

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Систематизация кварк-антикварковых состояний и экзотические мезоны

В.В. Анисович

Анализ экспериментальных данных коллаборации Crystal Barrel по $p\bar{p}$ -аннигиляции в полете с рождением мезонов в конечном состоянии привел к открытию большой группы мезонов в области 1900–2400 МэВ, что позволило систематизировать кварк-антикварковые состояния в (n, M^2) - и (J, M^2) -плоскостях. Данные указывают на то, что траектории мезонных состояний в этих плоскостях приблизительно линейны с универсальным наклоном. Более детально обсуждается сектор скалярных мезонов, где на основе недавно выполненного K -матричного анализа проведена нетривиальная классификация кварк-антикварковых состояний: в области ниже 2000 МэВ фиксируются два скалярных нонета: базисный и нонет первого радиального возбуждения. В скалярном секторе имеются два состояния с изоспином $I=0$, которые оказываются лишними с точки зрения кварк-антикварковой классификации, т.е. экзотическими: широкий резонанс $f_0(1200-1600)$ и легкий σ -мезон. Соотношения между константами адронных распадов в состоянии $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$ указывают на глюониевую природу широкого состояния $f_0(1200-1600)$.

PACS numbers: 12.38.-t, 12.39.Mk, 14.40.-n

Содержание

1. Введение (49).
 2. Экспериментальные данные Crystal Barrel и систематика мезонных состояний (52).
 - 2.1. Систематика мезонных состояний. 2.2. Экзотические состояния, не укладывающиеся на кварк-антикварковые траектории.
 3. Сектор скалярных мезонов (55).
 - 3.1. K -матричный анализ волны $IJ^{PC} = 00^{++}$. 3.2. Классификация скалярных голых состояний. 3.3. Перекрывающиеся f_0 -резонансы в области 1200–1700 МэВ: аккумуляция ширины кварк-антикварковых состояний глоболом. 3.4. Эволюция констант связи 00^{++} -состояний с каналами $\pi\pi$, $\pi\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$ при включении распадных процессов. 3.5. Оценка глобальной компоненты в резонансах $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ и в широком состоянии $f_0(1200-1600)$ на основе анализа каналов адронных распадов. 3.6. Легкий σ -мезон: полюс в амплитуде 00^{++} -волны? 3.7. Систематизация скалярных состояний на (n, M^2) - и (J, M^2) -плоскостях и проблема базисного мультиплетта $1^3P_0q\bar{q}$. 3.8. Экзотические скалярные состояния $f_0(1200-1600)$ и $f_0(300-500)$.
 4. Заключение (70).
- Список литературы (71).

В.В. Анисович. Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, 188350 Гатчина, Ленинградская обл., Орлова роща, Российская Федерация
Тел. (81271) 4-60-96. Факс (81271) 3-19-63
E-mail: anisovic@thd.pnpi.spb.ru

Статья поступила 25 сентября 2002 г.,
после доработки 14 октября 2003 г.

1. Введение

Структура сильных взаимодействий при низких и умеренно-низких энергиях является одной из наиболее актуальных проблем современной физики частиц. В последние десятилетия были предприняты большие усилия для понимания сильных взаимодействий, и есть существенный прогресс в развитии сильной КХД. Однако до окончательной картины еще далеко, и решительного прорыва в этой области до сих пор сделано не было. Можно предполагать, что частично это обусловлено слабым знанием, вплоть до недавнего времени, экспериментальной ситуации в мезонном секторе.

Для того чтобы прояснить экспериментальную ситуацию, в 1990–2000 гг. был выполнен ряд экспериментов, целенаправленно ориентированных на поиск новых мезонных резонансов, и проведено детальное изучение ранее наблюдаемых. Одну из наиболее богатых статистик по рождению мезонов собрала коллаборация Crystal Barrel, изучавшая реакции $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -аннигиляции. Группа ПИЯФ участвовала в анализе и интерпретации данных этой коллаборации (краткий обзор см. в работе [1]). Последние результаты этих исследований представлены в настоящем обзоре.

В 1993–1994 гг. группа ПИЯФ (Гатчина) совместно с группой QMWC (Лондон) анализировала мезонные спектры, полученные в реакциях $p\bar{p}$ -аннигиляции в покое. В результате анализа были открыты скалярно-изоскалярные резонансы $f_0(1370)$ и $f_0(1500)$ [2–5], которые в настоящее время активно обсуждаются в связи с проблемой глобола. Для проведения систематизации

кварк-антикварковых состояний существенную роль сыграло исследование $p\bar{p}$ -аннигиляции в полете, выполненное в 1999–2001 гг. [6], которое дало возможность детально изучить область масс 1900–2400 МэВ. Большая группа резонансов, обнаруженных в этой области, позволила фиксировать траектории $q\bar{q}$ -состояний в (n, M^2) - и (J, M^2) -плоскостях [1, 7]. Систематизация $q\bar{q}$ -состояний обсуждается в разделе 2 этого обзора.

Скалярные мезоны играют исключительно важную роль в понимании структуры сильной КХД. Начиная с 1995 г., группа ПИЯФ проводит K -матричный фит волны $IJ^{PC} = 00^{++}$ на основе одновременного анализа всех доступных к настоящему времени данных. Необходимость одновременного анализа продиктована существованием в этой волне больших интерференционных эффектов резонанс–фон, а также эффектов, обусловленных перекрытием резонансов. В такой ситуации только при проведении фита с одновременным анализом большого числа реакций можно надеяться на получение достоверных результатов. В разделе 3 представлено текущее понимание структуры сектора скалярных мезонов, основанное на самых последних результатах K -матричного фита мезонных спектров [8].

Предыдущие варианты K -матричного анализа, выполненные в 1997–1998 гг. [9–11], базировались на данных следующих групп:

1) данные GAMS по парному рождению мезонов в S -волне в реакциях $\pi\pi \rightarrow \pi^0\pi^0n$, $\eta\eta n$, $\eta\eta'n$ при малых квадратах импульса, переданного нуклону: $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)² [12, 13];

2) данные GAMS по рождению $\pi\pi$ в S -волне в реакции $\pi\pi \rightarrow \pi^0\pi^0n$ при больших квадратах импульса, переданного нуклону: $0,30 < |t| < 1,0$ (ГэВ/с)² [12];

3) данные BNL по реакции $\pi^-p \rightarrow K\bar{K}n$ [14];

4) данные CERN–München по реакции $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ [15];

5) данные Crystal Barrel по протон-антипротонной аннигиляции в жидкости: $p\bar{p}$ (в покое, в жидком водороде) $\rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^0\pi^0\eta$, $\pi^0\eta\eta$ [3, 5, 16].

В настоящее время экспериментальная база значительно расширилась, и дополнительные данные были включены в анализ волны 00^{++} [8], а именно:

6) данные Crystal Barrel по протон-антипротонной аннигиляции в газе: $p\bar{p}$ (в покое, в газообразном водороде) $\rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^0\pi^0\eta$ [17];

7) данные Crystal Barrel по протон-антипротонной аннигиляции в жидкости: $p\bar{p}$ (в покое, в жидком водороде) $\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $K^+K^-\pi^0$, $K_S K_S \pi^0$, $K^+ K_S \pi^-$ [17];

8) данные Crystal Barrel по нейтрон-антипротонной аннигиляции в жидком дейтерии: $n\bar{p}$ (в покое, в жидком дейтерии) $\rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^-\pi^-\pi^+$, $K_S K^-\pi^0$, $K_S K_S \pi^-$ [17];

9) данные E852 по рождению $\pi\pi$ в S -волне в реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$ при квадратах импульса, переданного нуклону, $0 < |t| < 1,5$ (ГэВ/с)² [18].

По сравнению с работой [9] анализ [8] включал также реакции $p\bar{p}$ -аннигиляции в газе. Следует иметь в виду, что реакции аннигиляции в жидком водороде в основном происходят из S -волнового состояния, в то время как в газе имеется значительная примесь P -волны, что дает возможность более детально анализировать трехчастичную плоскость Далитца. Новые данные коллаборации Crystal Barrel позволяют изучать двухкаонный канал с большей надежностью, чем это было сделано раньше. Это бесспорно важно для установления кварк-

глюонного состава исследуемых скалярно-изоскалярных f_0 -мезонов.

Экспериментальные данные коллаборации E852 по реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$ при $p_{\text{lab}} = 18$ ГэВ/с [18] совместно с данными группы GAMS по реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$ при $p_{\text{lab}} = 38$ ГэВ/с [12] являются хорошей основой для изучения резонансов $f_0(980)$ и $f_0(1300)$, так как при больших квадратах импульса, переданного нуклону ($|t| \simeq 0,5-1,5$ (ГэВ/с)²), рождение резонансов сопровождается небольшим фоном, что позволяет достаточно надежно определить их массы и ширины. Это особенно важно для резонанса $f_0(1300)$. В компиляции [19] этот резонанс упомянут как $f_0(1370)$ с массой в интервале 1200–1500 МэВ, хотя эксперимент вполне определенно указывает на значение массы вблизи 1300 МэВ.

K -матричная амплитуда определяет как полюсы амплитуды (массы и полные ширины резонансов), так и полюсы K -матрицы (массы голых состояний). Полюсы K -матрицы отличаются от полюсов амплитуды двумя свойствами:

1) состояния, соответствующие K -матричным полюсам, не содержат компоненты, обусловленной распадными процессами, т.е. переходами в реальные мезоны; отсутствие облака реальных мезонов позволяет условно назвать эти состояния голыми [9, 11, 20];

2) из-за переходов голые состояния (1) \rightarrow реальные мезоны \rightarrow голые состояния (2) наблюдаемые резонансы являются смесью голых состояний — в первую очередь это относится к f_0 -мезонам; таким образом, для кварковой систематики голые состояния являются первичными объектами в большей степени, чем сами резонансы.

Поясним это на примере поведения уровней в потенциальной яме. Пусть имеется потенциальная яма и уровни, соответствующие стабильным состояниям. Включим распадные каналы, т.е. заменим непроницаемую стенку на потенциальный барьер. Вначале это приведет лишь к уширению уровней, тогда как массы состояний останутся примерно теми же. Но если ширины и положения резонансов таковы, что резонансы перекрываются, происходит кардинальная перестройка структуры уровней. А именно, один из резонансов аккумулирует ширины своих резонансов-соседей, превращая их в сравнительно узкие. При этом происходит интенсивное смешивание резонансных состояний, а положения их масс сдвигаются на величины порядка ширины резонансов, т.е. на 100–200 МэВ.

K -матричная амплитуда позволяет проследить трансформацию стабильных уровней (голых состояний) в широкие резонансы. K -матричная амплитуда работает с параметрами, соответствующими стабильным уровням. Многоканальная унитаризация амплитуды, которая присуща (с учетом требований аналитичности) K -матричной записи, позволяет проследить трансформацию стабильных уровней в реальные резонансы. Характерным свойством K -матричного фита является способность как восстановить картину перед включением распадных процессов, так и воссоздать реальную картину комплексных масс и парциальных ширин.

Последний K -матричный фит [8] предоставил нам вполне определенную информацию о резонансах $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ и широком состоянии $f_0(1200-1600)$. На основе извлеченных парциальных ширин для переходов в каналы $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$ можно проанализировать кварк-глюонный состав этих со-

стояний. Таким образом, можно сформулировать следующие свойства резонансов.

1. $f_0(980)$. Это в основном состояние $q\bar{q} = n\bar{n} \sin \varphi + s\bar{s} \cos \varphi$ с большой компонентой $s\bar{s}$. Предполагая примесь глюбола $W_{\text{gluonium}} \lesssim 20\%$, из адронных распадов можно получить следующие ограничения на угол смешивания: $-95^\circ \leq \varphi \leq -40^\circ$. Весьма большие неточности в определении угла смешивания связаны с высокой чувствительностью константы связи с каналами $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$ к величине возможной примеси глюбола. В отсутствие глобальной компоненты адронные распады дают $\varphi = -67^\circ \pm 10^\circ$.

2. $f_0(1300)$ (в компиляции [19] $f_0(1370)$). Это наследник голого $q\bar{q}$ -состояния, близкого к флейверному синглету. Резонанс $f_0(1300)$ образовался благодаря сильному смешиванию с первоначальным глюонием и соседними состояниями $q\bar{q}$. Кварк-антикварковый состав этого резонанса $q\bar{q} = n\bar{n} \cos \varphi + s\bar{s} \sin \varphi$, определяемый по переходам $f_0(1300) \rightarrow \pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, сильно зависит от примеси глюониевой компоненты. Если $W_{\text{gluonium}} \lesssim 30\%$, угол смешивания меняется в интервале

$$-45^\circ \lesssim \varphi[f_0(1300)] \lesssim 25^\circ,$$

в зависимости от величины W_{gluonium} и знака интерференции кваркониевой и глюониевой компонент. При $W_{\text{gluonium}} = 0$ адронные распады дают $\varphi[f_0(1300)] = -6^\circ \pm 10^\circ$.

3. $f_0(1500)$. Это наследник голого состояния с большой компонентой $n\bar{n}$. Подобно $f_0(1300)$ резонанс $f_0(1500)$ образовался в результате смешивания глюония с соседними состояниями $q\bar{q}$. Кварк-антикварковый состав $q\bar{q} = n\bar{n} \cos \varphi + s\bar{s} \sin \varphi$ зависит от примеси глюония. При $W_{\text{gluonium}} \lesssim 30\%$ угол смешивания меняется (в зависимости от W_{gluonium}) в интервале

$$-20^\circ \lesssim \varphi[f_0(1300)] \lesssim 25^\circ.$$

При $W_{\text{gluonium}} = 0$ имеем $\varphi[f_0(1500)] = 11^\circ \pm 8^\circ$.

4. $f_0(1750)$. Это наследник голого состояния, принадлежащего нонету радиальных возбуждений $2^3P_1 q\bar{q}$, волновая функция которого содержит большую компоненту $s\bar{s}$. K -матричный анализ допускает два решения, с разными значениями компоненты $s\bar{s}$. В первом решении компонента $s\bar{s}$ доминирует: в отсутствие глюониевой компоненты $\varphi[f_0(1750)] = -72^\circ \pm 5^\circ$. Если примесь глюония $W_{\text{gluonium}} \lesssim 30\%$, то $-110^\circ \lesssim \varphi[f_0(1750)] \lesssim -35^\circ$. Во втором решении в отсутствие глюониевой компоненты $\varphi[f_0(1750)] = -18^\circ \pm 5^\circ$. При наличии глюониевой компоненты $W_{\text{gluonium}} \lesssim 30\%$ угол смешивания меняется в интервале $-50^\circ \lesssim \varphi[f_0(1750)] \lesssim 10^\circ$.

5. $f_0(1200-1600)$. Широкое состояние является наследником первичного глюбола. Анализ адронных распадов этого резонанса подтвердил его глобальную природу. Наследник глюбола имеет кварк-антикварковую компоненту $(q\bar{q})_{\text{glueball}} = (u\bar{u} + d\bar{d} + \sqrt{\lambda} s\bar{s}) / \sqrt{2 + \lambda}$ [21], которая определяется вероятностью рождения новых $q\bar{q}$ -пар глюонным полем:

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 1 : 1 : \lambda,$$

причем параметр подавления рождения странных кварков находится в интервале $\lambda \simeq 0,5-0,8$ [22, 23]. В терминах угла смешивания компонент $n\bar{n}$ и $s\bar{s}$ это означает, что наследник глюбола должен иметь угол смешивания $\varphi_{\text{glueball}} \simeq 27^\circ-33^\circ$, и именно такие значения для

$\varphi[f_0(1200-1600)]$ были получены во всех вариантах K -матричного фита [8]. Значение угла смешивания $\varphi[f_0(1200-1600)] = 30^\circ \pm 3^\circ$ не дает возможности определить величину $q\bar{q}$ -примеси в широком состоянии. Это объясняется тем, что компонента $(q\bar{q})_{\text{glueball}}$ и глюониевая компонента связаны с каналами $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$ и $\eta\eta'$ в одинаковых пропорциях.

Введение в рассмотрение широкого состояния $f_0(1200-1600)$ как резонанса нуждается в дополнительных комментариях. Наблюдаемые спектры в каналах $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$ требуют введения широкого пика. Оказалось, что этот "бамп" ведет себя универсальным образом и тем самым позволяет описать себя как резонансное состояние. А именно, характерной чертой амплитуды резонансного состояния является ее факторизуемость. Резонансная амплитуда может быть представлена в форме $g_{\text{in}}(s - M^2)^{-1}g_{\text{out}}$, и универсальные константы g_{in} и g_{out} зависят только от сорта начального и конечного состояний. Описание большого числа реакций в [8] вполне согласуется с факторизуемостью амплитуды широкого состояния. Большая ширина состояния $f_0(1200-1600)$ не позволяет надежно определить его массу, однако из-за сильного рождения $f_0(1200-1600)$ в большом числе реакций можно с достаточной уверенностью найти отношения констант связи этого состояния с каналами $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$, т.е. определить его состав в терминах кварк-антикваркового и глюониевого состояний.

K -матричный анализ [8] не дает определенных указаний на существование легкого σ -мезона, который активно обсуждается в настоящее время (см., например, [24] и ссылки там), особенно в связи с сигналами, обнаруженными недавно в $\pi\pi$ -спектрах распадов $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ (полнос в амплитуде при $M = (480 \pm 40) - i(160 \pm 30)$ МэВ [25]), $J/\psi \rightarrow \pi\pi\omega$ (полнос при $M = (390_{-36}^{+60}) - i(141_{-25}^{+38})$ МэВ [26]), $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$ (полнос при $M \simeq 555 - i270$ МэВ [27]). Возможное объяснение противоречия заключается в подавлении рождения легкого σ -мезона в аннигиляционных процессах $p\bar{p} \rightarrow \pi\pi$, хотя, казалось бы, для этого подавления нет никаких видимых оснований. Напомним, что статистика в реакциях Crystal Barrel на два порядка выше, чем в работах [25-27].

Альтернативное объяснение может быть связано с ограниченной применимостью K -матричного подхода при малом квадрате инвариантной энергии s . K -матричная амплитуда не воспроизводит должным образом левые сингулярности, связанные с мезонными обменами в кроссинговых каналах. Поэтому можно полагать, что амплитуда, как аналитическая функция s , не реконструируется корректно при $\text{Re } s \lesssim 4m_\pi^2$, т.е. при

$$(\text{Re } M)^2 - (\text{Im } M)^2 \lesssim 4m_\pi^2.$$

В многочисленных работах, включая те, которые были выполнены в технике дисперсионного интегрирования, где левый разрез учитывается тем или иным способом, полнос, приписываемый легкому σ -мезону, оказывался как раз в области $\text{Re } s \lesssim 4m_\pi^2$ (см., например, [28-31]). Подчеркнем в этой связи, что дисперсионный N/D -анализ [31], в котором низкоэнергетическая амплитуда 00^{++} была сшита с K -матричной амплитудой [9], привел к полюсу при $M \simeq 430 - i325$ МэВ.

Итак, K -матричный анализ показывает, что в скалярно-изоскалярном секторе имеются два состояния:

широкий резонанс $f_0(1200-1600)$ и легкий σ -мезон $f_0(300-500)$, которые являются лишними для $q\bar{q}$ -систематизации мезонов. В заключительном разделе 4 обсуждается статус этих возможных экзотических состояний, а также еще двух кандидатов на экзотику: $\pi_2(1880)$ и состояния с $J^{PC} = 1^{-+}$ (напомним, что $q\bar{q}$ -система не может иметь таких квантовых чисел).

2. Экспериментальные данные Crystal Barrel и систематика мезонных состояний

Коллаборация Crystal Barrel изучала реакцию $p\bar{p}$ -аннигиляции в покое и на лету в течение 1989–1997 гг. на LEAR (CERN), в результате была собрана значительная статистика по мезонным состояниям. Однако на начальной стадии анализ данных не был проведен должным образом. Первая попытка анализа пионных спектров в реакции $p\bar{p}$ (в покое) $\rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ на основе упрощенной изобарной модели привела к неправильной идентификации пика в области 1500 МэВ. Этот пик был определен как тензорный мезон $A_X(1515)$ [32], и в то же время в $\pi^0\pi^0$ -спектрах не было обнаружено скалярных состояний в области 1200–1700 МэВ.

В реакциях типа $p\bar{p}$ (в покое) $\rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ в полной мере проявляется специфика трехчастичных взаимодействий, которую следует учитывать при анализе мезонных спектров. Методика, базирующаяся на выделении в амплитудах рождения нескольких частиц лидирующих сингулярностей (полюсной, корневой, логарифмической и т.д.), развивалась в работах [33–35]. Эта методика была применена к реанализу данных коллаборации Crystal Barrel $p\bar{p}$ (в покое) $\rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$. В работах, выполненных совместно с членами коллаборации, в области 1300–1500 МэВ были открыты резонансы $f_0(1370)$ и $f_0(1500)$ [2–4]. Привлечение к совместному анализу данных $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\pi^0\eta$ и $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\eta\eta$ позволило открыть в этом интервале масс группу тензорных и скалярно-

Таблица 1. Резонансы, открытые на основе анализа данных коллаборации Crystal Barrel

Резонанс	$I^G J^{PC}$	Масса, МэВ	Ширина, МэВ
$f_0(1300)$ (или $f_0(1370)$ [21])	0^+0^{++}	1310 ± 20	280 ± 30
$f_0(1500)$	0^+0^{++}	1495 ± 6	126 ± 5
$f_0(1200-1600)$	0^+0^{++}	1400 ± 200	1200 ± 400
$a_0(1450)$	1^-0^{++}	1520 ± 25	240 ± 20
$a_2(1660)$	1^-2^{++}	1670^{+40}_{-20}	310 ± 40
$f_2(1565)$	0^+2^{++}	1580 ± 6	160 ± 20

Примечание. Массы и ширины соответствуют данным совместного анализа [1, 8].

