Ноябрь 1995 г. **Том 165, № 11**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Экзотические мезоны: поиск глюболов

В.В. Анисович

В работе сделан анализ современной ситуации по поиску глюболов.

PACS numbers: **13.90.+i**, **14.80.–j**

Содержание

1. Введение

Квантовая хромодинамика (КХД) достаточно тщательно проверена в области жестких взаимодействий (или на малых расстояниях). Здесь константа связи КХД $\alpha_s(k^2)$ становится малой: теория асимптотически свободна при $k^2 \gg 1$ ГэВ^2. Это обстоятельство позволяет проводить вычисления в рамках пертурбативного подхода и сравнивать их результаты с экспериментом. Успех КХД в описании жестких процессов позволяет верить в то, что КХД является корректной теорией сильных взаимодействий.

В.В. Анисович. Петербургский институт ядерной физики,
188350 Гатчина, Санкт-Петербург, Россия
Факс (812) 713-19-63
E-mail: anisovic@lnpi.spb.su

Статья поступила 10 апреля 1995 г.

Тем не менее следует иметь в виду, что в области мягких взаимодействий (на больших расстояниях), где $\alpha_s(k^2) \sim 1$, в настоящее время невозможно проводить количественные сравнения КХД с экспериментом. Поэтому особую важность приобретают качественные следствия, подтверждающие принципиальные положения теории. Одним из примеров такого следствия, хотя и из другой области приложения КХД, является цветовая прозрачность: сжатые адронные конфигурации, которые отбираются жесткими процессами, не взаимодействуют с нуклонами, проходя сквозь ядерное вещество. Это явление отражает фундаментальное свойство теории — ее калибровочную инвариантность. Другой пример — систематика низколежащих $q\bar{q}$- и qqq-состояний. Систематика адронов с определенностью указывает на то, что низколежащие адроны составлены из кварков — фундаментальных объектов КХД.

Не менее важным является наблюдение частиц, в состав которых входит другой фундаментальный объект КХД — глюон. Это глюболы — частицы, состоящие только из глюонов, и гибриды — частицы, состоящие из кварков и глюонов. Адроны, не попадающие в $q\bar{q}$- или qqq-классификацию, называют экзотическими; глюболы и гибриды — экзотические адроны.

Проблема — существуют глюболы или нет — вызывает противоречивые суждения. Серьезным аргументом в пользу их существования является то, что во всех феноменологических подходах, успешно описывающих низколежащие $q\bar{q}$- и qqq-состояния, глюболы и гибриды появляются как результат естественного обобщения.

В области сильных взаимодействий количественные методы КХД не работают, и единственно возможный способ расчетов в настоящее время — развитие КХД-мотивированных моделей, базирующихся на эксперименте. Такой феноменологический подход очень эффективен, он позволяет успешно работать с весьма широким кругом задач. Можно думать, что это не есть временная мера, отражающая нашу сегодняшнюю неспособность решать задачи в мягкой области на основе фундаментального лагранжиана КХД. Кажется весьма правдоподобным, что феноменологические модели будут достаточно широко использоваться и впредь, даже если мы научимся "решать" КХД. Подобный пример демонстрируют нам исследования конденсированной материи: феноменологические модели и эффективные взаимодействия успешно применяются в этой области, очень часто без вывода используемых взаимодействий из общих положений электродинамики.

Модельные рассмотрения оказались весьма плодотворными в спектроскопии низколежащих $q\bar{q}$- и qqq-состояний: они не только позволили вычислить многочисленные спектроскопические характеристики адронов, но и дали богатую информацию о свойствах КХД на больших расстояниях. Однако, отдавая должное феноменологическим подходам в рассмотрении низколежащих адронов, мы должны подчеркнуть, что, отвечая на вопрос — существуют экзотические мезоны или нет? — мы не слишком нуждаемся в спектроскопических вычислениях. На этой стадии проблема состоит в классификации адронов. Иными словами, ищется ответ на вопрос, существуют ли "лишние" мезоны, не укладывающиеся в $q\bar{q}$-систематику, но подходящие, скажем, для глюбольных мультиплетов (это означает, что данные мезоны должны обладать свойствами, характерными для состояний с обогащенной глюонной компонентой).

Главным объектом нашего обсуждения являются глюбольные состояния. Детальное обсуждение мезонов — кандидатов в глюболы стало возможным благодаря прецезионным данным, полученным в последние годы в экспериментах, посвященных поиску экзотических мезонов и состояний, обогащенных глюонами. Однако для того, чтобы детально проанализировать ситуацию с экзотическими мезонами, необходимо прежде всего обратиться к существующей сегодня систематике $q\bar{q}$-состояний, а также ознакомиться с проблемой "лишних" мезонов в районе 1000–2000 МэВ.

2. Систематика $q\bar{q}$-мезонов и кандидаты в экзотические состояния

Систематика низколежащих адронов — S-волновых кварковых состояний хорошо установлена и является непоколебимой в течение последних тридцати лет: именно она дала возможность для прорыва в физику кварков.

Предмет сегодняшних обсуждений — $q\bar{q}$-состояния с массами от 1000 МэВ. Классификация $q\bar{q}$-мезонов дана в табл. 1, которая отражает в целом стандартное видение ситуации для масс 1000–1700 МэВ (см., например, [1]). Дискуссии вызывают скалярные мезоны: мультиплет ${}^3P_0(0^{++})$.

В [1] этот мультиплет выглядит следующим образом:

$$ {}^3P_0(0^{++}):\ a_0(980),\ f_0(980),\ f_0(1300),\ K_0(1430)\,. \qquad (1) $$

Этот мультиплет отличается от приведенного в табл. 1 скалярным резонансом $I=0$, $J^{PC}=0^{++}$, расположенным около 1000 МэВ. В $\pi\pi$-амплитуде, определяемой методом Чу-Лоу (Chew-Low) с выделением t-канального пионного обмена, наблюдается широкий бамп в районе 800–1000 МэВ и узкий провал на пороге рождения $K\bar{K}$-пары [2, 3]. При увеличении импульса, переданного двухпионной системе (т.е. при увеличении $|t|$), широкий бамп исчезает, а пороговый касп реализуется в виде узкого резонанса. Анализ $\pi\pi$-амплитуды в районе $K\bar{K}$-порога показывает [4, 5], что узкий касп соответствует двум полюсам, расположенным в комплексной плоскости s (квадрат энергии) на втором и третьем листах. Подобная двухполюсная структура вблизи пороговой сингулярности обычно соответствует одному связанному состоянию. Это связанное состояние (узкий резонанс) рассматривается в [1] в качестве одного из членов ${}^3P_0$-мультиплета. Аналитическую структуру широкого бампа трудно анализировать в настоящее время. Возможно, что широкий бамп не соответствует какому-либо резонансу: такое предположение сделано в [1]. Однако возможна его интерпретация и как широкого резонанса: это и отражено в табл. 1. Подробное обсуждение резонанса $f_0(1000)$ приведено в разделе 8.

В пользу интерпретации широкого бампа $\pi\pi$-амплитуды в качестве резонанса говорят спектроскопические вычисления [6, 7]. В этих работах, весьма различных в используемых подходах, вычислялись спектры P-волновых $q\bar{q}$-состояний. Массы мезонов, членов ${}^3P_0$-мультиплета, оказались ниже масс мезонов в ${}^3P_1$- и ${}^3P_2$-мультиплетах, при этом f_0-мезон с доминирующим нестранным кварковым составом имел массу в районе 1000 МэВ и очень большую ширину: $\Gamma \approx 500 \div 1000$ МэВ в [6] и $\Gamma > 400$ МэВ в [7]. (В [7] контролировалась полоса комплексной плоскости, соответствующая $\Gamma \leqslant 400$ МэВ; после включения в рассмотрение распадных каналов полюс "ушел" в глубь комплексной плоскости, в неконтролируемый район.)

Включение $f_0(980)$ в члены ${}^3P_0$ $q\bar{q}$-мультиплета вызывает критику именно из-за его малой ширины. В докладе Клоуза [8] мультиплет ${}^3P_0$ представлен как

$$ {}^3P_0(0^{++}):\ a_0(1320),\ f_0(1400),\ f_0(1505),\ K_0(1430)\,, \qquad (2) $$

а $f_0(980)$ и $a_0(980)$ интерпретируются как миньоны Грибова [9, 10]. Нужно сразу же подчеркнуть, что $f_0(1505)$ сравнительно слабо распадается в канал $K\bar{K}$, что делает его маловероятным кандидатом в состояние с большой $s\bar{s}$-компонентой. В докладе Багга [11] это обстоятельство учтено, и второй f_0-мезон отождествляется с $f_0(1590)$, открытым группой ГАМС [12].

Таблица 1. Кварк-антикварковые мезоны (основные состояния и радиальные возбуждения)

	Основные состояния, $1L$				Первое радиальное возбуждение, $2L$				Второе радиальное возбуждение, $3L$			
${}^1S_0(0^{-+})$	$\pi(140)$	$\eta(550)$	$\eta'(960)$	$K(500)$	$\pi(1300)$	$\eta(1295)$	$\eta'(1440)$	$K(1430)$	$\pi(1770)$	—	—	$K(1830)$
${}^3S(1^{--})$	$\rho(760)$	$\omega(760)$	$\Phi(1020)$	$K^*(890)$	$\rho(1450)$	$\omega(1420)$	$\Phi(1680)$	$K^*(1410)$	—	—	—	—
${}^1P(1^{+-})$	$b_1(1235)$	$h_1(1170)$	$h_1(1380)$	$K_1(1270)$	—	—	—	—	—	—	—	—
${}^3P(0^{++})$	$a_0(980)$	$f_0(1000)$	$f_0(1240)$	$K_0^*(1430)$	$a_0(1440)$	$f_0(1370)$	$f_0(1590)$	$K_0^*(1430)$	—	—	—	—
${}^3P_1(1^{++})$	$a_1(1260)$	$f_1(1285)$	$f_1(1510)$	$K_1(1400)$	—	—	—	—	—	—	—	—
${}^3P_2(2^{++})$	$a_2(1320)$	$f_2(1270)$	$f_2'(1525)$	$K_2^*(1430)$	—	$f_2(1650)$	$f_2(1810)$	$K_2(1980)$	—	$f_2(2010)$	—	—
${}^1D_2(2^{-+})$	$\pi_2(1670)$	$\eta_2(1650)$	$\eta_2(1870)$	$K_2(1770)$	—	—	—	—	—	—	—	
${}^3D_1(1^{--})$	$\rho(1700)$	$\omega(1600)$	—	$K^*(1680)$	—	—	—	—	—	—	—	—
${}^3D_2(2^{--})$	—	—	—	$K_2(1820)$	—	—	—	—	—	—	—	—
${}^3D_3(3^{--})$	$\rho_3(1690)$	$\omega_3(1670)$	$\Phi_3(1850)$	$K_3^*(1780)$	—	—	—	—	—	—	—	—

По Баггу

$$^3P_0(0^{++}):\ a_0(1415),\ f_0(1335),\ f_0(1590),\ K_0(1430)\,. \qquad (3)$$

Багг предлагает рассматривать мезоны $f_0(980)$ и $a_0(980)$ как $K\bar{K}$-молекулы, а $f_0(1505)$ как глюбол.

Возможность интерпретации $f_0(980)$ и $a_0(980)$ в качестве молекул обсуждалась в [13]. Следует подчеркнуть, что экспериментальные данные [3, 14, 15] дают сильный аргумент против этой гипотезы. В зарядовообменном рождении $\pi^- p \to \pi^0\pi^0 n$ при 40 ГэВ/с [3, 14] резонанс $f_0(980)$ виден при малых t (квадрат переданного четырехимпульса нуклону), как дип, обусловленный деструктивной интерференцией с широким $\pi\pi$-бампом ($f_0(1000)$). Однако при увеличении $|t|$ широкий бамп вымирает, тогда как сигнал от $f_0(980)$ остается: t-зависимость сечения рождения $f_0(980)$ — типичная для однопионного обмена. Доминантное рождение $f_0(980)$ при больших передачах трудно понять в рамках квазимолекулярной (или дейтроноподобной) структуры резонанса: вершина рождения $\pi \to f_0(980)$ содержит формфактор с t-зависимостью, определяемой размерами рождающейся составной системы — "молекулы". Этот формфактор подавляет рождение рыхлых составных систем при больших переданных импульсах. Подробное обсуждение структуры $f_0(980)$ дано в разделе 8.

