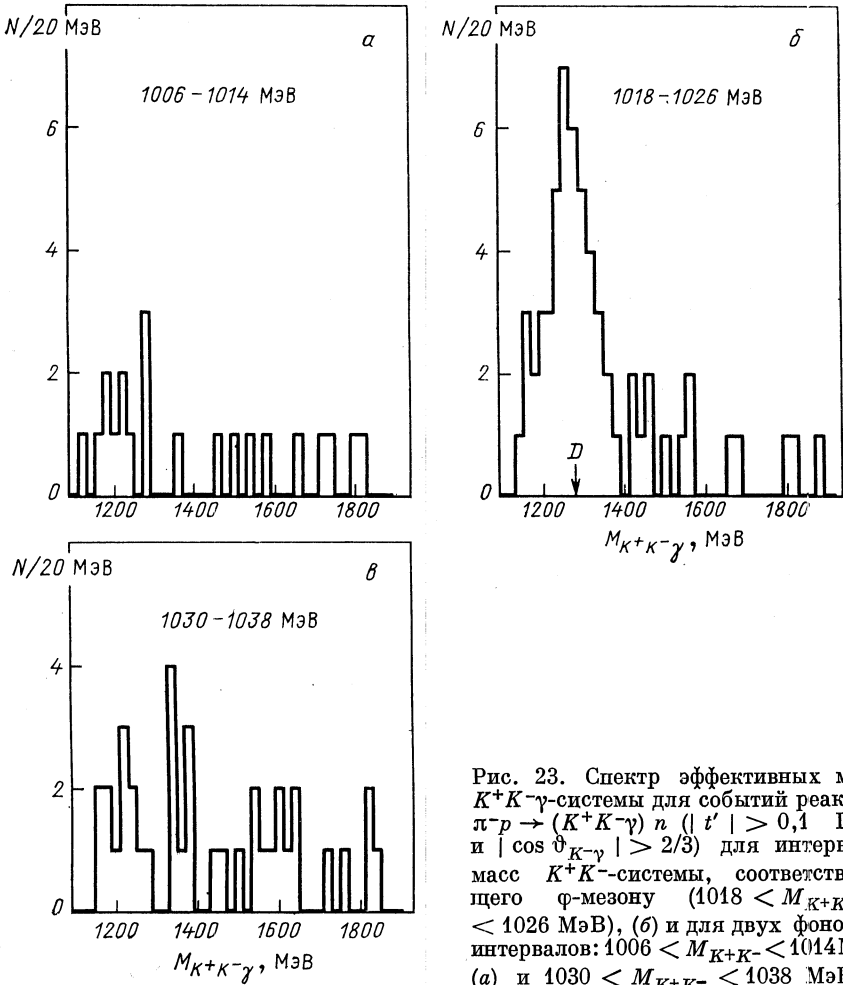
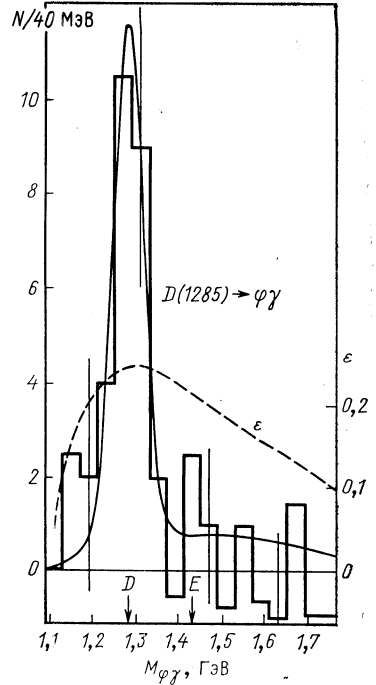


Рис. 23. Спектр эффективных масс $K^+K^- \gamma$ -системы для событий реакции $\pi^-p \rightarrow (K^+K^- \gamma) n$ ($|t'| > 0,1$ ГэВ² и $|\cos \theta_{K^- \gamma}| > 2/3$) для интервала масс K^+K^- -системы, соответствующего ϕ -мезону ($1018 < M_{K^+K^-} < 1026$ МэВ), (β) и для двух фоновых интервалов: $1006 < M_{K^+K^-} < 1014$ МэВ (α) и $1030 < M_{K^+K^-} < 1038$ МэВ (γ)

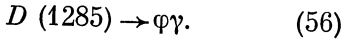
распады не совместимы с наблюдаемым на рис. 24 пиком по массам и (или) ширинам не менее чем на 6 стандартных отклонений.

Таким образом, совокупность данных по массе, ширине и угловому распределению для обнаруженного пика в спектре масс ϕ -системы (рис. 24) показывает, что в настоящем эксперименте обнаружен

Рис. 24. Спектр эффективных масс $\varphi\gamma$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (\varphi\gamma)n$ для событий с $|t'| > 0,1 \text{ ГэВ}^2$ и $|\cos \vartheta_{K-\gamma}| > 2/3$. Стрелками показаны табличные значения масс D (1285)- и E (1420)-мезонов. Пунктирная кривая и шкала справа — акцептанс установки



радиационный распад



Определено сечение процесса

$$\sigma[\pi^-p \rightarrow D(1285)n] BR[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma] = (1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \quad (57)$$

Соответствующая нормировка проводилась по реакции (15) при выделении радиационного распада η -мезона $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$.

Используя данные о реакции $\pi^-p \rightarrow D(1285)n$, $D(1285) \rightarrow K^+K^-\pi^0$, полученные в этом же эксперименте (см. рис. 4), можно определить отношения

$$\left. \begin{aligned} BR[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma] / BR[D(1285) \rightarrow K^+K^-\pi^0] &= \\ &= (4,9 \pm 1,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-2}; \\ BR[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma] / BR[D(1285) \rightarrow K\bar{K}\pi] &= \\ &= (0,82 \pm 0,21 \pm 0,20) \cdot 10^{-2}. \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Отсюда и из табличных значений для $BR[D(1285) \rightarrow K\bar{K}\pi]$ и Γ_D [27] получены:

$$\left. \begin{aligned} BR[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma] &= (0,9 \pm 0,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}; \\ \Gamma[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma] &= (23 \pm 5 \pm 10) \text{ кэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

Систематические погрешности включают в себя неопределенности, связанные с нормировкой, и погрешности табличных параметров.

Значение $\Gamma[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma]$ (59) сравнивалось с предсказаниями для разных теоретических моделей [69, 71—73] (табл. 1). Это сопоставление показывает, что отличие угла смешивания для аксиального нонета ϑ_A от идеального ($\vartheta_0 = 35,3^\circ$) должно быть велико: $|\alpha_A| = |\vartheta_A - \vartheta_0| \gtrsim 20 \div 30^\circ$, т. е. в волновой функции $D(1285)$ -мезона есть заметная ss -компонента.

Таблица 1. Теоретические и экспериментальные значения ширины $\Gamma [D(1285) \rightarrow V\gamma]$, кэВ

Литература	$D(1285) \rightarrow \rho\gamma$	$D(1285) \rightarrow \omega\gamma$
Теория: J. Babcock e. a. [70] M. K. Волков [71] M. Динейхан и др. [72] Б. В. Гешкенбейн и др. [73] S. Ishida e. a. [69]	— $22 \sin^2 \alpha_A$ $46 \sin^2 \alpha_A$ $54 \sin^2 \alpha_A$ $136 \sin^2 \alpha_A$	$\sim 16 \cos^2 \alpha_A$ $138 \cos^2 \alpha_A$ $0,08 \cos^2 \alpha_A$ $111 \cos^2 \alpha_A$ $64,5 \cos^2 \alpha_A$
Эксперимент: «Лептон-Ф» [7—9]	$23 \pm 5 \pm 10$	—
Литература	$D(1285) \rightarrow \rho\gamma$	$ \alpha_A $, град
Теория: J. Babcock e. a. [70] M. K. Волков [71] M. Динейхан и др. [72] Б. В. Гешкенбейн и др. [73] S. Ishida e. a. [69]	$150 \cos^2 \alpha_A$ $1258 \cos^2 \alpha_A$ $938 \cos^2 \alpha_A$ $\sim 1000 \cos^2 \alpha_A$ $607 \cos^2 \alpha_A$	47—90 31—59 28—52 17—30
Эксперимент: «Лептон-Ф» [78] MARK III [79]	< 1250 (95%-ная достоверность) 2600 ± 700	— —

Примечания: 1) $\alpha_A = \phi_A - \phi_0$, где $\phi_0 = 35,3^\circ$ (т. е. отличие угла смешивания в аксиально-векторном нонете мезонов от идеального).

2) Пренебрегается отличием угла смешивания для векторного нонета мезонов от идеального.

3) Значения $|\alpha_A|$, приведенные в таблице, получены из сравнения $\Gamma [D(1285) \rightarrow \rho\gamma]_{\text{эксп}}$ с теоретическими расчетами в разных моделях.

4) В большинстве теоретических моделей $\Gamma [D(1285) \rightarrow \rho\gamma] / \Gamma [D(1285) \rightarrow \omega\gamma] \sim 9$, что находит естественное объяснение в простой кварковой модели:

$$\frac{\Gamma [D(1285) \rightarrow \rho\gamma]}{\Gamma [D(1285) \rightarrow \omega\gamma]} \simeq \frac{\Gamma \{ |(\bar{u}u + d\bar{d})/\sqrt{2}\rangle \rightarrow |(\bar{u}u - d\bar{d})/\sqrt{2}\rangle + \gamma \}}{\Gamma \{ |(\bar{u}u + d\bar{d})/\sqrt{2}\rangle \rightarrow |(\bar{u}u + d\bar{d})/\sqrt{2}\rangle + \gamma \}} \sim \left(\frac{q_u - q_d}{q_u + q_d} \right)^2 = 9$$

(если $|\alpha_A|$ невелико).

Независимая информация об угле α_A может быть получена из результатов опытов на установках DM2 и MARK III, в которых искались распады $J/\psi \rightarrow \varphi D$ (1285); ωD (1285). Отношение вероятностей этих распадов $BR [J/\psi \rightarrow \varphi, D (1285)] / BR [J/\psi \rightarrow \omega, D (1285)] = 0,37 \pm 0,22$ [74] определяется значением $\text{tg}^2 \alpha_A^*$. Отсюда $|\alpha_A| \simeq 22 \div 37^\circ$, что согласуется с данными по вероятности радиационного распада (56).

Проводились также поиски другого радиационного распада D (1285)-мезона:

$$D (1285) \rightarrow \rho \gamma; \rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (60)$$

При этом использовалась статистика для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, а обработка данных велась тем же методом, что и при исследовании распада (56). Для выделения радиационных процессов с участием ρ -мезона было введено требование на массу двухпионной системы $550 < M_{\pi^+ \pi^-} < 850$ МэВ. Для калибровок и мониторингования использовались данные для реакций $\pi^- p \rightarrow \eta n$; $\eta' \rightarrow \rho \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и $\pi^- p \rightarrow D (1285) n$; $D (1285) \rightarrow K^+ K^- \pi^0$ из экспериментов на установке «Лептон-Ф» (см. рис. 18 и рис. 4). Распад (60) не был обнаружен, и получены ограничения для его относительной вероятности и парциальной ширины

$$\left. \begin{array}{l} BR [D (1285) \rightarrow \rho \gamma] < 5\%; \\ \Gamma [D (1285) \rightarrow \rho \gamma] < 1250 \text{ кэВ} \end{array} \right\} \quad (61)$$

(95 %-ная достоверность) [78].

При анализе спектра масс $\rho \gamma$ -системы в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma \rho \gamma$ на установке MARK III получены указания на наблюдение радиационных распадов (60) с шириной $\Gamma [D (1285) \rightarrow \rho \gamma] = (2600 \pm \pm 700)$ кэВ [79]. Этот результат заметно превышает верхний предел (61), а также теоретические оценки (см. табл. 1).

3.4. О природе E (1420)-мезона. Как уже отмечалось выше, вопрос о природе E (1420)-мезона тесно связан с проблемой $E/\text{иота}$ и со структурой аксиального мезонного нонета. Результаты исследованной области масс $E/\text{иота}$ в адронных реакциях носят противоречивый характер. В одних опытах наблюдаются мезоны с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{-+}$, а в других — с $J^{PC} = 1^{++}$. В частности, в реакциях перезарядки типа $\pi^- p \rightarrow (K \bar{K} \pi) n$ в спектре эффективных масс $K \bar{K} \pi$ -системы наблюдается псевдоскалярное состояние, а в реакциях центрального рождения — аксиально-векторное состояние [см. [61], а также приложение]. Возможно, что здесь в разных процессах

* Обозначение „D (1285)“ означает, что это состояние с массой и шириной D (1285)-мезона наблюдается в спектре эффективных масс, но его квантовые числа надежно не определены. Поэтому соответствующие данные по $|\alpha_A|$ являются предварительными.

проявляются разные мезоны. Возможно также, что процедуры фазового анализа, используемые для определения квантовых чисел мезона, не являются совершенными и в некоторых случаях приводят к неправильным результатам. Так или иначе, здесь требуются новые исследования.