Таблица 2. Реакции, использованные в совместном анализе [1,8]

Данные Crystal Barrel	Двухчастичные данные
$p\bar{p} \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	$\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$ (CERN–Münich)
$p\bar{p} \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$	$\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$ (GAMS)
$p\bar{p} \rightarrow \eta\eta\pi^0$	$\pi^-p \rightarrow \eta\eta n$ (GAMS)
$p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^-p \rightarrow \eta\eta'n$ (GAMS)
$p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$	$\pi^-p \rightarrow K\bar{K}n$ (BNL)
$p\bar{p} \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0$	$\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$ (E852)
$p\bar{p} \rightarrow \pi^0K_S K_S$	
$p\bar{p} \rightarrow \pi^0K^+K^-$	
$p\bar{p} \rightarrow \pi^+K^-K_S$	
$p\bar{p} \rightarrow \pi^-K_S K_S$	
$p\bar{p} \rightarrow \pi^0K^-K_S$	

Таблица 3. Резонансы, открытые в анализе реакций $p\bar{p}$ -аннигиляции в полете [6]

Резонанс	$I^G J^{PC}$	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Статус состояния
π	1^-0^{-+}	2070 ± 35	310 ± 80	*
π	1^-0^{-+}	2360 ± 30	300 ± 80	*
a_1	1^-1^{++}	2270 ± 50	300 ± 70	*
π_2	1^-2^{-+}	2005 ± 20	210 ± 40	*
π_2	1^-2^{-+}	2245 ± 60	320 ± 60	*
a_2	1^-2^{++}	1950 ± 40	180 ± 40	**
a_2	1^-2^{++}	2030 ± 20	205 ± 30	***
a_2	1^-2^{++}	2175^{+80}_{-30}	310 ± 60	*
a_2	1^-2^{++}	2255 ± 20	230 ± 15	***
a_3	1^-3^{++}	2030 ± 20	150 ± 20	**
a_3	1^-3^{++}	2275 ± 40	150 ± 20	*
a_4	1^-4^{++}	2005 ± 30	180 ± 30	***
a_4	1^-4^{++}	2255 ± 40	330 ± 70	**
π_4	1^-4^{-+}	2250 ± 15	215 ± 25	**
f_0	0^+0^{++}	2105 ± 15	200 ± 25	**
f_0	0^+0^{++}	2320 ± 30	175 ± 45	*
f_2	0^+2^{++}	1920 ± 40	260 ± 40	**
f_2	0^+2^{++}	2020 ± 30	275 ± 35	***
f_2	0^+2^{++}	2240 ± 30	245 ± 45	***
f_2	0^+2^{++}	2300 ± 35	290 ± 50	**
f_4	0^+4^{++}	2020 ± 25	170 ± 20	***
f_4	0^+4^{++}	2300 ± 25	280 ± 50	**
η_2	0^+2^{-+}	2030 ± 40	190 ± 40	**
η_2	0^+2^{-+}	2250 ± 40	270 ± 40	***
ω	0^-1^{--}	2150 ± 20	235 ± 30	**
ω	0^-1^{--}	2295 ± 50	380 ± 60	*
ω_2	0^-2^{--}	1975 ± 20	175 ± 25	*
ω_2	0^-2^{--}	2195 ± 30	225 ± 40	*
ω_3	0^-3^{--}	1960 ± 30	165 ± 30	**
h_1	0^-1^{+-}	2000 ± 20	205 ± 20	**
h_1	0^-1^{+-}	2270 ± 15	175 ± 30	**
ρ_1	1^+1^{--}	1980 ± 30	165 ± 30	**
ρ_2	1^+2^{--}	1940 ± 40	155 ± 40	*
ρ_2	1^+2^{--}	2225 ± 35	335 ± 75	*
ρ_3	1^+3^{--}	1980 ± 15	175 ± 20	**
ρ_3	1^+3^{--}	2260 ± 20	200 ± 30	*
ρ_4	1^+4^{--}	2240 ± 25	210 ± 40	**
b_1	1^+1^{+-}	1970 ± 40	215 ± 60	**
b_1	1^+1^{+-}	2210 ± 50	275 ± 45	*
b_3	1^+3^{+-}	2020 ± 15	110 ± 20	**
b_3	1^+3^{+-}	2245 ± 50	350 ± 80	*

Примечание. Одна звездочка означает, что резонанс наблюдается только в одной реакции или проявляется слабо, две звездочки — резонанс наблюдается в двух реакциях или в одной, но его вклад в этой реакции доминирует, три звездочки — хорошо определенные резонансы по нескольким реакциям.

изовекторных резонансов [5]. Массы и ширины этих резонансов, полученные в последнем анализе, приведены в табл. 1, а реакции, использованные в анализе, указаны в табл. 2.

Совместный анализ данных, полученных в разных реакциях и экспериментах, является одной из отличительных черт метода, использованного в работах [8–10]. Дело в том, что при наличии значительного фона резонанс далеко не всегда проявляется в качестве пика в мезонном спектре: из-за интерференционных эффектов резонанс может приводить к провалу в спектре или быть видимым как "плечо".

Включение в комбинированный анализ данных группы GAMS по двухмезонным спектрам в реакциях $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$, $\pi^-p \rightarrow \eta\eta n$, $\pi^-p \rightarrow \eta\eta'n$ [12, 13], группы

BNL $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- n$ [14] и группы CERN–Münich $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ [15] позволило не только надежно определить отношения выходов в различные двухмезонные каналы (что существенно для проведения классификации резонансов), но и заключить, что пик в $\eta\eta$ -спектре реакции $\pi^- p \rightarrow \eta\eta p$, ранее объявленный как резонанс $G(1590)$ [13], возник в действительности в результате интерференции широкого состояния $f_0(1200-1600)$ и резонанса $f_0(1500)$ [36].

Данные Crystal Barrel, обсуждавшиеся выше, были получены при $p\bar{p}$ -аннигиляции в покое. Однако коллаборация Crystal Barrel также имеет громадную статистику событий $p\bar{p}$ -аннигиляции в полете при импульсах антипротона в интервале 600–1900 МэВ. После окончания существования коллаборации Crystal Barrel в 1999 г. данные этих событий были предоставлены группе ПИЯФ для дальнейшего анализа спектров. Совместно с коллегами из QMWC (Лондон) и лаборатории Rutherford–Appleton группа ПИЯФ проводила анализ этих данных в 1999–2001 гг. Было обнаружено более тридцати резонансов в интервале масс 1900–2400 МэВ [6]; они представлены в табл. 3. Полученные результаты позволили провести систематизацию мезонных $q\bar{q}$ -состояний на (n, M^2) - и (J, M^2) -плоскостях, где n — радиальное квантовое число $q\bar{q}$ -системы с массой M , а J — ее спин [1, 7].

2.1. Систематика мезонных состояний

На рисунках 1 и 2 показаны траектории на (n, M^2) -плоскости для (IJ^{PC}) -состояний с отрицательной и положительной зарядовыми четностями соответственно:

$$\begin{aligned} & b_1(11^{+-}), b_3(13^{+-}), h_1(01^{+-}), \rho(11^{--}), \\ & \rho_3(13^{--}), \omega/\phi(01^{--}), \omega_3(03^{--}), \quad C = -, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \pi(10^{-+}), \pi_2(12^{-+}), \pi_4(14^{-+}), \eta(00^{-+}), \\ & \eta_2(02^{-+}), a_0(10^{++}), a_1(11^{++}), a_2(12^{++}), \\ & a_3(13^{++}), a_4(14^{++}), f_0(00^{++}), f_2(02^{++}), \quad C = +. \end{aligned} \quad (2)$$

В терминах $q\bar{q}$ -состояний мезоны нонетов $n^{2S+1}L_J$ заполняют при $M \lesssim 2400$ МэВ следующие (n, M^2) -траектории:

$$\begin{aligned} & {}^1S_0 \rightarrow \pi(10^{-+}), \quad \eta(00^{-+}), \\ & {}^3S_1 \rightarrow \rho(11^{--}), \quad \omega(01^{--})/\phi(01^{--}), \\ & {}^1P_1 \rightarrow b_1(11^{+-}), \quad h_1(01^{+-}), \\ & {}^3P_J \rightarrow a_J(1J^{++}), \quad f_J(0J^{++}), \quad J = 0, 1, 2, \\ & {}^1D_2 \rightarrow \pi_2(12^{-+}), \quad \eta_2(02^{-+}), \\ & {}^3D_J \rightarrow \rho_J(1J^{--}), \quad \omega_J(0J^{--})/\phi_J(0J^{--}), \quad J = 1, 2, 3, \\ & {}^1F_3 \rightarrow b_3(13^{+-}), \quad h_3(03^{+-}), \\ & {}^3F_J \rightarrow a_J(1J^{++}), \quad f_J(0J^{++}), \quad J = 2, 3, 4. \end{aligned} \quad (3)$$

Разные орбитальные моменты могут давать траектории с одним и тем же спином J : состояния с $J = L \pm 1$. Поэтому число таких траекторий удваивается: состояния $(11^{--}), (12^{++})$ и т.д. Изоскалярные состояния имеют две флейворные компоненты: $n\bar{n} = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ и $s\bar{s}$, что также ведет к удвоению траекторий, таких, как $\eta(00^{-+}), f_0(00^{++})$ и т.д.

Траектории с отрицательной зарядовой четностью ($C = -$) определяются практически однозначно (темные кружки на рис. 1 и 2 — наблюдаемые состояния [6, 8, 19], светлые кружки — состояния, предсказываемые траекториями). С хорошей точностью траектории являются линейными:

$$M^2 \simeq M_0^2 + (n-1)\mu^2, \quad (4)$$

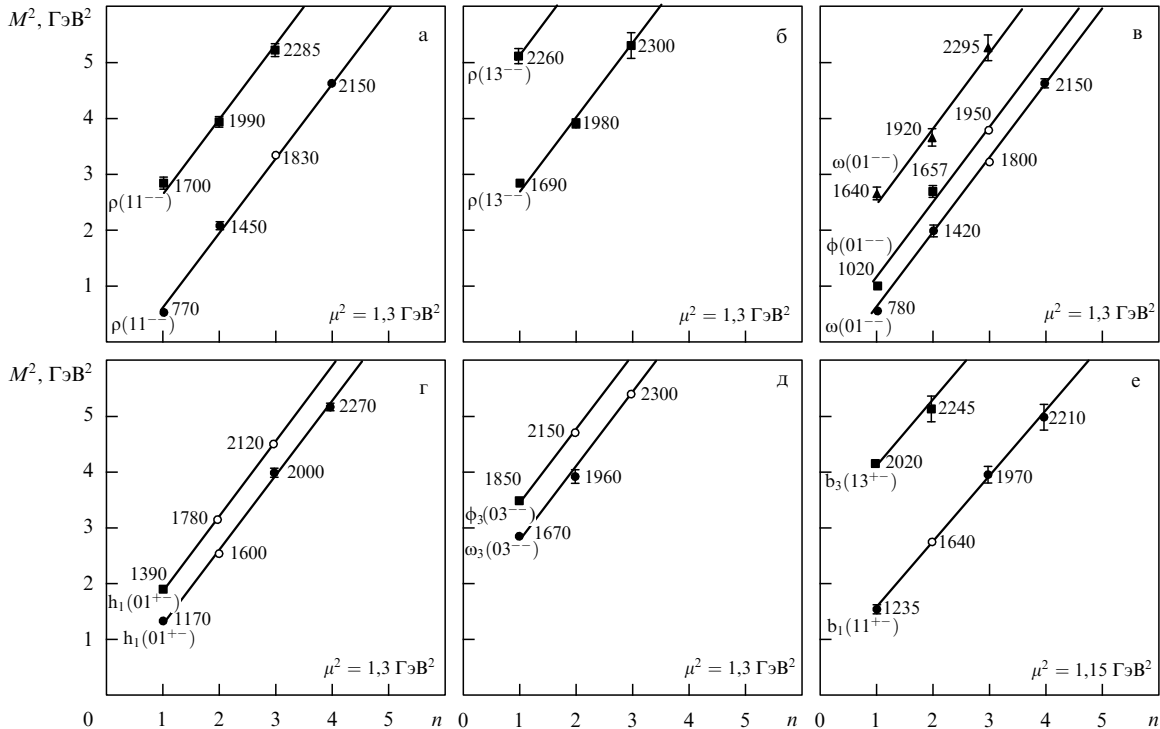


Рис. 1. Траектории на (n, M^2) -плоскости для состояний с $C = -$. Светлые кружки обозначают предсказываемые состояния.

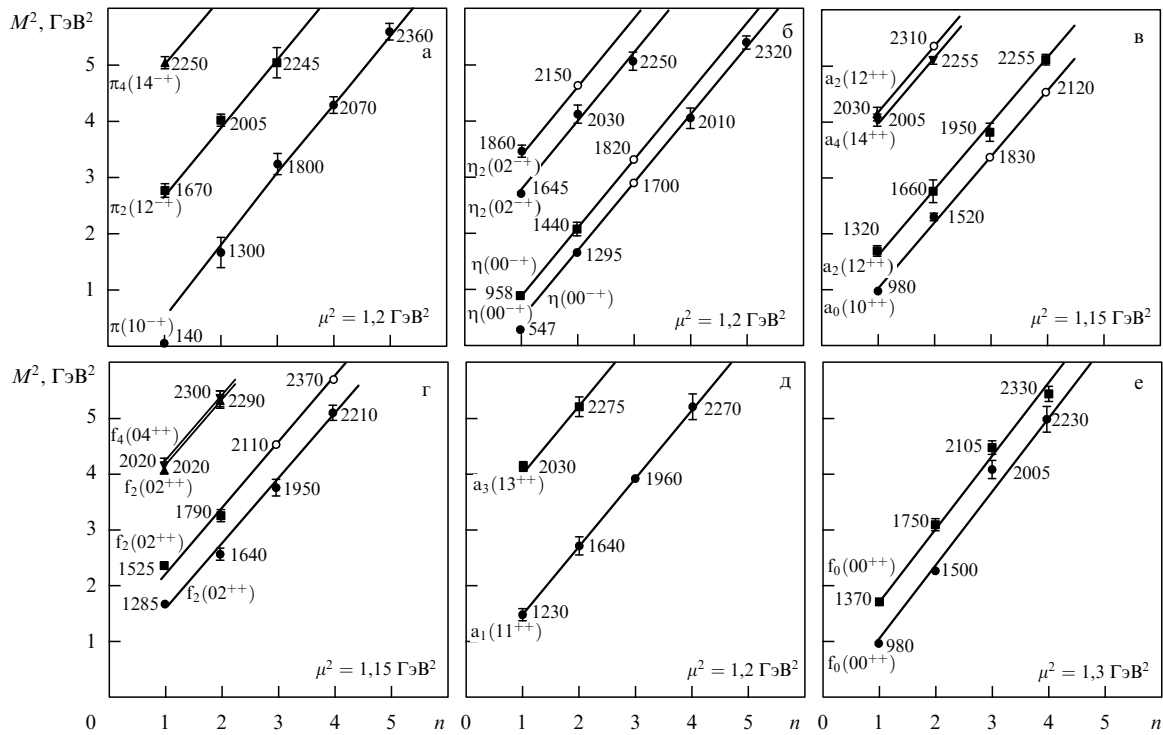


Рис. 2. Траектории на (n, M^2) -плоскости для состояний с $C = +$.

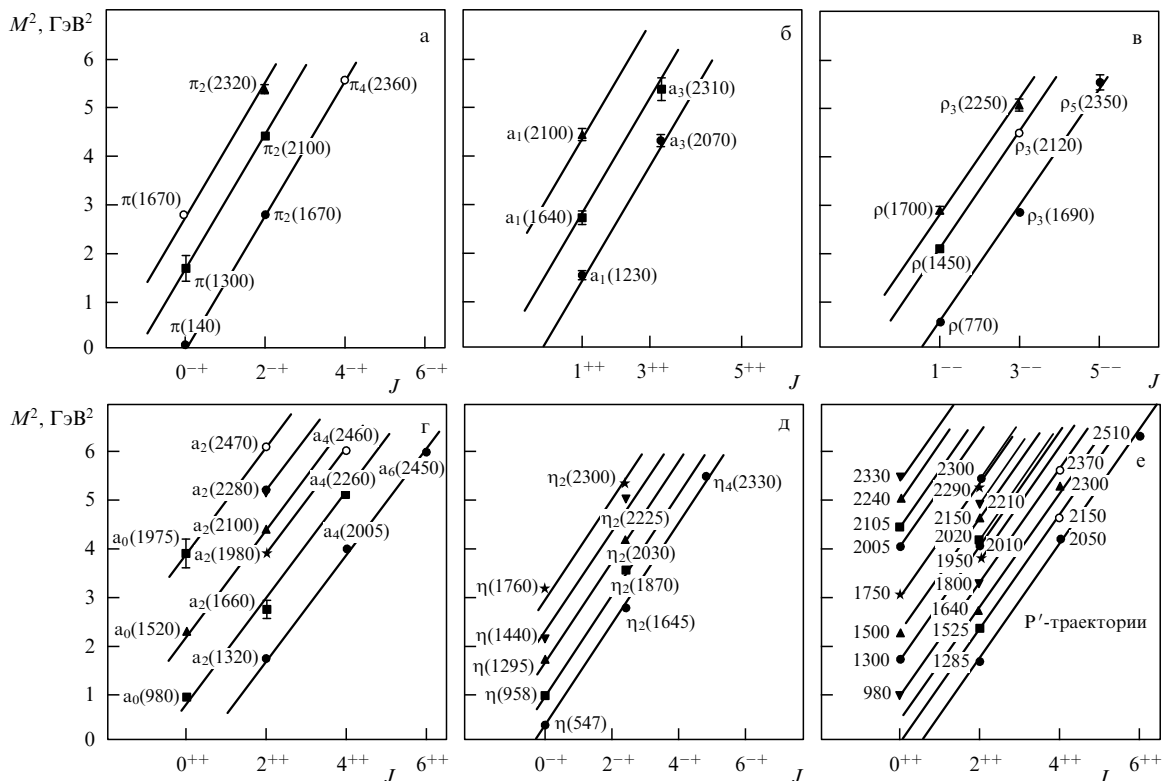


Рис. 3. Лидирующие и дочерние траектории на (J, M^2) -плоскости.

где M_0 — масса базисного мезона с $n = 1$, а параметр наклона $\mu^2 \simeq 1,3 \text{ ГэВ}^2$. Несколько ниже наклоны траекторий $b_1(11^{+-})$ и $b_3(13^{+-})$, для которых $\mu^2 \simeq 1,2 \text{ ГэВ}^2$.

В секторе с положительной зарядовой четностью состояния π_J определенно ложатся на линейные траектории с наклоном $\mu^2 \simeq 1,2 \text{ ГэВ}^2$. Исключением является

$\pi(140)$, что не должно удивлять, так как роль пиона выделена. Сектор a_J -состояний с $J = 0, 1, 2, 3, 4$ демонстрирует четкий набор линейных траекторий с наклонами в интервале $\mu^2 \simeq 1,15 - 1,20 \text{ ГэВ}^2$, такой же наклон наблюдается для f_2 - и f_4 -траекторий. Для f_0 -мезонов наклон траектории $\mu^2 \simeq 1,3 \text{ ГэВ}^2$. Отметим, что линей-

ные $q\bar{q}$ -траектории не включают в себя легкий σ -мезон, $f_0(300-500)$ [19] и широкое состояние $f_0(1200-1600)$, которое фиксировалось в K -матричном анализе [8–10].

Картину расположения состояний на (n, M^2) -плоскостях дополняют траектории на (J, M^2) -плоскости, показанные на рис. 3. Для построения дочерних (J, M^2) -траекторий существенно, что лидирующие мезонные траектории (π, ρ, a_1, a_2 и P') хорошо известны из анализа дифракционного рассеяния адронов при $p_{\text{lab}} \simeq 5-50$ ГэВ/с.

С хорошей точностью пионные траектории (лидирующая и дочерняя) линейные (рис. 3а). Другие лидирующие траектории ($\rho, \eta, a_1, a_2, f_2$ или P') также с достаточно хорошей точностью можно рассматривать как линейные:

$$\alpha_X(M^2) \simeq \alpha_X(0) + \alpha'_X(0)M^2. \quad (5)$$

Параметры линейных траекторий, определяемые массами $q\bar{q}$ -состояний, следующие (в ГэВ⁻²):

$$\begin{aligned} \alpha_\pi(0) &\simeq -0,015, & \alpha'_\pi(0) &\simeq 0,72, \\ \alpha_\rho(0) &\simeq 0,50, & \alpha'_\rho(0) &\simeq 0,83, \\ \alpha_\eta(0) &\simeq -0,24, & \alpha'_\eta(0) &\simeq 0,80, \\ \alpha_{a_1}(0) &\simeq -0,10, & \alpha'_{a_1}(0) &\simeq 0,72, \\ \alpha_{a_2}(0) &\simeq 0,45, & \alpha'_{a_2}(0) &\simeq 0,91, \\ \alpha_{P'}(0) &\simeq 0,71, & \alpha'_{P'}(0) &\simeq 0,83. \end{aligned} \quad (6)$$

Наклоны траекторий $\alpha'_X(0)$ на (J, M^2) -плоскости примерно одинаковы. Обратная величина наклона $1/\alpha'_X(0) \simeq 1,25 \pm 0,15$ ГэВ² приблизительно равна параметру наклона траекторий μ^2 на (n, M^2) -плоскости:

$$\frac{1}{\alpha'_X(0)} \simeq \mu^2. \quad (7)$$

Дочерние траектории для π (рис. 3а), a_1 (рис. 3б), ρ (рис. 3в), a_2 (рис. 3г) и η (рис. 3д) определяются однозначно. На лидирующей и дочерних P' -траекториях (рис. 3е) не находится места для состояний $f_0(300-500)$ и $f_0(1200-1600)$. Этот факт еще раз подчеркивает, что данные состояния для $q\bar{q}$ -систематики являются "лишними", т.е. экзотическими.