Резонанс $a_0(980)$ виден в центральных pp-соударениях при 450 ГэВ как узкий пик на фоне малого сплошного спектра [15], что также является аргументом против гипотезы о его рыхлой, молекулоподобной, структуре. Обсуждение структуры $a_0(980)$ можно найти в разделе 9.

Резонанс $f_0(1505)$ был открыт при ре-анализе данных Crystal Barrel по $p\bar{p}$-аннигиляции в покое $p\bar{p} \to \pi^0\pi^0\pi^0$ [16, 17], ранее нерегулярность в районе 1500 МэВ интерпретировалась как D-волновой резонанс $AX_2(1515)$ [18]. Совместный анализ данных по рождению $\pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^0\pi^0\eta$ и $\pi^0\eta\eta$ показал также сильное рождение в этих реакциях других скалярных резонансов $a_0(1440)$, $a_0(980)$, $f_0(1370)$ и $f_0(980)$ [17, 19, 20]. В табл. 1 резонансы $a_0(1440)$ и $f_0(1370)$ рассматриваются в качестве первого радиального возбуждения мультиплета $^3P_0(0^{++})$ совместно с резонансом $f_0(1590)$. Оговоримся сразу же, что статус $f_0(1590)$ требует специального обсуждения — мы вернемся ниже к этому резонансу в связи с проблемой смешивания кварковых и глюонных состояний.

Согласно табл. 1, $f_0(1240)$ является скалярным $s\bar{s}$-компаньоном широкого резонанса $f_0(1000)$. Резонанс $f_0(1240)$ был виден в канале $K\bar{K}$ [21] , однако бесспорно, что он нуждается в подтверждении. В компиляции [1] он скинут в общую "корзину" скалярных резонансов в районе 1300–1400 МэВ; мы вернемся к обсуждению этого резонанса ниже (раздел 9).

В табл. 1 также предположено, что скалярный резонанс $K_0(1430)$ имеет в действительности двухполюсную структуру: в самом деле резонанс $K_0(1430)$ является весьма широким, $\Gamma \simeq 300$ МэВ, его ширина примерно вдвое больше ширин других странных P-волновых резонансов: $\Gamma[K_1(1270)] \simeq 90$ МэВ, $\Gamma[K_1(1400)] \simeq$ $\simeq 170$ МэВ, $\Gamma[K_2(1430)] \simeq 100$ МэВ. Это позволяет предполагать, что в этом районе в действительности имеется два резонанса с массами около 1300 МэВ и 1500 МэВ, $K_0^{(1)}(1300)$ и $K_0^{(2)}(1500)$, и ширинами порядка 150 МэВ.

В табл. 1 включены два новых изоскалярных 2^{-+}-резонанса: $\eta_2(1650)$ и $\eta_2(1870)$, наблюдаемых Crystal Barrel в реакции $p\bar{p} \to \eta\pi^0\pi^0\pi^0$ и распадающихся, соответственно, по каналам $a_2^0(1320)\pi^0$ и $f_2(1270)\eta$ [22]. Эти резонансы естественным образом заполняют D-волновой $q\bar{q}$-мультиплет $^1D_2(2^{-+})$.

Сравнение данных табл. 1 с экспериментальными значениями сразу же позволяет видеть, что имеется группа изоскалярных резонансов с $J^{PC} = 0^{++}$ или 2^{++}, которая оказывается "лишней" с точки зрения $q\bar{q}$-классификации. Прежде всего — это $f_0(980)$ и $f_0(1505)$. В районе 1600–2100 МэВ также наблюдаются скалярные резонансы: резонанс с массой 1740 МэВ ($J^{PC} = 0^{++}$ или 2^{++}) [23]; далее он обозначается как $f_J(1740)$ ($J = 0, 2$). В реанализе данных Mark-III $J/\psi \to \gamma + \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ [24] видны два сильнорождающихся резонанса в системе четырех пионов, $f_2(1780)$ и $f_0(2100)$. Резонанс $f_2(1780)$ близок к $f_2(1810)$, который был виден в $4\pi^0$-моде [25, 26], возможно, это один и тот же резонанс, или же сумма вкладов $f_2(1710) + f_2(1810)$.

В распаде $J/\psi \to \gamma + K\bar{K}$ наблюдается рождение резонанса $f_2(1710) \to K\bar{K}$ [27]: он также не попадает в систематику табл. 1.

Итак, резюмируем: группа изоскалярных резонансов, 0^{++} и 2^{++},

$$\begin{aligned}&f_0(980),\ f_0(1505),\ f_0(2100),\ f_J(1740)(J = 0, 2),\\ &f_2(1710),\ f_2(1780)\,, \qquad (4)\end{aligned}$$

не попадает в классификацию табл. 1. Необходимо проанализировать, не является ли какой-либо из этих резонансов действительно "лишним" с точки зрения $q\bar{q}$-систематики.

К кандидатам в экзотику нужно добавить еще один загадочный резонанс, наблюдавшийся группой ГАМС [28]: в канале $\eta\eta'$ виден узкий пик с массой 1910 МэВ. Резонанс не распадается по каналам $\eta\eta$, $\pi^0\pi^0$ и $K_s^0K_s^0$ и это служит основанием предполагать, что орбитальный момент $\eta\eta'$ системы является нечетным, $L = 1, 3, \ldots$ В этом случае мы имеем дело с резонансом с экзотическими квантовыми числами, невозможными в системе $q\bar{q}$. Минимальный вариант, $L = 1$, дает $J^{PC} = 1^{-+}$:

$$1^{-+}(1910)\,. \qquad (5)$$

Альтернативой, хотя и с совершенно непонятной динамикой, можно было бы считать, что L является четным; тогда при $L = 0$ или 2 следовало бы включить этот резонанс в группу (4): $f_J(1910)$ ($J = 0$ или 2).

Избыток изоскалярных резонансов 0^{++} и 2^{++} (см. (4)) является намеком на существование глюбольной экзотики: низшие двухглюбольные состояния должны иметь, согласно оценкам, которые мы обсудим ниже, именно эти квантовые числа. Однако прежде чем переходить к обсуждению глюболов, давайте посмотрим, нельзя ли "спасти" $q\bar{q}$-систематику, включив эти резонансы в следующие мультиплеты радиальных возбуждений $^3P_0$ и $^3P_2$.

На рис. 1а, б показаны траектории мезонов, принадлежащих мультиплетам $^1S_0$ и $^3S_1$ [1, 29]: они хорошо укладываются на линейные по M^2 траектории. Можно таким же образом оценить массы мезонов f_0 и f_2 из мультиплетов 3^3P_0 и 3^3P_2 (рис. 1в, г). Получаем следующие значения масс:

$$\begin{aligned}&3^3P_0:\ f_0(1720 \pm 40),\ f_0(1880 \pm 40),\\ &3^3P_2:\ f_2(1950 \pm 50),\ f_2(2070 \pm 50)\,. \qquad (6)\end{aligned}$$

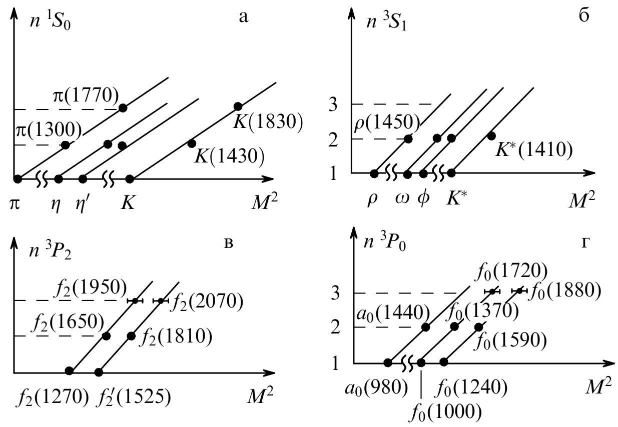

Рис. 1. Траектории мезонов — радиальных возбуждений S-волновых $q\bar{q}$-мультиплетов, с хорошей точностью линейные по M^2 (а, б) и оценка масс мезонов, принадлежащих к $^3P_2q\bar{q}$- и $^3P_0q\bar{q}$-мультиплетам, с помощью линейных по M^2 траекторий (в, г) (значения масс состояний $3^3P_2q\bar{q}$- и $3^3P_0q\bar{q}$ приведены в (6))

Аналогичным образом оцениваются массы мезонов 1^3F_2 мультиплета:

$$1^3F_2: \ f_2(2000 \pm 80),\ f_2(2100 \pm 80)\,. \tag{7}$$

Это означает, что мы не ожидаем дополнительных $q\bar{q}$-состояний с $I = 0$, $J^{PC} = 0^{++}$ ниже 1650 МэВ, а с $J^{PC} = 2^{++}$ — ниже 1900 МэВ: совершенно определенно $f_0(1505)$ и $f_2(1710)$ являются "лишними" с точки зрения $q\bar{q}$-систематики. Резонанс $f_0(980)$, как уже говорилось выше, также является хорошим кандидатом на экзотическое состояние, но тем не менее, вопрос о его природе — дискуссионный (см. раздел 8). Дискуссии может вызывать и природа других резонансов из группы (4), (5), но два резонанса

$$f_0(1505),\ f_2(1710) \tag{8}$$

определенно выпадают из $q\bar{q}$-классификации: мы с очевидностью встречаем здесь экзотику. И подозрения в первую очередь падают на глюболы. В следующих разделах обсудим, в каких реакциях следует ожидать повышенного рождения глюболов, а также, о чем говорят нам реакции с обогащенным рождением глюонных состояний.

3. Резонанс в спектре $\eta\eta'$ при 1910 МэВ, предположительно $J^{PC} = 1^{-+}$

Этот резонанс обнаружен группой ГАМС в реакции $\pi^-p \to nX(1910) \to n\eta\eta'$ [28], спектр $\eta\eta'$-масс показан на рис. 2а. Резонанс $X(1910)$ не виден в спектрах $\eta\eta$, $K^0_SK^0_S$ и $\pi^0\pi^0$ на следующем уровне (см. [28] и ссылки, данные там):

$$\frac{BR(\eta\eta)}{BR(\eta\eta')} < \frac{1}{20}\,, \qquad \frac{BR(K^0_SK^0_S)}{BR(\eta\eta')} < \frac{1}{15}\,, \qquad \frac{BR(\pi^0\pi^0)}{BR(\eta\eta')} < \frac{1}{15}\,. \tag{9}$$

Спин резонанса $X(1910)$ не определен, обсудим варианты $J = 0, 1, 2$ и 3. Если спин резонанса четен, $J^{PC} = 0^{++}$ или 2^{++}, то совершенно непонятным является факт подавления парциальных распадов по каналам $\eta\eta$,