Такой новый подход может быть реализован при анализе данных о радиационных распадах мезонов. В спектре масс $K^+K^-\pi^0$ -системы в реакции перезарядки (5) наблюдается узкий пик, соответствующий образованию D (1285)-мезона, и некоторая структура в области масс E /иота (см. рис. 4). Сделаем предположение, что в этих опытах образуются D (1285)- и E (1420)-мезоны, принадлежащие к одному аксиальному мезонному нонету. Тогда в рамках простой кварковой модели можно показать, что отношение сечений перезарядки $\sigma[\pi^-p \rightarrow D(1285)n]/\sigma[\pi^-p \rightarrow E(1420)n] = tg^{-2}\alpha_A$ [64], а отношение вероятностей радиационных распадов $BR[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma]/BR[E(1420) \rightarrow \varphi\gamma] = (\Gamma_E/\Gamma_D)(K_D/K_E)^3 tg^2 \alpha_A$ (здесь K_D, K_E — импульсы фотонов для соответствующих распадов, а Γ_D и Γ_E — полные ширины мезонов). Отсюда ожидаемое отношение для числа событий радиационных распадов (55)

$$R = \frac{N[E(1420) \rightarrow \varphi\gamma]}{N[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma]} = \frac{\sigma[\pi^-p \rightarrow E(1420)n] BR[E(1420) \rightarrow \varphi\gamma]}{\sigma[\pi^-p \rightarrow D(1285)n] BR[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma]} = (K_E/K_D)^3 (\Gamma_D/\Gamma_E) \simeq 1,4. \quad (62)$$

Эксперимент (рис. 24) дает для этого отношения верхний предел

$$R_{\text{эксп}} < 0,6 \quad (95\% \text{-ная достоверность}) \quad (63)$$

(при вычитании фона этот предел составляет $< 0,4$).

Таким образом, результат опыта, в котором наблюдается радиационный распад D (1285)-мезона и не наблюдается такой же распад аксиального мезона массой 1420 МэВ и шириной 55 МэВ, свидетельствует о том, что E (1420)-мезон не принадлежит к аксиальному нонету [в предположении, что выполняется простое кварковое соотношение (62)]. Заметим, что справедливость такого подхода проверена в опытах по перезарядке для псевдоскалярных ($\eta; \eta'$)- и векторных ($\omega; \varphi$)-мезонов (см. [75] и разд. 2).

Если вместо E (1420) в аксиальный нонет входит мезон с $M \gtrsim 1,5 \div 1,6$ ГэВ и $\Gamma > 150 \div 200$ МэВ, то ожидаемое число событий для его $\varphi\gamma$ -распада не противоречит данным настоящего эксперимента. Для D' (1530)-мезона с $M = 1530$ МэВ и $\Gamma = 107$ МэВ [66, 67] $R_{D' \text{ эксп}} < 1,1$ (95 %-ная достоверность), а $R_{D' \text{ ожидаем}} \simeq 1,4$ [т. е. здесь нет большого противоречия, и D' -мезон может входить с D -мезоном в один аксиальный $SU(3)$ -нонет].

В релятивистской модели радиационных распадов мезонов [69] для отношения парциальных радиационных ширин предсказывается более сложная зависимость от импульса фотона, чем та, которая использована при выводе (62). В этой модели получены следующие предсказания: $R_{E(1420)\text{теор}} = 0,63$ и $R_{D'(1530)\text{теор}} = 0,45$ [в пред-

положениях, что в аксиальный нонет мезонов вместе с D (1285) входит E (1420) или D' (1530)]. Сравнение с экспериментальными ограничениями также показывает, что E (1420)-мезон, скорее всего, не входит в аксиальный нонет, хотя этот вывод становится менее значимым, чем тот, который делался ранее на основании (62).

Вопрос о природе E (1420)-мезона остается пока открытым. При его анализе следует иметь в виду и данные о радиационных $\text{ф}\gamma$ -распадах, и противоречивые результаты опытов по определению квантовых чисел E (1420)-мезона в адронных пучках, и обнаружение E (1420)-пика в $\gamma\gamma^*$ (Q^2)-соударениях на e^+e^- -коллайдерах, и наблюдение распадов $J/\psi \rightarrow \omega E$ (1420) [при отсутствии $J/\psi \rightarrow \phi E$ (1420)]. Некоторые модели для 1^{++} -семейства представлены в табл. 2. По-видимому, вся совокупность данных о E (1420)-мезоне может быть объяснена в предположении, что эта частица, даже если она и имеет квантовые числа $J^{PC} = 1^{++}$, не принадлежит к аксиальному $SU(3)$ -нонету, и является, скорее всего, «лишним» экзотическим адроном.

4. ПОИСКИ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ $M(0^-) \rightarrow \text{ф}\gamma$ И $f'_2(1525) \rightarrow \text{ф}\gamma$

Проведены исследования спектра масс $\text{ф}\gamma$ -системы для событий (7), соответствующих требованию $|\cos \theta_{K^- \gamma}| < 2/3$, т. е. в условиях, когда отбираются события, обогащенные состояниями со спиральностью ф -мезонов $\lambda_{\text{ф}} = \pm 1$. При этом вклад от распадов $M(J^{PC} = 1^{++}) \rightarrow \text{ф}\gamma$ подавлен более чем в 3 раза, а распады $M(J^{PC} = 0^-) \rightarrow \text{ф}\gamma$ выделяются с большой эффективностью. Однако, как показали результаты исследования спектра масс $\text{ф}\gamma$, полученного при таком отборе, в этих условиях могут быть определены только верхние границы для произведения сечений образования и вероятностей радиационных распадов мезонов η (1440) и η (1275) с квантовыми числами $J^{PC} = 0^-$:

$$\sigma[\pi^- p \rightarrow \eta(1440) n] BR[\eta(1440) \rightarrow \text{ф}\gamma] < 2,4 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2; \quad (64)$$

$$\sigma[\pi^- p \rightarrow \eta(1275) n] BR[\eta(1275) \rightarrow \text{ф}\gamma] < 1,3 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \quad (65)$$

Заметим, что из (57) и (63) следует, что для E (1420)-мезона с $J^{PC} = 1^{++}$

$$\sigma[\pi^- p \rightarrow E(1420) n] BR[E(1420) \rightarrow \text{ф}\gamma] < 0,9 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 \quad (66)$$

[все пределы (64)–(66) приводятся с 95 %-ной достоверностью].

При анализе событий $K^- N \rightarrow (\text{ф}\gamma) Y$ и $K^- N \rightarrow K^+ K^- Y$ установлено следующее ограничение для вероятности радиационного распада тензорного $f'_2(1525)$ -мезона:

$$BR[f_2(1525) \rightarrow \text{ф}\gamma] = \Gamma[f'_2(1525) \rightarrow \text{ф}\gamma] / \Gamma[f'_2(1525) \rightarrow K^+ K^-] < < 4 \cdot 10^{-3} \quad (67)$$

(95 %-ная достоверность).

Модель для нейтральных мезонов $I = 0$

1. Очень старая модель: $D(1285)$ - и $E(1420)$ -мезоны — члены нонета 1^{++}

$$|D(1285)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \cos \alpha_A - \bar{s}s \sin \alpha_A$$

$$|E(1420)\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \sin \alpha_A - \bar{s}s \cos \alpha_A$$

Идеальное смешивание: $\alpha_A = 0$ ($\vartheta_A = \vartheta_0$)

$$(\alpha_A = \vartheta_A - \vartheta_0; \vartheta_0 = 35,3^\circ)$$

2. В состав аксиального нонета входят $D(1285)$ и $|1^{++}\rangle$ с $M \gtrsim 1,5 \div 1,6$ ГэВ; $\Gamma \gtrsim 150$ МэВ. Возможно, что эта частица $D'(1530)$ -мезон. $E(1420)$ -мезон не принадлежит к аксиальному нонету («лишний» экзотический мезон? [53, 61])

3. Новая модель (J. Iizuka e. a. [80]): $D(1285)$ -мезон — это $\bar{s}s$ -мезон в 1^{++} -нонете. $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ — член этого нонета имеет массу $\simeq (1075 \pm 25)$ МэВ (почти вырожденную с A_1 -мезоном). Распады этого мезона (по каналам $\eta\pi\pi$, 4π , $\rho 2\pi$) не наблюдались из-за большого фона

4. Ш. С. Еремян, А. Э. Назарян [81]

Модель $J^{PC} = 1^{++}$ семейства как 10 мезонов (смешивание с глюболом)

$$|\psi\rangle = x \left| \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \right\rangle + y \left| \bar{s}s \right\rangle + z \left| G \right\rangle (x^2 + y^2 + z^2 = 1)$$

	$D(1285)$	$E(1420)$	$D'(1530)$
x	$0,74 \pm 0,04$	$-0,31 \pm 0,03$	$0,60 \pm 0,05$
y	$-0,67 \pm 0,04$	$-0,43 \pm 0,07$	$0,61 \pm 0,03$
z	$0,07 \pm 0,01$	$-0,85 \pm 0,05$	$-0,53 \pm 0,07$

1^{++} -нонета и $E(1420)$ -мезона

Проблемы и выводы

а) $R_{\text{эксп}} = N[E \rightarrow \varphi\gamma]/N[D \rightarrow \varphi\gamma] < 0,6$ (95%-ный уровень достоверности) должно быть $R = 1,4$ [см. (62), (63)]

б) Большая ss -компонента в $D(1285)$, несовместимая с идеальным смешиванием ($|\alpha_A| > 30^\circ$)

в) Данные по образованию $D(1285)$ - и $E(1420)$ -мезонов в $\gamma\gamma^*(Q^2 \neq 0)$ -соударениях несовместимы с идеальным смешиванием ($10 < \alpha_A \lesssim 30^\circ$)

г) Наблюдаются распады $J/\psi \rightarrow \omega E(1420)$ и не наблюдаются $J/\psi \rightarrow \varphi E(1420)$

Резюме: $E(1420)$, по-видимому, не принадлежит к аксиальному нонету. В аксиальном нонете сильно нарушено идеальное смешивание

В этом случае нет особых трудностей с отношением $R(63)$ [даже для $D'(1530)$ -мезона].

Сильное нарушение идеального смешивания в аксиальном нонете

В этой модели нет трудностей с $D(1285) \rightarrow \varphi\gamma$ -распадом.

$E(1420)$ -мезон в ней не принадлежит к аксиальному нонету. Однако необходимо очень тщательно исследовать все экспериментальные данные по $D(1285)$ -мезону, чтобы убедиться, что нет противоречий со столь революционной моделью

В этой модели:

а) большая ss -компонента в $D(1285)$ ($|\alpha_A| \sim 40^\circ$);

б) Нет трудностей с отношением

$R_E = N[E(1420) \rightarrow \varphi\gamma]/N[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma] < 0,6$, так как в этой модели есть не один угол смешивания, а два параметра. Теоретическое предсказание: $R_E = 0,09 \pm 0,05$, т. е. $< 0,6$

Нет трудностей с $D(1285) \rightarrow \varphi\gamma$ -распадом

Проблема: Глюбол с 1^{++} , сильно смешанный с другими 1^{++} -мезонами? Состояние (gg) сомнительно из-за теоремы Ландау—Янга. Состояние (ggg), по-видимому, должно иметь большую массу

В большинстве теоретических моделей [70, 76, 77] значение $BR [f'_2(1525) \rightarrow \varphi\gamma]$ лежит в пределах от $2,5 \cdot 10^{-3}$ до $2,5 \cdot 10^{-2}$. Из относительной вероятности $BR [f'_2(1525) \rightarrow \gamma\gamma] = (1,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-6}$ [27] и из модели векторной доминантности ожидаемое значение $BR [f'_2(1525) \rightarrow \varphi\gamma]$ составляет $6 \cdot 10^{-4} - 1,6 \cdot 10^{-3}$ (получено из [70]).

5. ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ РАСПАДОВ $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, $\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ и $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$

5.1. Эксперименты на установке «Лептон-Г» и поиски электромагнитных лептонных распадов η -, η' - и ω -мезонов. На установке «Лептон-Г» (представлявшей собой один из предшествовавших вариантов спектрометра «Лептон») в 1978—1980 гг. был выполнен большой цикл экспериментов по обнаружению и исследованию конверсионных электромагнитных распадов [10—12] *:

$$\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma; \quad (68)$$

$$\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma; \quad (69)$$

$$\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-. \quad (70)$$

Был также исследован распад [13]

$$\eta \rightarrow \mu^+\mu^-, \quad (71)$$

обнаруженный ранее в опытах в CERN [82].

Проведены поиски процессов

$$\eta \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-; \quad (72)$$

$$\eta \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-\gamma; \quad (73)$$

$$\eta' \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-; \quad (74)$$

$$\eta' \rightarrow \eta\mu^+\mu^- \quad (75)$$

и установлены верхние границы для их относительных вероятностей [14].

Установка «Лептон-Г» [10, 83], на которой были выполнены эти исследования (рис. 25), представляла собой комбинированный спектрометр, позволявший эффективно регистрировать процессы с одновременным испусканием мюонных пар и γ -квантов.

В состав установки входили детекторы первичного пучка, мишень с охранными счетчиками, проволочные пропорциональные камеры для измерения координат заряженных частиц непосредственно за мишенью. Для измерения координат и энергий γ -квантов использовался 64-канальный годоскопический спектрометр со счетчиками из свинцового стекла. Регистрация мюонных пар и измерение их импульсов осуществлялись в широкоапертурном магнитном спектрометре с проволочными искровыми камерами и в многоканальном мюонном детекторе.

* Физика конверсионных распадов обсуждается в п. 5.2.

Эксперименты проводились на пучках вторичных отрицательных частиц 70 ГэВ ускорителя ИФВЭ импульсами p_{π^-} , равными 25 и 33 ГэВ, и интенсивностью до $4 \cdot 10^6$ част./цикл.

Источником мезонов служили с квазидвухчастичные эксклюзивные реакции типа

$$\pi^- p \rightarrow M n \quad (M = \eta; \eta'; \omega), \quad (76)$$

подробно исследованные в рабочем диапазоне энергий и обеспечивающие благоприятные фоновые условия для поисков и изучения редких процессов электромагнитных распадов.