2.2. Экзотические состояния, не укладывающиеся на кварк-антикварковые траектории

Как видно из вышесказанного, в скалярно-изоскалярном секторе имеются два состояния, не укладывающиеся на (n, M^2) - и (J, M^2) -траектории: это широкое состояние $f_0(1200-1600)$, присутствующее в K -матричном анализе 00^{++} -волны [8–10], и легкий σ -мезон. Проблема легкого σ -мезона обсуждается давно [19, 28–31], но до сих пор нет единого мнения о существовании этого состояния.

Недавно появились указания на то, что сигнал от σ -мезона наблюдается в реакциях $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ [25], $J/\psi \rightarrow \pi\omega$ [26], $\tau \rightarrow \pi\pi\nu$ [27]. Тем не менее говорить о надежной экспериментальной идентификации этого состояния нельзя. В трехчастичных спектрах в области небольших масс $\pi\pi$ возможны усиления спектров, связанные как с отраженными резонансными сигналами от других каналов, так и с эффектами перераспределения при

рождении резонансов в других каналах (эффект сингулярностей треугольных диаграмм [34, 35]). Для выделения таких эффектов требуется весьма большая статистика, сравнимая с той, которая получена в реакциях, изученных Crystal Barrel, однако в работах [25–27] такой уровень статистики не достигнут.

Подчеркнем, что при анализе реакций Crystal Barrel исследовались эффекты отраженных сигналов и треугольных сингулярностей, и они оказались в ряде процессов весьма важными. А именно, корректная идентификация резонанса $f_0(1500)$ в реакциях $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0, \pi^0\eta\eta$ [2–4] оказалась возможной при учете интерференции сигнала $f_0(1500) \rightarrow \pi\pi, \eta\eta$ с отраженными резонансными сигналами из других каналов. Эффекты треугольных диаграмм также исследовались при анализе реакций $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0, \pi^0\eta\eta$ (см. [2, 4]), но обнаружилось, что они не оказывают прямого влияния на спектры и могут быть учтены введением эффективных комплексных констант рождения резонансов.

Отметим, что треугольные диаграммы не всегда могут быть учтены таким простым способом. Примеры сильного влияния на спектры от вкладов треугольной сингулярности дает исследованная коллаборацией Crystal Barrel реакция $p\bar{p} \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ [37], где сингулярности оказываются вблизи физической области. Можно ожидать заметных поправок, связанных с треугольными диаграммами, и в реакциях $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$, $J/\psi \rightarrow \pi\omega$, $\tau \rightarrow \pi\pi\nu$, так как влияние треугольных сингулярностей усилено именно вблизи малых масс $\pi\pi$ (см. [34, 35], где проблема изложена более подробно).

Необходимо также подчеркнуть, что в реакциях Crystal Barrel наблюдаются бампы в $\pi\pi$ -спектрах, которые при некорректной их обработке могли бы рассматриваться как указания на легкий σ -мезон. Примером является реакция $d\bar{p}$ (в покое) $\rightarrow \pi^0\pi^0\pi^-$ (см. рис. 5 в [8]); здесь в $\pi^0\pi^0$ -спектре имеется явное превышение над фазовым объемом в интервале $M_{\pi^0\pi^0} \simeq 400-500$ МэВ. Однако анализ плоскости Далитца показывает, что это превышение обусловлено отраженным сигналом $\rho(1450) \rightarrow \pi^-\pi^0$. Существование подобных отраженных сигналов в реакции $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ также возможно [38].

Таким образом, экспериментальное обнаружение легкого σ -мезона требует анализа данных со статистикой, которая превышает существующую на один-два порядка, т.е. требует статистики, сравнимой с имеющейся в реакциях Crystal Barrel.

В работе [39] сообщалось о наблюдении резонанса $\pi_2(1880)$; это состояние также не укладывается на (n, M^2) - и (J, M^2) -траектории. Будучи лишним для $q\bar{q}$ -систематики, состояние $\pi_2(1880)$ могло бы быть гибридом — $q\bar{q}g$ -системой.

3. Сектор скалярных мезонов

В этом разделе мы последовательно изложим результаты K -матричного анализа скалярных мезонов, проведенного в работах [8, 9]. Сектор скалярных мезонов вызывает повышенный интерес. Существует весьма широкий спектр мнений по поводу характеристик состояний, принадлежащих этому сектору (см., например, [11, 40–45]). K -матричный анализ [8] представляет собой наиболее полное исследование волны 00^{++} с максимальным использованием существующих экспериментальных данных.

3.1. K -матричный анализ волны $IJ^{PC} = 00^{++}$

В цикле работ [8–10, 20] проведен K -матричный анализ экспериментальных данных в интервале масс 280–1900 МэВ, в котором учтены волны 00^{++} , 10^{++} , 02^{++} , 12^{++} и найдены массы и ширины резонансов в этих состояниях. В скалярно-изоскалярном секторе наблюдаются следующие состояния 00^{++} (рис. 4):

$$f_0(980), f_0(1300), f_0(1500), f_0(1200-1600), f_0(1750). \quad (8)$$

Резонанс $f_0(980)$ хорошо известен, его свойства и природа активно обсуждаются несколько десятилетий. Резонанс $f_0(1300)$ обозначен в компиляции [19] как $f_0(1370)$, однако масса этого резонанса, как подчеркивалось выше, согласно наиболее точным определениям, находится в области 1300 МэВ; поэтому здесь используется обозначение $f_0(1300)$. Резонанс $f_0(1500)$ был открыт в [2–4] и сейчас является хорошо определенным состоянием. Несколько лет тому назад существовало твердое убеждение, что вблизи 1700 МэВ находится сравнительно узкое состояние $f_7(1710)$ с $J = 0$ или $J = 2$. K -матричный анализ [8–10, 20] указывает на существование $f_0(1750)$ с шириной $\Gamma \simeq 140-300$ МэВ: неточность в определении ширины $f_0(1750)$ связана с плохим знанием канала $\pi\pi\pi\pi$ в этой области масс и, соответственно, наличием двух решений: с $\Gamma \simeq 140$ МэВ и $\Gamma \simeq 300$ МэВ.

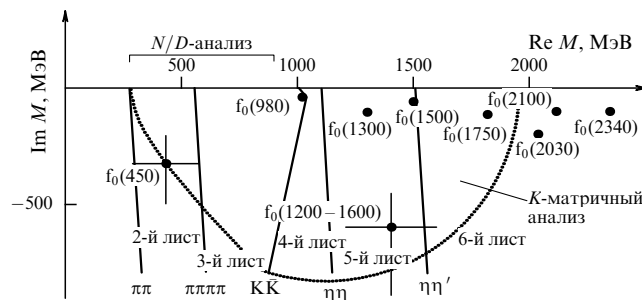


Рис. 4. Комплексная M -плоскость в $(IJ^{PC} = 00^{++})$ -секторе. Пунктирная кривая ограничивает часть плоскости, где K -матричный анализ [8] восстанавливает аналитическую K -матричную амплитуду. В этой области расположены полюсы, соответствующие резонансам $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ и широкому состоянию $f_0(1200-1600)$. Вне этой области находится легкий σ -мезон (показано положение полюса, найденное при помощи N/D -анализа [31]), а также резонансы $f_0(2030)$, $f_0(2100)$, $f_0(2340)$ [6]. Сплошные линии обозначают разрезы, относящиеся к порогам $\pi\pi$, $\pi\pi\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$.

Широкое состояние $f_0(1200-1600)$ с полушириной 500–900 МэВ определенно необходимо для проведения K -матричного анализа. В работе [9] это состояние было обозначено как $f_0(1530_{-250}^{+90})$. Большая погрешность в определении массы состояния связана как с удаленностью полюса от действительной оси (физической области), так и с существованием нескольких решений, даваемых K -матричным анализом.

Большое количество реакций, которое удается описать с помощью введения $f_0(1200-1600)$, демонстрирует факторизационные свойства, присущие именно резонансной амплитуде. Вблизи полюса амплитуда имеет вид $g_{in}(s-m^2)^{-1}g_{out}$, где универсальные константы связи g_{in} и g_{out} определяются только типом начального и конечного состояний. Сильное рождение $f_0(1200-1600)$

в различных процессах позволяют достаточно надежно фиксировать эти константы связи.

В скалярно-изовекторном секторе K -матричный анализ указывает на присутствие двух резонансов 10^{++} :

$$a_0(980), a_0(1520), \quad (9)$$

а в секторе тензорных мезонов видны следующие состояния 12^{++} и 02^{++} соответственно:

$$a_2(1320), a_2(1660), \quad (10)$$

$$f_2(1270), f_2(1525), f_2(1580).$$

3.1.1. K -матричная амплитуда. В K -матричном анализе параметрами фита являются элементы K -матрицы, представляемые в виде сумм полюсных членов $g_a^{(n)}g_b^{(n)}/(\mu_n^2 - s)$, где $s \equiv M^2$ — квадрат инвариантной энергии мезонной системы, и слагаемого $f_{ab}(s)$ с гладкой s -зависимостью:

$$K_{ab} = \sum_n \frac{g_a^{(n)}g_b^{(n)}}{\mu_n^2 - s} + f_{ab}(s). \quad (11)$$

Здесь параметрами фита являются $g_a^{(n)}$, μ_n и f_{ab} , а индексы a, b относятся к каналам реакций $f_0 \rightarrow \pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$, $\pi\pi\pi\pi$.

Полюсы K -матрицы не являются полюсами амплитуды, т.е. не соответствуют реальным состояниям. Амплитуда в K -матричном представлении записывается как

$$\hat{A} = \frac{\hat{K}}{1 - i\hat{\rho}\hat{K}}, \quad (12)$$

где

$$\hat{\rho} = \text{diag}(\rho_1(s), \rho_2(s), \dots)$$

— диагональная матрица фазовых объемов рассматриваемых процессов. Поэтому полюсы амплитуды соответствуют нулям детерминанта:

$$\det |1 - i\hat{\rho}\hat{K}| = 0, \quad (13)$$

тогда как K -матричные полюсы отвечают состояниям с выключенными распадными каналами. Состояния, соответствующие K -матричным полюсам, не содержат "шубы" или "шлейфа" реальных мезонов, возникающих при распаде резонанса. Это обстоятельство дало возможность авторам [9, 11, 20, 36] назвать K -матричные полюсы "голыми состояниями".

3.1.2. Парциальная амплитуда 00^{++} -волны: унитарность, аналитичность и проблема левого разреза. В K -матричном представлении парциальной амплитуды используется хорошо известный факт, что в области низких и умеренно-низких энергий неупругие процессы являются доминантно-двухчастичными. Применительно к 00^{++} -волне это означает, что наряду с упругим рассеянием $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ (порог при $\sqrt{s} = 280$ МэВ) имеются переходы $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, $\pi\pi \rightarrow \eta\eta$ и $\pi\pi \rightarrow \eta\eta'$ (пороги при $\sqrt{s} = 2m_K$, $\sqrt{s} = 2m_\eta$ и $\sqrt{s} = m_\eta + m_{\eta'}$, соответственно).

Кроме того, в 00^{++} -волне при $\sqrt{s} \gtrsim 1300-1400$ МэВ наблюдается существенное рождение четырех пионов, но

этот процесс с хорошей точностью можно также описать как рождение двух ρ или двух эффективных σ -мезонов: $\pi\pi \rightarrow \rho\rho \rightarrow \pi\pi\pi\pi$ и $\pi\pi \rightarrow \sigma\sigma \rightarrow \pi\pi\pi\pi$. Амплитуда в K -матричном представлении корректно учитывает как пороговые сингулярности, так и условия унитарности для всех этих двухмезонных процессов. Таким образом, K -матричное представление амплитуды является правильным каркасом для корректного восстановления амплитуды выше $\pi\pi$ -порога (в нашем случае в области 280–1900 МэВ).

В K -матричной амплитуде пороговые сингулярности учитываются рассмотрением фазовых объемов как аналитических функций квадрата полной энергии s : выше порога двухчастичный фазовый объем записывается в стандартном виде:

$$\rho_a(s) = \left[1 - \frac{(m_{1a} + m_{2a})^2}{s} \right]^{1/2},$$

а ниже порога задается аналитическим продолжением:

$$\rho_a(s) = i \left[\frac{(m_{1a} + m_{2a})^2}{s} - 1 \right]^{1/2}.$$

Фазовый объем двухрезонансного состояния (типа $\rho\rho$ или $\sigma\sigma$) также можно записать в виде, дающем корректное воспроизведение пороговых сингулярностей: пороговой сингулярности при $\sqrt{s} = 4m_\pi$ и сингулярности в нижней полуплоскости комплексной плоскости s (на 3-м листе) при $\sqrt{s} = 2(m_\rho - i\Gamma_\rho/2)$, соответствующей рождению $\rho\rho$ (подробности можно найти в [8, 9, 11]).

Особенности, которые не учитываются в рамках K -матричного приближения явным образом, — это так называемые левые сингулярности парциальной амплитуды. Эти особенности обусловлены обменами частиц в кроссинговых каналах (т.е. в t - и u -каналах) и определяют силы взаимодействия. В амплитуде $\pi\pi$ -рассеяния ближайшая левая особенность находится при $s = 0$; эта особенность обусловлена двухпионными обменами в t - и u -каналах. Большой вклад дает обмен ρ -мезоном, что приводит к логарифмической особенности парциальной амплитуды при $s = 4m_\pi^2 - m_\rho^2 \simeq -0,5 \text{ ГэВ}^2$. В этой же области существенный вклад дает и двухпионный обмен в 00^{++} -волне, соответствующий обмену эффективным σ -мезоном. Вклад от обмена тензорными мезонами существен в области $s \simeq -1,5 \text{ ГэВ}^2$.

Проблема корректного учета левых сингулярностей осложнена тем, что вклады от различных обменов в значительной степени взаимно сокращаются [46], так что вклад левого разреза сильно зависит от детальной структуры t - и u -канальных обменов, в частности от структуры формфакторов переходов $\rho, \sigma, f_2 \rightarrow \pi\pi$.

В связи с неопределенностями в выборе сил взаимодействия разумно не навязывать амплитуде $\pi\pi$ -рассеяния какую-то конкретную гипотезу о левом разрезе, а дать свободу выбора фитирующей процедуре. K -матричная техника, использованная в [8, 9], позволяет это сделать; ее можно легко обобщить таким образом, чтобы учесть левые сингулярности амплитуды. Такая возможность использовалась в [8, 9] в той мере, в какой этого требуют данные. Давайте обсудим этот важный пункт подробнее.

При обсуждении левого разреза 00^{++} -амплитуды достаточно ограничиться рассмотрением одного (бли-

жайшего) канала $\pi\pi$. В этом случае парциальную амплитуду можно записать как

$$A(s) = \frac{N(s)}{1 - B(s)}. \quad (14)$$

Здесь пионная петлевая диаграмма, гарантирующая унитарность парциальной амплитуды, имеет вид

$$B(s) = \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{ds'}{\pi} \frac{N(s') \rho_{\pi\pi}(s')}{s' - s - i0}. \quad (15)$$

При $s > 4m_\pi^2$ мнимая часть петлевой диаграммы $\text{Im} B(s) = \rho_{\pi\pi}(s) N(s)$ (полувычет в полюсе $s' = s$), а реальная часть есть главное значение интеграла (15). Реальная часть $\text{Re} B(s)$ не содержит пороговой сингулярности $\pi\pi$; эта сингулярность определяется фактором фазового объема в мнимой части $\rho_{\pi\pi}(s)$. Поэтому амплитуду $A(s)$ можно переписать в виде

$$A(s) = \frac{K(s)}{1 - i\rho_{\pi\pi}(s) K(s)}, \quad (16)$$

где K -матричный блок

$$K(s) = \frac{N(s)}{1 - \text{Re} B(s)} \quad (17)$$

имеет в правой полуплоскости ($s > 0$) только полюсные сингулярности, а в левой полуплоскости ($s \leq 0$) — набор левых сингулярностей.

Выделяя полюсные сингулярности в явном виде, K -матричный блок можно представить как

$$K(s) = \sum_i \frac{g_i^2}{m_i^2 - s} + f(s). \quad (18)$$

Здесь положения полюсов m_i^2 определяются равенствами

$$[1 - \text{Re} B(s)]_{s=m_i^2} = 0, \quad (19)$$

а $f(s)$ содержит все левые сингулярности:

$$f(s) = \frac{N(s)}{1 - \text{Re} B(s)} - \sum_i \frac{g_i^2}{m_i^2 - s} = \int_{s_L}^{-\infty} \frac{ds'}{\pi} \frac{\text{disc} f(s')}{s' - s}. \quad (20)$$

Значение s_L определяет положение ближайшей левой сингулярности; для рассматриваемой амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния $s_L = 0$.

Удобным приближением при рассмотрении амплитуды в физической области является замена спектрального интеграла (20) на сумму:

$$\int_{s_L}^{-\infty} \frac{ds'}{\pi} \frac{\text{disc} f(s')}{s' - s} \rightarrow \sum_n \frac{f_n}{s + s_n}, \quad (21)$$

где $s_n > -s_L$. В многоканальных анализах [8, 9] использовалось приближение, когда левый разрез в K -матричных членах K_{ab} фитировался одним полюсным слагаемым:

$$f_{ab}(s) \rightarrow \frac{f_{ab}}{s + s_0}. \quad (22)$$

Параметр s_0 в различных вариантах фита [8] оказался в интервале $0,5 \lesssim s_0 \lesssim 1,5 \text{ ГэВ}^2$, что указывает на большой вклад t - и u -канальных f_2 -, ρ - и σ -обменов. Использование двухполосного приближения в многоканальной K -матрице резко ухудшает сходимость фитирующей процедуры, так как современные экспериментальные данные оказываются не в состоянии однозначно фиксировать большое число параметров левого разреза.

Более продуктивным для восстановления аналитической структуры амплитуды вблизи $s \simeq 0$ оказалось фитирование 00^{++} -волны в области $s < 1000 \text{ МэВ}$, где можно ограничиться одноканальным приближением. Более подробно результаты исследования аналитической структуры амплитуды в области $s \simeq 0 - 4m_\pi^2$ с восстановлением сингулярностей левого разреза в рамках уравнений (20) и (21) рассматриваются в разделе 3.8, при обсуждении проблемы легкого σ -мезона.

3.1.3. Рождение трех мезонов в реакциях $\bar{p}p$ - и $\bar{p}p$ -аннигиляции. K -матричное представление амплитуды можно также использовать для описания рождения резонансов в процессах рождения трех или более частиц. Единообразные записи амплитуд существенно при одновременном анализе двухчастичных (типа $\pi\pi \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}$) и многочастичных (типа $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi\pi, \pi\eta\eta, \pi K\bar{K}$) реакций. K -матричное описание множественных процессов основано на том, что в (12) знаменатель K -матричной двухчастичной амплитуды $1 - \hat{\rho}\hat{K}$ описывает и парные взаимодействия мезонов в конечном состоянии.

Поясним это на простом примере амплитуды $\bar{p}p$ -аннигиляции с уровня 1S_0 :

$$\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \text{три мезона}.$$

Обозначим родившиеся мезоны индексами 1, 2, 3. Тогда амплитуду рождения резонанса со спином $J = 0$ в канале 12 можно записать как

$$A_3(s_{12}) = \frac{K_3^{\text{prompt}}(s_{12})}{1 - i\hat{\rho}_{12}\hat{K}_{12}(s_{12})}. \quad (23)$$

Здесь матричный фактор $[1 - i\hat{\rho}_{12}\hat{K}_{12}(s_{12})]^{-1}$ зависит от квадрата инвариантной энергии мезонов 1 и 2 и совпадает с аналогичным фактором двухчастичной амплитуды (12).

Фактор $\hat{K}_3^{\text{prompt}}(s_{12})$ описывает прямое рождение частиц 1 и 2 и резонансов в этом канале:

$$(K_3^{\text{prompt}}(s_{12}))_{ab} = \sum_n \frac{A_a^{(n)}g_b^{(n)}}{\mu_n^2 - s_{12}} + \varphi_{ab}(s_{12}), \quad (24)$$

где $A_a^{(n)}$ и φ_{ab} — параметры амплитуды прямого рождения, а $g_b^{(n)}$ и μ_n определяются амплитудой двухмезонного рассеяния (см. (11)).

Уместно отметить, что описание двухчастичных взаимодействий с помощью K -матричного фактора $[1 - \hat{\rho}\hat{K}]^{-1}$ есть не что иное, как обобщение известной формулы Ватсона–Мигдала, используемой для учета двухнуклонных взаимодействий при низких энергиях в ядерных реакциях с множественным рождением нуклонов [47].

Полная амплитуда рождения резонансов с нулевым спином J определяется суммой вкладов всех каналов:

$$A_3(s_{12}) + A_2(s_{13}) + A_1(s_{23}). \quad (25)$$

Учет рождения резонансов с ненулевым спином J осуществляется обобщающей заменой в (23)

$$A_3(s_{12}) \rightarrow \sum_J A_3^{(J)}(s_{12}) X_{\mu_1\mu_2\dots\mu_J}^{(J)}(k_1^\perp) X_{\mu_1\mu_2\dots\mu_J}^{(J)}(k_3^\perp). \quad (26)$$

K -матричная амплитуда $A_3^{(J)}(s_{12})$ в (26) определяется выражением, аналогичным (23), а $X_{\mu_1\mu_2\dots\mu_J}^{(J)}$ описывает состояние мезонов с угловым моментом J . Операторы угловых моментов зависят от перпендикулярных составляющих относительных импульсов мезонов k_{12}^\perp и k_3^\perp . Здесь k_{12}^\perp — компонента относительного импульса частиц 1 и 2 ($k_{12} = (k_1 - k_2)/2$), перпендикулярная полному импульсу этих частиц $p_{12} = k_1 + k_2$, т.е. $(k_{12}^\perp p_{12}) = 0$; аналогично, $(k_3^\perp p) = 0$, где $p = k_1 + k_2 + k_3$.