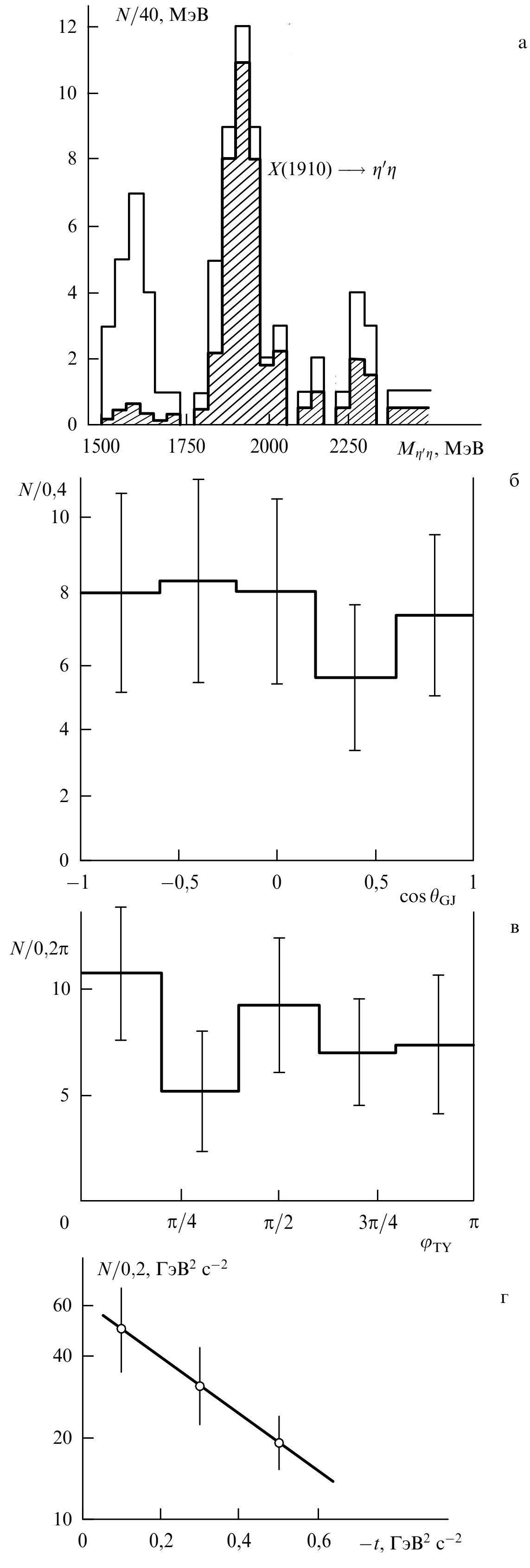

Рис. 2. Спектр $\eta'\eta$-системы в реакции $\pi^-p \to n\eta\eta'$ при $0{,}35 < |t| < 0{,}6$ ГэВ^2 с$^{-2}$. Заштрихованная гистограмма — спектр после выделения фона под η'-пиком (а). Распределения по полярному (б) и азимутальному (в) углам для распада $X(1910)$-мезона в системе Готтфрида–Джексона при $0{,}35 < |t| < 0{,}6$ ГэВ^2 с$^{-2}$. Дифференциальное t-распределение событий $\eta\eta'$ в районе пика $X(1910)$ (г)

$K_S^0 K_S^0$ и $\pi^0\pi^0$. Система $\eta\eta$ аналогична системе $\eta\eta'$, поэтому представляется, что динамика распада резонанса 0^{++} или 2^{++} по каналам $\eta\eta$ и $\eta\eta'$ должна быть схожей.

В случае нечетного спина запрещены распады в каналы $\eta\eta$, $K_S^0 K_S^0$ и $\pi^0\pi^0$ и возникает естественное объяснение, почему резонансный сигнал отсутствует в этих состояниях. Квантовые числа 1^{-+} и 3^{-+} являются экзотическими: такие квантовые числа невозможны в системе $q\bar{q}$. Резонно предположить, что, наблюдая в данном случае явную экзотику, мы встретились здесь с низшим экзотическим состоянием, т.е. что $J^{PC} = 1^{-+}$.

Экзотические квантовые числа 1^{-+} могут быть или у двухглюонного глюбола GG, если составляющие (или эффективные) глюоны являются массивными, или у гибрида $Gq\bar{q}$. Механизм рождения 1^{-+}-глюбола в реакции $\pi^- p \to n + GG(1^{-+})$ показан на рис. 3: мы имеем дело либо с t-канальным обменом пионоподобным состоянием типа $\pi(1300)$ или $\pi(1770)$ (распад $GG(1^{-+}) \to \pi\pi$ запрещен) (рис. 3а), либо с обменом a_1-мезоном (рис. 3б). Диаграмма пионоподобного обмена, возможно, работает при малых передачах. При больших передачах доминирует диаграмма с a_1-обменом.

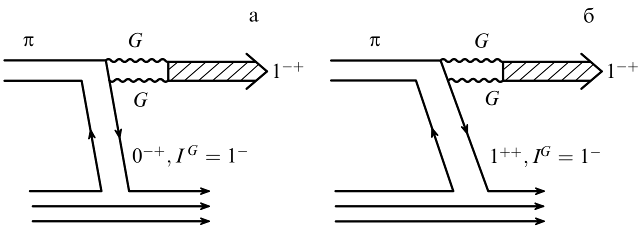

Рис. 3. Кварковые диаграммы, определяющие рождение $X(1910)$-мезона в случае его глюбольной природы

Диаграмма (рис. 3б), отвечающая t-канальному обмену a_1-мезоном, имеет вершину рождения резонанса $X(1^{-+})$ со следующей структурой:

$$(e_{a_1}\epsilon_X)\,, \tag{10}$$

где e_{a_1} — вектор поляризации 1^{++}-мезона. Поэтому диаграмма (рис. 3б) не приводит к угловой зависимости продуктов распада в системе Готфрида–Джексона.

Вершина рождения резонанса $X(1^{-+})$ в случае обмена t-канальным состоянием с квантовыми числами пиона (рис. 3а) имеет структуру

$$(\mathbf{k}\vec{\epsilon}_X)\,, \tag{11}$$

где $\mathbf{k}$ — относительный импульс налетающего пиона и t-канального состояния в системе Готфрида–Джексона, а $\vec{\epsilon}$ — вектор поляризации резонанса. Поэтому в этой системе угловое распределение частиц — продуктов распада — ведет себя как $\cos^2\theta_{\mathrm{GJ}}$ в области, где доминирует диаграмма (рис. 3а).

Экспериментальные данные по угловой зависимости $\eta\eta'$ в системе Готфрида–Джексона (рис. 2б, в) согласуются с механизмом рождения $X(1^{-+})$, представленным на рис. 3б. Именно при больших $|t|$

$$W(\cos\theta_{\mathrm{GJ}}) = \mathrm{const}\,. \tag{12}$$

Это говорит о том, что при $|t| > 0{,}35$ (ГэВ/c)^2 работает диаграмма рис. 3б.

В области больших передач $|t|$-зависимость сечения сравнительно слабая: $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t(\pi^- p \to X(1910)) \sim \exp[Bt]$ и $B \simeq 2$ (ГэВ/c)$^{-2}$ (см. рис. 2г).

Итак, можно заключить: существующие экспериментальные данные свидетельствуют в пользу того, что резонанс $\eta\eta'(1910)$ является экзотическим с $J^{PC} = 1^{-+}$. Ниже будет обсуждена гипотеза о глюбольной природе резонанса $1^{-+}(1910)$ (согласно этой гипотезе нужно, чтобы мягкие глюоны имели эффективную массу); мы также обсудим, базируясь на правилах $1/N$-разложения [30, 31], почему глюболы предпочитают распадаться на η и η'.

4. Резонанс $f_2(1710)$ и механизм радиационных распадов J/ψ

Этот резонанс хорошо виден в $K\bar{K}$-спектрах радиационного распада $J/\psi \to \gamma + K\bar{K}$ [27]. Резонанс $f_2(1710)$ распадается также по каналу $\pi\pi$ [32] и, возможно, в канал $\sigma\sigma \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ [24].

Резонансные распады J/ψ-мезона являются реакциями с обогащенным рождением глюонных состояний в адронной компоненте. Возможные типы процессов показаны на рис. 4: фотон может испускаться как чармованными кварками (рис. 4а, б), так и легкими (рис. 4в, г). Процессы на рис. 4а, б определяют рождение глюболов или мезонов с большой примесью глюбольной компоненты. В процессах на рис. 4в, г рождаются $q\bar{q}$- или $q\bar{q}G$-мезоны. Удачей глюбольной физики является то, что процессы, представленные на рис. 4в, г (так же, как и на рис. 4б), являются подавленными. В радиационных распадах J/ψ доминирует двухглюонный переход, а трехглюонный подавлен. Согласно [52] имеется следующая оценка парциальных ширин:

$$\frac{\Gamma(J/\psi \to \gamma gg)}{\Gamma(J/\psi \to ggg)} \simeq (19 \pm 6) \times 10^{-2}\,. \tag{13}$$

Это означает, что $\Gamma(J/\psi \to \gamma ggg)$ составляет не более 3–4 % $\Gamma(J/\psi \to \gamma gg)$. Таким образом, в радиационных распадах J/ψ наблюдаются проекции двухглюонного состояния на адронные состояния.

Открытие $f_2(1710)$-резонанса происходило не гладко: в первоначальных анализах экспериментальных данных значение $J^{PC} = 2^{++}$ было намного предпочтительнее других квантовых чисел, однако впоследствии ошибочный анализ дал спин нуль [33]. Только недавний реанализ данных восстановил первоначальный результат: 1710-резонанс является тензорным [34].

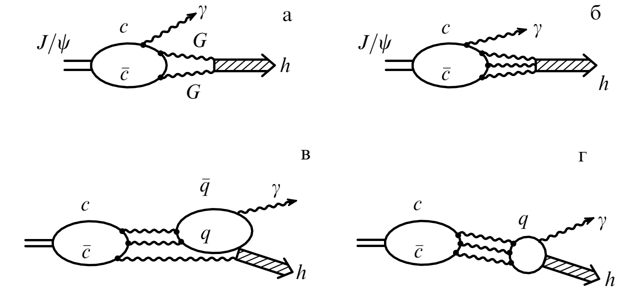

Рис. 4. Диаграмма, определяющая основной вклад в рождение глюболов в радиационных распадах J/ψ (а) и диаграммы, дающие малые поправки к основному вкладу (б, в, г)

5. Проблема извлечения информации из реакций рождения трех частиц: открытие $f_0(1505)$

Данные коллаборации Crystal Barrel по рождению трех мезонов в $p\bar{p}$-аннигиляции в покое являются исключительно богатыми по числу набранных событий. Они бесспорно открывают новую страницу в исследовании мезонов в районе масс 1000–1600 МэВ. Однако столь большая статистика событий и прецизионность их измерений требует одновременно адекватного учета интерференционных явлений и эффектов взаимодействия в конечном состоянии. В этом разделе изложены ключевые пункты методики анализа таких реакций на примере исследования процессов

$$p\bar{p} \to \begin{cases} \pi^0 & \pi^0 & \pi^0\,, \\ \pi^0 & \pi^0 & \eta\,, \\ \pi^0 & \eta & \eta\,. \end{cases} \tag{14}$$

Это исследование привело к открытию $f_0(1505)$.

Обсудим прежде всего структуру амплитуды рождения трех пионов. Этот переход может происходить со следующих водородоподобных $p\bar{p}$-уровней:

$$\begin{aligned} &{}^1S_0\,:\; J^P = 0^-\,, \\ &{}^3P_1\,: \qquad 1^+\,, \\ &{}^3P_2\,: \qquad 2^+\,. \end{aligned} \tag{15}$$

Подчеркнем, что аннигиляция с разных уровней может быть различна для различных процессов, например таких, как $p\bar{p} \to \pi\pi\pi$ и $p\bar{p} \to \pi\pi$: вероятности переходов сильно зависят от радиусов аннигиляции, тогда как сами радиусы различны для разных каналов аннигиляции. Поэтому проблема, с какого уровня идет процесс, должна решаться для каждой реакции отдельно. Ниже предполагается, что аннигиляция в три пиона идет с уровня ${}^1S_0$. В этом случае амплитуда имеет следующую структуру:

$$\delta_{ab}\delta_{cz}A(1,2;3) + \delta_{bc}\delta_{az}A(2,3;1) + \delta_{ca}\delta_{bz}A(3,1;2)\,. \tag{16}$$

Индексы 1, 2, 3 относятся к импульсам пионов, тогда как индексы a, b, c определяют их заряды; z есть изоспин начального состояния: $z = 0$ для $p\bar{p}$ и $z = 1$ для $\bar{p}n$. Амплитуда удовлетворяет условию симметрии $A(1,2;3) = A(2,1;3)$. Амплитуда перехода в различные каналы равна

$$\begin{aligned} p\bar{p} &\to \begin{cases} \pi^0\pi^0\pi^0 & A(1,2;3) + A(2,3;1) + A(3,1;2), \\ \pi^+\pi^-\pi^0 & A(1,2;3), \end{cases} \\ \bar{p}n &\to \begin{cases} \pi^-\pi^-\pi^+ & A(2,3;1) + A(3,1;2), \\ \pi^0\pi^0\pi^- & A(1,2;3). \end{cases} \end{aligned} \tag{17}$$

В очень грубом приближении амплитуда $A(1,2;3)$ может быть представлена как сумма амплитуды рождения резонансов и сравнительно гладкой фоновой функции.