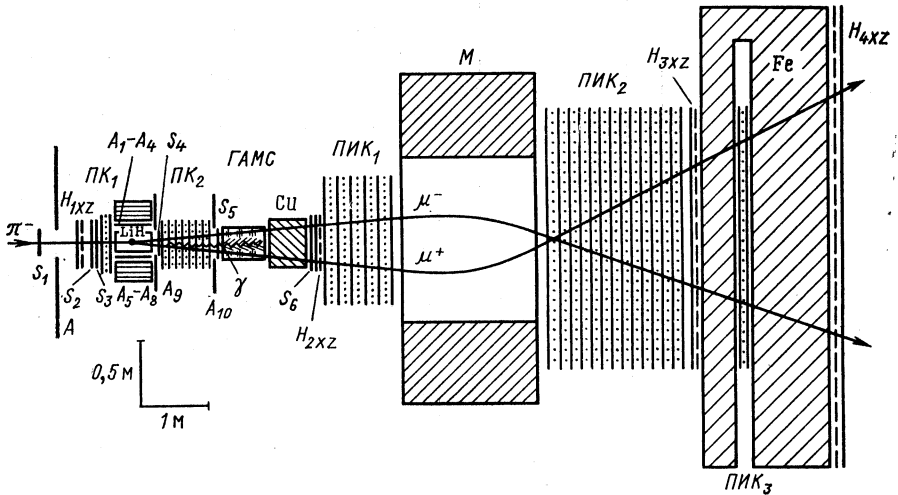


Рис. 25. Схема экспериментальной установки «Лептон-Г»:

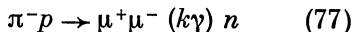
$S_1 - S_6$ — сцинтилляционные счетчики; $A_1 - A_{10}$ — охранные сцинтилляционные счетчики; $ПИК_{1-2}$ — пропорциональные камеры; $H_{1xz} - H_{4xz}$ — сцинтилляционные годоскопы; $ПИК_1 - ПИК_3$ — проволочные искровые камеры, LiH — мишень; Cu — медный фильтр; ГМС — годоскопический гамма-спектрометр, M — магнит

Одной из особенностей установки «Лептон-Г» являлось расположение гамма-спектрометра и стоящего за ним медного фильтра вблизи мишени установки, перед широкоапертурным магнитным спектрометром. Такая конфигурация экспериментальной аппаратуры позволила существенно снизить фон от распадов вторичных π - и K -мезонов на лету с испусканием мюонов, а также уменьшить габариты гамма-детектора. Кроме того, при этом в несколько раз снижалась загрузка искровых камер магнитного спектрометра, что позволило увеличить интенсивность первичного пучка.

За время измерений через установку было пропущено около $5 \cdot 10^{11}$ π^- -мезонов, что соответствовало образованию в мишени $\sim 2 \cdot 10^7$ η -мезонов и по $\sim 10^7$ η' - и ω -мезонов в бинарных реакциях (76).

На первом этапе обработки экспериментальных данных были отобраны события с двумя энергичными мюонами ($E_\mu > 4,5$ ГэВ), зарегистрированными в магнитном спектрометре.

Далее был проведен поиск электромагнитных ливней в гамма-спектрометре и выделены события без γ -квантов, а также с одним, двумя и даже тремя γ -квантами в конечном состоянии. Для окончательного анализа были отобраны события, кинематика которых соответствовала эксклюзивным реакциям



($k = 0; 1; 2; 3$).

На рис. 26 приведен спектр эффективных масс $\mu^+ \mu^- \gamma$ -системы для событий типа (77) для $k = 1$ при $E_\gamma > 1,5$ ГэВ. В этом спектре очень хорошо выделяется пик с эффективной массой 563 МэВ, что, с учетом систематических погрешностей, согласуется с табличным значением массы η -мезона. Ширина пика ($\Gamma < 60$ МэВ) соответствует аппаратурному разрешению установки. В пике содержится около 600 событий (при уровне фона, не превышающем 8 %). Таким образом, было экспериментально установлено существование распада η -мезона на мюонную пару и γ -квант: $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$.

Поиски распадов $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, ожидаемое число которых должно было находиться на существенно более низком уровне, чем для (68), проводились при исследовании спектра эффективных масс $\mu^+ \mu^- \gamma$ -состояний в области выше массы η -мезона. Для максимального подавления фона вводились более жесткие обрезания по энергии фотонов, регистрируемых в гамма-спектрометре: $5 < E_\gamma < 16$ ГэВ. Как показал анализ по Монте-Карло, эти обрезания уменьшали эффективность регистрации распада (69) не более чем на 25 %. В то же время увеличение порога по энергии γ -квантов позволило дополнительно подавить фон от регистрации адронных ливней, а обрезание по максимальной энергии ($E_\gamma < 16$ ГэВ) уменьшало фон от быстрых π^0 -мезонов, для которых ливни от двух γ -квантов не разрешались в детекторе. Окончательный спектр эффективных масс $\mu^+ \mu^- \gamma$ -системы из (77) для $k = 1$ и $M_{\mu^+ \mu^- \gamma} > m_\eta$ приведен на рис. 27.

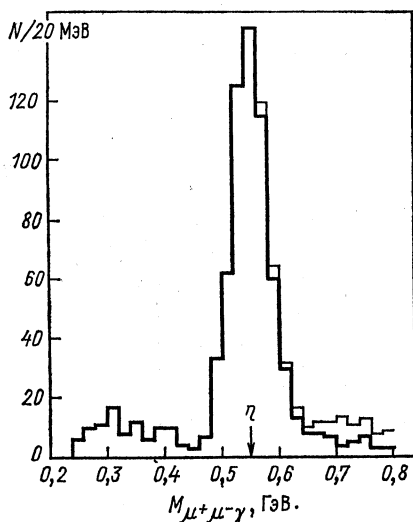


Рис. 26. Спектр масс $\mu^+ \mu^- \gamma$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow (\mu^+ \mu^- \gamma) n$ при $E_\gamma > 1,5$ ГэВ. Пик соответствует распаду $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$:

стрелка — табличное значение массы η -мезона; тонкая гистограмма — все события; жирная гистограмма — события с $M_{\mu^+ \mu^-} < 0,24$ ГэВ, использованные для определения переходного формфактора η -мезона

В этом спектре наблюдается четкий пик при массе $M = (0,95 \pm \pm 0,01)$ ГэВ, соответствующей табличному значению массы η' -мезона. Ширина пика обусловлена экспериментальным разрешением. В пике, за вычетом 20 % фона, содержится 33 ± 7 событий $\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ -распада.

Распад $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ был обнаружен при анализе эксклюзивных событий (77) с двумя мюонами и двумя γ -квантами ($E_\gamma > 1$ ГэВ) в конечном состоянии. Специальные калибровочные измерения

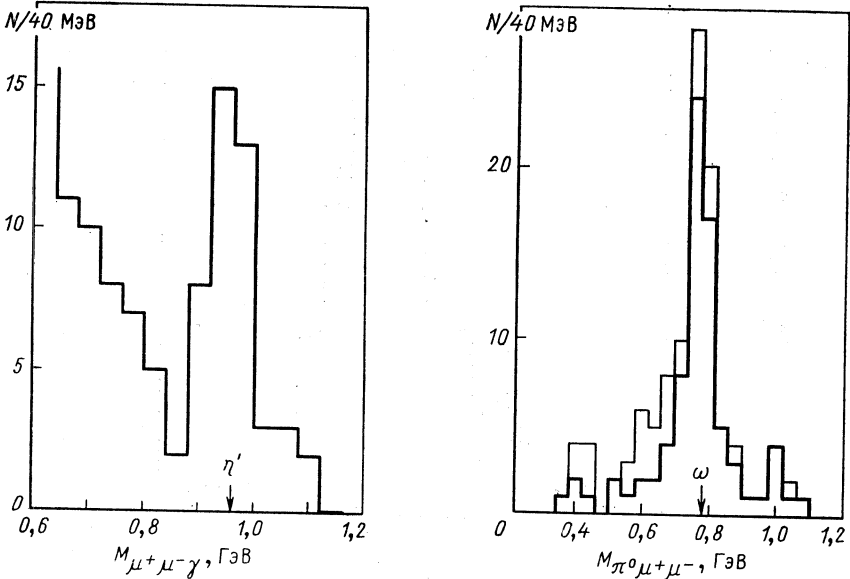


Рис. 27. Спектр масс $\mu^+\mu^-\gamma$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (\mu^+\mu^-\gamma)n$ в области выше m_η . Стрелкой указано табличное значение массы η' -мезона

Рис. 28. Спектр масс $\mu^+\mu^-\pi^0$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow (\pi^0\mu^+\mu^-)n$ для событий с $M_{\mu^+\mu^-}^2 < 0,4$ ГэВ² (использованных затем для измерения переходного форм-фактора). Пик соответствует распаду $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$. Стрелкой показано табличное значение массы ω -мезона. Внешняя и внутренняя гистограммы соответствуют порогам по энергии γ -квантов, равным 1 и 1,4 ГэВ соответственно [с ростом $(E_\gamma)_{\text{порог}}$ улучшились фоновые условия опыта]

показали, что эффективность одновременной регистрации двух фотонных ливней в гамма-детекторе близка к 100 % при расстояниях между осями ливней, больших 30 мм. Как показало моделирование по Монте-Карло, это как раз та область, в которую попадали практически все события от распада $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$, так что для них поправка на потери при регистрации двух ливней не превышала 1 %.

На рис. 28 представлено распределение по эффективной массе $M_{\pi^0\mu^+\mu^-}$ для событий с $M_{\gamma\gamma} \simeq m_{\pi^0}$. Для уменьшения фона были

отобраны события с $M_{\mu^+\mu^-}^2 < 0,4 \text{ ГэВ}^2$ — в той кинематической области, где в дальнейшем исследовался переходный формфактор ω -вершины. В спектре масс наблюдался четкий пик, соответствующий табличному значению массы ω -мезона. После вычитания 11 %-ного нерезонансного фона и 3 %-ного расчетного фона от процессов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ (распад пионов на лету перед гамма-детектором и поглотителем установки) и $\rho^0 \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ пик содержит

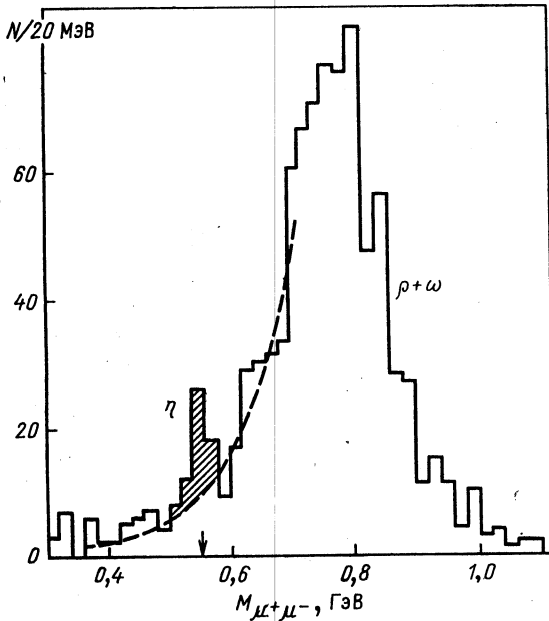


Рис. 29. Спектр масс $\mu^+\mu^-$ -пар в реакции $\pi^- p \rightarrow (\mu^+\mu^-) n$. Стрелкой указано табличное значение массы η -мезона. Пунктирная кривая — результат фитирования фона. Заштрихованный пик соответствует $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ -распаду

60 ± 9 событий (70). Его ширина соответствует аппаратному разрешению.

Для выделения распада (71) проводился анализ событий, удовлетворявших кинематике типа (77) с $k = 0$ и двумя жесткими мюонами, не сопровождающимися дополнительными треками заряженных частиц из вершины взаимодействия. Кроме того, требовалось, чтобы в годоскопическом гамма-спектрометре установки «Лептон-Г» (рис. 25) отсутствовали фотонные или адронные ливни, т. е. гамма-спектрометр использовался в режиме «антисовпадений» с низким порогом по энергии (0,5 ГэВ для γ -кванта). Исследован спектр эффективных масс мюонных пар для отобранных событий (рис. 29).

В этом спектре доминирует процесс $\pi^- p \rightarrow \rho(\omega) n$; $\rho(\omega) \rightarrow \mu^+\mu^-$. В области масс η -мезона наблюдается пик, который соответствует

Таблица 3. Результаты экспериментальных исследований редких электромагнитных распадов легких мезонов на установке «Ленгон-1»

Литература	Распад	Число событий	Относительная вероятность BR*		Фит для формфактора F(q ²)	Наклон формфактора b	
			Эксперимент	VDM		b _{эксп.} , ГэВ ²	b _{VDM} , ГэВ ²
[10]	$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	600	$(3,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$	$(3,08 - 3,13) \cdot 10^{-4}$	$(1 - q^2/\Lambda_\eta^2)^{-1}$ $\Lambda_\eta = (0,72 \pm 0,09)$ ГэВ	$1,9 \pm 0,4$	1,8
[11]	$\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	33	$(8,9 \pm 2,4) \cdot 10^{-5}$	$(7,0 - 8,7) \cdot 10^{-5}$	Качественное согласие с р-полусонным фитом	$1,7 \pm 0,4$	1,5
[12]	$\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	60	$(9,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$(1 - q^2/\Lambda_\omega^2)^{-1}$ $\Lambda_\omega = (0,65 \pm 0,03)$ ГэВ	$2,4 \pm 0,2$	1,7
[13]	$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$	27	$(6,5 \pm 2,4) \cdot 10^{-6}$	$(4 - 5) \cdot 10^{-6}$	—	—	—
[14]	$\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	—	$\leq 5 \cdot 10^{-6}$	90%-ная достоверность			
	$\eta' \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	—	$\leq 6 \cdot 10^{-5}$				
	$\eta' \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$	—	$\leq 1,5 \cdot 10^{-5}$				
	$\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^- \gamma$	—	$\leq 3 \cdot 10^{-6}$				

* Указаны экспериментальные значения для относительных вероятностей распада BR (эксп.), а также ожидаемые вероятности в модели векторной доминантности [BR (VDM)] и для бесструктурных мезонов [BR (БЭД)].
 ** Наклон формфактора $b = dF/dq^2$ $q^2 \approx 0$. Если формфактор параметризуется в виде $F_{AB} = (1 - q^2/\Lambda^2)^{-1}$, то $b = 1/\Lambda^2$. Приводятся значения $b_{эксп.}$, а также предсказания для этих наклонов в VDM.