Для низших угловых моментов операторы $X_{\mu_1\mu_2\dots\mu_J}^{(J)}$ легко определяются; например, для $J = 1$ и $J = 2$ с точностью до нормирующего множителя мы имеем

$$X_\mu^{(1)}(k^\perp) \simeq k_\mu^\perp, \quad X_{\mu_1\mu_2}^{(2)}(k^\perp) \simeq k_{\mu_1}^\perp k_{\mu_2}^\perp - \frac{1}{3} k^{\perp 2} g_{\mu_1\mu_2}^\perp,$$

где $g_{\mu_1\mu_2}^\perp$ — метрический тензор в пространстве, перпендикулярном полному импульсу. Построение операторов для произвольного J можно найти в [48].

Ковариантные операторы $X_{\mu_1\mu_2\dots\mu_J}^{(J)}$ определены в четырехмерном пространстве импульсов: они представляют собой релятивистское обобщение трехмерных операторов угловых моментов Земаха [49]. Использование четырехмерных операторов удобно именно при анализе многочастичных конечных состояний, так как в этом случае не нужно делать многочисленных лоренцевых сдвигов, необходимых в технике Земаха или при использовании сферических функций.

Разложение амплитуд по состояниям с различными угловыми моментами с помощью релятивистски-ковариантных операторов проводилось для всех реакций $\bar{p}p \rightarrow$ три мезона, в анализе которых принимала участие группа ПИЯФ [2–6, 8]. Такое разложение, помимо упомянутой выше простоты и компактности записи, обладает преимуществом корректного учета кинематических факторов, существенных для восстановления правильного поведения пороговых сингулярностей многочастичной амплитуды. В других методах разложения по орбитальным моментам это является предметом особой заботы; в частности, в работе [50] предлагался специальный способ учета кинематических факторов при использовании разложения по сферическим функциям. В работе [48] построены также операторы спинов и полных угловых моментов для фермионных и фотонных систем, используемых при анализе реакций $\bar{p}p \rightarrow$ мезоны и $\gamma\gamma \rightarrow$ мезоны.

Выражение (23) выделяет полюсные сингулярности амплитуды $\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow$ три мезона, которые являются лидирующими. Следующие, логарифмические, сингулярности связаны с перерасеяниями мезонов, рожденных распадающимися резонансами (сингулярности треугольной диаграммы [34]). Анализ [2, 4] показал, что при определении параметров резонансов, рождающихся в двухмезонных каналах, в реакциях $\bar{p}p$ (в покое) $\rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0, \pi^0\pi^0\eta, \pi^0\eta\eta$ можно не учитывать в явном виде вклады треугольных сингулярностей; важно лишь учесть комплексность амплитуды прямого рождения, обусловленную взаимодействием в конечном состоянии, т.е. комплексность параметров $A_a^{(n)}$ и φ_{ab} в (24).

Подчеркнем, что это не есть универсальное правило для процессов рождения мезонов в $p\bar{p}$ -аннигиляции; например, в реакции $p\bar{p} \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ [37] явный вид треугольной сингулярности существует.

Полный учет унитарности и аналитичности в амплитуде рождения трех мезонов связан с учетом всех взаимодействий мезонов в конечном состоянии. В реакциях $p\bar{p}$ (в покое) $\rightarrow \pi\pi\pi$, $\pi\pi\eta$, $\pi\eta\eta$, $\pi K\bar{K}$ связанная система дисперсионных N/D -уравнений, учитывающая все парные взаимодействия мезонов, написана в [51]. Амплитуды рождения трех мезонов, связанные N/D -уравнениями, оставляют меньше свободы при фитировании, чем амплитуды (23), и в принципе дают больше информации о мезон-мезонных амплитудах. Однако проведение фита на основе N/D -уравнений является существенно более сложной процедурой, чем K -матричный анализ.

3.1.4. Периферическое рождение двух мезонов в мезон-нуклонных столкновениях при высоких энергиях. Реакции рождения двух мезонов $\pi\bar{p} \rightarrow \pi\pi$, $K\bar{K}p$, $\eta\eta p$, $\eta\eta'n$ при высоких энергиях и малых квадратах переданного нуклону импульса t являются источником прямой информации об амплитудах $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$, так как при $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)² в процессах рождения доминирует реджеонованный π -обмен. При больших значениях $|t|$ происходит смена режима: при $|t| \gtrsim 0,2$ (ГэВ/с)² возможны существенные вклады других реджеонов (a_1 -обмен, дочерние π - и a_1 -обмены). Несмотря на неопределенности в нашем знании структуры обмена, изучение процессов рождения двух мезонов при $|t| \simeq 0,5-1,5$ (ГэВ/с)² представляется весьма привлекательным, так как при таких переданных импульсах вклад широкого состояния вымирает и рождение резонансов $f_0(980)$ и $f_0(1300)$ происходит практически без фона, что существенно для нахождения параметров этих резонансов.

Амплитуда периферического рождения двух S -волновых мезонов записывается как

$$(\bar{\psi}_N \hat{O}_R \psi_N) R(s_{\pi N}, t) \frac{\hat{K}_{\pi R(t)}}{1 - i\hat{\rho}\hat{K}}. \quad (27)$$

Здесь фактор $(\bar{\psi}_N \hat{O}_R \psi_N)$ описывает вершину реджеон-нуклон, \hat{O}_R — спиновый оператор, $R(s_{\pi N}, t)$ — реджеонный пропагатор, зависящий от квадрата полной энергии сталкивающихся частиц $s_{\pi N}$ и квадрата переданного импульса t , а фактор $\hat{K}_{\pi R(t)} [1 - i\hat{\rho}\hat{K}]^{-1}$ относится к блоку рождения двух мезонов. (Более подробно со структурой амплитуды (27) можно ознакомиться в [8, 52].)

Фактор $\hat{K}_{\pi R(t)} [1 - i\hat{\rho}\hat{K}]^{-1}$ описывает переходы

$$\pi R(t) \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta';$$

при этом блок $\hat{K}_{\pi R(t)}$ относится к прямому рождению мезонов, а $[1 - i\hat{\rho}\hat{K}]^{-1}$ — стандартный фактор для перерассеяний мезонов (см. (12)). Блок прямого рождения параметризуется как

$$(\hat{K}_{\pi R(t)})_{\pi R, b} = \sum_n \frac{G_{\pi R}^{(n)}(t) g_b^{(n)}}{\mu_n^2 - s} + f_{\pi R, b}(t, s), \quad (28)$$

где $G_{\pi R}^{(n)}(t)$ — вершина рождения f_0 -состояния, а $f_{\pi R, b}$ описывает фоновое рождение мезонов, тогда как пара-

метры $g_b^{(n)}$ и μ_n такие же, как и в амплитуде переходов $\pi\pi \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta'$.

На раннем этапе анализа S -волнового рождения двух пионов ($\pi^- p \rightarrow (\pi\pi)_S n$) предполагался механизм реджеонованного π -обмена как при малых, так и при умеренно-больших значениях $|t|$ [53]. Смена режима при $|t| \simeq 0,2-0,4$ (ГэВ/с)² описывалась включением эффективного πP -обмена, где P — померон. Амплитуда πP -обмена имеет знак, отличный от знака амплитуды π -обмена, что приводит к появлению нулей в амплитуде и, соответственно, к занулению t -распределения в области смены режима при $|t| \simeq 0,3$ (ГэВ/с)². Заполнение провалов в t -распределениях при $|t| \simeq 0,3$ (ГэВ/с)² может происходить из-за обменов другими реджеонами: это реджеонованный a_1 -обмен и вклады дочерних траекторий π_{daughter} и $a_{1, \text{daughter}}$. Все эти вклады практически не интерферируют в реакции $\pi^- p \rightarrow (\pi\pi)_S n$. Вклады π - и a_1 -обменов не интерферируют из-за разных спиновых структур в реджеон-нуклонной вершине: $\hat{O}_\pi \sim \hat{\sigma}_\perp$ и $\hat{O}_{a_1} \sim \hat{\sigma}_\parallel$, где $\hat{\sigma}_\perp$ и $\hat{\sigma}_\parallel$ — поперечная и продольная составляющие матрицы Паули в спиновом пространстве нуклонов. В то же время вклады лидирующих и дочерних траекторий практически не интерферируют из-за сдвига фазы в реджеонных пропагаторах; например, пропагатор лидирующей π -траектории с хорошей точностью можно считать действительным, а пропагатор π_{daughter} -траектории является мнимым (подробности можно найти в [52]).

Вклад a_1 -обмена в реакции $\pi\bar{p} \rightarrow (\pi\pi)_S n$ рассматривался в [10, 54]. В [10] производился расчет $\pi\pi$ -спектров как с учетом a_1 -обмена, так и в рамках эффективного π -обмена. Оказалось, что учет a_1 -обмена мало влияет на определение параметров $f_0(980)$ и $f_0(1300)$. Дело в том, что $\pi\pi$ -спектры GAMS [12] усреднены по большим интервалам значений t , так что детали t -распределений малосущественны для фиксации параметров резонансов.

Появление новых данных по рождению $\pi\pi$ -системы при $|t| \leq 1,5$ (ГэВ/с)² [18] пробудило дискуссию о роли механизмов t -обмена в фиксации параметров $f_0(980)$ и $f_0(1300)$. Данные коллаборации E852, полученные при более низкой энергии ($p_{\text{lab}} = 18$ ГэВ/с), чем данные GAMS ($p_{\text{lab}} = 38$ ГэВ/с), определенно говорят о том, что описание периферического рождения пионов $\pi^- p \rightarrow (\pi\pi)_S n$ в терминах лидирующих t -обменов (π и a_1) является неполным. Изменение с энергией спектров в области $|t| \simeq 0,3-0,4$ (ГэВ/с)² и $M_{\pi\pi} \simeq 1300$ МэВ указывает на существенный вклад дочерних траекторий: π_{daughter} и/или $a_{1, \text{daughter}}$.

Совместный анализ $(\pi\pi)_S$ -спектров, полученных GAMS [12] и E852 [18] при $|t| \leq 1,5$ (ГэВ/с)², был проведен в [52]. Анализ показал, что, хотя данные не позволяют однозначно фиксировать механизм t -обмена, это обстоятельство слабо сказывается на определении параметров рождаемых резонансов $f_0(980)$ и $f_0(1300)$. Во всех вариантах фита (включение различных комбинаций обмена π_{leading} , $a_{1, \text{leading}}$, π_{daughter} , $a_{1, \text{daughter}}$, рассмотренные при $|t| \gtrsim 0,2$ (ГэВ/с)² эффективных πP - и $a_1 P$ -обменов или орировского механизма [55]) параметры $f_0(980)$ и $f_0(1300)$ были почти одинаковыми. Это позволило ограничиться в K -матричном анализе [8] рассмотрением двух конкретных вариантов t -обменного механизма: π_{leading} , $a_{1, \text{leading}}$, π_{daughter} и π_{leading} , $a_{1, \text{leading}}$, $a_{1, \text{daughter}}$.

Противоположное суждение, согласно которому выбор механизма t -обмена существенно влияет на опре-

деление параметров $f_0(980)$ и $f_0(1300)$, было высказано в [56], хотя и без проведения процедуры фитирования параметров резонансов. Однако анализ [52] не подтверждает утверждений работы [56].

3.2. Классификация скалярных голых состояний

Систематизация скалярных голых состояний проведена в [57], где были найдены голые K -мезоны, необходимые для фиксации двух кварк-антикварковых нонетов: $1^3P_0q\bar{q}$ и $2^3P_0q\bar{q}$. Нонет $q\bar{q}$ содержит скалярно-изоскалярные состояния $f_0^{\text{bare}}(1)$ и $f_0^{\text{bare}}(2)$, скалярно-изовекторный мезон a_0^{bare} и скалярный каон K_0^{bare} . Константы распада всех этих четырех состояний в псевдоскалярные мезоны:

$$\begin{aligned} f_0^{\text{bare}}(1), f_0^{\text{bare}}(2) &\rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta', \\ a_0^{\text{bare}} &\rightarrow \pi\eta, K\bar{K}, \\ K_0^{\text{bare}} &\rightarrow \pi K, \eta K, \end{aligned} \quad (29)$$

определяются в лидирующих членах по $1/N$ -разложению [58] только тремя параметрами — общей константой распада g , параметром λ , определяющим вероятность подавления рождения странных кварков в процессе распада ($\lambda = 1$ в пределе точной симметрии $SU(3)_{\text{flavour}}$) и углом смешивания компонент $s\bar{s}$ и $n\bar{n} = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ в f_0 -мезонах:

$$\psi_{\text{flavour}}(f_0) = n\bar{n} \cos \varphi + s\bar{s} \sin \varphi.$$

Для партнеров по нонету $\varphi[f_0^{\text{bare}}(1)] - \varphi[f_0^{\text{bare}}(2)] = 90^\circ$.

Жесткие ограничения на константы распадов (29) следуют из правил кварковой комбинаторики. Правила кварковой комбинаторики первоначально были сформулированы для рождения частиц при высоких энергиях [59], затем они были применены для адронных распадов J/ψ [60]. Правила кварковой комбинаторики использовались для вычисления констант распадов скалярно-изоскалярных состояний при определении кварк-глюонного состава резонансов [61] и позже в K -матричных анализах [8–11, 20, 57].

Ограничения на константы распадов (29) дают возможность однозначно определить состояния, принадлежащие к базисному нонету $1^3P_0q\bar{q}$ (см. [57], а также [8, 11]):

$$\begin{aligned} f_0^{\text{bare}}(700 \pm 100), f_0^{\text{bare}}(1220 \pm 40), \\ a_0^{\text{bare}}(960 \pm 30), K_0^{\text{bare}}(1220_{-150}^{+50}), \end{aligned} \quad (30)$$

и угол смешивания для $f_0^{\text{bare}}(700)$ и $f_0^{\text{bare}}(1220)$:

$$\begin{aligned} \varphi[f_0^{\text{bare}}(700)] &= -70^\circ \pm 10^\circ, \\ \varphi[f_0^{\text{bare}}(1220)] &= 20^\circ \pm 10^\circ. \end{aligned} \quad (31)$$

Определение нонета первого радиального возбуждения $2^3P_0q\bar{q}$ оказывается более сложной задачей. K -матричный анализ дает два скалярно-изоскалярных голых состояния в области масс 1200–1650 МэВ: $f_0^{\text{bare}}(1230 \pm 40)$ и $f_0^{\text{bare}}(1580 \pm 40)$, у которых константы распадов (29) удовлетворяют соотношениям, присущим глоболу. Дело в том, что соотношения между константами для распада глобол $\rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta'$ и распада кварк-антикваркового флейверного синглета $(q\bar{q})_{\text{singlet}} \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta'$ почти одинаковы (они точно одинаковы в пределе $\lambda = 1$). Поэтому, зная только константы адронных распадов, невозможно определить, где глобол, а где флейверный синглет.

Разрешить дилемму, которое из этих состояний является глоболом, помогает систематизация голых $q\bar{q}$ -состояний на (n, M^2) -плоскости. Эта систематизация (более детально она обсуждается в разделе 3.8) определенно говорит о том, что состояние $f_0^{\text{bare}}(1580 \pm 40)$ является "лишним", не укладывающимся на $q\bar{q}$ -траектории. Поэтому далее мы примем, что это состояние является глоболом, а именно

$$f_0^{\text{bare}}(1580 \pm 40) \quad (0^{++}\text{-глобол}). \quad (32)$$

Решеточные вычисления [62] согласуются с этим заключением: глюодинамический глобол должен находиться в области 1550–1750 МэВ.

Учитывая, что $f_0^{\text{bare}}(1580 \pm 40)$ не является $q\bar{q}$ -состоянием, мы строим нонет $2^3P_0q\bar{q}$ единственным способом:

$$\begin{aligned} f_0^{\text{bare}}(1230 \pm 40), f_0^{\text{bare}}(1800 \pm 30), \\ a_0^{\text{bare}}(1650 \pm 50), K_0^{\text{bare}}(1885_{-100}^{+50}). \end{aligned} \quad (33)$$

Каонные голые состояния определялись в K -матричном анализе πK -спектра, проведенном в [57] на основе данных [63]. Этот анализ дал несколько решений. В (30) и (33) использовались значения $K_0^{\text{bare}}(1220_{-150}^{+50})$ и $K_0^{\text{bare}}(1885_{-100}^{+50})$, которые являются средними для этих решений. Большая погрешность в определении масс голых каонных состояний есть результат разброса масс в различных решениях.

При включении распадных каналов голые состояния (30), (32), (33) переходят в состояния реальных резонансов. Для скалярно-изоскалярных состояний в процессе включения распадов мы имеем следующую трансформацию:

$$\begin{aligned} f_0^{\text{bare}}(700 \pm 100) &\rightarrow f_0(980), \\ f_0^{\text{bare}}(1220 \pm 40) &\rightarrow f_0(1300), \\ f_0^{\text{bare}}(1230 \pm 40) &\rightarrow f_0(1500), \\ f_0^{\text{bare}}(1580 \pm 40) &\rightarrow f_0(1200-1600), \\ f_0^{\text{bare}}(1800 \pm 40) &\rightarrow f_0(1750). \end{aligned} \quad (34)$$

Эту эволюцию состояний поясняет рис. 5, на котором показан сдвиг полюсов амплитуды в комплексную плоскость при равномерном включении распадных каналов.

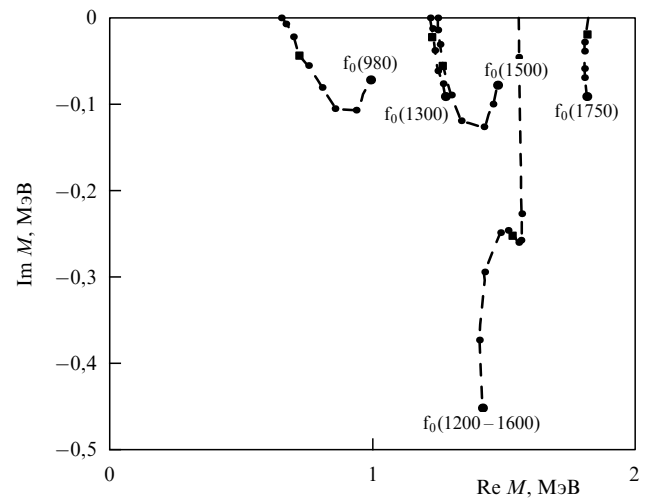


Рис. 5. Комплексная M -плоскость: траектории полюсов, соответствующих состояниям $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$, $f_0(1200-1600)$ при равномерном включении распадных каналов.

Технически при определенной K -матричной амплитуде осуществить включение (или выключение) распадных каналов несложно. Для этого в K -матричных элементах (11) необходимо произвести замену

$$g_a^{(n)} \rightarrow \xi_n(x) g_a^{(n)}, \quad f_{ab} \rightarrow \xi_f(x) f_{ab}. \quad (35)$$

Здесь функциональные параметры включения и выключения распадных каналов $\xi_n(x)$ и $\xi_f(x)$ удовлетворяют предельным условиям $\xi_n(0) = \xi_f(0) = 0$ и $\xi_n(1) = \xi_f(1) = 1$, а x меняется в интервале $0 \leq x \leq 1$. При $x = 0$ амплитуда \hat{A} переходит в K -матрицу ($\hat{A}(x \rightarrow 0) \rightarrow \hat{K}$), а полюсы амплитуды оказываются на действительной оси, что соответствует стабильным состояниям f_0^{bare} . При $x = 1$ мы имеем реальную ситуацию; при изменении x от нуля до единицы мы наблюдаем сдвиг полюсов в комплексную M -плоскость.

Зависимость параметров включения и выключения распадных каналов $\xi_n(x)$ и $\xi_f(x)$ от x определяется динамикой смешивания состояний. K -матричное решение не раскрывает эту динамику. В [64] смешивание моделировалось в рамках двухкомпонентного приближения для распадных процессов, когда ширины резонансов определяются переходами $f_0 \rightarrow q\bar{q}$ и $f_0 \rightarrow gg$. Эта модель продемонстрировала, что именно глобол аккумулирует ширины соседних $q\bar{q}$ -состояний. Доминантная аккумулирующая ширина глоболом происходит по двум причинам: во-первых, взаимные переходы $q\bar{q}$ -мезонов и глобола не подавлены в терминах правил $1/N$ -разложения (см., например, [11]); во-вторых, ортогональность $q\bar{q}$ -состояний подавляет прямое смешивание $q\bar{q}$ -мезонов.

3.3. Перекрывающиеся f_0 -резонансы в области 1200–1700 МэВ: аккумуляция ширины кварк-антикварковых состояний глоболом

Появление широкого состояния не является случайным. Широкое состояние возникло в результате смешивания резонансов, обусловленных переходами $f_0(1) \rightarrow$ реальные мезоны $\rightarrow f_0(2)$. В случае перекрывающихся резонансов такие переходы приводят к специфическому явлению: когда несколько резонансов с общими каналами распада перекрываются, один из резонансов аккумулирует ширины своих резонансов-соседей. В результате возникает один широкий резонанс и несколько сравнительно узких.