В этом случае

$$A(1,2;3) = \alpha + \sum_R \frac{a_R X_R}{s_{12} - M_R^2 + \mathrm{i}\Gamma_R M_R}\,, \tag{18}$$

α и a_R являются гладкими функциями квадратов парных энергий s_{ik}, а X_R есть центробежный фактор, равный 1 для резонансов с $J = 0$ и равный

$$X_2 = \left(k_a k_b - \frac{1}{3}\,k^2\delta_{ab}\right)\left(k_{3a}k_{3b} - \frac{1}{3}\,k_3^2\delta_{ab}\right) \tag{19}$$

для $J = 2$; здесь $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_3$, соответственно, относительный импульс частиц 1 и 2 в системе покоя этих двух пионов и импульс третьего пиона в с.ц.м. трех мезонов; a и b — пространственные индексы.

С точки зрения фитирования экспериментальных данных очень важно, что α и a_R являются комплексными: их комплексность определяется взаимодействием частиц в конечном и начальном состояниях, которое не учитывается явно в рамках этого грубого приближения.

Представление амплитуды в форме (18) можно рассматривать как выделение лидирующих сингулярностей амплитуды, конкретно — полюсных. Однако если экспериментальные данные являются достаточно прецизионными, подобно данным коллаборации Crystal Barrel по реакциям (14), точность представления амплитуды в форме (18) является недостаточной: необходимо выделение сингулярностей, следующих за лидирующими. Такие сингулярности связаны с процессами перерассеяния образовавшихся мезонов. На рис. 5а, б слагаемые амплитуды (18) показаны в диаграммной форме: диаграмма на рис. 5а определяет гладкую фоновую амплитуду α, на рис. 5б — процесс рождения резонансов. Диаграммы с перерассеянием мезонов в конечном состоянии показаны на рис. 5в–е. Учет перерассеяний приводит также к включению пороговых сингулярностей в ширины резонансов:

$$\Gamma_R M_R \to \sum_n \gamma_n\,\frac{k_{12}^{2L+1}}{\sqrt{s_{12}}}\,. \tag{20}$$

Здесь k_{12}^{2L+1} — относительный импульс двух частиц, на которые может распадаться резонанс (если это пионы, то $k_{12} = k$), а L — их орбитальный момент.

Учет пороговых сингулярностей особенно важен, когда порог находится вблизи резонанса. Канал $K\bar{K}$ дает как раз такой пример: резонансы $f_0(980)$, $f_0(1000)$ и $a_0(980)$ имеют большие парциальные ширины распада в состояние $K\bar{K}$. Перерассеяния приводят также к пороговым сингулярностям в вершинах a_R (рис. 5г).

Другая проблема с представлением амплитуды рождения в форме (18) связана с тем, что резонансы $f_0(980)$ и

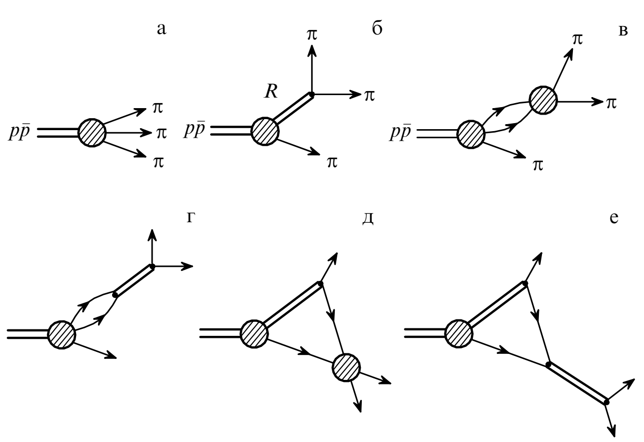

Рис. 5. Диаграммы, определяющие различные процессы рождения и перерассеяния пионов в реакции $p\bar{p} \to \pi\pi\pi$

$f_0(1000)$ являются перекрывающимися. Чтобы учесть это обстоятельство, а также тот факт, что оба эти резонанса сильно связаны с каналами $\pi\pi$ и $K\bar{K}$, необходимо рассмотреть S-волновую амплитуду в двухканальном приближении. Такое рассмотрение удобно проводить в рамках N/D-метода [35]. Амплитуда $\hat{A}$ представляется как отношение $\hat{N}/\hat{D}$:

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} A(\pi\pi \to \pi\pi) & A(\pi\pi \to K\bar{K}) \\ A(K\bar{K} \to \pi\pi) & A(K\bar{K} \to K\bar{K}) \end{pmatrix} = \frac{\hat{N}}{\hat{D}}\,. \qquad (21)$$

Матрица $\hat{N}$ описывает силы взаимодействия и содержит так называемые левые сингулярности, а $\hat{D}$ описывает правые сингулярности амплитуд, определяющие перерассеяние частиц (пороговые особенности при $s = 4m_\pi^2$ и $4m_K^2$). Амплитуда $\pi\pi$-рассеяния может быть записана в форме

$$A(\pi\pi \to \pi\pi) = \frac{a(\pi\pi \to \pi\pi)}{\det|\hat{D}|}\,. \qquad (22)$$

Нули $\det|\hat{D}|$ соответствуют резонансам амплитуд. Фактор $(\det|\hat{D}|)^{-1}$ является общим для всех амплитуд (21). И, что очень важно для дальнейшего, этот же фактор возникает в амплитуде рождения трех пионов: $A(1,2;3)$. Это связано с условием унитарности для амплитуды рождения в двухпионном канале. Таким образом, вклад двух брейт–вигнеровских полюсов в (18), $R(980)+$ $+R(1000)$, должен быть видоизменен в соответствии с (22):

$$R(980) + R(1000) \to \frac{a_R}{\det|\hat{D}|}\,, \qquad (23)$$

$\det|\hat{D}|$ должен находиться из фита данных для $\pi\pi$-амплитуды при $\sqrt{s_{12}} \leqslant 1{,}2$ ГэВ. Достаточно простая и вместе с тем реалистическая параметризация $\pi\pi$-амплитуды следующая [17]:

$$\det|\hat{D}| = (s - s_1)(s - s_2) - \mathrm{i}\rho_{\pi\pi}\gamma_1 - \mathrm{i}\rho_{KK}\gamma_2 - \rho_{\pi\pi}\rho_{KK}\gamma_3\,. \qquad (24)$$

Здесь $\gamma_i = \alpha_i + \beta_i s$, $\rho_{\pi\pi} = [(s - 4m_\pi^2)/s]^{1/2}$, $\rho_{KK} =$ $= [(s - 4m_K^2)/s]^{1/2}$, $s_1 = 0{,}305$, $s_2 = 1{,}335$, $\alpha_1 = 5{,}810$, $\alpha_2 = 2{,}882$, $\alpha_3 = -0{,}589$, $\beta_1 = -6{,}111$, $\beta_2 = -3{,}503$, $\beta_3 = 1{,}007$ (все значения даны в ГэВ). Фит амплитуды $\pi\pi \to \pi\pi$, приведший к (24), показан на рис. 6.

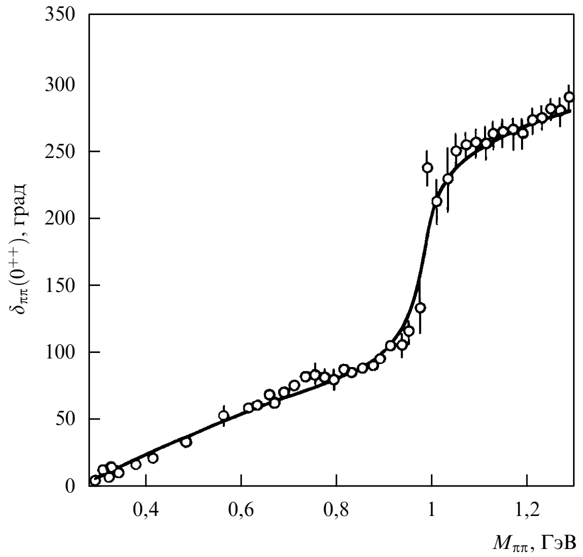

Рис. 6. S-волновые фазовые сдвиги амплитуды $\pi\pi$-рассеяния с $I = 0$ (сплошная кривая — фит данных по формуле (24))

Наиболее примечательной чертой реакции $p\bar{p} \to \pi^0\pi^0\pi^0$ является сильная интерференция резонансов в районе 1300–1500 МэВ с низкоэнергетическими резонансами ($f_0(980)$, $f_0(1000)$) в кроссинговых каналах. Это означает сильную интерференцию амплитуд $A(i,j;k)$, входящих в уравнение (17). С учетом того, что сведения о низкоэнергетических резонансах можно почерпнуть из других реакций (например, из данных $\pi N \to \pi\pi N$ при малых переданных импульсах нуклону), оказывается, что эта интерференция в действительности помогает определить характеристики резонансов с большими массами (рис. 7). Рассмотрим район далиц-плота с большими s_{12} (это правый крайний угол далиц-плота на рис. 7а). Рис. 7б показывает z-распределения ($z = \cos\theta_{13}$) при фиксированных s_{12} — срезы вдоль оси s_{23} (рис. 7а). Срез при $\sqrt{s_{23}} = 1536$ МэВ дает z-распределение, похожее на распределение с большой добавкой D-волны в $\pi\pi$-системе: D-волновое распределение пропорционально $(z^2 - 1/3)^2$. Но срезы при других $\sqrt{s_{12}}$ противоречат этой идее: бамп в районе $z = 0$ сужается при уменьшении s_{12} и увеличивается при увеличении s_{12}. Такое поведение естественно объясняется интерференцией с резонансами в каналах 13 и 23: подавление вероятности рождения в районе $z = \pm 1$ происходит из-за деструктивной интерференции с $f_0(980)$. Кривые на рис. 7б описывают z-распределения, полученные при фитировании данных: центральный пик обусловлен интерференцией $f_0(1505)$ с $f_0(980)$ и $f_0(1000)$.

В [19, 20] был проведен одновременный фит реакций (14) в рамках описанного выше подхода: амплитуды рождения мезонов были представлены в виде (18), но при этом одновременно учитывались также пороговые сингулярности и эффекты перекрытия резонансов (23). Фитировались также и данные по фазовому анализу S-волновой $\pi\pi$-амплитуды с $I = 0$.

Результаты фита удобно представить на арган-плоте. Для этого амплитуда $A(1,2;3)$ раскладывается по парциальным волнам в канале 12:

$$A(1,2;3) = \sum_l (2l+1) A_l(1,2;3) P_l(z)\,. \qquad (25)$$

На рис. 8 приведены $A_0(1,2;3)$ и $A_2(1,2;3)$ как функции $M = \sqrt{s_{12}}$. Окружности, описываемые амплитудой на арган-плоте, как и в случае амплитуды упругого рассеяния, соответствуют резонансам: амплитуда "движется" при увеличении M по кругу против часовой стрелки.