распаду $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Ширина пика определяется аппаратным разрешением, а масса, равная (551 ± 4) МэВ, совпадает с табличным значением для η -мезона. Пик содержит 27 ± 8 событий распада (71), возвышаясь над фоном более чем на пять стандартных отклонений. Фон под пиком имеет физическую природу и может быть описан в модели векторной доминантности как прямой процесс образования мюонных пар. Вклад распада $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ с «потерянным» фотоном (а также распадов ρ -мезонов на лету с образованием мюонов) пренебрежимо мал.

Результаты измерений относительных вероятностей распадов (68)—(71), выполненных на установке «Лептон-Г», представлены в табл. 3 вместе с установленными в этих опытах значениями верхних пределов для вероятностей (72)—(75). Методика обработки данных, использованная при поисках (72)—(75), близка к той, которая применялась при выделении событий $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$.

Вероятность распада (71) $BR(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (6,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-6}$ оказалась втрое меньше значения, полученного ранее в работе [82], — $(2,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-6}$. При сравнении результатов двух экспериментов по изучению $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -распада следует иметь в виду, что данные, полученные в Серпухове, являются более надежными, так как они отнормированы по хорошо определенной вероятности конверсионного распада $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, наблюдавшегося в том же опыте. Кроме того, измерение вероятности распада $\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [84], проведенное в CERN на той же установке и одновременно с изучением распада (71), привело к $BR(\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (0,97 \pm 0,31) \cdot 10^{-4}$, которая существенно превышает среднее мировое значение $BR(\rho \rightarrow e^+ e^-) = (0,45 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$ [27]. Поэтому можно думать, что в опытах [82, 84] имеется общая систематическая погрешность в нормировке, завышающая вероятность распадов $M \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Сравнительно большое значение $BR(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ из [82] находилось в противоречии с большинством теоретических оценок для этой вероятности. Это противоречие устранено результатом эксперимента по $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -распаду на установке «Лептон-Г» (более подробное обсуждение этой проблемы см. в [13, 15]).

5.2. Конверсионные распады мезонов и их переходные электромагнитные формфакторы. Для конверсионных распадов мезонов

$$A \rightarrow B + \gamma_V \rightarrow B l^+ l^-, \quad (78)$$

примерами которых являются процессы (68)—(70), вероятность образования лептонной пары с определенным значением эффективной массы $M_{l^+ l^-}$ пропорциональна вероятности испускания виртуального фотона с времениподобным 4-импульсом $q^2 = M_{l^+ l^-}^2$. Вероятность испускания такого фотона обусловлена динамической электромагнитной структурой, возникающей в вершине перехода $A \rightarrow B$. Эта электромагнитная структура, обусловленная облаком виртуальных состояний в области перехода, характеризуется своим специфици-

ческим формфактором, получившим название переходного формфактора.

Данные об электромагнитной структуре области перехода $A \rightarrow B + (l^+l^-)$ можно получить, изучая зависимость вероятности распада $A \rightarrow B + (l^+l^-)$ от квадрата эффективной массы лептонной пары $q^2 = M_{l^+l^-}^2$, т. е. при анализе спектра масс лептонных пар*.

Если бы частицы A и B являлись бесструктурными объектами, то можно было бы с большой точностью рассчитать спектр масс лептонных пар $[d\Gamma/dq^2]_{\text{КЭД}}$ с помощью методов квантовой электродинамики. Сложная внутренняя структура частиц меняет этот спектр:

$$[d\Gamma/dq^2]_{\text{эксп}} = [d\Gamma/dq^2]_{\text{КЭД}} |f_{AB}(q^2)|^2. \quad (79)$$

Сравнивая измеренный спектр лептонных пар в распадах (78) с расчетами по КЭД для точечных частиц, можно экспериментально определить квадрат переходного формфактора $|f_{AB}(q^2)|^2$ во времени-подобной области переданных импульсов.

Количественно спектр эффективных масс лептонных пар для конверсионных распадов (78), нормированный на ширину соответствующего радиационного $A \rightarrow B\gamma$ -распада, имеет вид

$$\frac{d\Gamma[A \rightarrow Bl^+l^-]}{dq^2\Gamma(A \rightarrow B\gamma)} = \left\{ \frac{\alpha}{3\pi} \left(1 - \frac{4m_l^2}{q^2}\right)^{1/2} \left(1 + 2\frac{m_l^2}{q^2}\right) \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{q^2} \left[\left(1 + \frac{q^2}{m_A^2 - m_B^2}\right)^2 - \frac{4m_A^2 q^2}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right]^{3/2} \right\} |f_{AB}(q^2)/f_{AB}(0)|^2 \quad (80)$$

(для векторных и псевдоскалярных мезонов, т. е. для распадов $V \rightarrow Pl^+l^-$ или $P \rightarrow Vl^+l^-$). Здесь m_l ; m_A ; m_B — массы лептона и мезонов A и B ; $q^2 = M_{l^+l^-}^2$; $\{\dots\} = [d\Gamma/dq^2]_{\text{КЭД}}/\Gamma(A \rightarrow B\gamma)$ (т. е. для точечных частиц).

Будем обозначать нормированный формфактор $A \rightarrow B$ -перехода

$$f_{AB}(q^2)/f_{AB}(0) = F_{AB}(q^2) \quad (81)$$

[нормировка имеет вид $F_{AB}(0) = 1$].

Несколько отличным оказывается частный случай конверсионного распада псевдоскалярного мезона ($A = P$), в котором вторичная частица B является γ -квантом:

$$P \rightarrow l^+l^-\gamma \quad (82)$$

(соответствующий радиационный распад $P \rightarrow 2\gamma$). Энергетический спектр лептонных пар для распадов типа (82) (нормированный на

* Для нейтральных мезонов A и B однофотонные переходы (78) возможны, если зарядовые четности A и B имеют противоположный знак.

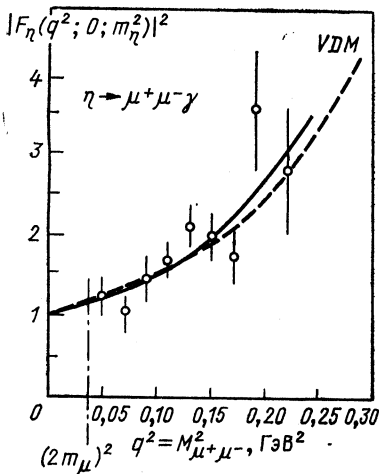


Рис. 30. Измерение электромагнитного переходного формфактора $F_\eta(q^2) = F_\eta(q^2; 0; m_\eta^2)$ η -мезона в распаде $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$. Точки — экспериментальные значения для $|F_\eta(q^2; 0; m_\eta^2)|^2$. Сплошная кривая — результат фитирования экспериментальных данных полюсной зависимостью $K(1 - q^2/\Lambda_\eta^2)^{-2}$, где $\Lambda_\eta = (0,72 \pm 0,09)$ ГэВ, а коэффициент K учитывает погрешность в абсолютной нормировке результатов измерений $|F_\eta|^2$. Пунктирная кривая — предсказание, основанное на модели векторной доминантности

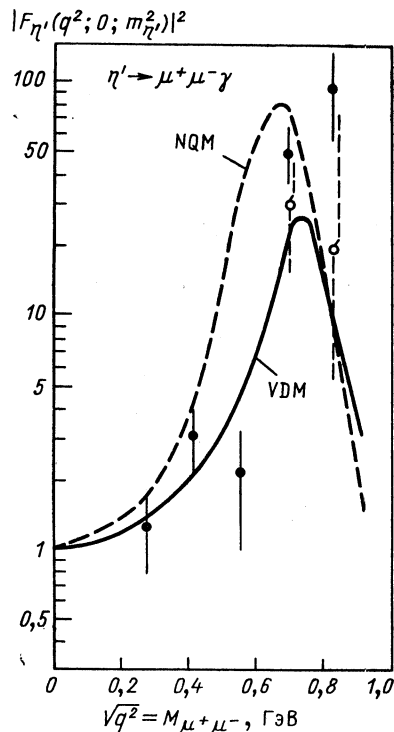


Рис. 31. Измерение электромагнитного переходного формфактора η' -мезона (в распаде $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$): черные точки — экспериментальные значения квадрата формфактора $|F_{\eta'}(q^2; 0; m_{\eta'}^2)|^2$; светлые — то же, но с максимальной поправкой на 20%-ный фон под пиком $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ на рис. 27 (в предположении, что весь фон лежит в области масс ρ -мезона); сплошная кривая — предсказания VDM; пунктир — предсказания, основанные на нелокальной кварковой модели NQM [85]

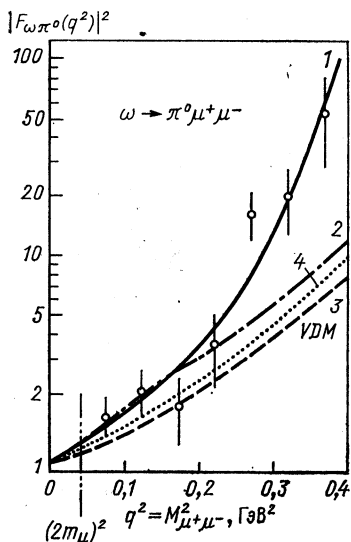
полную вероятность радиационного $P \rightarrow 2\gamma$ -перехода) определяется выражением

$$\frac{d\Gamma(P \rightarrow l^+ l^- \gamma)}{dq^2 \Gamma(P \rightarrow 2\gamma)} = \frac{2\alpha}{3\pi} \left(1 - \frac{4m_l^2}{q^2}\right)^{1/2} \times \left(1 + 2 \frac{m_l^2}{q^2}\right) \frac{1}{q^2} (1 - q^2/m_P^2)^3 |F_P(q^2)|^2. \quad (83)$$

Здесь m_P — масса псевдоскалярного мезона P , а $F_P(q^2)$ — нормированный переходный формфактор для распада (82).

Мы будем также обозначать этот переходный формфактор как $F_P(q^2; 0; m_P^2)$, чтобы подчеркнуть, что второй фотон находится на массовой поверхности.

Хорошие фоновые условия, в которых были выделены распады (68)—(70), позволили изучить электромагнитные переходные формфакторы для вершин $\eta - \gamma$, $\eta' - \gamma$ и $\omega - \pi^0$ в этих распадах. Для анализа спектров мюонных пар использовались соотношения (80) и (83). Результаты измерения переходных формфакторов представлены на рис. 30—32 и в табл. 3.



для наклона формфактора η -мезона $[dF_{\eta}|_{q^2=0}/dq^2]$ $|_{q^2 \approx 0} = 1,8 \text{ ГэВ}^2$ (VDM-предсказания для остальных наклонов близки — см. табл. 3)

Рис. 32. Переходный формфактор для $\omega - \pi^0$ -вершины (в распаде $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$): точки — экспериментальные значения $|F_{\omega\pi^0}(q^2)|^2$; кривая 1 — результат фитирования экспериментальных данных полюсной зависимостью $K(1 - q^2/\Lambda_\omega^2)^{-2}$ (коэффициент K учитывает неопределенность в абсолютной нормировке экспериментальных данных), $\Lambda_\omega = (0,65 \pm 0,03) \text{ ГэВ}$; 2 — предсказание модели [86] с модифицированным ρ -пропагатором; 3 — вычислена по модели векторной доминантности; 4 — предсказание нелокальной кварковой модели [85]

Общее поведение переходных формфакторов в целом согласуется с моделью векторной доминантности (VDM), хотя и имеются некоторые отступления от предсказаний этой модели для $\omega - \pi^0$ -переходов. Следует отметить, что такое согласие с VDM для процессов типа (82) установлено в опытах на «Лейтон-Г» впервые (рис. 33). Последующий теоретический анализ, основанный на КХД, показал, что в этих распадах отступления от VDM должны быть малы (не превышают $\sim 10\%$) [87]. При анализе переходных формфакторов в распадах (82) была также использована « Q^2 -дуальность», которая устанавливает эквивалентность двух различных описаний низкоэнергетических явлений — чисто феноменологического, основанного

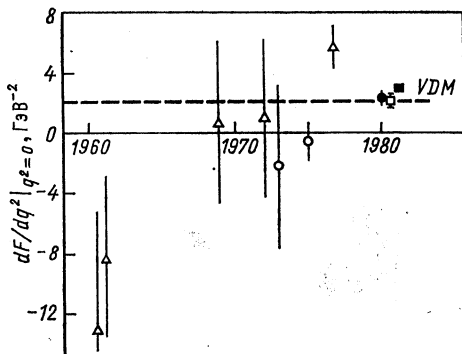


Рис. 33. Совокупность экспериментальных данных (по годам) по наклонам электромагнитных переходных формфакторов нейтральных мезонов $[dF/dq^2]_{|q^2 \approx 0}$:

точки Δ — распад $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$; \circ — распад $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$; \bullet — распад $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ [10]; \square — распад $\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ [11]; \blacksquare — распад $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ [12]. Ссылки на исследования $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ и $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ см. в [15]; пунктир — предсказание VDM $[dF/dq^2]_{|q^2 \approx 0} = 1,8 \text{ ГэВ}^2$ (VDM-предсказания для остальных наклонов близки — см. табл. 3)

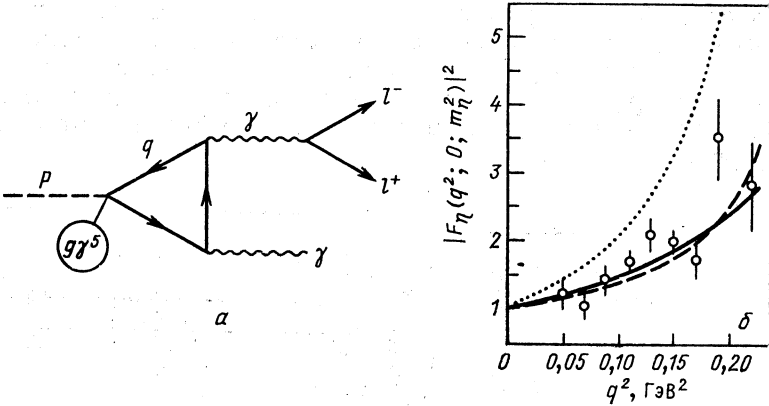


Рис. 34. Переходный формфактор η -мезона и Q^2 -дуальность [88]:
а — диаграмма для распада $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ в модели кварковых петель; **б** — сравнение экспериментальных данных по переходному формфактору η -мезона $|F_\eta(q^2; 0; m_\eta^2)|$ с предсказаниями, основанными на модели треугольных кварковых петель: точки — экспериментальные данные [10] — см. рис. 30; сплошная кривая — предсказания VDM; пунктир — результаты расчета в модели кварковых петель (в приближении «мягких мезонов») для волновой функции η -мезона $|\eta\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s})$ (т. е. для угла смешивания $\varphi_P = -19^\circ$) и масс кварков $m_u \approx m_d = 0,25$ ГэВ и $m_s = 0,35$ ГэВ; точечная кривая — модель с «двойным счетом», в которой зависимость от q^2 получена с учетом и масс кварков и пропагатора векторного мезона (детали и ссылки см. в [15])

на векторной доминантности, и динамического, основанного на модели кварковых треугольных петель (с массами конститuentных кварков), — см., например, [88] и рис. 34.

Подробный анализ данных по переходным формфакторам в электромагнитных распадах см. в [15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируем основные результаты экспериментов по адронной спектроскопии на установке «Лептон».

1. В опытах на установке «Лептон-Ф» исследована реакция перезарядки $\pi^-p \rightarrow (\phi\pi^0)n$ при импульсе 32,5 ГэВ. В спектре масс системы $\phi\pi^0$ доминирует пик с массой $M = (1480 \pm 40)$ МэВ и шириной $\Gamma = (130 \pm 60)$ МэВ.

2. Показано, что наблюдаемое состояние не может быть объяснено пороговыми эффектами типа дек-эффекта и является новым резонансом — $C(1480)$ -мезоном.

3. Определено сечение эксклюзивного образования $C(1480)$ -мезона: $\sigma[\pi^-p \rightarrow C(1480)n]BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0] = (40 \pm 15) \cdot 10^{-33}$ см².

4. Исследовано t' -распределение для процесса $\pi^-p \rightarrow C(1480)n$ и показано, что эта реакция обусловлена π -обменом. ОРЕ-модель согласуется также с угловыми распределениями для каскадных распадов $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$ и $\phi \rightarrow K^+K^-$.

5. Из данных по распаду $C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0$; $\varphi \rightarrow K^+K^-$ следует (безмодельным образом), что $C(1480)$ -мезон имеет изотопический спин $I = 1$, отрицательную зарядовую четность и спин $J > 0$. При анализе угловых распределений в модели ОРЕ определены его квантовые числа $J^{PC} = 1^{--}$.

6. Получен ряд ограничений для распадных каналов $C(1480)$ -мезона:

$$BR[C(1480) \rightarrow \pi^+\pi^-] BR[C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0] \simeq (1 - 2) \cdot 10^{-3};$$

$$BR[C(1480) \rightarrow \bar{K}^*K + K^*\bar{K}]/BR[C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0] < 4,8;$$

$$BR[C(1480) \rightarrow K^+K^-\pi^0]/BR[C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0] < 1,5.$$

Все пределы приведены с 95 %-ной достоверностью.

7. Получено ограничение $BR[C(1480) \rightarrow \varphi\pi^0]/BR[C(1480) \rightarrow \omega\pi^0] > 1/2$ (95 %-ная достоверность). Для обычных qq -мезонов это отношение должно быть $\sim \frac{1}{200} \div \frac{1}{400}$ (из правила OZI). Отсюда сделан вывод, что $C(1480)$ -мезон является сильным кандидатом в экзотическое состояние. Свойства C -мезона можно объяснить в рамках его интерпретации как четырехкваркового состояния или гибридного кварк-глюонного мезона:

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

8. Получено ограничение на вероятность подавленного (по правилу отбора OZI) распада $B(1235^0)$ -мезона:

$$BR[B(1235^0) \rightarrow \varphi\pi^0] < 5 \cdot 10^{-3} \text{ (95 \% -ная достоверность).}$$

9. Исследована OZI-запрещенная реакция $\pi^-p \rightarrow \varphi n$ при импульсе 32,5 ГэВ. Определены сечение этого процесса $\sigma(\pi^-p \rightarrow \varphi n) = (13 \pm 5) \times 10^{-33} \text{ см}^2$ и отношение $R(\varphi/\omega)|_{p_{\pi^-}=32,5 \text{ ГэВ}} = \frac{\sigma(\pi^-p \rightarrow \varphi n)}{\sigma(\pi^-p \rightarrow \omega n)} \Big|_{p_{\pi^-}=32,5 \text{ ГэВ}} = (0,42 \pm 0,17) \cdot 10^{-2}$.

10. Обнаружен радиационный распад $D(1285) \rightarrow \varphi\gamma$. Определено отношение $BR[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma]/BR[D(1285) \rightarrow K\bar{K}\pi] = (0,82 \pm 0,21 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$. С использованием табличных данных определены относительная вероятность $BR[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma] = (0,9 \pm 0,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$ и парциальная ширина $\Gamma[D(1285) \rightarrow \varphi\gamma] = (23 \pm 5 \pm 10) \text{ кэВ}$.

Сделан вывод о сильном нарушении идеального смешивания в нонете аксиальных мезонов.

11. Не найдено распада $E(1420) \rightarrow \varphi\gamma$; полученные ограничения показывают, что $E(1420)$ -мезон, по-видимому, не принадлежит к аксиальному нонету.

12. Получены ограничения для вероятностей радиационных распадов $BR [f'_2(1525) \rightarrow \varphi\gamma] = \Gamma [f'_2(1525) \rightarrow \varphi\gamma] / \Gamma [f'_2(1525) \rightarrow K^+K^-] < 4 \cdot 10^{-3}$; $BR [\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma] < 4 \cdot 10^{-3}$; $BR [D(1285) \rightarrow \rho\gamma] < 5 \cdot 10^{-2}$ (95 %-ная достоверность).

13. Ранее в опытах на установке «Лептон-Г» были обнаружены редкие электромагнитные распады $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, $\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ и уточнена вероятность процесса $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$. Исследованы переходные формфакторы для $\eta - \gamma$, $\eta' - \gamma$ и $\omega - \pi^0$ -вершин. Получены новые верхние пределы для вероятностей $\eta \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$, $\eta' \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$, $\eta' \rightarrow \eta\mu^+\mu^-$ (см. табл. 3).

П Р И Л О Ж Е Н И Е 4

**«ГЛЮБОЛЫ-88» (МАТЕРИАЛЫ РАБОЧЕГО СОВЕЩАНИЯ
ПО ГЛЮБОЛАМ, ГИБРИДАМ И ЭКЗОТИЧЕСКИМ АДРОНАМ,
BNL, США, 29 АВГУСТА — 1 СЕНТЯБРЯ 1988 Г.)***

Исследования по физике резонансов, продолжающиеся уже более четверти века, существенно 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 [89].

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 цветных 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

* Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons. Upton, N.Y., 1988. Particles and Fields/Suh-Urk Chung Ed., N.Y., 1989. Ser. 36.

сложным валентным составом — многокварковые мезоны ($qq\bar{q}\bar{q}$), 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 глоболов [90]), или смешанные адроны из валентных кварков и глюонов — так называемые гибриды или мейктоны ($qq\bar{g}$ или $qqqg$) [38—40]. Все эти новые типы частиц обычно называются экзотическими адронами.

В течение длительного времени поиски экзотических состояний оставались безуспешными. Однако 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 $\gamma\gamma$ -взаимодействиях). Но, по-видимому, наибольшую роль сыграли эксперименты на адронных пучках, проводившиеся 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.

Первые итоги нового этапа поисков экзотических состояний были недавно подведены на Рабочем совещании в BNL по глоболом, гибридам и экзотическим адронам. В этом приложении кратко суммированы основные результаты, обсуждавшиеся на Совещании, и принята попытка нарисовать некоторую общую картину современного состояния физики экзотических адронов. В соответствии с тематикой Совещания, здесь будут рассмотрены вопросы, почти исключительно связанные со спектроскопией мезонов, так как исследования по экзотическим барионам находятся лишь на раннем этапе своего развития, и ситуация с ними остается пока очень неопределенной.

II.1. Типы экзотических адронов. Как известно, все экзотические адронные состояния могут быть разделены на три группы:

Экзотика первого рода: 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 кварковую структуру типа qq или qqq и обязательно должны быть экзотическими многокварковыми состояниями.

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. Например, для мезонов экзотическими наборами этих квантовых чисел являются $J^{PC} = 0^{+-}; 0^{-+}; 1^{-+}; 2^{+-}; 3^{-+}$ и т. д. Такими значениями J^{PC} могут обладать все виды экзотических мезонов — как многокварковые состояния, так и гибриды и глюболы.

Экзотика третьего рода: 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 могут также принадлежать экзотические адроны всех видов.

П.2. 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:

U -мезоны — изотопический квартет частиц с изоспином $I = 3/2$, странностью $S = -1$ и массами около 3,1 ГэВ ($U \equiv U^+; U^0; U^-; U^{--}$ и соответствующие античастицы $\bar{U} \equiv \bar{U}^-; \bar{U}^0; \bar{U}^+; \bar{U}^{++}$). Данные о возможном наблюдении U -мезонов, распадающихся по каналам $U \rightarrow \Lambda \bar{p} +$ заряженные пионы, были получены в эксперименте WA62 [91] на гиперонном пучке CERN и в опытах на спектрометре БИС-2 (ОИЯИ) [92] на пучке нейтронов Серпуховского ускорителя. В этих опытах сечение образования U -мезонов, умноженное на распадную вероятность для определенного канала, составляет несколько микробарн. Однако, по общему мнению, эти данные следует рассматривать лишь как указания на возможное существование экзотических U -мезонов. Они нуждаются в дальнейших подтверждениях. На Совещании были представлены результаты поисков U -мезонов в реакциях $\bar{p}p$ -аннигиляции при p_p , равной 6,6 и 8 ГэВ (эксперимент E771, MPS BNL). U -мезоны не были обнаружены. Установлены верхние пределы для сечений их образования: $\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{U}^{++} + X^{--}) \times BR(\bar{U}^{++} \rightarrow \bar{\Lambda} p \pi^+) < 98 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ и $\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{U}^0 + X^0) BR(\bar{U}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} p \pi^-) < 364 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ (90 %-ная достоверность).

Мезоны с изоспином $I = 2$, проявляющиеся косвенным образом при образовании пар векторных мезонов в $\gamma\gamma$ -соударениях $\gamma\gamma \rightarrow VV$. Согласно моделям [93, 94], 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 $\gamma\gamma \rightarrow (X) \rightarrow \rho\rho$ (в области масс $1,3 \div 1,8$ ГэВ).

Однако однозначность этих моделей и возможности последовательного описания всех данных по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow (X) \rightarrow VV$ на их основе

пока окончательно не ясны. Очень важны поэтому прямые поиски проявления таких экзотических резонансов в других реакциях — например, при образовании $\rho^\pm\rho^\pm$ -системы в центральных соударениях \rightarrow типа $pp \rightarrow n_f(\rho^+\rho^+)n_s$ или при аннигиляции антипротонов $\bar{p}n \rightarrow t(\rho^-\rho^-)\pi^+$ и т. д. *.

П.3. Поиски экзотики второго рода. На Совещании в BNL подробно обсуждались данные о существовании экзотического мезона второго рода $M(1405)$ с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{-+}$, полученные сотрудничеством ГАМС (ИФВЭ — CERN) при изучении процесса

$$\pi^-p \rightarrow X^0n; \quad X^0 \rightarrow \pi^0\eta \quad (\text{П.1})$$

(импульс 100 ГэВ; $3 \cdot 10^4$ событий) [43]. Доминирующий вклад в реакцию (П.1) вносит образование тензорного мезона $A_2(1320) \rightarrow \eta\pi^0$. Однако при парциально-волновом анализе данных (П.1) выделена также реакция

$$\pi^-p \rightarrow M(1405)n; \quad M(1405) \rightarrow \pi^0\eta \quad (\text{П.2})$$

с сечением $\sigma[\pi^-p \rightarrow M(1405)n]BR[M(1405) \rightarrow \pi^0\eta] = (9,1 \pm 2,0) \times 10^{-33} \text{ см}^2$. Основные характеристики экзотического $M(1405)$ -мезона: $M = 1406 \pm 20 \text{ МэВ}$; $\Gamma = (180 \pm 30) \text{ МэВ}$; $J^{PC} = 1^{-+}$; $I^G = 1^-$. Его возможная интерпретация — гибридное ($q\bar{q}g$) состояние или многокварковый мезон. В опытах того же сотрудничества на Серпуховском ускорителе при импульсе 38 ГэВ зарегистрировано $3 \cdot 10^5$ событий (П.1), которые сейчас анализируются.