Аккумуляция ширины обсуждалась первоначально в ядерной физике [65–67]. В секторе мезонных 00^{++} -состояний аккумуляция ширины одним из перекрывающихся резонансов наблюдалась в [20, 36, 68]. В работах [68, 69] была предложена следующая схема. Широкое состояние $f_0(1200-1600)$ является наследником глобола; это состояние возникает в результате смешивания глобола с соседними $q\bar{q}$ -состояниями, которое сопровождается аккумуляцией наследником глобола ширины соседних состояний. В результате, сравнительно узкие резонансы $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ имеют значительные примеси глобальной компоненты, а широкое состояние содержит большую $q\bar{q}$ -составляющую, которая должна быть близка к флейворному синглету, а именно [21]:

$$(q\bar{q})_{\text{glueball}} = \frac{u\bar{u} + d\bar{d} + \sqrt{\lambda} s\bar{s}}{\sqrt{2 + \lambda}}, \quad (36)$$

где параметр λ приблизительно тот же, что и в распадных процессах ($\lambda \simeq 0,5-0,8$).

В мезонной физике аккумуляция ширины может играть определяющую роль в судьбе экзотических состояний, находящихся вне $q\bar{q}$ -систематики. Действительно, попадая в ряд $q\bar{q}$ -состояний, экзотическое состояние создает группу перекрывающихся резонансов. Если переход экзотического состояния в $q\bar{q}$ -состояния не подавлен (как, например, в случае глобола, где в рамках правил $1/N$ -разложения [58] переход глобол $\rightarrow q\bar{q}$ -мезон разрешен в лидирующих слагаемых [11, 70]), то именно экзотический мезон имеет преимущество при аккумуляции ширины. Волновые функции соседних $q\bar{q}$ -состояний ортогональны, тогда как экзотическое состояние до смешивания не ортогонализировано по отношению к своим соседям. Поэтому существование широкого резонанса вместе со сравнительно узкими состояниями должно служить индикатором экзотики в этом интервале масс [71].

Широкое состояние может также играть определенную конструктивную роль в формировании барьера конфайнмента. В результате аккумуляции ширины соседних по массовой шкале резонансов широкое состояние играет роль запирающего состояния для своих соседей. Оценки радиусов широкого состояния $f_0(1200-1600)$ и соседних узких состояний $f_0(980)$ и $f_0(1300)$, проведенные в [10, 72], говорят о том, что радиус широкого состояния существенно больше радиусов узких состояний $f_0(980)$ и $f_0(1300)$. Это вполне согласуется с предположением, что $f_0(1200-1600)$ играет роль запирающего состояния для своих резонансов-соседей. Недавние измерения t -распределений в реакции $\pi^- n \rightarrow (\pi\pi)_{S\pi}$ [18] подтверждают относительно большую величину радиуса широкого состояния. При увеличении $|t|$ (квадрата импульса, переданного резонансу) широкое состояние вымирает существенно быстрее, чем $f_0(980)$ и $f_0(1300)$.

3.4. Эволюция констант связи 00^{++} -состояний с каналами $\pi\pi$, $\pi\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$ при включении распадных процессов

K -матричный анализ не определяет непосредственным образом парциальные ширины f_0 -резонансов. Для нахождения парциальных ширины распадов $f_0 \rightarrow \pi\pi$, $\pi\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$ необходимо провести вычисление вычетов амплитуды в полюсах, соответствующих резонансам. Вблизи резонанса амплитуда перехода $a \rightarrow b$ (индексы a и b обозначают каналы $\pi\pi$, $\pi\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$) имеет вид

$$A_{ab} \simeq \frac{g_a^{(n)} g_b^{(n)}}{\mu_n^2 - s} \exp [i(\theta_a^{(n)} + \theta_b^{(n)})] + B_{ab}. \quad (37)$$

Положение полюса определяет массу и ширину резонанса $\mu_n = M_n - i\Gamma_n/2$, а действительные константы связи резонанса с каналами распада $g_a^{(n)}$ и $g_b^{(n)}$ дают возможность найти парциальные ширины резонансов. Факторизованные вычеты являются комплексными величинами, их комплексность определяется в (37) фазами $\theta_a^{(n)}$ и $\theta_b^{(n)}$. Соотношение (37) содержит также и гладкий (неполюсной) член B_{ab} .

Основываясь на результатах K -матричного фита [8], можно вычислить константы распада $g_a^{(n)}$ для резонансов $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ и широкого состояния $f_0(1200-1600)$ и провести сравнение этих величин с соответствующими константами связи голых состояний, которые являются предшественниками данных резонансов.

Таблица 4. Квадраты констант связи (в $\Gamma\text{эВ}^2$) скалярно-изоскалярных резонансов в адронные каналы $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$, $\pi\pi\pi$ для различных K -матричных решений

Положение полюса	$\pi\pi$	$K\bar{K}$	$\eta\eta$	$\eta\eta'$	$\pi\pi\pi$	Решение
$f_0(980)$						
1031 – i32	0,056	0,130	0,067	—	0,004	I
1020 – i35	0,054	0,117	0,139	—	0,004	II
$f_0(1300)$						
1306 – i147	0,036	0,009	0,006	0,004	0,093	I
1325 – i170	0,053	0,003	0,007	0,013	0,226	II
$f_0(1500)$						
1489 – i51	0,014	0,006	0,003	0,001	0,038	I
1490 – i60	0,018	0,007	0,003	0,003	0,076	II
$f_0(1750)$						
1732 – i72	0,013	0,062	0,002	0,032	0,002	I
1740 – i160	0,089	0,002	0,009	0,035	0,168	II
$f_0(1200-1600)$						
1480 – i1000	0,364	0,265	0,150	0,052	0,524	I
1450 – i800	0,179	0,204	0,046	0,005	0,686	II

Значения констант связи, вычисленные в [8], представлены в табл. 4. Сравнение показывает, что константы связи с распадными каналами голых состояний и их

резонансов-наследников отличаются весьма значительно. Это, бесспорно, говорит о сильном смешивании $q\bar{q}$ -состояний с глоболом: реальные резонансы являются смесью $q\bar{q}$ -состояний.

Эволюцию констант связи при включении распадных каналов демонстрирует рис. 6, где согласно [73] показаны относительные изменения констант связи $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$ и $f_0(1750)$ при включении (или выключении) распадных каналов. (Напомним, что значение $x = 0$ соответствует полюсам амплитуды на действительной оси, а значение $x = 1$ описывает реальную ситуацию.)

Обратим внимание на резкий рост константы связи $f_0 \rightarrow K\bar{K}$ на траектории $f_0^{\text{bare}}(700) - f_0(980)$ в области $x \simeq 0,8 - 1,0$, где $\gamma^2(x = 1,0) - \gamma^2(x = 0,8) \simeq 0,2$ (рис. 6а). Фактически это изменение дает оценку сверху на возможную примесь дальнедействующей компоненты $K\bar{K}$ в $f_0(980)$: она меньше или порядка 20 %.

3.5. Оценка глобальной компоненты в резонансах $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ и в широком состоянии $f_0(1200-1600)$ на основе анализа каналов адронных распадов

Эволюция констант связи, наблюдаемая при переходе от голых состояний к реальным резонансам, обусловлена смешиванием $q\bar{q}$ -состояний и глобола, что является

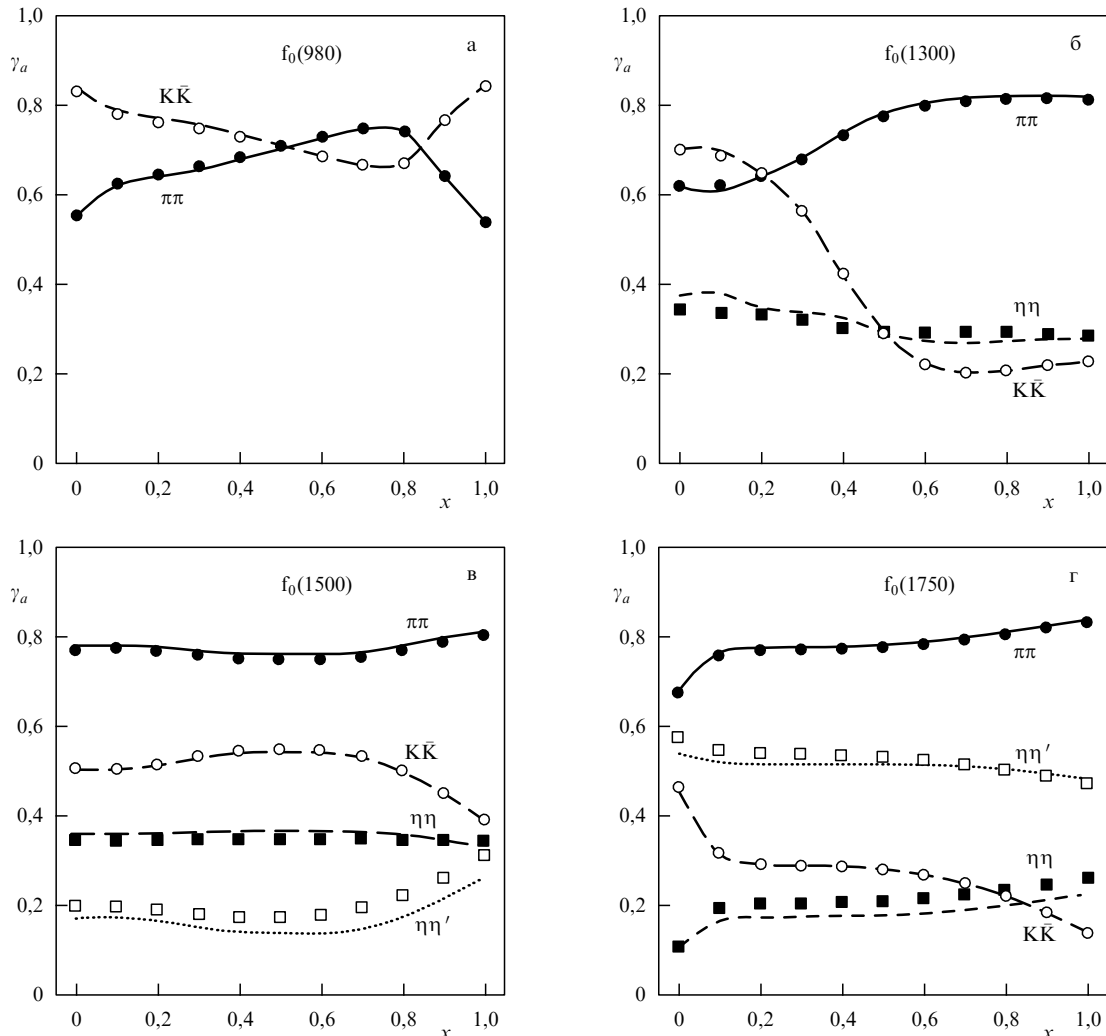


Рис. 6. Эволюция нормированных констант связи $\gamma_a = g_a / (\sum_b g_b^2)^{1/2}$ при включении распадных каналов для $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$ и $f_0(1750)$. Кривые демонстрируют описание констант связи формулой (38).

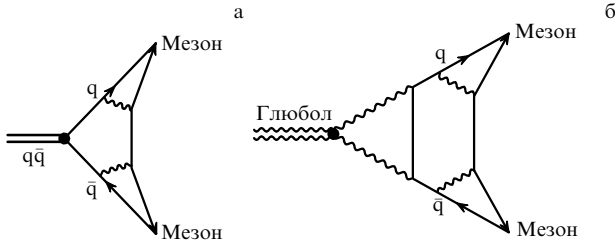


Рис. 7. Примеры планарных диаграмм, ответственных за распады $q\bar{q}$ -состояния (а) и глюония (б) в два $q\bar{q}$ -мезона (лидирующие члены в $(1/N)$ -разложении).

следствием переходов $f_0(1) \rightarrow$ реальные мезоны $\rightarrow f_0(2)$. Можно провести оценку кварк-антикварковых и глюонных компонент в $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ и $f_0(1200-1600)$, используя правила кварковой комбинаторики для констант распада.

В лидирующих членах по $1/N$ -разложению вершины адронных распадов резонансов определяются планарными кварк-глюонными диаграммами. Примеры планарных диаграмм для распада $q\bar{q}$ -состояния и глюбола на два мезона показаны на рис. 7. В процессе распада $q\bar{q}$ -состояния глюоны рожают новую $q\bar{q}$ -пару. При распаде глюбола происходит последовательное рождение двух пар.

В случае, когда f_0 -состояния являются смесью кварковой и глюонной компонент, для квадратов констант распадов $f_0 \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta'$ можно написать соотношения, следующие из правил кварковой комбинаторики [8, 73]:

$$g_{\pi\pi}^2 = \frac{3}{2} \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \cos \varphi + \frac{G}{\sqrt{2+\lambda}} \right)^2,$$

$$g_{K\bar{K}}^2 = 2 \left[\frac{g}{2} \left(\sin \varphi + \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \cos \varphi \right) + G \sqrt{\frac{\lambda}{2+\lambda}} \right]^2,$$

$$g_{\eta\eta}^2 = \frac{1}{2} \left[g \left(\frac{\cos^2 \theta}{\sqrt{2}} \cos \varphi + \sqrt{\lambda} \sin \varphi \sin^2 \theta \right) + \frac{G}{\sqrt{2+\lambda}} (\cos^2 \theta + \lambda \sin^2 \theta) \right]^2,$$

$$g_{\eta\eta'}^2 = \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left[g \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \cos \varphi - \sqrt{\lambda} \sin \varphi \right) + G \frac{1-\lambda}{\sqrt{2+\lambda}} \right]^2.$$

Слагаемые, пропорциональные g , описывают переходы $q\bar{q} \rightarrow$ два мезона, тогда как члены, содержащие G , отвечают за переходы глюбол \rightarrow два мезона. Соответственно, g^2 и G^2 пропорциональны вероятности найти в данном f_0 -мезоне кварк-антикварковую и глюонную компоненты. Напомним, что угол φ определяет состав $q\bar{q}$ -компоненты в распадающемся состоянии ($q\bar{q} = n\bar{n} \cos \varphi + s\bar{s} \sin \varphi$), а угол θ — составы η - и η' -мезонов ($\eta = n\bar{n} \cos \theta - s\bar{s} \sin \theta$ и $\eta' = n\bar{n} \sin \theta + s\bar{s} \cos \theta$). Мы используем $\theta = 38^\circ$ [74].

Можно считать, что распад глюонного состояния происходит в два этапа. Сначала рождается одна $q\bar{q}$ -пара, при рождении следующей $q\bar{q}$ -пары происходит слияние кварков в мезоны. Поэтому на промежуточном этапе распада f_0 -состояния мы имеем некоторое среднее значение кварк-антикварковой компоненты $\langle q\bar{q} \rangle$, которая и переходит в адроны. Соотношения (38), если в них

положить $G = 0$, определяют состав промежуточного состояния: $\langle q\bar{q} \rangle = n\bar{n} \cos \langle \varphi \rangle + s\bar{s} \sin \langle \varphi \rangle$.

Как говорилось выше, из K -матричного анализа [8] получены решения I и II, отличающиеся в основном параметрами резонанса $f_0(1750)$. Фит квадратов констант распада для этих двух решений приводит к следующим значениям $\langle \varphi \rangle$:

для решения I

$$f_0(980): \quad \langle \varphi \rangle \simeq -68^\circ, \quad \lambda \simeq 0,5-1,0,$$

$$f_0(1300): \quad \langle \varphi \rangle \simeq (-3^\circ)-4^\circ, \quad \lambda \simeq 0,5-0,9,$$

$$f_0(1200-1600): \quad \langle \varphi \rangle \simeq 27^\circ, \quad \lambda \simeq 0,54,$$

$$f_0(1500): \quad \langle \varphi \rangle \simeq 12^\circ-19^\circ, \quad \lambda \simeq 0,5-1,0,$$

$$f_0(1750): \quad \langle \varphi \rangle \simeq -72^\circ, \quad \lambda \simeq 0,5-0,7;$$

для решения II

$$f_0(980): \quad \langle \varphi \rangle \simeq -67^\circ, \quad \lambda \simeq 0,6-1,0,$$

$$f_0(1300): \quad \langle \varphi \rangle \simeq (-16^\circ)-(-13^\circ), \quad \lambda \simeq 0,5-0,6,$$

$$f_0(1200-1600): \quad \langle \varphi \rangle \simeq 33^\circ, \quad \lambda \simeq 0,85,$$

$$f_0(1500): \quad \langle \varphi \rangle \simeq 2^\circ-11^\circ, \quad \lambda \simeq 0,6-1,0,$$

$$f_0(1750): \quad \langle \varphi \rangle \simeq -18^\circ, \quad \lambda \simeq 0,5.$$

В обоих решениях средние значения угла смешивания для $f_0(980)$ совпадают с хорошей точностью. Необходимо подчеркнуть, что соотношения (38) допускают еще одно значение среднего угла для $f_0(980)$, а именно $\langle \varphi[f_0(980)] \rangle \simeq 40^\circ$. На то обстоятельство, что константы распада $f_0(980) \rightarrow \pi\pi$ и $f_0(980) \rightarrow K\bar{K}$ допускают решение с $\langle \varphi[f_0(980)] \rangle \simeq 40^\circ$, было обращено внимание в [75]. Однако такое значение среднего угла смешивания не согласуется с классификацией голых состояний, даваемой K -матричными решениями. Состояние $f_0(980)$ является "наследником" голого состояния $f_0^{\text{bare}}(700 \pm 100)$, близкого к флейворному октету. Эволюция констант связи (см. рис. 6) говорит о том, что состояние $f_0(980)$ по своему флейворному составу близко к своему предшественнику $f_0^{\text{bare}}(700 \pm 100)$. По этой причине в (39) и (40) оставлены только решения с $\langle \varphi[f_0(980)] \rangle \simeq -67,5^\circ$.

Значения средних углов смешивания для $f_0(1300)$ в решениях I и II устойчиво отрицательны. Они несколько различаются, но это различие невелико и можно принять $\langle \varphi[f_0(1300)] \rangle = -10^\circ \pm 6^\circ$.

Значения средних углов смешивания для $f_0(1500)$ в решениях I и II также не сильно различаются, поэтому можно принять $\langle \varphi[f_0(1500)] \rangle = 11^\circ \pm 8^\circ$.

Для $f_0(1750)$ решения I и II дают разные значения среднего угла смешивания. В решении I резонанс $f_0(1750)$ является доминантно $s\bar{s}$ -системой, соответственно, $\langle \varphi[f_0(1750)] \rangle = -72^\circ \pm 5^\circ$. В решении II угол смешивания по абсолютной величине существенно меньше: $\langle \varphi[f_0(1750)] \rangle = -18^\circ \pm 5^\circ$.

Широкое состояние в обоих решениях имеет очень близкие значения угла смешивания: $\varphi[f_0(1200-1600)] = 30^\circ \pm 3^\circ$. Это говорит о том, что именно широкое состояние можно рассматривать в качестве наследника глюбола, так как такое значение среднего угла смешивания соответствует $\varphi_{\text{glueball}} = \arcsin \sqrt{\lambda/(2+\lambda)}$ при $\lambda \simeq 0,50-0,85$.

Подчеркнем, что значения констант распадов f_0 -резонансов, найденные в [8], не оставляют каких-либо

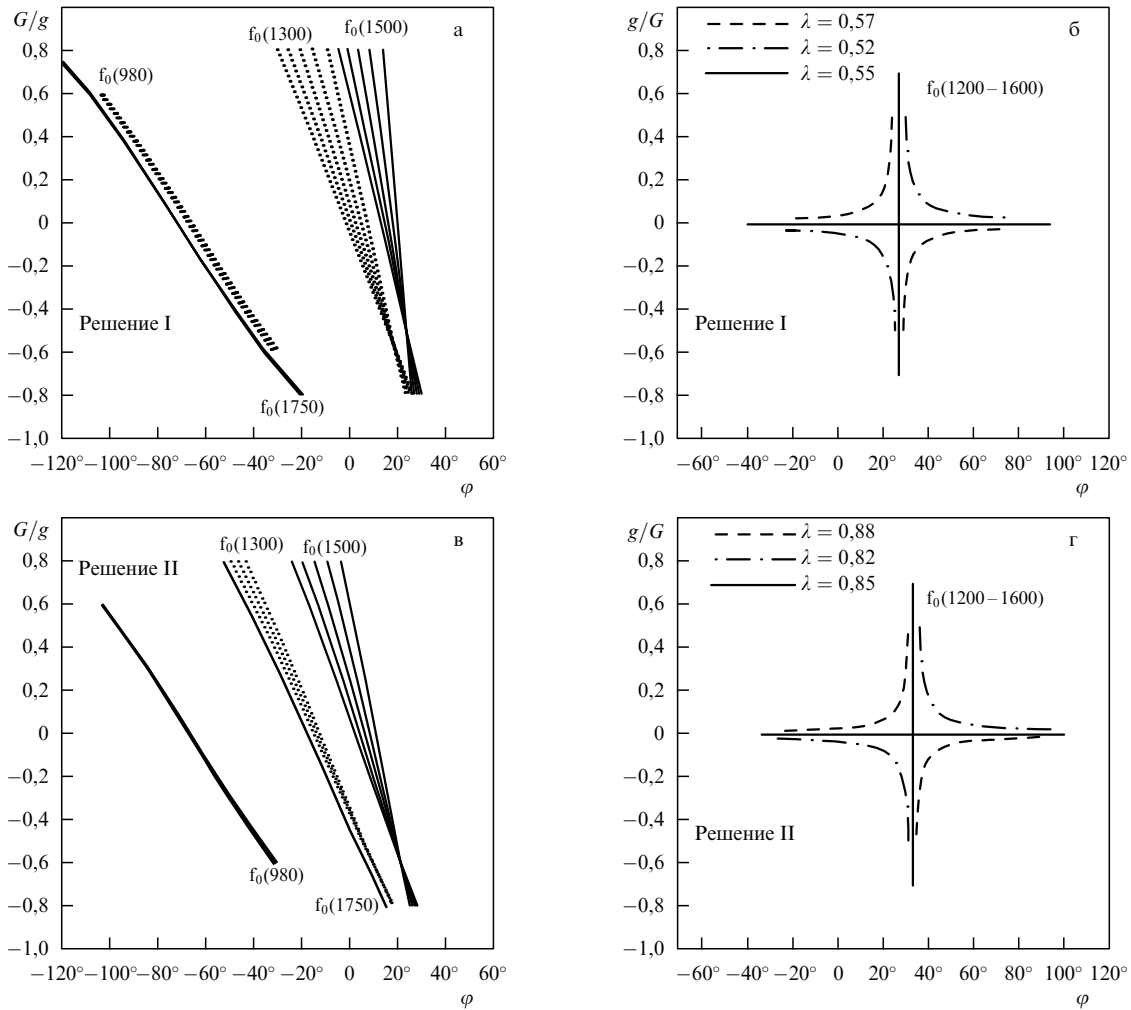


Рис. 8. Корреляционные кривые на $(\varphi, G/g)$ - и $(\varphi, g/G)$ -плоскостях при описании распадных констант резонансов (табл. 4) в терминах соотношений кварковой комбинаторики (38). (а, в) Корреляционные кривые для резонансов, возникших из $q\bar{q}$ -состояния: кривые при соответствующих λ заполняют полосы на плоскости $(\varphi, G/g)$. (б, г) Корреляционные кривые для наследника глобола: кривые при соответствующих λ образуют крест на плоскости $(\varphi, g/G)$ с центром вблизи $(\varphi \simeq 30^\circ, g/G \simeq 0)$.