На арган-плоте (рис. 8а) видны резонансы $f_0(980)$ и $f_0(1505)$: слабовыраженный круг, соответствующий $f_0(980)$, и ясный, сильный сигнал от $f_0(1505)$. Параметры резонанса $f_0(1505)$ следующие:

$$M = 1505 \pm 20 \text{ МэВ}\,, \qquad \Gamma = 150 \pm 20 \text{ МэВ}\,. \qquad (26)$$

Совместный анализ реакций (14) указывает также на рождение еще одного скалярного резонанса с $I = 0$, $f_0(1360)$ и двух скалярных резонансов с $I = 1$: $a_0(980)$ и $a_0(1450)$. Параметры новых резонансов — $f_0(1360)$ и

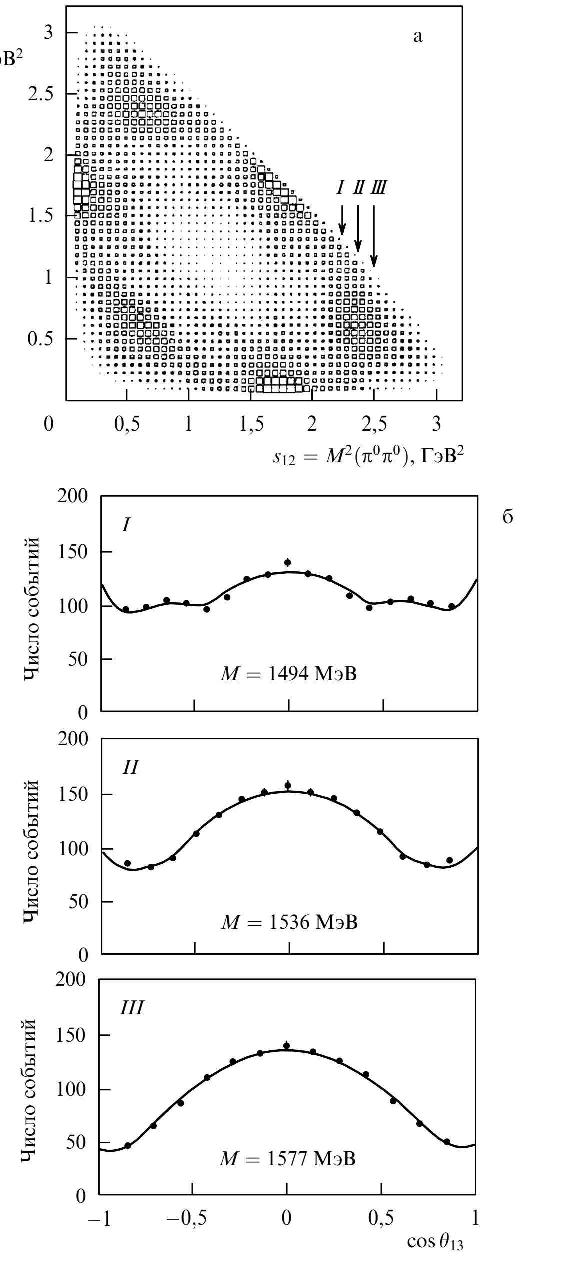

Рис. 7. Далиц-плот реакции $p\bar{p}$ (в покое) $\to \pi^0\pi^0\pi^0$ (а) (разрезы *I*, *II* и *III* показаны стрелками) и z-распределения при фиксированных s_{12} ($z = \cos\theta_{13}$, где θ_{13} — угол между импульсами пионов 1 и 3 в с.ц.м. частиц 1 и 2) (б)

$a_0(1460)$ — следующие:

$$f_0(1360):\; M = 1360\ \text{МэВ}, \qquad \Gamma = 265\ \text{МэВ},$$
$$a_0(1450):\; M = 1450\ \text{МэВ}, \qquad \Gamma = 270\ \text{МэВ}. \qquad (27)$$

В табл. 1 эти резонансы интерпретируются как первые резонансные возбуждения $q\bar{q}$ мультиплета $3P_0$.

Анализ реакций (14) проводился, как говорилось выше, с учетом полюсных особенностей амплитуды (рождение резонансов) и пороговых сингулярностей, обусловленных перерассеянием мезонов в конечном состоянии. Более далекими особенностями, которые влияют на амплитуду рождения мезонов, являются особенности треугольных диаграмм (рис. 5д, е), свя-

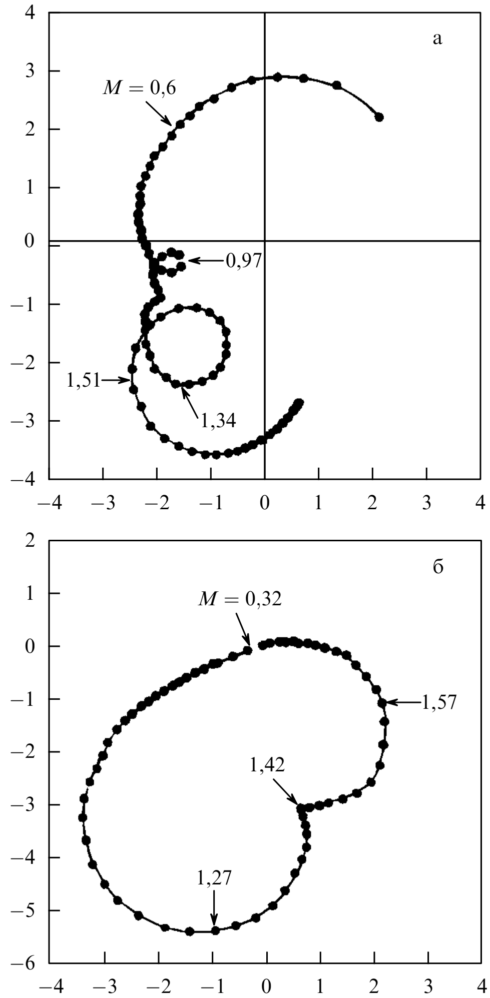

Рис. 8. Арган-диаграммы для $\pi\pi S$-волновой амплитуды, полученной в фите данных реакции $p\bar{p} \to \pi^0\pi^0\pi^0$ (а) и для $\pi\pi D$-волновой амплитуды (б)

занные с процессом рождения резонанса, его последующим двухчастичным распадом и перерассеянием продукта распада на третьей частице. Учет сингулярностей треугольных диаграмм проводился в [20] в реакции $p\bar{p} \to \pi^0\pi^0\pi^0$: учитывались S-волновые перерассеяния пионов в состоянии $I = 0$. В соответствии с этим амплитуда $A_0(1,2;3)$, определяемая уравнением (25), разбивалась на две: амплитуду, описывающую диаграммы типа $A_{\text{B+R}}(s_{12})$ (рис. 5а–г), и амплитуду треугольных диаграмм $A_{\text{т}}(s_{12})$. Именно,

$$A_0(1,2;3) = A_0(s_{12}) = A_{\text{B+R}}(s_{12}) + A_{\text{т}}(s_{12})\,. \qquad (28)$$

Результат фита экспериментальных данных показан на рис. 9б, в: суммарная амплитуда $A_{\text{B+R}} + A_{\text{т}}$ (рис. 9б) мало отличается от амплитуды A_0, полученной без учета треугольного графика (рис. 9а). Однако амплитуда $A_{\text{B+R}}$, описывающая прямое рождение мезонов и рождение резонансов (рис. 9в), отличается от решения, даваемого рис. 9а, весьма сильно: четко видно рождение резонанса $f_0(980)$, соответствующий круг стал ясно различим. Треугольные диаграммы слабо повлияли на определение параметров резонанса $f_0(1505)$. Это не удивительно: сингулярность треугольного графика

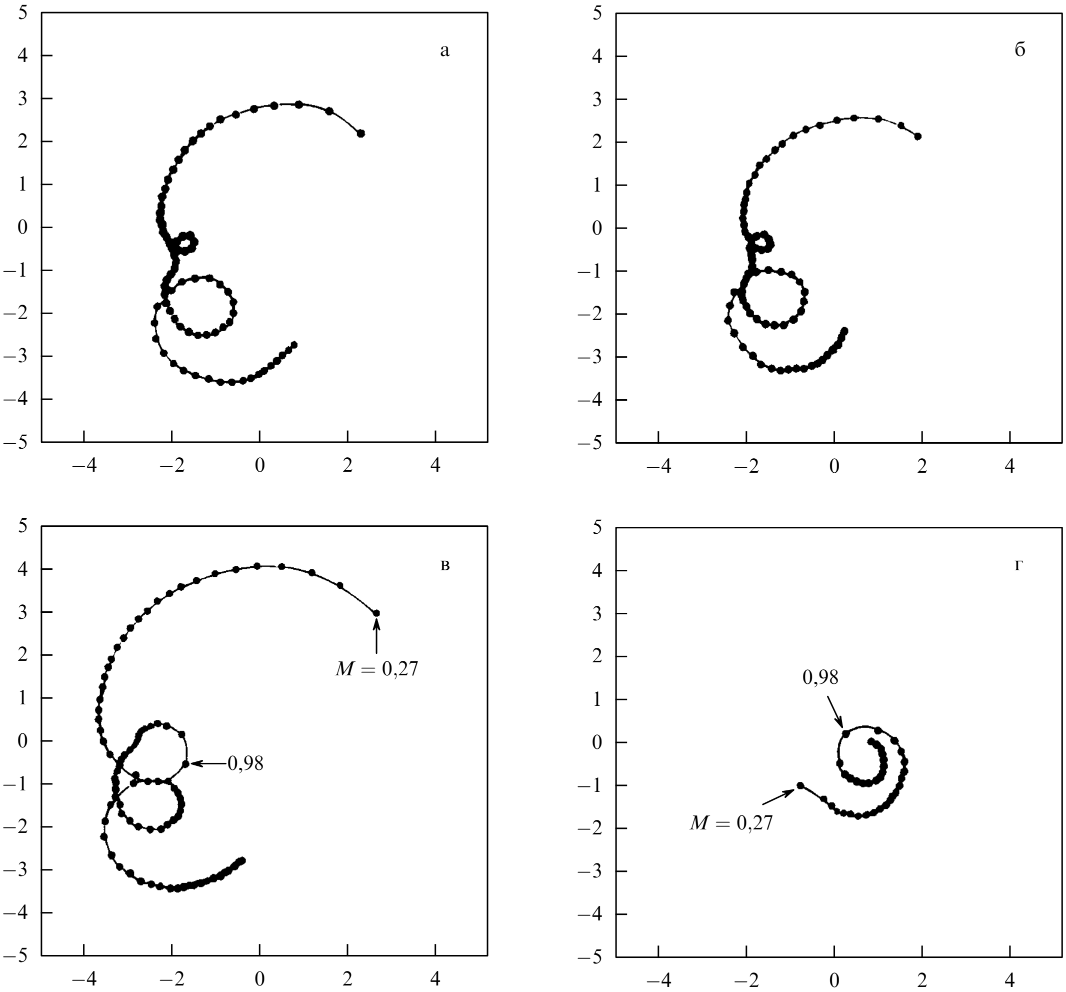

Рис. 9. Арган-диаграммы для $\pi\pi S$-волновой амплитуды A_0, определяемой без учета треугольной диаграммы (а), для амплитуды A_0, задаваемой уравнением (28), т.е. с учетом треугольной диаграммы (б), для амплитуды $A_{\mathrm{B+R}}$ (см. уравнение (28)) (в) и для амплитуды треугольной диаграммы A_{T} (г)

находится при сравнительно низких энергиях $\pi\pi$-системы.

Можно сделать следующее заключение, базирующееся на результатах анализа реакций (14):

1. Экспериментальные данные коллаборации Crystal Barrel определенно указывают на существование скалярного резонанса $f_0(1505)$, распадающегося по каналам $\pi\pi$ и $\eta\eta$.

2. Учет перерассеяний образовавшихся мезонов не меняет этого вывода. Особенности треугольной диаграммы существенны при определении характеристик низколежащих резонансов, таких как $f_0(980)$.

6. Глюболы и КХД

Как было сказано выше, основываясь на первых принципах КХД, невозможно в настоящее время вычислить массы связанных состояний. Кварк-глюонные взаимодействия в мягкой области (на расстояниях порядка 1 фм) описываются в рамках КХД-мотивированной феноменологии. В рамках такого подхода глюболы, составные системы глюонов, ожидались весьма давно [36–40]. В настоящем разделе кратко обсуждаются предсказания КХД-мотивированной феноменологии для глюбольного сектора.