Поиски экзотических состояний с $J^{PC} = 1^{-+}$ проводились также в реакциях кулоновского рождения

$$\pi^+ + (Z, A) \rightarrow [\rho\pi^+; \eta\pi^+; D(1285)\pi^+] + (Z, A), \quad (\text{П.3})$$

при большой первичной энергии ($E_{\pi^+} = 200 \text{ ГэВ}$; эксперимент E272 FNAL) [95]. Этот метод оказывается весьма перспективным для поисков экзотических мезонов второго рода, имеющих достаточно большую связь с рл-каналом (необходимую для эффективного кулоновского образования таких частиц). 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 (П.3) **.

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

* n_f, n_s -обозначения для быстрой и медленной частиц в л.с.к. [при центральном рождении исследуемой системы — в данном случае ($\rho^+\rho^+$)].

** В реакции (П.3) искались заряженные мезонные резонансы с $J^P = 1^-$ и $I^G = 1^-$. Квантовые числа $J^{PC} = 1^{-+}$ характеризуют нейтральные мезоны, принадлежащие к тем же изотопическим триплетам.

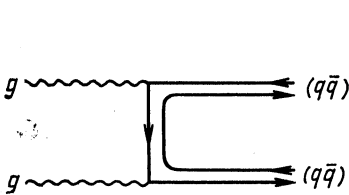
Т а б л и ц а 4. Некоторые распаднe каналы для экзотических мезонов

$M \rightarrow \phi\pi; \phi\rho; M' \rightarrow \phi\omega$

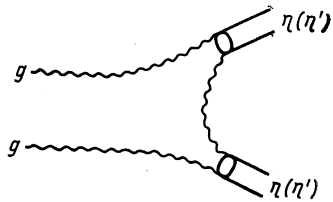
$(q\bar{q})_{I=1} \not\rightarrow \phi\pi$ (запрет по OZI)	Для $M_{\text{экз}} \equiv (q\bar{q}s\bar{s}); (q\bar{q}g)$ $R = \Gamma(M_{\text{экз}} \rightarrow \phi\pi) / \Gamma(M_{\text{экз}} \rightarrow \omega\pi) \sim 1 [3]$
$(s\bar{s})_{I=0} \not\rightarrow \phi\pi$ (запрет по изоспину)	
$(q\bar{q})_{I=0} \not\rightarrow \phi\omega$ (запрет по OZI)	Для $(q\bar{q})$ $R \sim (1/400) \div (1/200)$

$G \rightarrow \eta\eta; \eta\eta'; \eta'\eta'$ — характерные распады для глюоболов [98]

Диаграммы для распадов глюоболов:



а) Кварковая диаграмма (такая же как и для $q\bar{q}$ -мезонов)



б) Диаграмма глюонного обесцвечивания (характерная для глюбола)

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 глюболов с $J^{PC} = 0^{++}$ предсказаны большие вероятности распадов $G \rightarrow \eta\eta; \eta\eta'; \eta'\eta'$.

Отношение квадратов матричных элементов 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

$M \rightarrow 4\pi^0$

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:

$BR [(q\bar{q}) \rightarrow 4\pi^0] / BR [(q\bar{q}) \rightarrow 4\pi] \sim 1/50$ ($\rho \rightarrow \pi^0\pi^0$ запрещен).

Для глюоболов: $G \rightarrow 4\pi^\pm$ усилен образованием ρ (кварковые диаграммы); $G \rightarrow 4\pi^0$ усилен механизмом глюонного обесцвечивания.

Результат:

$BR [G \rightarrow 4\pi^0] \sim 10^{-1}$
 $BR [(q\bar{q}) \rightarrow 4\pi^0] \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ } Большая вероятность распада $G \rightarrow 4\pi^0$ — характерное свойство глюбола [101]

возможных свойств таких адронов. Показано, в частности, что нет экзотических мезонов с $J^{PC} = 1^{-+}$, с массой $M < 1,5$ ГэВ и распад-ной шириной $\Gamma < 200$ МэВ, имеющих $BR [| 1^{-+} \rightarrow \rho\pi] > 3 \%$. Обнаружены также некоторые возможные проявления экзотических структур с массами в области 1,6—1,9 ГэВ, распадающихся по каналу $D(1285)$ п. Но эти указания не являются однозначными; они нуждаются в подтверждении в более чувствительных экспериментах.

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

П.4. Поиски экзотики третьего рода. Поиски экзотических состояний третьего 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 приведены в табл. 4 и 5. 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.

Таблица 5. Образование экзотических мезонов

$$J/\psi \rightarrow \gamma(gg) \rightarrow \gamma G$$

Этот распадный канал, обогащенный глюонами, является перспективным для поисков глоболов и, может быть, гибридов

$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma G)$ — большая ширина для глоболов; $\Gamma(G \rightarrow \gamma\gamma)$ — малая ширина для глоболов	}	«Stickiness» $S_X = [\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma X)/LIPS_1]/[\Gamma(X \rightarrow \gamma\gamma)/LIPS_2]$ Эта величина в грубом приближении определяет- ся отношением цветовых и электрических заря- дов партонных конститuentов X
--	---	---

Глоболы: $S_G \gg 1$ и $S_G \gg S_{(q\bar{q})}$ (см. обзор [105])

Глоболы образуются в gg -соударениях в процессах центрального рождения $h+N \rightarrow h_f [G \rightarrow P_1 P_2] N_s$. С ростом \sqrt{s} роль gg -соударений в центральной области растет, и образование глоболов может проявляться более четко [99]

Реакции, подавленные правилом OZI для стандартных $(q\bar{q})$ -мезонов [например, $\pi^- p \rightarrow (\text{ФФ}) n$; $\pi^- p \rightarrow (\text{Ф}\pi^0) n$], могут с успехом использоваться для поисков экзотических мезонов [т. е. каскадных процессов $\pi^- p \rightarrow gTn$; $gT \rightarrow \text{ФФ}$ или $\pi^- p \rightarrow C(1480) n$; $C(1480) \rightarrow \text{Ф}\pi^0$]. Из-за сложной цветовой структуры экзотических мезонов при их образовании правило отбора OZI может сильно нарушаться [3, 4, 104].

Примечание. LIPS — лоренц-инвариантный фазовый объем.

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.

Очень интересные результаты по выяснению структуры ряда $SU(3)$ -нонетов обычных мезонов получены на установке LASS. В частности, данные LASS для реакции $K^-p \rightarrow K^+K^-\Lambda$ свидетельствуют о том, что $\xi(2210)$ -мезон, наблюдавшийся в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma\xi(2210)$, $\xi(2210) \rightarrow K^+K^-$, $K_S^0K_S^0$ (MARK III) и в адронных реакциях $\pi^-p \rightarrow \xi(2210)n$, $\xi(2210) \rightarrow \eta\eta'$ (ГАМС), $\pi^-p \rightarrow \xi(2210)n$, $\xi(2210) \rightarrow K_S^0K_S^0$ (МИС ИТЭФ), по-видимому, является мезоном типа ($\bar{s}s$) со спином $J = 4$ и входит в один $SU(3)$ -нонет с $h(2030)$ -мезоном.

Большинство кандидатов в экзотические состояния, обсуждавшиеся на Советании, имеют криптоэкзотические квантовые числа, т. е. относятся к экзотике третьего рода. Наибольший интерес и наиболее широкие обсуждения были связаны с криптоэкзотическими мезонами, перечисленными в табл. 6.

$C(1480)$ -мезон [1—4]. Векторный $C(1480)$ -мезон обнаружен в реакции

$$\pi^-p \rightarrow C(1480)n; \quad C(1480) \rightarrow \phi\pi^0 \quad (\text{П.4})$$

при импульсе 32,5 ГэВ (установка «Лептон-Ф», ИФВЭ). При исследовании возможных распадов $C(1480)$ по каналам $\phi\pi^0$ и $\omega\pi^0$ найдено, что отношение $R = BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi^0]/BR[C(1480) \rightarrow \omega\pi^0] > 0,5$ (95 %-ная достоверность) аномально велико для мезонных состояний обычного $q\bar{q}$ -типа, для которых распад по каналу $\phi\pi^0$ подавлен правилом отбора OZI. Ожидаемое значение R для таких частиц должно быть $\sim \left(\frac{1}{200}\right) \div \left(\frac{1}{400}\right)$. Например, для известного $B(1235)$ -мезона это отношение $< 5 \cdot 10^{-3}$. Аномальное нарушение правила OZI в распадах $C(1480)$ не находит объяснения, если это состояние принадлежит к обычным $q\bar{q}$ -мезонам, и является веским аргументом в пользу интерпретации $C(1480)$ как экзотического адрона со структурой

$$|C(1480)\rangle = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}\bar{u} - \bar{d}\bar{d}) \bar{s}s \right\rangle \text{ (многокварковый мезон) или}$$

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

$G(1590)$ -мезон и другие результаты ГАМС. Скалярный $G(1590)$ -мезон, обнаруженный сотрудничеством ГАМС в реакции перезарядки

$$\pi^-p \rightarrow G(1590)n; \quad G(1590) \rightarrow \eta\eta; \eta\eta'; 4\pi^0 \quad (\text{П.5})$$

при импульсах 38 и 100 ГэВ, является сильным кандидатом в глоболы [96, 97]. Основания для такой интерпретации следующие:

а. Вероятности распада $G(1590) \rightarrow \eta\eta; \eta\eta'; 4\pi^0$ и верхние границы для распада этой частицы по каналам $K\bar{K}$, $\pi\pi$ хорошо согласуются

Т а б л и ц а 6. Основные кандидаты в криптоэкзотические состояния, обсуждавшиеся на Совещании в BNL

Типы криптоэкзотических мезонов	Коллаборация	Состояние и его квантовые числа	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Распадные каналы
Многокварковые мезоны ($qq\bar{q}\bar{q}$) или гибриды (qqg)	«Лептон-Ф» (ИФБЭ)	$C(1480)$ $I^G J^P C = 1+1--$	1480 ± 40	130 ± 60	$C(1480) \rightarrow \rho\pi^0$
	$\left. \begin{array}{l} \text{ГМС-2000} \\ \text{ГМС-4000} \end{array} \right\} \text{ГМС}$ (ИФБЭ-CERN)	$G(1590)$ $I^G J^P C = 0+0^{++}$	1590 ± 30	280 ± 40	$G(1590) \rightarrow 4\pi$ $\rightarrow \eta\eta'$ $\rightarrow \eta\eta$
Глюболы	MARK II CB	$\iota(1440)$	1449 ± 4	66 ± 7	$\iota(1440) \rightarrow K\bar{K}^*$ $\rightarrow \delta\pi$ $\rightarrow K\bar{K}$ $\rightarrow \rho\gamma?$
	MARK III DM2	$I^G J^P C = 0+0^{++}$			
	MARK II MARK III DM2 MIS ИТЭФ Омега-спектрометр	$\theta(1720)$ $I^G J^P C = 0+2^{++}$	$1709 \pm 2 \pm 20$	$183 \pm 10 \pm 30$	$\theta(1720) \rightarrow K\bar{K}$ $\rightarrow \eta\eta$ $\rightarrow \pi\pi$
MPS BNL	$g_T(2010)$ $g_T(2300)$ $g_{T''}(2340)$ $I^G J^P C = 0+2^{++}$	2014^{+62}_{-76} 2297 ± 28 2339 ± 55	202^{+67}_{-62} 149 ± 41 319^{+81}_{-69}	$g_T; T'; T'' \rightarrow \varphi\Phi$	

с предсказаниями, основанными на механизме глюонного обесцвечивания [98], характерного для распада глюоболов, и не могут быть объяснены для частиц обычного $q\bar{q}$ -типа.

б. $G(1590)$ очень отчетливо наблюдается в реакции центрального рождения [99]:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- [G(1590) \rightarrow \eta\eta] p_s \quad (\text{П.6})$$

при первичном импульсе 300 ГэВ, где процессы, обусловленные gg -взаимодействиями «морских» глюонов, должны хорошо проявляться.

Следует отметить, что сотрудничество ГАМС обнаружило ряд других мезонов. Некоторые из них являются кандидатами в экзотические состояния [$X(1750) \rightarrow \eta\eta$ [100], $X(1810) \rightarrow 4\pi^0$ [101], $X(1920) \rightarrow \eta\eta'$ [102]]. На Совещании были доложены также данные о наблюдении двух новых мезонов $X(1640) \rightarrow \omega\omega$ и $X(1960) \rightarrow \omega\omega$ в реакции $\pi^- p \rightarrow \omega\omega n \rightarrow (\pi^0\gamma)(\pi^0\gamma)n$. Их квантовые числа $I^G J^{PC} = 0^+ 2^{++}$, массы $M_1 = (1643 \pm 7)$ МэВ и $M_2 = (1956 \pm 20)$ МэВ и ширины $\Gamma_1 < 70$ МэВ и $\Gamma_2 = (220 \pm 60)$ МэВ [103]. Их возможная интерпретация — экзотические состояния или радиальные возбуждения $f(1270)$ -мезона.

g_T -Мезоны [104]. При исследовании реакции

$$\pi^- p \rightarrow \phi\phi n \quad (\text{П.7})$$

на установке MPS BNL при импульсе 22 ГэВ ($\sim 6,7 \cdot 10^8$ событий) в результате фазового анализа выделено три резонансных состояния $g_T(2010)$, $g_T'(2300)$ и $g_T''(2340)$, имеющих квантовые числа $J^{PC} = 2^{++}$. Показано, что в реакции (П.7) имеет место сильное нарушение правила отбора OZI , возникающее в промежуточном двухглюонном канале. Это нарушение является существенным аргументом в пользу интерпретации g_T -мезонов как глюоболов (хотя существуют и другие модели, позволяющие описать свойства этих частиц как многокварковых $ssss$ -мезонов или гибридов).