других (альтернативных) вариантов для наследника глобола. Действительно, наиболее близким к φ_{singlet} является предельное значение среднего угла для $f_0(1500)$ в решении I: $\langle \varphi[f_0(1500)] \rangle = 19^\circ$. Такое значение реализуется для $\varphi_{\text{glueball}}$ при $\lambda = 0,24$, но это значение параметра подавления рождения странного кварка существенно ниже наблюдаемых в других распадных процессах. В распадах мы имеем $\lambda = 0,6 \pm 0,2$ [11, 22], а в процессах множественного рождения при высоких энергиях $\lambda \simeq 0,5$ [23]. Таким образом, кварковые комбинаторные соотношения указывают только на одного кандидата в наследники глобола — на широкое состояние $f_0(1200-1600)$. Мы вернемся к обсуждению этого важного пункта в данном разделе ниже.

В общем случае формулы (38) позволяют найти φ как функцию G/g — отношения констант распада глобол \rightarrow мезоны и $q\bar{q}$ -состояния \rightarrow мезоны. Результаты фитирования для резонансов $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ и широкого состояния $f_0(1200-1600)$ показаны на рис. 8.

Обратимся вначале к результатам для резонансов $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$, показанных на рис. 8а (решение I) и 8в (решение II). Пучки кривых в $(\varphi, G/g)$ -плоскости показывают значения углов φ и отношений

G/g , которые дают удовлетворительное описание констант распадов, представленных в табл. 4. Относительный разброс пучка кривых, особенно заметный для $f_0(1300)$ и $f_0(1500)$, определяется разбросом значений λ в (39) и (40).

Корреляционные кривые на рис. 8а и 8в позволяют увидеть на качественном уровне, сколь сильно возможная глюониевая примесь в мезонах $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ меняет определяемый из адронных распадов состав кварк-антикварковой компоненты $q\bar{q} = n\bar{n} \cos \varphi + s\bar{s} \sin \varphi$. Величины g^2 и G^2 пропорциональны вероятностям нахождения в данном резонансе кваркониевой и глюониевой компонент $W_{q\bar{q}}$ и W_{gluonium} :

$$g^2 = g_{q\bar{q}}^2 W_{q\bar{q}}, \quad G^2 = G_{\text{gluonium}}^2 W_{\text{gluonium}}. \quad (41)$$

Результаты K -матричного фита [8] говорят о том, что константы $g_{q\bar{q}}^2$ и G_{gluonium}^2 одного порядка (см. также [11, 64, 70]). Поэтому для качественной оценки можно принять

$$\frac{G^2}{g^2} \simeq \frac{W_{\text{gluonium}}}{W_{q\bar{q}}}. \quad (42)$$

Рисунки 8а и 8в демонстрируют масштаб изменения φ для резонансов $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ при смешивании с глюониевой компонентой:

для решения I

$$\begin{aligned} W_{\text{gluonium}}[f_0(980)] &\lesssim 15\%: & -93^\circ \lesssim \varphi[f_0(980)] &\lesssim -42^\circ, \\ W_{\text{gluonium}}[f_0(1300)] &\lesssim 30\%: & -25^\circ \lesssim \varphi[f_0(1300)] &\lesssim 25^\circ, \\ W_{\text{gluonium}}[f_0(1500)] &\lesssim 30\%: & -2^\circ \lesssim \varphi[f_0(1500)] &\lesssim 25^\circ, \\ W_{\text{gluonium}}[f_0(1750)] &\lesssim 30\%: & -112^\circ \lesssim \varphi[f_0(1750)] &\lesssim -32^\circ; \end{aligned} \quad (43)$$

для решения II

$$\begin{aligned} W_{\text{gluonium}}[f_0(980)] &\lesssim 15\%: & -90^\circ \lesssim \varphi[f_0(980)] &\lesssim -43^\circ, \\ W_{\text{gluonium}}[f_0(1300)] &\lesssim 30\%: & -42^\circ \lesssim \varphi[f_0(1300)] &\lesssim 10^\circ, \\ W_{\text{gluonium}}[f_0(1500)] &\lesssim 30\%: & -18^\circ \lesssim \varphi[f_0(1500)] &\lesssim 23^\circ, \\ W_{\text{gluonium}}[f_0(1750)] &\lesssim 30\%: & -46^\circ \lesssim \varphi[f_0(1750)] &\lesssim 7^\circ. \end{aligned} \quad (44)$$

Для $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ зависимость угла φ от G/g линейная.

Другой тип корреляций реализуется для состояния, являющегося наследником глобола. В этом случае корреляционные кривые образуют в $(\varphi, g/G)$ -плоскости характерный крест. Именно такой крест возникает для широкого состояния $f_0(1200-1600)$ в обоих решениях I и II (рис. 8б и 8г).

Причина образования глобального креста корреляционными кривыми в $(\varphi, g/G)$ -плоскости связана с механизмом формирования кварк-антикварковой компоненты в глюониевом состоянии: в переходе $gg \rightarrow (q\bar{q})_{\text{glueball}}$ состояние $(q\bar{q})_{\text{glueball}}$ фиксируется значением параметра λ . Поэтому наследник глобола представляет собой следующую кварконий-глюониевую композицию:

$$\begin{aligned} &gg \cos \gamma + (q\bar{q})_{\text{glueball}} \sin \gamma, \\ (q\bar{q})_{\text{glueball}} &= n\bar{n} \cos \varphi_{\text{glueball}} + s\bar{s} \sin \varphi_{\text{glueball}}, \end{aligned}$$

причем $\varphi_{\text{glueball}} = \arctan \sqrt{\lambda/2} \simeq 26^\circ - 33^\circ$ для $\lambda \simeq 0,50 - 0,85$. Так как отношения констант перехода глюония $gg \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta'$ такие же, как и в кварконии: $(q\bar{q})_{\text{glueball}} \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta'$, адронные распады не дают возможности фиксировать угол смешивания γ . Это свойство (подобие адронных распадов в состояниях gg и $(q\bar{q})_{\text{glueball}}$) определяет специфическую форму корреляционной кривой в $(\varphi, g/G)$ -плоскости — глобальный крест. Вертикальная составляющая корреляционного креста означает, что наследник глобола может иметь значительную кварк-антикварковую компоненту $(q\bar{q})_{\text{glueball}}$. Горизонтальная составляющая креста соответствует доминированию gg -компоненты. Значение параметра λ , приводящее к крестообразной корреляции на $(\varphi, g/G)$ -плоскости, обозначим как $\lambda_{\text{glueball}}$. Для решения I имеем $\lambda_{\text{glueball}} = 0,55$, в решении II значение $\lambda_{\text{glueball}} = 0,85$.

При небольшом сдвиге λ от среднего значения $\lambda_{\text{glueball}}$ константы связи $f_0(1200-1600) \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta'$ с разумной точностью можно описать формулами (38). В этом случае корреляционные кривые на $(\varphi, g/G)$ -плоскости имеют форму гипербол. При сдвиге λ порядка

$|\lambda - \lambda_{\text{glueball}}| \simeq 0,2$ описание констант распада широкого состояния формулами (38) разрушается.

Корреляция в виде креста на $(\varphi, g/G)$ -плоскости при описании констант распада $f_0 \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta'$ формулами (38) является характеристической сигнатурой глобола или наследника глобола. И наоборот, отсутствие крестообразной корреляции должно указывать на кварк-антикварковую природу резонанса. Таким образом, K -матричный анализ [8] определенно указывает на то, что $f_0(1200-1600)$ может быть назван наследником глюониевого состояния, тогда как $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ не могут претендовать на эту роль.

Анализ показывает, что резонансы $f_0(1300)$ и $f_0(1500)$ являются доминантно $n\bar{n}$ -системами. Хотя в решении II $q\bar{q}$ -составляющая резонанса $f_0(1300)$ может содержать достаточно большую $s\bar{s}$ -компоненту в случае большой примеси в этом резонансе глюония: около 30%. Что касается резонанса $f_0(1500)$, угол смешивания в $q\bar{q}$ -компоненте $\varphi[f_0(1500)]$ может достигать 25° при $G/g \simeq -0,6$ (решение I), что близко к $\varphi_{\text{glueball}}$. Однако в этом случае описание квадратов констант связи g_a^2 (см. табл. 4) достигается в результате сильной деструктивной интерференции амплитуд переходов $(q\bar{q}) \rightarrow$ два псевдоскаляра и $(gg) \rightarrow$ два псевдоскаляра. Это говорит о том, что здесь не следует впадать в искушение интерпретировать резонанс $f_0(1500)$ как наследника глобола.

3.6. Легкий σ -мезон: полюс в амплитуде 00^{++} -волны?

Эффективный σ -мезон используется как в ядерной физике, так и в эффективных низкоэнергетических теориях сильных взаимодействий. Такой объект существует в том смысле, что имеется сильное низкоэнергетическое взаимодействие, реализующееся в прохождении фазы рассеяния через значение $\delta_0^0 = 90^\circ$ в интервале $M_{\pi\pi} \simeq 600 - 1000$ МэВ. В наивной брейт-вигнеровской резонансной интерпретации (при отсутствии интерференции) это соответствовало бы полюсу амплитуды. Однако низкоэнергетическая $\pi\pi$ -амплитуда сформирована различными вкладами (вклад левых разрезов и более высоких полюсов, включая $f_0(1400-1600)$), поэтому прямолинейная интерпретация σ -мезона как полюса амплитуды может быть ошибочной.

Вопрос заключается в следующем: существует ли σ -мезон в качестве полюса амплитуды 00^{++} -волны? Ответа на вопрос мы не знаем до сих пор, хотя это обстоятельство является весьма важным для мезонной систематики (проблема фиксации полюса специально подчеркивалась в [74]).

Рассмотрение парциальной S -волновой $\pi\pi$ -амплитуды с учетом левых сингулярностей, связанных со взаимодействиями в t - и u -каналах, говорит в пользу полюса при $\text{Re } s \simeq 4m_\pi^2$. Ниже представлены аргументы, основанные на аналитическом продолжении K -матричного решения в область $s \simeq 0 - 4\mu_\pi^2$ [31].

В [31] $\pi\pi$ -амплитуда парциальной 00^{++} -волны рассматривалась в области $\sqrt{s} < 950$ МэВ. Учет левых сингулярностей проводился в рамках методики, описанной в разделе 3.1.2, а именно K -матричная амплитуда представлялась в виде

$$K(s) = \sum_{n=1}^6 \frac{f_n}{s + s_n} + f + \frac{g^2}{M^2 - s}, \quad (45)$$

где f_n , f , s_n , g^2 , M^2 — параметры. Левый разрез фиксировался шестью полюсами; полюс при $s \simeq M^2$

($M = 900$ МэВ) соответствует значению $\delta_0^0 = 90^\circ$. Фитировались низкоэнергетические фазы рассеяния δ_0^0 при $\sqrt{s} < 450$ МэВ и длина рассеяния a_0^0 , тогда как в области $450 \leq \sqrt{s} \leq 950$ МэВ значения δ_0^0 сшивались с найденными в K -матричном анализе [9]. С этой точки зрения решение, найденное в [31], можно рассматривать как аналитическое продолжение K -матричной амплитуды в область $s \simeq 0 - 4m_\pi^2$.

Продолжение K -матричной амплитуды, сопровождающееся одновременным восстановлением вклада левого разреза, позволило получить следующие характеристики амплитуды: полюс амплитуды при

$$\sqrt{s} \simeq 430 - 325i \text{ МэВ}, \quad (46)$$

длину рассеяния

$$a_0^0 \simeq 0,22 m_\pi^{-1}, \quad (47)$$

и адлеровский нуль при

$$\sqrt{s} \simeq 50 \text{ МэВ}. \quad (48)$$

Погрешности в определении положения полюса в решении (46) достаточно велики и, к сожалению, слабо контролируемы, так как они определяются в основном неопределенностями при восстановлении левых сингулярностей. Что касается экспериментальных данных, положение полюса чувствительно к длине рассеяния, которая в фите [31] принималась равной, в соответствии с [77], $a_0^0 = 0,26 \pm 0,06 m_\pi^{-1}$. Видно, что найденное в фите значение (47) оказалось в области малых значений допустимых длин рассеяния: $a_0^0 \simeq 0,22 m_\pi^{-1}$. Новые, существенно более точные измерения K_{e4} -распада [78] дают $a_0^0 = (0,228 \pm 0,015)m_\pi^{-1}$, что полностью согласуется со значением (47), найденным в [31]. Такое совпадение, бесспорно, говорит в пользу решения (46).

Итак, N/D -анализ низкоэнергетической $\pi\pi$ -амплитуды, сшитой с K -матричной амплитудой [9], свидетельствует в пользу существования легкого σ -мезона. В ряде работ в рамках модельного построения $\pi\pi$ -амплитуды (т.е. при задании сил взаимодействия или t - и u -канальных обменов) был также получен легкий σ -мезон [28–30], но разброс в значениях массы оказался большим, например в [79] полюс получен в области $\sqrt{s} \simeq 600 - 900$ МэВ.

Наблюдение легкого σ -мезона затруднено из-за существования в $\pi\pi$ -амплитуде адлеровского нуля вблизи $\pi\pi$ -порога. Поэтому, как подчеркивалось выше, для надежной фиксации σ -мезона необходимо изучение $\pi\pi$ -рождения в реакциях аннигиляции или распада (типа $p\bar{p} \rightarrow \pi\pi$ или $D \rightarrow \pi\pi$), где адлеровский нуль отсутствует. Однако отметим еще раз, что в $p\bar{p}$ -аннигиляции, где статистика велика, σ -мезон не виден, а в реакции $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ [25] статистика недостаточна для надежного анализа низкоэнергетического $\pi\pi$ -спектра.

Обсуждая проблему поиска легкого σ -мезона в трехчастичных реакциях, необходимо подчеркнуть еще одно требование, при выполнении которого можно уверенно говорить об обнаружении этого резонанса. Имеется в виду перерасеяние пионов в конечном состоянии. Дело в том, что фит окологорогового состояния, каким является σ -мезон, должен производиться при корректном учете условия унитарности в области малых масс $\pi\pi$ -системы, тогда как вклады кроссинговых каналов (например, рождение резонансов) приводят к нарушению унитарности. Учет перерасеяний в $\pi\pi$ -канале вос-

становливает двухчастичную унитарность вблизи порога $\pi\pi$.

Кроме того, перерасеяния восстанавливают логарифмические сингулярности трехчастичной амплитуды, которые при наличии тяжелых резонансов в кроссинговых каналах оказывают существенное влияние на область малых масс $\pi\pi$. Эффекты перерасеяния пионов рассматривались в работе [4], где был проделан одновременный анализ плоскости Далитца в реакциях $p\bar{p}$ (в покое) $\rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^0\eta\eta$. Оказалось, что эти эффекты достаточно сильно возмущают область малых масс $\pi\pi$, хотя и не очень существенны для анализа резонансов в интервале 1300–1500 МэВ, что было главной целью исследований в [4]. Противоположная точка зрения, а именно утверждение о возможности выделения сигнала от σ -мезона без учета $\pi\pi$ -перерасеяний, была высказана в [80].

3.7. Систематизация скалярных состояний на (n, M^2) - и (J, M^2) -плоскостях

и проблема базисного мультиплетта $1^3P_0q\bar{q}$

Рисунки 1–3 демонстрируют линейное поведение $q\bar{q}$ -мезонных траекторий в (n, M^2) - и (J, M^2) -плоскостях для широкого круга состояний. Поэтому представляется поучительным сопоставить нетонкую классификацию, даваемую K -матричным анализом [8, 9, 57], с систематизацией $q\bar{q}$ -состояний в (n, M^2) - и (J, M^2) -плоскостях.

3.7.1. K -матричная классификация скаляров и $q\bar{q}$ -траекторий в (n, M^2) -плоскости. Обратимся к варианту, который непосредственно следует из результатов K -матричной классификации голых состояний, т.е. примем, что легкий σ -мезон не реализуется в виде полюса амплитуды либо (если он существует) является лишним для $q\bar{q}$ -систематизации. Расположение скалярных состояний (f_0, a_0, K_0) на (n, M^2) -траекториях в этом случае показано на рис. 9.

Рисунок 9а демонстрирует траектории резонансных состояний 00^{++} , 10^{++} и $\frac{1}{2}0^+$, тогда как рис. 9б — траектории для соответствующих голых состояний. (Напомним, удвоение f_0 -траекторий происходит из-за существования двух компонент: $s\bar{s}$ и $n\bar{n}$.) Видно, что наклоны траекторий для голых и реальных состояний приблизительно совпадают (на рис. 9 траектории имеют наклон $\mu^2 = 1,3 \text{ ГэВ}^2$). Состояние $f_0^{\text{bare}}(1580 \pm 50)$ определенно не попадает ни на одну из f_0^{bare} -траекторий на рис. 9б, траектории реальных f_0 -состояний также не нуждаются в $f_0(1200 - 1600)$. Это естественно, если $f_0^{\text{bare}}(1580 \pm 50)$ является глоболом, а $f_0(1200 - 1600)$ — наследником глобола.

Глюодинамические решеточные вычисления говорят о том, что низший скалярный глобол находится в интервале масс 1550–1750 МэВ [62]. Имеются и другие аргументы, указывающие на то, что именно в этом интервале масс можно встретить глюоний. На это указывают оценки массы мягкого, или эффективного, глюона, которые дают $m_{\text{gluon}} \simeq 700 - 1000$ МэВ. Экспериментальные оценки массы эффективного глюона основаны на изучении адронных спектров в радиационных распадах $J/\psi \rightarrow \gamma + \text{адроны}$ и $\Upsilon \rightarrow \gamma + \text{адроны}$ [81, 82]; для массы глюона они дают 800–1000 МэВ. Близкие значения получаются в модельных вычислениях кварк-глюонных взаимодействий в мягкой области: $m_g \simeq 700 - 800$ МэВ [83, 84]. Решеточные вычисления массы эффек-

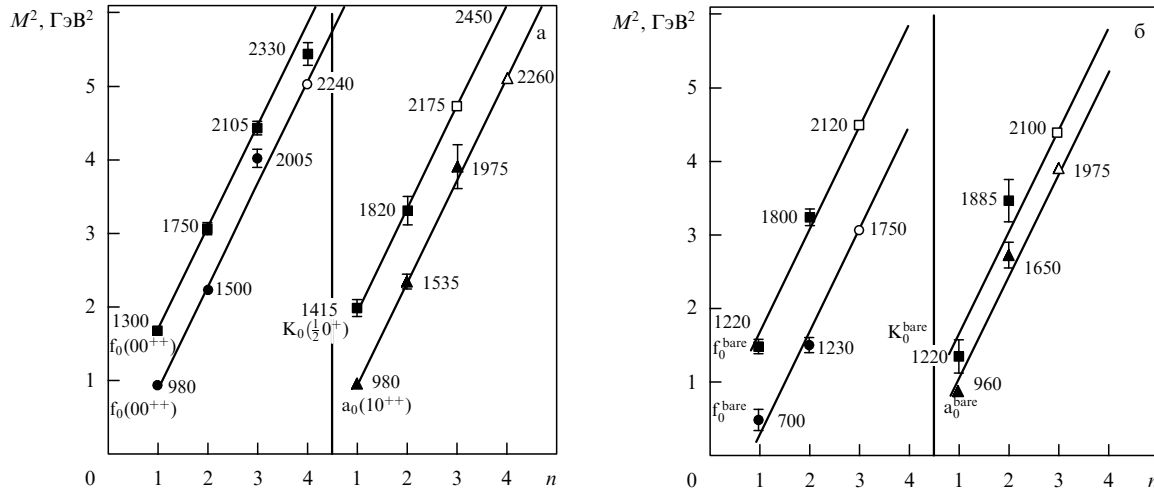


Рис. 9. Линейные траектории на (n, M^2) -плоскости для скалярных резонансов (а) и голых скалярных состояний (б). Светлые точки соответствуют предсказываемым состояниям.