6.1. Модель мешка

Модель мешка MIT предсказывает спектр и массы низших глюбольных состояний [40, 41]. Модель рассматривает глюонное поле в статической полости (простейший вариант — сферический бэг). Тензор глюонного поля удовлетворяет условию конфайнмента: глюонный поток не уходит сквозь поверхность полости,

$$n_\mu G_{\mu\nu} = 0\,. \tag{29}$$

Здесь n_μ — нормаль к поверхности полости, в которой заключены глюоны. Граничное условие (29) позволяет найти собственные моды поля. Имеется два семейства решений:

поперечное электрическое поле TE с четностью $(-1)^{l+1}$,

поперечное магнитное поле TM с четностью $(-1)^l$.

Решений с $l = 0$ нет. Параметры бэга, найденные при описании $q\bar{q}$- и qqq-состояний, позволяют рассчитать энергии собственных мод: низшее состояние есть TE-мода с $l = 1$, ее энергия равна $E(1^+) = 2{,}74/R$ (R — радиус полости). Далее идут состояния (TE, $l = 2$)-мода с $E(2^-) = 3{,}96/R$ и (TE, $l = 1$)-мода с $E(1^-) = 4{,}49/R$ [41].

Синглетное по цвету состояние может быть образовано как двумя, так и тремя глюонами. Соответственно, низшие глюболы формируются двумя глюонами в (TE, $l=1$)-моде:

$$J^{PC}=0^{++},\ 2^{++}\,. \tag{30}$$

Следующие возбужденные двухглюонные состояния формируются модами (TE, $l=1+TE$, $l=2$) и (TE, $l=1+TM$, $l=1$). Их квантовые числа:

$$J^{PC}=2^{-+},\ 0^{-+}\,. \tag{31}$$

При этом ряд состояний, таких как 1^{-+}, 2^{-+}, 3^{-+} не реализуется из-за безмассовости глюона (соответствующий метод расчета глюонных состояний можно найти в [42, 43]). Оценки масс двух- и трехглюонных глюболов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Низколежащие глюболы в модели мешка [40, 41]

Состояния	J^{PC}	Масса, ГэВ ($R^{-1}=175$ МэВ)	Масса, ГэВ ($R^{-1}=274$ МэВ)
Два глюона, основные состояния	0^{++}, 2^{++}	0,96	1,5
Два глюона, первые возбужденные состояния	0^{-+}, 2^{-+}	1,3	2,0
Три глюона, основные состояния	0^{++}, 1^{+-}, 3^{+-}	1,45	2,3
Три глюона, первые возбужденные состояния	3^{-+}, $2\times 2^{-+}$ 1^{-+}, 0^{-+}, 3^{--} 2^{--}, $2\times 1^{--}$	1,8	2,7

Значение $R=175$ МэВ$^{-1}$ (или 1,14 фм), обсуждавшееся в [41], дает массы низших глюболов (0^{++} и 2^{++}) вблизи 1000 МэВ и предсказывает большое число глюболов в районе до 1500 МэВ. Сейчас, когда накоплен богатый экспериментальный материал о мезонах в этом интервале масс, более реалистической представляется ситуация, когда спектр глюболов сдвинут в район 1500–2000 МэВ. В табл. 2 приведены вычисленные значения масс глюболов для случая, когда основные глюбольные состояния находятся вблизи 1500 МэВ ($R\simeq 0{,}7$ фм). Характерно, что глюбол с экзотическими квантовыми числами 1^{-+} (трехглюонное состояние) находится в этом случае весьма высоко (при 2700 МэВ). Это является прямым следствием безмассовости глюона в полости бэга.

6.2. Решеточные вычисления

Калибровочная теория на решетке была сформулирована Вильсоном [44]; вычислительная техника, базирующаяся на методе Монте-Карло, разработана в серии работ [45–47]. Последующие годы ознаменовались многочисленными усилиями в развитии и совершенствовании этого подхода.

При КХД-вычислениях на решетке используется формулировка теории в виде интеграла по путям:

$$Z=\int D\psi\, DU \exp(-S_Q-S_G)\,. \tag{32}$$

Интегрирование проводится по всем фермионным полям ψ, $\bar\psi$ и по U, по $SU(3)$-матрицам, представляющим собой глюонные поля, которые определены на каждом соединении решетки. Действие, которое используется почти во всех вычислениях, характеризуется как [45]:

$$S_G=\frac{\beta}{6}\sum_{x,\mu,\nu}P_{\mu\nu}(x)\,,$$

$$S_Q=\kappa\sum_{x,\mu}\bar\psi_x\left[(1-\gamma_\mu)U_{x,\mu}\psi_{x+\mu}+(1+\gamma_\mu)U^{+}_{x-\mu,\mu}\psi_{x-\mu}\right]+ \\ +\sum_x\bar\psi_x\psi_x\,. \tag{33}$$

"Плакетка" $P_{\mu\nu}(x)$ есть след произведения U-матриц вокруг элементарного квадратика, лежащего в плоскости $\mu-\nu$ и задаваемого точкой x.

В решеточных вычислениях глюболов, проведенных к настоящему моменту, используется только глюонная часть действия (33), кварковыми степенями свободы в глюбольных состояниях пренебрегают. Параметром глюонной части решеточного действия является $\beta=6/g_0^2$, параметр κ определяется массой голого кварка $\kappa=1/(8+2m_0a)$.

В пределе бесконечно малой длины решетки, $a\to 0$, действие редуцируется в стандартное выражение КХД:

$$S_G=\frac{1}{4g_0^2}\int d^4x\,(F^a_{\mu\nu})^2+0(a)\,,$$

$$S_Q=\int d^4x\,\bar\psi(x)(\partial_\mu\gamma_\mu+m_0)\psi(x)+0(a)\,. \tag{34}$$

Здесь $0(a)$ описывает члены, исчезающие с занулением a. Решеточная длина a строится так, чтобы в пределе $\beta\to\infty$ и $a\to 0$ физические величины оставались фиксированными. Вычисления проводятся в эвклидовом пространстве, когда время t мнимо.

Несмотря на прогресс, достигнутый в последние годы в создании алгоритма расчетов, вычисления масс глюболов являются трудными из-за малого отношения сигнала к шуму. Результаты расчета [48] приведены в табл. 3 в единицах натяжения струны, $\sqrt{\sigma}$, и при $\sigma=(440\ \text{МэВ})^2$ (такое значение σ хорошо описывает массы легких адронов и согласуется с моделью реджевских траекторий). Подчеркнем еще раз, что расчеты, результаты которых приведены в табл. 3, базируются на предположении, что массы глюболов мало чувствительны к примесям легких кварков. Дальнейший прогресс в вычислении спектра низколежащих глюболов должен быть связан с выяснением роли смешивания глюбольных состояний с $q\bar q$-компонентами и с последующим учетом этого смешивания.

Таблица 3. Результаты решеточного расчета спектра глюболов в глюодинамике [48]. Минимальная длина решетки $a=0{,}055$ фм ($\beta=6{,}4$). Символом э обозначены состояния с экзотическими квантовыми числами

J^{PC}	$m/\sqrt{\sigma}$	m, МэВ ($\sqrt{\sigma}=440$ МэВ)
0^{++}	$3{,}52\pm0{,}12$	$1549\pm\ 53$
2^{++}	$5{,}25\pm0{,}25$	2310 ± 110
0^{-+}	$5{,}3\pm0{,}6$	2332 ± 264
1^{+-}	$6{,}6\pm0{,}6$	2904 ± 264
0^{+-} э	<9	<3960
2^{-+}	$7{,}0\pm0{,}3$	3080 ± 132
1^{-+} э	<10	<4400
3^{++}	$8{,}9\pm1{,}1$	3916 ± 485
2^{+-} э	$10{,}0\pm2{,}0$	4400 ± 880
1^{++}	$9{,}0\pm0{,}7$	3960 ± 308
2^{--}	$9{,}2\pm0{,}8$	4050 ± 352

6.3. Модель потоковой трубки [49]

Модель потоковой трубки идеологически базируется на решеточных вычислениях: в этой модели структура взаимодействия мотивирована гамильтонианом решеточной КХД. В модель не заложено понятие "конституентного глюона". Предполагается, что в пределе сильной связи более адекватным понятием для описания глюболов является поток глюонного поля: основное состояние и возбуждения потоковой трубки определяют спектр глюболов.

Массы глюболов, полученные в этой модели, представлены в табл. 4. Несмотря на то, что модель идеологически базируется на решеточных вычислениях, массы возбужденных глюбольных состояний значительно отличаются от аналогичных величин, полученных в [48] (см. табл. 3). Масса низшего глюбола $0^{++}(1520)$ в табл. 4 зафиксирована определенным выбором параметров.

Таблица 4. Низколежащие чисто глюонные состояния в модели потоковой трубки [49]. Модель содержит параметры, которые не позволяют однозначно определить положение низшего глюбола, однако массовые расщепления не слишком чувствительны к выбору этих параметров

J^{PC}	m, МэВ
0^{++}	1520
1^{+-}	2250
0^{++}	2750
$0^{++}, 0^{+-}, 0^{-+}, 0^{--}$	2790
2^{++}	2840
$2^{++}, 2^{+-}, 2^{-+}, 2^{--}$	2840
1^{+-}	3250
3^{+-}	3350

Подчеркнем одно важное свойство модели: она позволяет вычислить состояния радиальных возбуждений. Например, в табл. 4 представлена целая серия 0^{++}-глюболов: $0^{++}(1520)$, $0^{++}(2750)$ и $0^{++}(2790)$. В рамках решеточного счета невозможно в настоящее время выделение радиальных возбуждений, и вряд ли такие расчеты окажутся осуществимыми в ближайшем будущем.

6.4. Глюболы как составные системы массивных эффективных глюонов

Введение массивных эффективных глюонов тесно связано с проблемой аналитичности амплитуд в мягкой области. Рассмотрение глюонов как безмассовых частиц может приводить к нарушению аналитических свойств. Характерным примером являются процессы рассеяния адронов при высоких энергиях: они описываются t-канальными глюонными обменами (рис. 10). На языке адронных состояний это соответствует обмену реджезованными глюболами. Диаграммы (см. рис. 10) с безмассовыми глюонами имеют сингулярности при $t = 0$, которые нарушают аналитические свойства амплитуды рассеяния: в самом деле, t-канальные сингулярности расположены при $t \geqslant 4\mu_\pi^2$ (μ_π — масса пиона). Возможный механизм восстановления аналитических свойств амплитуды обусловлен возникновением эффективной массы у мягких глюонов.

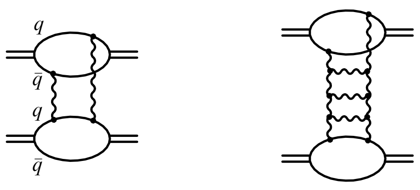

Рис. 10. Диаграммы мезон-мезонного рассеяния при высоких энергиях с t-канальным обменом глюонами (волнистые линии) (набор лестничных глюонных диаграмм определяет померон Липатова [50])

Необходимость введения эффективной массы глюонов диктуется также экспериментальными данными по распаду тяжелых кваркониев (состояний $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$). Согласованное описание радиационных распадов J/ψ и Υ, совместимое с непротиворечивым определением $\alpha_s(k^2)$, требует [51, 52] введения эффективной массы глюона порядка:

$$M_G \simeq 700 \div 1100 \text{ МэВ}. \tag{35}$$

Имеются основания полагать, что ликвидация неправильных сингулярностей в амплитудах и восстановление корректных аналитических свойств происходит вследствие инфракрасных расходимостей КХД: в мягкой области константа связи $\alpha_s(k^2)$ не мала и происходит перегруппировка диаграмм. Такой механизм образования массивных глюонов рассматривался в серии работ Корнуолла и сотрудников [53–55], где с помощью специального набора калибровочно-инвариантных уравнений Дайсона–Швингера были построены пропагатор глюона и трехглюонная вершинная функция. Численные оценки дали следующее значение эффективной массы глюона [53]:

$$M_G = 500 \pm 200 \text{ МэВ}. \tag{36}$$

При этом масса низшего глюбола 0^{++} примерно равна удвоенной массе глюона [53]:

$$m(0^{++}) \simeq 1000 \pm 400 \text{ МэВ}. \tag{37}$$

К массе эффективного глюона того же порядка, что и в формулах (35), (36), приводит самосогласованное описание спектров низколежащих мезонов в модели кварков [56]. Для низколежащих адронов дальнодействующая компонента сил конфайнмента несущественна. Соответственно, при рассмотрении низколежащих мезонных состояний можно работать с цветными объектами как с нормальными частицами; использовать в расчетах идею бутстрапа, когда низколежащие мезонные состояния формируются силами, которые представляют собой аналогичные мезонные состояния в кроссинговых каналах.