П.5. Радиационные распады J/ψ -частиц и поиски глюоболов. Радиационные распады J/ψ -мезонов

$$J/\psi \rightarrow \gamma(gg) \rightarrow \gamma G \quad (\text{П.8})$$

уже давно рассматривались как очень перспективные процессы для поисков глюоболов, где можно ожидать большую вероятность образования этих экзотических состояний*. С другой стороны, ожидается, что для глюоболов, не содержащих валентных заряженных кварков, радиационные распадные ширины $\Gamma(G \rightarrow \gamma\gamma)$ должны быть малы. На основании этих качественных соображений М. Чановицем был сформулирован критерий для идентификации глюоболов [53]

$$S = [\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma G) / \text{LIPS}_1] / [\Gamma(G \rightarrow \gamma\gamma) / \text{LIPS}_2] \gg 1. \quad (\text{П.9})$$

Здесь LIPS_1 и LIPS_2 — соответствующие релятивистски-инвариантные фазовые объемы для распадов J/ψ и G . В реакции (П.8) были

* См. обзор [105], где приведена и соответствующая библиография.

уже несколько лет назад зарегистрированы два состояния, которые рассматриваются как очень серьезные кандидаты в глюболы. Это θ (1720)-мезон с квантовыми числами $J^{PC} = 2^{++}$ и, особенно, ι (1440)-мезон с $J^{PC} = 0^{-+}$:

$$J/\psi \rightarrow \gamma \iota (1440); (1440) \rightarrow K\bar{K}\pi (J^{PC} = 0^{-+}); \quad (\text{П.10})$$

$$\rightarrow \gamma \theta (1720); \theta (1720) \rightarrow K\bar{K}; \eta\eta; \pi\pi (J^{PC} = 2^{++}). \quad (\text{П.11})$$

Для этих мезонов получены значения параметров $S [\iota (1440)] > 60 \div 80$, $S [\theta (1720)] > 28$, выделяющие их среди других мезонов и являющиеся сильными аргументами в пользу интерпретации их как глюболов. Некоторые новые данные об этих состояниях были представлены на Рабочем совещании в BNL.

ι (1440). Проведен фазовый анализ данных по распадам (П.10), полученных на установках MARK III и DM2. Эти данные согласуются с квантовыми числами ι (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 ι -мезона являются $\iota(1440) \rightarrow K\bar{K}^*$; $\delta\pi$ (50 %/50 %). Возможно, что существует распад

$$\rightarrow K\bar{K}$$

$\iota(1440) \rightarrow \rho\gamma$. Большая вероятность распада (П.10) и низкая граница для радиационной ширины $\Gamma [\iota(1440) \rightarrow \gamma\gamma]$ ($S_{\iota} > 60 \div 80$) свидетельствуют в пользу интерпретации иота-мезона как глюбола.

θ (1720). θ (1720)-Мезон, обнаруженный впервые в распадах (П.11), 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 [106]) и еще более отчетливо — в центральных соударениях на омега-спектрометре в реакции $pp \rightarrow p_f [\theta (1720) \rightarrow K\bar{K}] p_S$ при первичном импульсе 300 ГэВ [107].

Среди распадов θ (1720)-мезонов преобладают каналы $\theta \rightarrow K\bar{K}$. С другой стороны, θ (1720)-мезон не наблюдается в реакции $K^- p \rightarrow K\bar{K}\Lambda$ (LASS, МИС ИТЭФ), что свидетельствует против его интерпретации в качестве мезона с кварковой структурой $s\bar{s}$. Таким образом, совокупность данных по процессам образования и распада θ (1720)-мезона приводит к заключению, что это состояние может быть глюболом. Следует заметить, что хотя для θ (1720)-мезона квантовые числа $J^{PC} = 2^{++}$ являются наиболее вероятными, значения $J^{PC} = 0^{++}$ нельзя считать окончательно исключенными.

П.6. E/иота-проблема. После первых работ по обнаружению ι (1440)-мезона, распадающегося по каналу $\iota (1440) \rightarrow K\bar{K}\pi$ в радиационном процессе (П.10), 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

E/иота-проблемы. Он тесно связан с опытами по выяснению структуры аксиального нонета мезонов, а также псевдоскалярных радиально-возбужденных состояний. В дальнейшем, чтобы подчеркнуть различия в квантовых числах *E*- и иота-частиц, мы будем 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 *E*/иота-проблемы, а новые обозначения — их квантовые числа — см. [89]).

Поиски $E(1420)/f_1(1420)$ - и $\iota(1440)/\eta(1440)$ -мезонов проводились в ряде экспериментов во многих адронных процессах. Более ранние результаты и соответствующая библиография содержатся в обзорах [61]. Многие новые данные были представлены на Совещании в BNL. Кратко суммируем основные итоги исследования *E*/иота-проблемы:

а) $E(1420)/f_1(1420)$ -мезон с $J^{PC} = 1^{++}$ образуется в процессах центрального рождения $\pi^-(p)p \rightarrow \pi^-(p)_f [K\bar{K}\pi]p_S$ и, может быть, в соударениях $\gamma\gamma^* (Q^2 \neq 0) \rightarrow K\bar{K}\pi$ (с мечеными виртуальными фотонами — см. [109, 110]); б) в реакциях π^-p -перезарядки и $\bar{p}p$ -аннигиляции наблюдаются только состояния с $J^{PC} = 0^{-+}$ ($\iota(1440)$, $\eta(1400)$) и, может быть, что-то еще); в) 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 каким-то новым и, может быть, экзотическим состоянием. В аксиальный же мезонный нонет входит $D'(1530)$ -мезон. В целом проблема *E*/иота и вопрос о природе $E(1420)$ -мезона еще не решены окончательно, несмотря на то что соответствующие работы ведутся с 1980 г. Здесь нужны еще новые, очень серьезные усилия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, как показали обсуждения на Рабочем совещании в BNL («Глюболы-88»), в настоящее время имеется несколько очень серьезных претендентов на роль экзотических мезонов (многокварковых состояний, гибридов, глюболов). Однако в обсуждениях подчеркивалась важность дальнейших независимых экспериментальных исследований для подтверждения уже имеющихся данных и для получения новой информации, необходимой для окончательного установления существования экзотических адронов. Ряд новых экспериментов в этом направлении готовится в ИФВЭ, BNL, КЕК, CERN.

Более подробное изложение вопросов, обсуждавшихся в этом приложении, см. в обзоре [111].

О ВОЗМОЖНЫХ ОПЫТАХ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРИРОДЫ C(1480)-МЕЗОНА

Изучение процесса кулоновского образования C(1480)⁻-мезона (заряженного изотопического партнера C(1480)⁰, обнаруженного в опытах на установке «Лептон-Ф»)

$$\pi^- + (Z, A) \rightarrow C(1480)^- + (Z, A); C(1480)^- \rightarrow \phi\pi^- \quad (\text{П.12})$$

может явиться решающим экспериментом для выяснения природы этого состояния. Перспективы использования когерентных процессов образования частиц в кулоновском поле ядер при очень высоких энергиях для поисков экзотических состояний, сильно связанных с Vπ⁻-каналом (V — векторный мезон) обсуждались в [95] (см. приложение 1).

Сечение реакции (П.12) оказывается пропорциональным радиационной ширине Γ [C(1480)⁻ → π⁻γ], которая в модели векторной доминантности (VDM) связана с Γ [C(1480)⁻ → φπ⁻]

$$\begin{aligned} \Gamma [C(1480)^- \rightarrow \pi^-\gamma] &\simeq [\alpha/(g_\phi^2/\pi)] (k_\gamma/k_\phi)^3 \Gamma [C(1480)^- \rightarrow \phi\pi^-] = \\ &= [\alpha/(g_\phi^2/\pi)] (k_\gamma/k_\phi)^3 \Gamma_C BR [C(1480)^- \rightarrow \phi\pi^-] = \\ &= [7,4 \cdot 10^2 \text{ кэВ}] BR [C(1480)^- \rightarrow \phi\pi^-]. \end{aligned} \quad (\text{П.13})$$

Здесь k_γ, k_φ — импульсы фотона и φ-мезона для соответствующих распадных каналов C(1480)-мезона; Γ_C = 130 ± 60 МэВ — его полная ширина (см. (17); g_φ²/π ≈ 9 — константа φγ-перехода в VDM.

Сечение кулоновского процесса (П.12) имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma [C(1480)^- \rightarrow \phi\pi^-]_{\text{кулон}} &= \sigma [\pi^- + (Z, A) \rightarrow C(1480)^- + \\ &+ (Z, A)] BR [C(1480)^- \rightarrow \phi\pi^-] \approx 8\pi\alpha Z^2 (2J_C + 1) [M_C/(M_C^2 - m_\pi^2)]^3 \times \\ &\times BR [C(1480)^- \rightarrow \phi\pi^-] \Gamma [C(1480)^- \rightarrow \phi\gamma] \times \\ &\times \int_{|t_{\min}|}^{\Delta} [|t - t_{\min}|/t^2] F_Z(t)^2 |dt|. \end{aligned} \quad (\text{П.14})$$

Здесь |t_{min}| = [M_C² - m_π²]/4 E_π² — минимальный квадрат переданного импульса; Δ ≈ 1.10⁻³ ГэВ² (для когерентного процесса на ядрах свинца); M_C, J_C — масса и спин C(1480); E_π — первичная энергия пиона; m_π — его масса; F_Z(t) — формфактор ядра-мишени.

Опыты по кулоновскому образованию C(1480)⁻-мезонов можно проводить на ядрах свинца при E_π ≥ 150 ГэВ. Сечение (П.14) логарифмически растет с ростом E_π. При E_π = 500 ГэВ

$$\begin{aligned} \sigma [C(1480)^- \rightarrow \phi\pi^-]_{\text{кулон}}; P_b &\simeq \\ &\simeq 1,5 \cdot 10^3 \text{ (мкб/ядро Pb)} \{BR [C(1480)^- \rightarrow \phi\pi^-]\}^2. \end{aligned} \quad (\text{П.15})$$

Соответствующие оценки показали, что в опытах этого типа можно наблюдать образование $C(1480)$ -мезонов и измерить $BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi]$, если этот брэнчинг превышает $\sim 0,004$. Если $BR[C(1480) \rightarrow \phi\pi] \geq 0,1 \div 0,05$, то это будет веским аргументом, подтверждающим экзотическую интерпретацию $C(1480)$ -мезона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Битюков С. И., Викторов В. А., Вишневецкий Н. К. и др.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1205—1208.
2. Битюков С. И., Викторов В. А., Вишневецкий Н. К. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 310—313.
3. Bitjukov S.I., Dzhelyadin R.I., Dorofeev V.A. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. 188B. P. 383—387.
4. Битюков С. И., Викторов В. А., Вишневецкий Н. К. и др.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 506—521.
5. Landsberg L.G.//Preprint ИИЭР 87-83. Serpukhov, 1987; see also Proc. of the Intern. Europhysics Conference on High Energy Phys., Uppsala, Sweden, June 25 — July 1, 1987. Vol. 1. P. 525—527.
6. Кубаровский В. П., Ландсберг Л. Г., Образцов В. Ф.//ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1316—1321; Landsberg L.G. Preprint ИИЭР 88-143. Serpukhov, 1988 and «Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons», Upton, N.Y., 1988. P. 427—435.
7. Битюков С. И., Борисов Г. В., Викторов В. А. и др.//Письма в ЖЭТФ, 1987. Т. 45. С. 368—371
8. Bitjukov S.I., Borisov G.V., Dorofeev V.A. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. 203B. P. 327—331.
9. Битюков С. И., Борисов Г. В., Викторов В. А. и др.//ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1258—1267.
10. Bushnin Yu.B., Dzhelyadin R.I., Golovkin S.V. e.a.//Phys. Lett. 1978. Vol. 79B. P. 147—149; Dzhelyadin R.I., Golovkin S.V., Kachanov V.A. e.a.//Phys. Lett. 1980. Vol. 94B. P. 548—550.
11. Dzhelyadin R.I., Golovkin S.V., Gritzuk M.V. e.a.//Phys. Lett. 1979. Vol. 88B. P. 379—380; Викторов В. А., Головкин С. В., Дзелядин Р. И. и др.//ЯФ. 1980. Т. 32. С. 1005—1007.
12. Dzhelyadin R.I., Golovkin S.V., Gritzuk M.V. e.a.//Phys. Lett. 1979. Vol. 84B. P. 143—144.
13. Dzhelyadin R.I., Golovkin S.V., Konstantinov A.S. e.a.//Phys. Lett. 1981, Vol. 102B. P. 296—298.
14. Dzhelyadin R.I., Golovkin S.V., Konstantinov A.S. e.a.//Phys. Lett. 1980. Vol. 97B. P. 471—472.
15. Dzhelyadin R.I., Golovkin S.V., Konstantinov A.S. e.a.//Phys. Lett. 1981. Vol. 105B. P. 239—241.
16. Landsberg L.G.//Phys. Reports. 1985. Vol. 128. P. 301—376; Ландсберг Л. Г.//УФН. 1985. Т. 146. С. 185—236.
17. Тинг С. С. Ч.//ЭЧАЯ. 1970. Т. 1. Вып. 1. С. 131—170; Хачатурян М. Н.//ЭЧАЯ. 1971. Т. 2. Вып. 3. С. 583—634; Прокошкин Ю. Д.//ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. Вып. 3. С. 503—574.
18. Бармин В. В., Долголенко А. Г., Крестников Ю. С. и др.//ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1879—1890.
19. Khachatryan M.N., Azimov M.A., Baldin A.M. e.a.//Phys. Lett. 1967. Vol. 24B. P. 349—352; Astvacaturov R.G., Azimov M.A., Chuvilo I.V. e.a.//Phys. Lett. 1968. Vol. 27B. P. 45—48; Khachatryan M.N., Azimov M.A., Belousov A.S. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1967. Vol. 51. P. 309—314.
20. Close F.E., Lipkin H.J.//Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 1263—1265.