тивного глюона разумно согласуются с такими оценками; согласно этим вычислениям $m_{\text{gluon}} \simeq 700$ МэВ [85]. Естественно полагать, что масса легчайшего скалярного глюбола порядка удвоенной массы эффективного глюона: $M_{\text{glueball}} \simeq 2m_{\text{gluon}}$.

Обратим внимание на то, что резонансы $f_0(980)$, $f_0(1500)$ и $f_0(1300)$, $f_0(1750)$ хорошо ложатся на линейные траектории с наклоном, приблизительно совпадающим с наклонами для изовекторных траекторий ρ_J , a_J и π_J . Это говорит о том, что примесь глюобольных компонент не приводит к кардинальному изменению линейного поведения траекторий, во всяком случае для сектора f_0 -мезонов.

Подчеркнем, что в K -матричных анализах [8, 9] были получены три решения, обозначенные как I, II-1 и II-2. Решения II-1 и II-2 в характеристиках резонансов оказались близкими, но в решении II-1 $f_0^{\text{bare}}(1580)$ является $q\bar{q}$ -состоянием, а глюбол имеет массу вблизи 1250 МэВ. Такое решение противоречит как линейности f_0^{bare} -траекторий, так и результатам глюодинамических вычислений, и поэтому мы его не обсуждаем.

Итак, с точки зрения классификации состояний на (n, M^2) -траекториях схема, когда $f_0^{\text{bare}}(700 \pm 100)$ и его наследник $f_0(980)$ являются легчайшими состояниями нонета $1^3P_0 q\bar{q}$, выглядит самосогласованной. Эта схема продиктована значениями констант связи скалярных состояний с псевдоскалярными мезонами: $f_0^{\text{bare}} \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta'$, $a_0^{\text{bare}} \rightarrow \pi\eta, K\bar{K}$, $K_0^{\text{bare}} \rightarrow \pi K$ [8, 11, 57]. Модельные вычисления масс $q\bar{q}$ -мезонов с использованием КХД-мотивированных потенциалов также указывают на возможное расположение нонета $1^3P_0 q\bar{q}$ в области 900–1300 МэВ [86]. При рассмотрении такой схемы нонетной классификации может возникнуть вопрос о большой величине $s\bar{s}$ -компоненты в легчайшем $q\bar{q}$ -состоянии: 67% в $f_0^{\text{bare}}(700 \pm 100)$ и 45–75% в $f_0(980)$.

Здесь уместно напомнить, что с подобной ситуацией мы уже встречались в псевдоскалярном секторе: η -мезон также содержит большую $s\bar{s}$ -компоненту: около 40%. Оба состояния, η -мезон и $f_0^{\text{bare}}(700 \pm 100)$, близки к флейворному октету, и сильное взаимодействие в состояниях флейворного октета может быть причиной большой величины $s\bar{s}$ -компоненты в легких мезонах. Иными словами, величина $s\bar{s}$ -компоненты в легчайших мезонах

зависит от структуры короткодействующих сил, а определение структуры сил и есть предмет анализа и одна из задач систематизации мезонных состояний.

Тем не менее уместно спросить: может ли σ -мезон, если он существует, быть стандартным $q\bar{q}$ -состоянием, партнером $f_0(980)$. Тогда нонет низших скалярных мезонов выглядел бы следующим образом: $f_0(300-500)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$ и низколежащий χ -мезон $\chi(800-1000)$ [24]. Аргументом против такой схемы является систематизация K -мезонов в (J, M^2) -плоскости, которую мы обсудим ниже.

3.7.2. Систематизация каонов в (J, M^2) -плоскости. Дискуссия о существовании скалярного χ -мезона с массой 800–1000 МэВ ведется столь же давно, как и о σ -мезоне (см., например [24] и ссылки в этой работе). Низкоэнергетические данные по πK -рассеянию бедны, и это есть основная причина неопределенности с χ -мезоном. K -матричный анализ πK -амплитуды [57] не дает однозначного результата: существуют решения, в которых отсутствует полюс амплитуды в интервале 800–1000 МэВ, и есть решения с полюсом вблизи 1000 МэВ [57]. K -матричный анализ высокостатистических данных Crystal Barrel по реакциям $p\bar{p} \rightarrow K\bar{K}\pi$ и $n\bar{p} \rightarrow K\bar{K}\pi$ не требует введения χ -мезона [8].

Обратимся к систематизации каонных состояний на (J, M^2) -плоскости. Такая систематизация каонов привносит дополнительные аргументы в дискуссию о том, являются ли σ - и χ -мезоны стандартными $q\bar{q}$ -состояниями, членами $1^3P_0 q\bar{q}$ -мультиплетта, или нет.

В каонном секторе экспериментальные данные бедны, и полная картина расположения каонов на траекториях с $J^P = 0^-, 2^-, 4^-, \dots$ и $J^P = 1^+, 3^+, 5^+, \dots$ не восстанавливается однозначно. На рисунках 10а и 10г дана ориентировочная картина расположения траекторий. Более определена ситуация в секторах $J^P = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$ и $J^P = 1^-, 3^-, 5^-, \dots$ (рис. 10б и 10в): здесь известны состояния, лежащие на лидирующих и первых дочерних траекториях, а именно на этих траекториях должен лежать χ -мезон, если он является стандартным $q\bar{q}$ -состоянием.

В секторах $J^P = 0^-, 2^-, 4^-, \dots$ (рис. 10а) и $J^P = 1^+, 3^+, 5^+, \dots$ (рис. 10г) происходит удвоение траекторий из-за

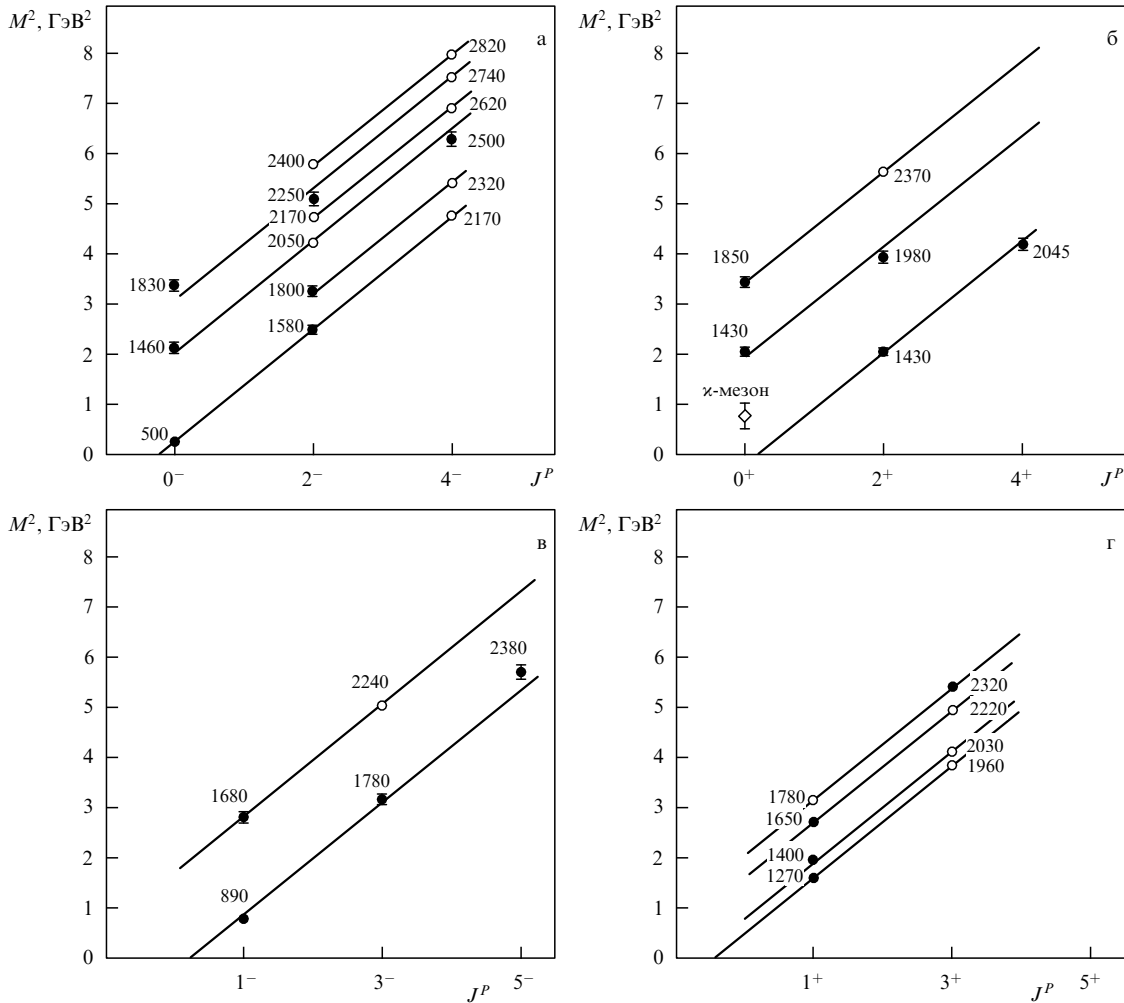


Рис. 10. (J^P, M^2) -плоскости для каонного спектра. Светлые кружки соответствуют предсказываемым состояниям.

наличия двух спиновых состояний. Например, два состояния $J^P = 1^+$ определяются квантовыми числами $(L = 1, S = 1)$ и $(L = 1, S = 0)$, аналогично два состояния $J^P = 2^-$ формируются вследствие двух наборов квантовых чисел: $(L = 2, S = 1)$ и $(L = 2, S = 0)$. Как говорилось выше, рис. 10а и 10г дают ориентировочное расположение траекторий и демонстрируют, как много неизвестных состояний (светлые кружки) находится в группах $J^P = 0^-, 2^-, 4^-$ и $J^P = 1^+, 3^+, 5^+$.

Более надежно фиксируются траектории для групп $J^P = 0^+, 2^+, 4^+$ (рис. 10б) и $J^P = 1^-, 3^-, 5^-$ (рис. 10в), где лидирующие и первые дочерние траектории определяются однозначно. Лидирующие и первые дочерние траектории в этих группах вырождены: состояния $K_{2^+}(1430)$, $K_{4^+}(2045)$ и $K^*(890)$, $K_{3^-}(1780)$, $K_{5^-}(2380)$ лежат на общей лидирующей траектории $J_{\text{leading}}^P \simeq 0,25 + 0,90 M^2$ (наклон в ГэВ^2), а состояния $K_{0^+}(1430)$, $K_{2^+}(1980)$ и $K^*(1680)$ расположены на общей дочерней траектории $J_{\text{daughter}}^P \simeq -2,0 + 0,90 M^2$, где $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-$.

На рисунке 10б показано также положение κ -мезона. Видно, что это состояние не ложится ни на лидирующую, ни на дочерние траектории. Для того чтобы κ -мезон расположился на $q\bar{q}$ -траектории, необходимо существование 2^+ -каона с массой около 1600 МэВ, однако анализ [63] не указывает на присутствие тензорного резонанса в

этой области масс. То обстоятельство, что для κ -мезона не находится места на $q\bar{q}$ -траекториях в (J, M^2) -плоскости, является аргументом против конструирования низшего скалярного нонета из состояний $f_0(300-500)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$ и $\kappa(800-1000)$, т.е. фактически указывает на то, что κ -мезон не существует.

3.8. Экзотические скалярные состояния $f_0(1200-1600)$ и $f_0(300-500)$

Вне рассматриваемой $q\bar{q}$ -классификации, базирующейся на K -матричном анализе [8, 9], остаются два скалярных состояния: широкий резонанс $f_0(1200-1600)$ и легкий σ -мезон $f_0(300-500)$. Эти состояния мы должны рассматривать как экзотические.

K -матричный анализ дает вполне однозначную интерпретацию резонанса $f_0(1200-1600)$. Это состояние является наследником чистого глобола, которое в результате аккумуляции ширин соседних скалярно-изоскалярных состояний превратилось в широкий резонанс. Все сравнительно узкие резонансы вблизи 1500 МэВ (это $f_0(1300)$, $f_0(1500)$ и $f_0(1750)$) хорошо ложатся на $q\bar{q}$ -траектории в (n, M^2) -плоскости, так что "лишним" состоянием, с точки зрения $q\bar{q}$ -систематики, остается именно широкий резонанс $f_0(1200-1600)$.

То обстоятельство, что глобол превратился в широкое состояние, позволяет сказать, что глобол "распла-

вился". Идея о "плавлении" связанного состояния глюонов в результате сильных взаимодействий в мягкой области высказывалась достаточно давно [87]. Однако наблюдаемое в K -матричном анализе "плавление" весьма специфично. Превращение глюбола в широкое состояние происходит из-за процессов распада, т.е. переходов резонансов в реальные мезоны, а значит, на больших расстояниях: больше или порядка $R_{\text{confinement}}$. Кроме того, полюс амплитуды, соответствующий $f_0(1200-1600)$, не ушел очень далеко от физической области. Полуширина резонанса, определяющая мнимую массу полюса, порядка 500–1000 МэВ, так что полюс оказывается внутри полукруга значений комплексной массы M , где анализ экспериментальных данных может восстанавливать аналитическую амплитуду (конечно, при условии, что пороговые сингулярности амплитуды учтены правильно).

Переход легчайшего скалярного глюбола в широкий резонанс $f_0(1200-1600)$ порождает ряд вопросов. Является ли трансформация глюбола в широкий резонанс единичным событием (т.е. в определенном смысле случайным) или это общее явление для экзотических состояний? Аккумулируя ширины соседних $q\bar{q}$ -состояний, резонанс $f_0(1200-1600)$ играет по отношению к ним роль запирающего состояния. Приводит ли это к увеличению собственных размеров $f_0(1200-1600)$? Эти вопросы поднимались в [10, 71], но для надежного ответа на них необходимы новые, значительно более точные данные.

Качественная оценка радиуса $f_0(1200-1600)$ проводилась в [10, 71, 72] на основе данных группы GAMS, измерявшей $M_{\pi\pi}$ -распределения при различных переданных нуклону импульсах в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0$ для $p_{\text{lab}} = 38 \text{ ГэВ}/c$ [12]. Оценка показала, что широкое состояние является значительно более рыхлой системой, чем его резонансы-соседи. Недавние измерения коллаборации E582 [18] подтверждают тот факт, что сравнительно узкие резонансы $f_0(980)$ и $f_0(1300)$ являются более компактными системами, чем широкое состояние $f_0(1200-1600)$; обсуждение этих данных можно найти в [8, 52].

Ситуация с легким σ -мезоном $f_0(300-500)$ менее определена как с точки зрения его экспериментального статуса, так и с точки зрения того, что касается понимания его природы. Природа σ -мезона, если он существует, загадочна. Легкий σ -мезон вряд ли является глюобольным образованием. Также трудно представить, что легкий σ -мезон может быть стандартной $q\bar{q}$ -системой; доводы против такой интерпретации обсуждались в разделе 3.8.

В [88] было сделано предположение, что существование легкого σ -мезона может быть обусловлено сингулярным поведением сил между кварком и антикварком на больших расстояниях (в кварковых моделях они условно называются "силами конфайнмента"). Скалярные силы конфайнмента, определяющие спектр $q\bar{q}$ -состояний в интервале масс 1000–2000 МэВ, ведут себя на больших адронных расстояниях как $V_{\text{confinement}}^{(c)}(r) \sim \alpha r$, где $\alpha \simeq 0,19 \text{ ГэВ}^2$. В импульсном представлении такому росту потенциала соответствует сингулярное поведение при малых q :

$$V_{\text{confinement}}^{(c)}(q) \sim \frac{1}{q^4}. \quad (49)$$

В цветовом пространстве основной вклад дает компонента $c = 8$, т.е. силы конфайнмента с необходимостью должны иметь октетную составляющую. Вопрос, который является определяющим для структуры σ -мезона, состоит в следующем: имеется ли в сингулярном потенциале (49) компонента с цветовым синглетом $V_{\text{confinement}}^{(1)}(q)$? Если сингулярная компонента в цветовом пространстве $c = 1$ существует, то она должна проявляться и в адронных каналах, т.е. в $\pi\pi$ -канале. В адронных каналах эта сингулярность не должна быть буквально той же, что и в цветном октетном, так как адронная унитаризация амплитуды (отсутствующая в канале $c = 8$) должна несколько модифицировать низкоэнергетическую амплитуду. Можно полагать, что именно в результате унитаризации в канале $c = 1$ (т.е. из-за учета адронных перерасеяний) сингулярность в $\pi\pi$ -амплитуде оказалась на втором листе, и эта сингулярность есть то, что мы называем легким σ -мезоном.

Таким образом, основной вопрос состоит в том, имеет ли $V_{\text{confinement}}^{(1)}(q^2)$ то же сингулярное поведение, что и $V_{\text{confinement}}^{(8)}(q^2)$. Наблюдаемая линейность (n, M^2) -траекторий вплоть до области больших масс ($M \simeq 2000-2500 \text{ МэВ}$; см. рис. 1 и 2), говорит в пользу универсальности поведения потенциалов $V_{\text{confinement}}^{(1)}$ и $V_{\text{confinement}}^{(8)}$ при больших r или при малых q . Чтобы увидеть это, обсудим механизм обесцвечивания разлетающихся кварков, например, в процессе $\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ (рис. 11а) в терминах разрыва глюонной струны вновь родившимися $q\bar{q}$ -парами. При больших массах (2000–2500 МэВ), или, соответственно, на больших расстояниях (2,0–2,5 фм), должны рождаться две-три новые $q\bar{q}$ -пары, что следует из величины $\langle n_{\text{ch}}(W) \rangle$ в e^+e^- -аннигиляции. При $W \simeq 2 \text{ ГэВ}$ имеем $\langle n_{\text{ch}} \rangle \simeq 3$.

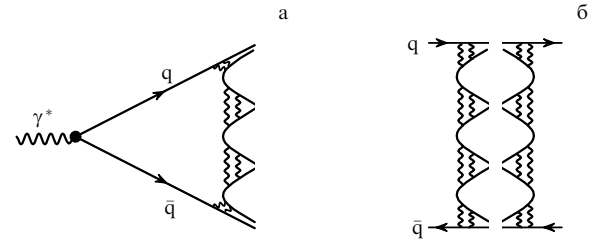


Рис. 11. (а) Кварк-глюонная гребенка при разрыве струны разлетающимися кварками в процессе $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{мезоны}$. (б) Свертка кварк-глюонных гребенок — пример диаграмм, описывающих силы взаимодействия в $q\bar{q}$ -системах при $r \simeq 2,0 \text{ фм}$.

Естественно предположить, что свертка кварк-глюонных гребенок определяет силы взаимодействия кварков на больших расстояниях (рис. 11б). Это означает, что потенциал $V_{\text{confinement}}^{(c)}(q^2)$, работающий на больших расстояниях (вплоть до 2,0–2,5 фм), содержит две-три t -канальные $q\bar{q}$ -пары. Механизм рождения новых $q\bar{q}$ -пар для обесцвечивания цветовых зарядов не имеет выделенных по цвету компонент (см., например, [89]). В этом случае все компоненты цветового потенциала ($3 \otimes \bar{3} = 1 + 8$) ведут себя однотипно, т.е. при малых q^2 одинаково сингулярны синглетная и октетная составляющие потенциала:

$$V_{\text{confinement}}^{(1)}(q^2) \propto V_{\text{confinement}}^{(8)}(q^2) \propto \frac{1}{q^4}.$$

Как видно из рис. 1а, кварк-глюонная лестница обес- печивает t -канальное протекание цветового заряда $c = 3$, поэтому блок кварк-антикваркового взаимодействия, являющийся сверткой лестничных диаграмм $3 \otimes 3 = 1 + 8$, содержит равноправно две компоненты — синглетную и октетную. Это указывает на одинаковость поведения $V_{\text{confinement}}^{(1)}$ и $V_{\text{confinement}}^{(8)}$.

Таким образом, с точки зрения идеи цветового обес- цвечивания посредством рождения новых кварк-анти- кварковых пар в t -канале существование легкого σ -ме- зона выглядит обоснованным. Поэтому исключительно важно установить: существуют ли при низких энергиях сингулярности в 00^{++} -амплитуде, которые мы называем легким σ -мезоном, и какими свойствами характери- зуются эти сингулярности, если они существуют.

4. Заключение

Недавний анализ мезонных спектров $p\bar{p}$ -аннигиляции в полете [6] существенно продвинул возможности система- тизации $q\bar{q}$ -мезонов и оставляет фактически мало места для фантазий о существовании экзотических состояний. Прежде всего это относится к 00^{++} -сектору, где все сравнительно узкие резонансы $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1500)$, $f_0(1750)$ ложатся на линейные $q\bar{q}$ -траектории в (n, M^2) - и (J, M^2) -плоскостях, что не дает оснований для гипотез об их глобальном происхождении. В кварковых моделях 60–70 годов выдвигалась идея доминантного **LS**-расще- пления [90, 91]: в рамках такой структуры сил P -волно- вый $q\bar{q}$ -мультиплет с $J = 0$ легче, чем мультиплеты с $J = 1$ и $J = 2$.

В последнее время получили распространение модели, в которых $f_0(980)$ и $a_0(980)$ рассматриваются как экзотические состояния (см. [92–94] и ссылки там). В этом случае необходимо отнести нонет $1^3P_0q\bar{q}$ в область масс 1300–1700 МэВ. Видно, что K -матричный анализ [8, 11–13] возвращает нас к прежней картине: мультиплет $1^3P_0q\bar{q}$ является легчайшим в ряду P -волно- вых $q\bar{q}$ -состояний.