В рамках такой идеологии было получено самосогласованное описание амплитуд низкоэнергетических процессов $q\bar{q} \to q\bar{q}$ и $qq \to qq$ во всех трех каналах и вычислены массы мезонов в нонетах 0^-, 1^- и 0^+, разумно согласующиеся с экспериментальными значениями. Масса эффективного глюона оказывается при этом равной [56]:

$$M_G \simeq 700 \text{ МэВ}. \tag{38}$$

При проведении бутстрапной процедуры свободные параметры модели были зафиксированы по значениям масс четырех низколежащих мезонов (π, η', K и ρ). Масса эффективного глюона в этой процедуре достаточно жестко определяется: она близка к массе ρ-мезона. Это не является случайным: мы знаем, что характерные адронные размеры порядка обратной массы ρ-мезона, $\langle r\rangle_{\text{hadron}} \sim 1/m_\rho$, а в то же время именно обмен эффективными глюонами дает главный вклад в формирование потенциальной ямы, ответственной за образование кварковых связанных состояний, поэтому $M_{\text{G}} \sim 1/\langle r\rangle_{\text{hadron}}$. Фиксирование масс низколежащих адронов определяет параметры потенциальной ямы, в том числе и $\langle r\rangle_{\text{hadron}}$, а значит, и M_{G}.

Итак, физика мягких взаимодействий требует введения эффективного глюона с массой порядка 700–1000 МэВ. Удвоенная масса эффективного глюона попадает в район, где находятся мезоны, являющиеся наиболее вероятными кандидатами в глюболы.

6.5. Глюболы и скаляроны [57]

Безмассовые глюоны, как говорилось выше, приводят к неправильным сингулярностям в амплитудах мягких процессов. Можно думать, что восстановление корректных свойств амплитуд осуществляется благодаря инфракрасным расходимостям КХД: в этой области происходит перегруппировка фейнмановских диаграмм, приводящая к возникновению массивного эффективного глюона.

В [57] восстановление корректных аналитических свойств амплитуд в мягкой области моделировалось с помощью механизма Хиггса, причем таким образом, чтобы сохранить цветовую $SU(3)$-симметрию в мягкой области (на расстояниях порядка 0,2–1,0 фм): опыт кварковой модели подсказывает, что эта симметрия сохраняется, как минимум, на уровне глобальной. (Механизм реализации глобальной $SU(3)$-симметрии после спонтанного нарушения локальной $SU(3)$ изучался в серии работ [58–61]).

Сохранение симметрии на больших расстояниях не проходит бесследно для адронного сектора: наряду с глюболами возникают дополнительные скалярные частицы с $I=0$, $J^{PC}=0^{++}$, которые мы будем называть скаляронами. Механизм возникновения скаляронов можно видеть на примере простейшего КХД-мотивированного лагранжиана, включающего в себя цветные хиггсовские частицы:

$$L = L_{\text{QCD}} + L_{\text{H}}\,. \tag{39}$$

Здесь L_{QCD} — стандартный лагранжиан КХД, а L_{H} является лагранжианом для цветных хиггсовских полей ϕ:

$$L_{\text{H}} = -\frac{1}{2}\,\text{Tr}\,(\text{D}^\mu\phi)^+\text{D}_\mu\phi + V(\phi)\,, \tag{40}$$

$$V(\phi) = -a\,\text{Tr}\,\phi^+\phi + \frac{1}{3}\,b(\text{Tr}\,\phi^+\phi)^2 + \\ + B\left[\text{Tr}\,\phi^+\phi\phi^+\phi - \frac{1}{3}(\text{Tr}\,\phi^+\phi)^2\right] - \\ - \sqrt{\frac{2}{3}}\,c(\det\phi^+ + \det\phi)\,.$$

Обобщенная производная $\text{D}_\mu = \partial_\mu - (\text{i}/2)g\lambda_a A^a_\mu$ определяется глюонным полем A^a_μ, а комплексное скалярное хиггсовское поле ϕ_{kl} есть триплет по цветовой локальной группе $SU(3)_{\text{c}}$ (индекс l) и триплет по некоторой глобальной группе $SU(3)$ (индекс k). Спонтанное нарушение локальной цветовой группы сопровождается при $a>0$, $b>0$ и $c>0$ сохранением глобальной цветовой $SU(3)$-группы. Новый базис включает в себя восемь массивных глюонов (цветной $SU(3)$-октет, $J^P = 1^-$) с массой:

$$m^2_{\text{G}} = \frac{1}{6}\,g^2 v^2\,. \tag{41}$$

Здесь $\langle\phi_{kl}\rangle = \delta_{kl}v/\sqrt{6}$, причем вакуумное среднее v определяется равенством $bv^2 = 3a + cv$, два массивных скалярона ($SU(3)$-синглеты, $J^P = 0^+$) с массами:

$$M^2_1 = cv\,, \qquad M^2_2 = \frac{2}{3}\,bv^2 - \frac{1}{3}\,cv\,. \tag{42}$$

восемь массивных цветных хиггсовских мезонов ($SU(3)$-октет, $J^P = 0^+$) с массой:

$$m^2_{\text{H}} = \frac{2}{3}\,(Bv^2 + cv)\,. \tag{43}$$

Массу хиггсовского мезона m_{H} можно сделать сколь угодно большой, положив $B \to \infty$ и фактически убрав из рассмотрения эту вспомогательную частицу. После этого эффективная теория, призванная описывать низкоэнергетическое взаимодействие адронов в мягкой области, оперирует с составляющими кварками и массивными глюонами. Векторное калибровочное поле A^a_μ в этой теории сохраняет такую же структуру самодействия, как и в КХД, а цвет сохраняется как точная глобальная симметрия. Вершина кварк-глюон-антикварк имеет структуру, определяемую лагранжианом L_{QCD}, поэтому составляющие кварки являются триплетами глобальной цветовой $SU(3)$-группы. Эффективная теория является перенормируемой, а вакуумное среднее v — скаляром новой (глобальной) цветовой симметрии, но не первоначальной локальной $SU(3)_{\text{c}}$. "Расплатой" за сохранение цветовой симметрии в качестве глобальной служит существование двух скалярных хиггсовских мезонов (скаляронов) с массами, определяемыми соотношениями (42).

Введение эффективного лагранжиана (40) представляет собой реализацию предположения, что имеется три области приложения базисного лагранжиана КХД.

1) Область малых расстояний $r < 0{,}1$ фм, где применимы пертурбативные вычисления.

2) Область промежуточных расстояний 0,1 фм $< r <$ < 1 фм, где константа связи α_{s} уже не мала, но эффекты цветовой нейтрализации еще не существенны.

3) Область больших расстояний, где существенны эффекты конфайнмента.

Предполагается, что эффективный лагранжиан применим именно к области 2), где может быть оправдано использование составляющих кварков и эффективных глюонов. Его нельзя использовать в области 1), так как составляющие кварки, эффективные глюоны и цветные хиггсовские мезоны имеют сложную структуру с точки зрения базисных кварков и глюонов КХД. Лагранжиан (40) не применим также и на больших расстояниях, поскольку не содержит инфракрасных расходимостей, присущих основополагающему лагранжиану КХД: именно эти инфракрасные расходимости, как предпола-

Таблица 5. Модель массивных глюонов [57]: двухглюонные S-, P- и D-волновые глюболы и скаляроны

Состояния	Возможная интерпретация состояний (4), (5) как глюболов GG и скаляронов	Глюбольные состояния, предсказываемые формулой (46)
$GG, L=0$	$0^{++}(1505)$, $2^{++}(1710)$	
$GG, L=1$	$0^{-+}(?)$, $1^{-+}(1910)$, $2^{-+}(?)$	$0^{-+}(1730)$, $2^{-+}(2260)$
$GG, L=2$	$0^{++}(2100)$, $1^{++}(?)$, $2^{++}(?)$, $2^{++}(?)$, $3^{++}(?)$, $4^{++}(?)$	$1^{++}(2280)$, ...
Скаляроны	$0^{++}(980)$, $0^{++}(1740)$	

гается, реализуют конфайнмент цветных объектов. Поэтому лагранжиан (40) по построению применим к явлениям, которые определяются областью промежуточных расстояний. Предполагается, что низколежащие глюболы формируются взаимодействиями в области 2) точно так же, как и низколежащие $q\bar{q}$-мезоны и qqq-барионы. На возможность использовать лагранжиан (39), (40) в кварковой модели при описании мягких взаимодействий указывалось в [62, 63].

Легко оценить параметры модели, при которых группа резонансов (4), оказавшаяся "лишней" с точки зрения $q\bar{q}$-систематики, может быть классифицирована в качестве скаляронов и низших глюболов. Например, при

$$a = 1{,}33\ \text{ГэВ}^2\,, \quad c = 0{,}33\ \text{ГэВ}\,,$$
$$b = 0{,}56\,, \quad g^2 = 0{,}38\,, \quad B > 3 \tag{44}$$

(все размерные величины даны в ГэВ) мы имеем

$$m_{\mathrm{G}} = 750\ \text{МэВ}\,, \quad m_{\mathrm{H}} > 4500\ \text{МэВ}\,,$$
$$M_1 = 1000\ \text{МэВ}\,, \quad M_2 = 1750\ \text{МэВ}\,. \tag{45}$$

Удвоенная масса глюона равна 1500 МэВ, и скалярный резонанс $f_0(1505)$ интерпретируется как низший глюбол 0^{++}, резонансы $f_0(980)$ и $f_0(1740)$ являются скаляронами, а цветные хиггсовские бозоны — это вспомогательные частицы, необходимые для регуляризации диаграмм на малых расстояниях. Возможная интерпретация резонансов, приведенных в (4) и (5), в качестве глюболов и скаляронов представлена в табл. 5. Там же указаны предсказания масс P-волновых GG-глюболов 0^{-+} и 2^{-+} и D-волнового 1^{++}-глюбола, при этом массы оценены по феноменологической формуле:

$$M = m + aJ(J+1) + bS(S+1) + cL(L+1)\,, \tag{46}$$

S и L — полный спин и момент GG-состояния, а m, a, b и c — свободные параметры. Такая формула, являющаяся разложением массового члена по операторам $\hat{J}^2$, $\hat{S}^2$ и $\hat{L}^2$, справедлива для сравнительно небольших значений массовых расщеплений. Отметим также, что в этом случае практически все равно, писать ли формулу для массовых расщеплений в виде (46) или же для квадрата массы M^2. Предсказываемая масса 0^{-+}-глюбола равна 1730 МэВ, она весьма близка к массе S-волнового 2^{++}-глюбола. Массы 2^{-+}- и 1^{++}-глюболов оказываются при этом в районе 2250–2300 МэВ, массы остальных D-волновых глюболов — в районе 2500 МэВ и выше.

Итак, модель, в которой глюболы состоят из массивных глюонов с массой $M_{\mathrm{G}} \sim 700 \div 1000$ МэВ, дает систематику, качественно описывающую группу резонансов (4), (5). Сохранение цвета в качестве глобальной $SU(3)$-симметрии в мягкой области требует в дополнение к глюбольному сектору существования еще двух 0^{++}-резонансов (скаляронов) — это позволяет объяснить "излишек" скалярных мезонов в группе (4).

К сожалению, количественное описание глюболов в рамках моделей, которые оперируют чисто глюонными степенями свободы, т.е. без учета кварковых состояний, вряд ли возможно. Проблема смешивания $q\bar{q}$- и глюбольных состояний обсуждается в следующем разделе.