20. Jacob M., Wiek G.//Ann. of Phys. 1959. Vol. 7. P. 404—428.
21. Балдин А. М., Гольданский В. И., Максименко В. М. и др.//Кинематика ядерных реакций. М.: Атомиздат, 1968. С. 285—320.
22. Bityukov S.I., Dzhelyadin R.I., Dorofeev e.a. Preprint IHEP 86-242. Serpukhov, 1986.
23. Ochs W., Wagner F.//Phys. Lett. 1973. Vol. 44B. P. 271—274.
24. Кайдалов А. Б., Нилов А. Ф., Пономарев Л. А.//ЯФ, 1986. Т. 44. С. 205—211.
25. Антипов Ю. М., Беззубов В. А., Буданов Н. П. и др.//Письма в ЖЭТФ, 1983. Т. 38. С. 356—357.
26. Binon F., Buyanov V.M., Donskov S.V. e.a.//Nucl. Instrum and Methods. 1986. Vol. 248. P. 86—102; Бинон Ф., Гуанер М., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 934—944.
27. Aguilar-Benitez M., Porter F.C., Hernandez J.J. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 170B, P. 1—344.
28. Donnachie A., Mirzaie H.//Z. Phys. 1987. Vol. 33C. P. 407—417.
29. Achasov N.N., Kozhevnikov A.A.//Phys. Lett. 1988. Vol. 207B. P. 199—204.
30. Achasov N.N., Kozhevnikov A.A.//Phys. Lett. 1988. Vol. 209B, P. 373—374; ЯФ. 1988. Т. 48. С. 302—303.
31. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Новиков В. А. и др.//ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. С. 542—612.
32. Delcourt B., Bizot J.C., Bisello D.e.a.//Proc. 1981. Intern. Symp. Lepton and Photon Interactions of High Energies at High Energy, Bonn Aug. 24—29, 1981. P. 205—216.
33. Buon J., Bisello D., Bizot J.C. e.a.//Phys. Lett. 1982. Vol. 118B, P. 221—224.
34. Gross D.J., Treiman S.B., Wilczek F.//Phys. Rev. 1979. Vol. 19D. P. 2188—2196.
35. Langacker P.//Phys. Rev. 1979. Vol. 20D. P. 2983—2985.
36. Binon F., Donskov S.V., Duteil P. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 140B. P. 264—268.
37. Баринов Н. У., Грудцин С. Н., Демидов Н. Г. и др.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 1357—1367.
38. Балицкий Я. Я., Дьяконов Д. И., Юнг А. В.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1300—1315.
39. Barnes T., Close F.E.//Phys. Lett. 1982. Vol. 116B. P. 365—368. Barnes T., Close F.E., de Viron F.//Nucl. Phys. 1983. Vol. 224B. P. 241—264.
40. Chanowitz M. S. Preprint LBL-16653. Berkley, 1983. Chanowitz M.S., Sharpe S.R.//Phys. Lett. 1983. Vol. 132B. P. 413—418; Nucl. Phys. 1983. Vol. 222B. P. 211—244.
41. Ачасов Н. Н.//Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 410—412.
42. Close F.E., Lipkin H.J.//Phys. Lett. 1987. Vol. 196B. P. 245—250.
43. Alde D., Binon F., Boutemour M. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. 205B. P. 397—400.
44. Chanowitz M.S.//Phys. Lett. 1987. Vol. 187B. P. 409—414.
45. Badalyan A.M., Ioffe B.L., Smilga A.V. Preprint ITER-77. Moscow, 1985; Badalyan A.M., Kitoroage D.I. Preprint ITEP N 123. Moscow, 1987.
46. Atkinson M., Axon T.J., Barberis D. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. 231B. P. 1—14.
47. Atkinson M., Axon T.J., Barberis D. e.a.//Z. Phys. 1987. Vol. 34C. P. 303—306.
48. Аульченко В. М., Долинский С. И., Дружинин В. П. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-106. Новосибирск, 1986.
49. Falvard A., Ajaltouni Z., Inad H. e.a.//Phys. Rev. 1988. Vol. 38D. P. 2706—2721.
50. Amsler C. Preprint CERN/EP-86-178, Geneva, 1986.
51. Plyushchay M.S., Pron'ko G.P., Soloviev L.D. Preprint IHEP 87-24, Serpukhov, 1987.

52. Prokoshkin Yu.D.//Proc. of the II Intern. Conf. on Hadron Spectroscopy, April 16—18, 1987. KEK Report 87-7, Tsukuba, Japan. P. 28—39.
53. Chanowitz M.S.//Ibid. P. 269—289.
54. Lipkin H.J.//Ibid. P. 363—379.
55. Rosner J.L.//Ibid. P. 395—427.
56. Close F.E.//«Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons» Upton, N.Y., 1988. P. 424—426.
57. Godfrey S., Willutzki H. //Ibid. P. 703—719.
58. Prentice J.//Proc. of the Intern. Europhysics Conference on High Energy Phys., Uppsala, Sweden, June 25 — July 1, 1987. Vol. 2. P. 910—935.
59. Close F.E. Preprint RAL-87-072. Chilton, 1987.
60. Palano A. Preprint CERN-Ep/87-92. Geneva, 1987.
61. Chung S.U.//Nucl. Phys. 1988, Vol. 473A. P. 511—520.
- Chung S.U. Preprint BNL 40599. Upton, 1987.
- Cooper S.//Proc. of the XXIII Intern. Conference on High Energy Phys. 16—23 July 1986, Berkeley, Vol. P. 67—102.
62. Апель В. Д., Аугенштейн К. Х., Бертолуччи Е. и др.//ЯФ, 1980. Т. 31, С. 167—172.
63. Dahl O., Johnson R.A., Kenney e.a.//Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 38. P. 54—59.
64. Анисович В. В., Шехтер В. М.//ЯФ, 1973. Т. 18. С. 701—704.
65. Druzhinin V.P., Dubrovin M.S., Eidelman S.I. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 144B, P. 136—140.
66. Gavillett Ph., Armenteros R., Aguilar-Benitez M. e.a.//Z. Phys. 1983. Vol. 16C, С. 119—128.
67. Aston D., Bienz T., Bird F. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. 201B. P. 573—578.
68. O'Donnel P.J.//Rev. of Modern Phys. 1981. Vol. 53. P. 673—685.
- Kolanoski H. Preprint Bonn University BONN-HE-84—06. Bonn, 1984; Springer Tracts in Modern Phys. 1984. Vol. 105; Zielinski M.//Acta Phys. Polonica, 1987, Vol. 18B, P. 455—512.
69. Ishida S., Yamada K., Oda M. Preprint Nihon University NUP-A-88-8. Tokyo, 1988.
70. Babcock J., Rosner J.L.//Phys. Rev. 1976. Vol. 14D, P. 1286—1298.
71. Волков М. К.//ЯФ, 1984. Т. 40, С. 974—976.
72. Динейхан М., Ефимов Г. В., Соломонович М. М. Сообщения ОИЯИ P2-82-359, Дубна, 1982.
73. Гешкенбейн Б. В., Гришкин В. А.//ЯФ, 1988. Т. 48. С. 1090—1096.
74. Корке L.//Proc. of the XXIII Intern. Conference on High Energy Phys. 16—23 July 1986. Vol. 1. P. 692—699.
75. Апель В. Д., Аугенштайн К. Х., Бертолуччи Е. и др.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 1519—1537.
- Ayres S.D., Diebold R., Green A.F. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 32. P. 1463—1467.
76. Berger S.B., Feld B.T.//Phys. Rev. 1973. Vol. 8D, P. 3875—3881.
77. Bando M., Sugimoto H., Toya M. Preprint KUNS 523 HE(TH)-80/01. Kyoto, 1980.
78. Битюков С. И., Викторов В. А., Головкин С. В. и др. Препринт ИФВЭ 89-192. Серпухов, 1989.
79. Burnett T.H.//«Glueballs, Hybrids an Exotic Hadrons», Upton, N.Y., 1988. P. 102—111.
80. Iizuka J., Masuda F., Miura T.//Phys. Rev. 1987. Vol. 36D P. 1422—1433; Progr. Theoret. Phys. 1988. Vol. 79. P. 141—158.
81. Еремян Ш. С., Назарян А. Э.//ЯФ. 1989. Т. 49. С. 823—833.
82. Huams B.D., Koch W., Potter D.C. e.a.//Phys. Lett. 1969. Vol. 29B. P. 128—131.

83. Бушин Ю. Б., Викторов В. А., Головкин С. В. и др. Препринт ИФВЭ 80-57, Серпухов, 1980.
84. Huams B.D., Koch W., Pellett D. e.a.//Phys. Lett. 1967. Vol. 24B, P. 634—637.
85. Ефимов Г. В., Иванов М. А.//Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 60—62; Динеихан М., Ефимов Г. В., Иванов М. А.//Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. Протвино, 1981. С. 240—263.
86. Kopp G.//Phys. Rev. 1974. Vol. 10D. P. 932—940.
87. Shifman M.A., Vysotsky M.I.//Z. Phys. 1981. Vol. 10C. P. 131—138.
88. Bramon A., Masso E.//Phys. Lett. 1981. Vol. 104B. P. 311—314.
89. Yost G.P., Barnett R.M., Hinchliffe e.a. (PDG)//Phys. Lett. 1988. Vol. 204B. P. 1—486.
90. Jaffe R.L., Johnson K.//Phys. Lett. 1976. Vol. 60B. P. 201—206.
91. Bourguin M., Brown R.M., Burckhart H.Z. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 172B. P. 113—118.
92. Aleev A.N., Arefiev V.A., Balandin V.P. e.a.//JINR Rapid Communications N19—86. Dubna, 1986. P. 16—23.; Preprint JINR D1-88-368. Dubna, 1988; Preprint JINR D1-88-369. Dubna, 1988.
93. Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N.//Phys. Lett. 1982. Vol. 108B. P. 134—139; Z. Phys. 1982. Vol. 16C. P. 55—64; Z. Phys. 1985. Vol. 27C. P. 99—105.
94. Li B.A., Liu K.F.//Phys. Lett. 1982. Vol. 118B. P. 435—441; Phys. Lett. 1983. Vol. 124B. P. 550(E); Phys. Rev. 1984. Vol. 30D. P. 613—620.
95. Zielinski M., Berg D., Chandlee C. e.a.//Z. Phys. 1986. Vol. 31C. P. 545—548; Zielinski M.//Proc. of the II Intern. Conference Hadron Spectroscopy, April 16—18, 1987, KEK Report 87—7, Tsukuba, Japan. P. 28—29.
96. Binon F., Donskov S.V., Duteil P. e.a.//Nuovo. cimento. 1983. Vol. 78A. P. 313—330; Binon F., Bricman C., Donskov S.V. e.a.//Nuovo. cimento. 1984. Vol. 80A. P. 363—370.
97. Alde D., Binon F., Bricman C. e.a.//Nucl. Phys. 1986. Vol. 269B. P. 485—508.
98. Gerstein S.S., Likhoded A.K., Prokoshkin Yu.D.//Z. Phys. 1984. Vol. 24C. P. 305—308.
99. Alde D., Bellazzini R., Binon F. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. 201B. P. 160—164.
100. Alde D., Binon F., Bricman C. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 182B. P. 105—107.
101. Alde D., Binon F., Bricman C. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. 198B. P. 286—291; ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1273—1277.
102. Alde D., Binon F., Bricman C. e.a.//Phys. Lett. 1989. Vol. 216B. P. 447—450.
103. Alde D., Binon F., Bricman C. e.a.//Phys. Lett. 1989. Vol. 216B. P. 451—458.
104. Etkin A., Foley K.J., Longacre R.S. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 165B. P. 217—221; Etkin A., Foley K.J., Hackenburg R.W. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. 201B. P. 568—572.
105. Kopke L., Wermes N.//Phys. Reports. 1989. Vol. 174. P. 67—227.
106. Bolonkin B.V., Bloschenko S.K., Vladimirsky V.V. e.a.//Nucl. Phys. 1988. Vol. 309B. P. 426—438.
107. Armstrong T.A., Benayoun M., Beusch W. e.a. Preprint CERN/EP-88-124. Geneva, 1988.
108. Armstrong T.A., Bloodworth I.J., Carney J.N. e.a.//Z. Phys. 1987. Vol. 34C. P. 23—31.
109. Aihara H., Alston-Garnost M., Avery R.E. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 2500—2503; Phys. Rev. 1988. Vol. 38D. P. 1—18.
110. Gidal G., Boyer J., Butler F. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 2012—2015; 2016—2019; Gidal G. Preprint LBL-25 532. Berkeley, 1988.
111. Ландсберг Л. Г. Препринт ИФВЭ 89-54. Серпухов, 1989.