Вне 00^{++} -сектора кандидатом на экзотическое состоя- ние является $\pi_2(1880)$ [39]. Это состояние определенно не укладывается на $q\bar{q}$ -траекторию и могло бы быть гибридом. Конечно, существование этого резонанса должно быть подтверждено наблюдениями в других реакциях. Кроме того, если бы состояние $\pi_2(1880)$ являлось $q\bar{q}g$ -состоянием, то в окрестности 1900 МэВ должны были существовать другие члены нонета сверх тех, которые лежат на стандартных (n, M^2) -траекториях. Однако другие 2^{-+} -мезоны, лишние с точки зрения $q\bar{q}$ -классификации, пока не наблюдались.

В литературе имеются указания на возможное суще- ствование не-кварк-антикварковых мезонов с $J^{PC} = 1^{-+}$ (см. [19] и ссылки там), однако экспериментальная достоверность этих состояний весьма слабая.

В секторе 00^{++} -мезонов мы имеем два состояния вне $q\bar{q}$ -систематики: легкий σ -мезон и широкое состояние $f_0(1200–1600)$. При всей важности проблемы легкого σ -мезона и весьма долгой истории его обсуждения нет твердых указаний на его существование — имеется в виду нахождение полюса в 00^{++} -амплитуде на основе экспе- риментальных данных с большой статистикой. Такая ситуация имела место несколько лет тому назад (см. обсуждение в [76]), однако до сих пор нет существенного прогресса в эксперименте.

Тем не менее существует соображение, вынуждающие нас отнестись к проблеме легкого σ -мезона достаточно серьезно. Имеется в виду сингулярное поведение блока кварк-антикваркового взаимодействия при малых пере- данных импульсах, пропорциональное $1/q^4$. Это соот- ветствует в координатном пространстве линейному росту потенциала: пропорционально αr при больших r (в кварковых моделях такой потенциал условно назы- вают "потенциалом конфайнмента"). Линейное поведе- ние мезонных траекторий в (n, M^2) -плоскости при боль- ших массах (см. рис. 1 и 2) говорит о том, что такое поведение имеет место действительно при весьма боль- ших r , вплоть до $r \simeq 2,0–2,5$ фм.

Если предположить, что обе цветовые компоненты "потенциала конфайнмента" (октетная и синглетная) при больших r ведут себя примерно одинаково:

$$V_{\text{octet}}^{(1)}(r) \sim V_{\text{singlet}}^{(8)}(r),$$

то тем самым мы "зарабатываем" сингулярное поведе- ние при малых массах в белом (адронном) канале. Адронная унитаризация амплитуды (учет $\pi\pi$ -перерасея- ний), которая необходима в белом канале, но отсутствует в цветном, способна "спрятать" сингулярность белого канала под $\pi\pi$ -разрез и тем самым воссоздать картину легкого σ -мезона. Механизм обесцвечивания разлетаю- щихся кварков, в котором t -канальное рождение новых $q\bar{q}$ -пар играет принципиально важную роль, говорит в пользу гипотезы об одинаковом росте потенциалов: $V_{\text{confinement}}^{(1)}(r) \sim V_{\text{confinement}}^{(8)}(r)$.

Что касается широкого состояния $f_0(1200–1600)$, мы не знаем достоверно ни массы, ни ширины этого состоя- ния. Но мы определенно знаем, что это широкое состоя- ние сильно рождается в большом числе реакций. Мы также определенно знаем, что в терминах $q\bar{q}$ - и глюоние- вых составляющих это состояние есть смесь кварк-анти- кваркового состояния, близкого по своему составу к флейворному синглету:

$$(q\bar{q})_{\text{glueball}} = \frac{n\bar{n}\sqrt{2} + s\bar{s}\sqrt{\lambda}}{\sqrt{2+\lambda}},$$

где $\lambda \simeq 0,5–0,8$, и глюония. Об этом говорят соотноше- ния между каналами переходов $f_0(1200–1600) \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta'$, которые достаточно надежно опреде- ляются экспериментальными данными.

Другое надежно определенное свойство широкого состояния: резонанс $f_0(1200–1600)$ является существен- но более рыхлой системой, чем окружающие его f_0 -ре- зонансы, что указывает на возможность его формирова- ния в результате аккумуляции ширины резонансов-сосе- дей. Если это так, а K -матричные анализы 00^{++} -волны [8, 9], проведенные на очень широкой базе данных, говорят в пользу такого сценария, то это объясняет, куда "пропал" легчайший скалярный глобол, который должен быть вблизи 1500 МэВ и которого определенно нет среди наблюдаемых узких f_0 -мезонов. При этом возможность существования в интервале 1000–1800 МэВ какого-либо нового относительно узкого 00^{++} -резонанса достаточно жестко исключена в настоящее время эксперименталь- ными данными.

Сценарий с $f_0(1200–1600)$ — наследником глобола, потерявшем часть своей глюониевой компоненты в процессе смешивания с резонансами-сосеями, предла-

гался в [68, 69] на основе данных, которые были гораздо беднее имеющихся в настоящее время. Сегодняшние данные, более богатые не только по статистике, но и по числу исследуемых реакций, хорошо укладываются в эту картину и не имеют каких-либо видимых противоречий с ней. Еще одна проверка картины с $f_0(1200-1600)$, как наследником глобола, ожидается в ближайшем будущем при измерении радиационных распадов $J/\psi \rightarrow \gamma +$ адроны на базе высокой статистики. В адронных спектрах рождение сравнительно узких резонансов $f_0(1300)$ и $f_0(1500)$ в 00^{++} -волне должно сопровождаться сильным "фоном", обусловленным рождением широкого состояния $f_0(1200-1600)$.

Смешивание f_0 -мезонов в области 1300–1700 МэВ в настоящее время обсуждается весьма интенсивно; примером служат недавние работы [95, 96]. Однако следует подчеркнуть, что смешивание, рассматриваемое в K -матричной технике, принципиально отличается от смешивания, обсуждаемого в работах [95, 96]. В K -матричном приближении смешивание происходит из-за переходов голых состояний в реальные мезоны: иными словами, из-за мнимых частей адронных петлевых диаграмм. В результате такого смешивания полюсы амплитуд "двигаются" в комплексной плоскости масс, происходит потеря или аккумуляция ширины, т.е. смешивающиеся состояния как бы "расталкиваются" в комплексной плоскости, уходя в глубь комплексной плоскости, или выталкиваются к действительной оси. В результате такого смешивания формируются реальные мезоны-резонансы. При этом сдвиг реальной части массы резонанса может оказаться существенным — порядка ширины резонанса.

Смешивание, обсуждаемое в работах [95, 96], происходит без участия распадных процессов, т.е. мнимых частей адронных петлевых диаграмм, и соответствующие состояниям полюсы амплитуд находятся на действительной оси. При смешивании уровни "расталкиваются", увеличивая или уменьшая массы, но не ширины. В результате такого смешивания должны формироваться "голые состояния", а не реальные резонансы, как это предполагается в работах [95, 96]. Еще раз: в K -матричной технике формирование реально наблюдаемых резонансов происходит только при включении распадных процессов.

Согласно глюодинамическим решеточным вычислениям второй скалярный глобол должен находиться в области 2100–2200 МэВ [97]. В работе [98] было сделано предположение, что $f_0(2105)$ либо является этим вторым глоболом, либо сильно смешивается с ним. Однако имеющихся данных явно недостаточно для заключения о существовании глобола в этой области масс: обнаруженные резонансы вполне удовлетворительно ложатся на $q\bar{q}$ -траектории. Вполне вероятно, что второй скалярный глобол также превратился в широкое состояние в результате смешивания с близлежащими $q\bar{q}$ -мезонами. В этом случае для его экспериментальной фиксации потребуются провести измерения спектров весьма широкого класса, а также определить отношения выходов $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$, $\eta'\eta'$ в области 2100–2200 МэВ.

Я признателен А.В. Анисовичу, Я.И. Азимову, Д.В. Баггу, Л.Г. Дахно, Ю.С. Калашниковой, Д.И. Мелихову, В.А. Никонову и А.В. Саранцеву за полезные обсуждения тем, затронутых в этом обзоре.

Работа поддержана грантом РФФИ (01-02-17861).

Список литературы

1. Anisovich A V et al., in *PNPI XXX, Scientific Highlights, Theoretical Physics Division*, Gatchina (2001) p. 58
2. Anisovich V V et al. *ЯФ* **57** 1666 (1994)
3. Anisovich V V et al. *Phys. Lett. B* **323** 233 (1994)
4. Anisovich V V et al. *Phys. Rev. D* **50** 1972 (1994)
5. Amsler C et al. *Phys. Lett. B* **333** 277 (1994); Bugg D V et al. *Phys. Rev. D* **50** 4412 (1994)
6. Anisovich A V et al. *Phys. Lett. B* **449** 154 (1999); **452** 173, 180, 187 (1999); **472** 168 (2000); **476** 15 (2000); **477** 19 (2000); **491** 40, 47 (2000); **496** 145 (2000); **507** 23 (2001); **508** 6 (2001); **513** 281 (2001); **517** 261, 273 (2001); *Nucl. Phys. A* **651** 253 (1999); **662** 319, 344 (2000)
7. Anisovich A V, Anisovich V V, Sarantsev A V *Phys. Rev. D* **62** 051502(R) (2000)
8. Anisovich V V, Sarantsev A V *Eur. Phys. J. A* **16** 229 (2003)
9. Anisovich V V et al. *ЯФ* **63** 1489 (2000)
10. Anisovich V V, Bugg D V, Sarantsev A V *ЯФ* **62** 1322 (1999)
11. Анисович В В *УФН* **168** 481 (1998)
12. Alde D et al. *Z. Phys. C* **66** 375 (1995); Прокошкин Ю Д, Кондашов А А, Садовский С А *Докл. РАН* **342** 473 (1995); Kondashov A A et al., Preprint IHEP 95-137 (Protvino: IHEP 1995)
13. Binon F et al. *Nuovo Cimento A* **78** 313 (1983); **80** 363 (1984)
14. Lindenbaum S J, Longacre R S *Phys. Lett. B* **274** 492 (1992); Etkin A et al. *Phys. Rev. D* **25** 1786 (1982)
15. Grayer G et al. *Nucl. Phys. B* **75** 189 (1974); Ochs W, PhD Thesis (Münich: Munich Univ., 1974)
16. Amsler C et al. *Phys. Lett. B* **342** 433 (1995); **355** 425 (1995)
17. Abele A et al. *Phys. Rev. D* **57** 3860 (1998); *Phys. Lett. B* **391** 191 (1997); **411** 354 (1997); **450** 275 (1999); **468** 178 (1999); **469** 269 (1999); Wittmack K, PhD Thesis (Bonn: Bonn Univ., 2001); Klempt E, Sarantsev A V, Private communication
18. Gunter J et al. (E852 Collab.) *Phys. Rev. D* **64** 072003 (2001)
19. Groom D E et al. (Particle Data Group) *Eur. Phys. J. C* **15** 1 (2000)
20. Anisovich V V, Sarantsev A V *Phys. Lett. B* **382** 429 (1996)
21. Anisovich A V, hep-ph/0104005
22. Peters K, Klempt E *Phys. Lett. B* **352** 467 (1995)
23. Anisovich V V et al. *Phys. Rev. D* **42** 3045 (1990)
24. van Beveren E, Rupp G, in *Proc. of the Workshop on Recent Developments in Particle and Nuclear Physics, April 30, 2001, Coimbra (Portugal)*, p. 1; hep-ph/0201006; Spanier S, Törnqvist N A *Eur. Phys. J. C* **15** 437 (2000)
25. Aitala E M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 765, 770 (2001)
26. Wu N et al. (BES Collab.), Talk given at *36th Rencontres de Moriond on QCD and Hadronic Interactions, Les Arcs, France, 17–24 March 2001*; hep-ex/0104050
27. Asner D M et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **61** 012002 (2000)
28. Basdevant J L, Froggatt C D, Petersen J L *Phys. Lett. B* **41** 178 (1972); Iagolnitzer D, Zinn-Justin J, Zuber J B *Nucl. Phys. B* **60** 233 (1973)
29. van Beveren E et al. *Phys. Rev. C* **30** 615 (1986)
30. Zou B S, Bugg D V *Phys. Rev. D* **48** R3948 (1993); **50** 591 (1994); Janssen G et al. *Phys. Rev. D* **52** 2690 (1995); Törnqvist N A, Roos M *Phys. Rev. Lett.* **76** 1575 (1996); Dobado A, Peláez J R *Phys. Rev. D* **56** 3057 (1997); Locher M P, Markushin V E, Zheng H Q *Eur. Phys. J. C* **4** 317 (1998); Oller J A, Oset E, Peláez J R *Phys. Rev. D* **59** 074001 (1999); Xiao Z, Zheng H *Nucl. Phys. A* **695** 273 (2001)
31. Anisovich V V, Nikonov V A *Eur. Phys. J. A* **8** 401 (2000)
32. Aker E et al. *Phys. Lett. B* **260** 249 (1991)
33. Anisovich V V, Anselm A A, Gribov V N *Nucl. Phys.* **38** 132 (1962); Анисович В В, Ансельм А А *УФН* **88** 287 (1965)
34. Aitchison I J R *Phys. Rev.* **133** B1257 (1964); Валуев Б Н *ЖЭТФ* **47** 649 (1964); Anisovich V V, Dakhno L G *Phys. Lett.* **10** 221 (1964); *Nucl. Phys.* **76** 657 (1966); Кобринский М Н, Лиходед А К *ЯФ* **17** 1973 (1973)
35. Anisovich A V, Anisovich V V *ЯФ* **53** 1485 (1991); *Phys. Lett. B* **345** 321 (1995)
36. Anisovich V V, Prokoshkin Yu D, Sarantsev A V *Phys. Lett. B* **389** 388 (1996)
37. Anisovich A V et al. *Nucl. Phys. A* **690** 567 (2001)
38. Саранцев А В, частное сообщение

39. Anisovich A V et al. *Phys. Lett. B* **500** 222 (2001)
40. Minkowski P, Ochs W *Eur. Phys. J. C* **9** 283 (1999)
41. Montanet L *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **86** 381 (2000)
42. Shakin C M, Wang H *Phys. Rev. D* **63** 014019 (2000)
43. Klempt E, in *Zuoz 2000: Summer School on Phenomenology of Gauge Interactions, Aug. 13–19, 2000*, p. 61; hep-ex/0101031
44. Kaminski R, Lesniak L, Rubicki K *Eur. Phys. J. C* **4** 4 (2002)
45. Close F E, Törnqvist N A *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **28** R249 (2002)
46. Polyakov M V, Vereshagin V V *Eur. Phys. J. A* **12** 349 (2001); Саранцев А В, частное сообщение
47. Watson K M *Phys. Rev.* **88** 1163 (1952); Мигдал А Б *ЖЭТФ* **28** 10 (1955)
48. Anisovich A V et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **28** 15 (2002)
49. Zemach C *Phys. Rev.* **140** B97, B109 (1965)
50. Chung S U *Phys. Rev. D* **57** 431 (1998)
51. Anisovich A V *ЯФ* **66** 175 (2003)
52. Anisovich V V, Sarantsev A V *ЯФ* **66** 960 (2003)
53. Anisovich V V et al. *Phys. Lett. B* **355** 363 (1995)
54. Ачасов Н Н, Шестаков Г Н *ЯФ* **62** 548 (1999)
55. Orear J *Phys. Lett.* **13** 190 (1964)
56. Achasov N N, Shestakov G N *Phys. Lett. B* **528** 73 (2002)
57. Anisovich A V, Sarantsev A V *Phys. Lett. B* **413** 137 (1997)
58. 't Hooft G *Nucl. Phys. B* **72** 461 (1974); Veneziano G *Nucl. Phys. B* **117** 519 (1976)
59. Anisovich V V, Shekhter V M *Nucl. Phys. B* **55** 455 (1973); Bjorken J D, Farrar G R *Phys. Rev. D* **9** 1449 (1974)
60. Волошин С А, Никитин Ю П, Порфиоров П И *ЯФ* **35** 1006 (1982)
61. Gershtein S S, Likhoded A K, Prokoshkin Yu D *Z. Phys. C* **24** 305 (1984); Amsler C, Close F E *Phys. Rev. D* **53** 295 (1996); *Phys. Lett. B* **353** 385 (1995); Anisovich V V *Phys. Lett. B* **364** 195 (1995)
62. Bali G S et al. *Phys. Lett. B* **309** 378 (1993); Sexton J, Vaccarino A, Weingarten D *Phys. Rev. Lett.* **75** 4563 (1995); Morningstar C J, Peardon M *Phys. Rev. D* **56** 4043 (1997)
63. Aston D et al. *Nucl. Phys. B* **296** 493 (1988)
64. Anisovich A V, Anisovich V V, Sarantsev A V *Z. Phys. A* **359** 173 (1997)
65. Shapiro I S *Nucl. Phys. A* **122** 645 (1968)
66. Кобзарев И Ю, Николаев Н Н, Окунь Л Б *ЯФ* **10** 864 (1970)
67. Stodolsky L *Phys. Rev. D* **1** 2683 (1970)
68. Anisovich A V et al. *Z. Phys. A* **357** 123 (1997)
69. Anisovich A V, Anisovich V V, Sarantsev A V *Phys. Lett. B* **395** 123 (1997)
70. АНИСОВИЧ В В *УФН* **165** 1225 (1995)
71. Anisovich V V, Bugg D V, Sarantsev A V *Phys. Rev. D* **58** 111503 (1998)
72. Anisovich V V, Bugg D V, Sarantsev A V *Phys. Lett. B* **437** 209 (1998)
73. Anisovich V V, Nikonov V A, Sarantsev A V *ЯФ* **66** 772 (2003)
74. Anisovich V V et al. *Phys. Lett. B* **404** 166 (1997)
75. Anisovich V V, Montanet L, Nikonov V A *Phys. Lett. B* **480** 19 (2000)
76. Pennington M R *Frascati Phys. Ser.* **XV** 95 (1999)
77. Rosselet L et al. *Phys. Rev. D* **15** 574 (1977); Dumbrajs O et al. *Nucl. Phys. B* **216** 277 (1983)
78. Pislak S et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 221801 (2001)
79. Protopopescu S D et al. *Phys. Rev. D* **7** 1279 (1973); Estabrooks P *Phys. Rev. D* **19** 2678 (1979); Au K L, Morgan D, Pennington M R *Phys. Rev. D* **35** 1633 (1987); Ishida S et al. *Prog. Theor. Phys.* **98** 1005 (1997)
80. Ishida M *Prog. Theor. Phys. Suppl.* (149) 190 (2003)
81. Parisi G, Petronzio R *Phys. Lett. B* **94** 51 (1980)
82. Consoli M, Field J H *Phys. Rev. D* **49** 1293 (1994)
83. Cornwall J M, Papavassiliou J *Phys. Rev. D* **40** 3474 (1989)
84. Anisovich V V, Gerasyuta S M, Sarantsev A V *Int. J. Mod. Phys. A* **6** 2625 (1991)
85. Leinweber D B et al. *Phys. Rev. D* **58** 031501 (1998)
86. Ricken R et al. *Eur. Phys. J. A* **9** 221 (2000)
87. Heusch C A, in *QCD-20 Years Later* (Eds P M Zerwas, H A Kastrup) (Singapore: World Scientific, 1993) p. 555
88. Anisovich V V, Nikonov V A, Nyiri J *ЯФ* **64** 877 (2001); hep-ph/0008163
89. Anisovich V V et al. *Quark Model and High Energy Collisions* (Singapore: World Scientific, 1985)
90. Зельдович Я Б, Сахаров А Д *ЯФ* **4** 395 (1966)
91. De Rújula A, Georgi H, Glashow S L *Phys. Rev. D* **12** 147 (1975)
92. Jaffe R L *Phys. Rev. D* **15** 267, 281 (1977)
93. Weinshtein J, Izgur N *Phys. Rev. D* **41** 2236 (1990)
94. Cheng H-Y *Phys. Rev. D* **67** 034024 (2003)
95. Close F E, Kirk A *Eur. Phys. J. C* **21** 531 (2001)
96. Lee W, Weingarten D *Phys. Rev. D* **61** 014015 (2000)
97. Morningstar C J, Peardon M *Phys. Rev. D* **60** 034509 (1999)
98. Bugg D V, Peardon M, Zou B S *Phys. Lett. B* **486** 49 (2000)

Systematics of quark-antiquark states, and exotic scalar mesons

V.V. Anisovich

*B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
Orlova Roshcha, 188350 Gatchina, Leningrad Region, Russian Federation
Tel. (7-81271) 4-60 96. Fax (7-81271) 3-19 63
E-mail: anisovic@thd.pnpi.spb.ru*

Analysis of experimental data from the Crystal Barrel Collaboration on $p\bar{p}$ -annihilation in flight into mesons revealed a large group of mesons in the 1900–2400 MeV range, allowing the systematization of quark-antiquark states in the (n, M^2) - and (J, M^2) -planes (n being the radial quantum number, and J the spin, of a meson of mass M). From the data, meson trajectories in these planes are approximately linear and have a universal slope. A detailed discussion of the scalar meson sector is given for which, based on a recent K -matrix analysis, the nonet classification of quark-antiquark states places two scalar nonets — the basic nonet and that of the first radial excitation — in the range below 2000 MeV. Two isospin 0 scalar states — the broad resonance $f_0(1200–1600)$ and the light σ -meson — do not fit into the quark-antiquark classification, i.e., are exotic. The ratios between the coupling constants for hadronic decays to the $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, and $\eta\eta'$ states point to the gluonium nature of the broad state $f_0(1200–1600)$.

PACS numbers: **12.38**.–t, **12.39**.Mk, **14.40**.–n

Bibliography — 98 references

Received 25 September 2002, revised 14 October 2003