7. Смешивание глюбольных и кварк-антикварковых состояний

Проблема смешивания глюонных и кварк-антикварковых компонент является очень важной для физики глюболов. Поиск глюболов намного упростился бы, если бы глюболы представляли собой чисто глюонные образования. Во-первых, можно бы с бóльшим доверием относиться к модельным расчетам масс глюболов. Следует напомнить еще раз, что в расчетах, проведенных к настоящему времени, не учитывалось влияние $q\bar{q}$-компоненты. Во-вторых, в распадах чистых (беспримесных) глюонных состояний выполнялись бы правила кварковой демократии: равенство амплитуд переходов $GG \to q\bar{q}$ для легких кварков всех флейверов. В этом случае приведенные ширины распадов (парциальная ширина, деленная на фазовый объем ϕ) должны быть одинаковы для таких переходов как $\pi\pi$, $\eta\eta$, $K\bar{K}$:

$$\frac{\Gamma(\pi\pi)}{\phi(\pi\pi)} = \frac{\Gamma(\eta\eta)}{\phi(\eta\eta)} = \frac{\Gamma(K\bar{K})}{\phi(K\bar{K})}\,. \tag{47}$$

Однако есть веские основания считать, что смешивание GG- и $q\bar{q}$-состояний не мало. Это означает, что глюболы нельзя рассматривать как чисто глюонные образования и точно так же нельзя все мезоны табл. 1 рассматривать как чистые $q\bar{q}$-состояния. Аргументы в пользу смешивания $q\bar{q}$- и GG-состояний даются правилами $1/N$-разложения [29, 30] ($N = N_{\mathrm{c}} = N_{\mathrm{f}} = 3$, где N_{c} — число цветов, N_{f} — число легких флейверов). Опыт работы с кварковыми диаграммами показывает, что это разложение работает достаточно хорошо.

Для иллюстрации рассмотрим простую модель образования $q\bar{q}$-мезонов и GG-глюболов. Будем считать, что связанные состояния $q\bar{q}$ и GG образуются в результате глюонных обменов (рис. 11а, в, соответственно): согласно правилам $1/N$-разложения такого типа диаграммы дают большой вклад в формирование адронов. Сумма всевозможных лестничных диаграмм (рис. 11а) приводит к $q\bar{q}$-мезону (рис. 11б), а лестничные диаграммы (рис. 11в) дают глюбол (рис. 11г). Включение $q\bar{q}$-петли в глюонную лестницу (рис. 11д) дает вклад того же порядка после суммирования по всем флейверам $q\bar{q} \to \sum_{\mathrm{f}} q_{\mathrm{f}}\bar{q}_{\mathrm{f}}$. Тот же порядок величины сохраняется и в диаграмме (рис. 11е): это означает, что согласно правилам $1/N$-разложения переход (рис. 11ж)

$$\text{глюбол} \to \sum_{\mathrm{f}} q_{\mathrm{f}}\bar{q}_{\mathrm{f}} - \text{мезоны} \to \text{глюбол} \tag{48}$$

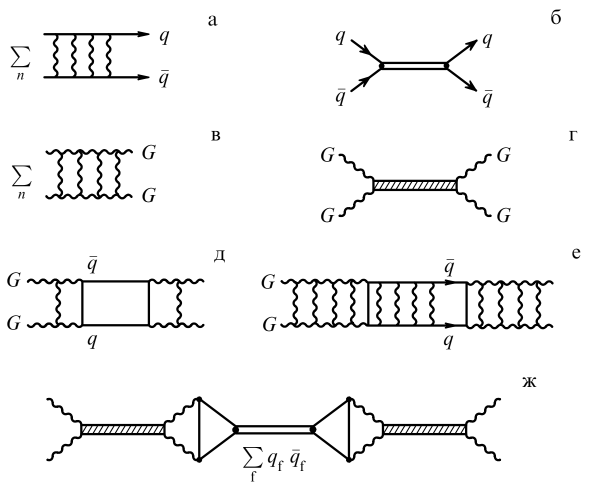

Рис. 11. Лестничные диаграммы (а, в), определяющие $q\bar{q}$-связанное состояние (б) и глюбол (г), и диаграммы, приводящие к смешиванию GG- и $q\bar{q}$-состояний (д, е, ж)

не подавлен. Подчеркнем, что вершина перехода глюбола в одно конкретное кварк-антикварковое состояние порядка $1/\sqrt{N}$: переход "глюбол $\to q_f\bar{q}_f \to$ глюбол" порядка $1/N$. Только суммирование по всем флейверам ликвидирует эту малость: $\sum_{\mathrm{f}} = N_{\mathrm{f}}$. Поэтому примесь одного конкретного $q_{\mathrm{f}}\bar{q}_{\mathrm{f}}$-состояния в глюболе невелика ($\sim 1/N$) так же, как мала и примесь глюбола в одном конкретном $q_{\mathrm{f}}\bar{q}_{\mathrm{f}}$-состоянии. Однако сумма примесей $\sum_{\mathrm{f}} q_{\mathrm{f}}\bar{q}_{\mathrm{f}}$-состояний в глюболе уже не мала.

Следует сделать два замечания относительно возможных отклонений от правил $1/N$-разложения. Прежде всего в этих правилах предполагается, что рождение $q\bar{q}$-пар не зависит от флейверов кварков, как это имеет место в пертурбативной КХД. Однако в области мягких взаимодействий переход $GG \to s\bar{s}$ подавлен по сравнению с переходами в нестранные кварки $GG \to u\bar{u}$ или $GG \to d\bar{d}$. На это указывают экспериментальные данные по рождению адронов при высоких и сверхвысоких энергиях: в глюонной сетке, формирующей померон, вероятность рождения пары $s\bar{s}$ подавлена по сравнению с $u\bar{u}$, причем параметр подавления λ порядка 0,4–0,5 (см., например, [64] и ссылки, данные там). Померон эквивалентен набору t-канальных обменов реджезованными глюболами, поэтому вероятность глюбола перейти в $s\bar{s}$ подавлена таким же фактором, если ее сравнивать с аналогичными переходами в нестранные кварки:

$$\frac{W(\mathrm{glueball} \to s\bar{s})}{W(\mathrm{glueball} \to n\bar{n})} \simeq \frac{1}{2} \,. \tag{49}$$

Здесь n обозначает u- или d-кварк. С учетом этого обстоятельства соотношения (47) для парциальных ширин распада глюбола в псевдоскалярные мезоны переписываются следующим образом:

$$\frac{\Gamma(\pi\pi)}{\phi(\pi\pi)} \simeq 5\,\frac{\Gamma(\eta\eta)}{\phi(\eta\eta)} \simeq 2\,\frac{\Gamma(\bar{K}K)}{\phi(K\bar{K})} \,. \tag{50}$$

Кварковая демократия нарушена и превалирует пионный канал распада.

Второе замечание касается числа мезонных состояний, с которыми смешивается глюбол: их число не обязано быть равным $N = 3$. Например, глюбол 0^{++} может смешиваться только с двумя членами $q\bar{q}$-мультиплета $1^3P_0(0^{++})$: с $s\bar{s}$ и $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$. Третье состояние $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ имеет изоспин 1 и не смешивается с глюболом. Однако при этом глюбол 0^{++} может смешиваться с мезонами других мультиплетов, например с радиальными возбуждениями $2^3P_0(q\bar{q})$. Как обычно, смешивание усиливается для состояний с близкими массами, поэтому учет $q\bar{q}$-примесей в глюболе определяется тем, какие конкретно $q\bar{q}$-состояния оказались близкими к глюболу. Например, можно думать, что $f_0(1505)$ и $f_0(1590)$ сформировались в результате сильного смешивания GG- и $q\bar{q}$-состояний.

Подчеркнем в заключение еще раз, что в каждом конкретном $q\bar{q}$-состоянии примесь глюбольной компоненты подавлена как $1/N$ и поэтому не должна сильно возмущать структуру $q\bar{q}$- состояний. Обратное влияние, а именно, возмущение структуры глюбола, нельзя считать малым.

8. Состояние $(I, J^{PG}) = (0, 0^{++})$: загадки структуры амплитуды в районе 1 ГэВ

Район масс 1000–1500 МэВ является ключевым для дешифровки спектроскопии экзотических состояний. Исключительно важную роль играют $(0, 0^{++})$-состояния: именно они преподносят нам наибольшее число загадок. При этом вопросы возникают на весьма раннем этапе, при рассмотрении амплитуды в районе 600–1000 МэВ.

Наиболее прямой путь в изучении структуры $(0, 0^{++})$-состояния — извлечение $\pi\pi$-амплитуды методом выделения t-канальных полюсных диаграмм; многочисленные усилия были сделаны в этом направлении в течение последних тридцати лет. Обратимся к полученной методом Чу-Лоу фазе $\pi\pi$-рассеяния δ_S^0 (рис. 12). Эта фаза не мала (примерно 60°) уже при $M_{\pi\pi} \simeq 600 \div 700$ МэВ, в интервале 800–900 МэВ она достигает 90°, затем резко возрастает, проходя через 180° при $M_{\pi\pi} \simeq 1000$ МэВ, а при 1100–1200 МэВ вновь близка к "резонансному" значению 270°. Простая интерпретация такого поведе-

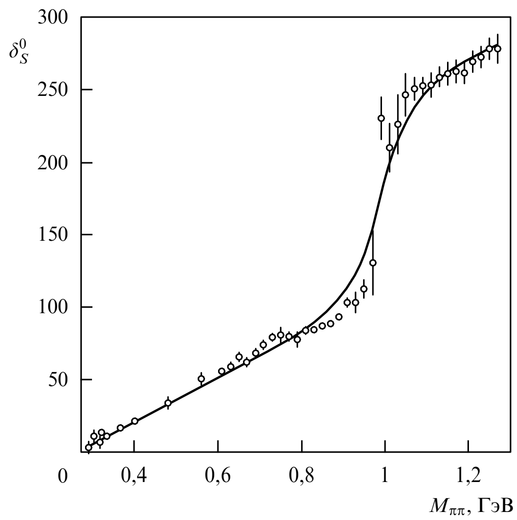

Рис. 12. Фаза δ_S^0 амплитуды $\pi\pi \to \pi\pi$ (кривая — ее описание формулами (51)–(53))

ния фазы — существование двух резонансов, широкого и узкого.

Сколь обоснована интерпретация структуры $\pi\pi$-амплитуды как двухрезонансной?

Аналитическая структура $\pi\pi$-амплитуды как функции s усложнена из-за наличия $K\bar{K}$-пороговой сингулярности и из-за большой амплитуды перехода $\pi\pi \to K\bar{K}$: параметр неупругости η в амплитуде $\pi\pi \to \pi\pi$ приведен на рис. 13.

Как воздействует пороговая $K\bar{K}$-сингулярность на полюса $\pi\pi$-амплитуды?

Значения δ_S^0 и η_S^0, приведенные на рис. 12 и рис. 13, были получены методом Чу-Лоу, т.е. выделением полюсного вклада диаграмм рис. 14 при $t \to \mu_\pi^2$. Можно поставить другую задачу — изучить процесс рис. 14а, варьируя t от малых значений до умеренно больших. Такое исследование было проведено в [65]: S-волновые спектры показаны на рис. 15. Наиболее примечательный результат — быстрое убывание широкого бампа с увеличением $|t|$, тогда как узкий резонанс $f_0(980)$ хорошо виден и при $|t| \simeq 0{,}5$ (ГэВ/c)^2. Это указывает на то, что широкий бамп имеет довольно рыхлую структуру, а $f_0(980)$ содержит в пионной составляющей волновой функции весьма жесткую компоненту.

В последние годы стала популярной интерпретация $f_0(980)$-резонанса как мезонной молекулы или дейзона (комбинация слов дейтрон-мезон) [13, 66]. Предполагается, что эти "молекулы" выпадают из флейверной $SU(3)$-систематики.

Согласуется ли существование жесткой компоненты в $f_0(980)$-резонансе с его интерпретацией как $K\bar{K}$-молекулы?

Экспериментальные данные, полученные в самое последнее время, позволяют проделать анализ аналитической структуры $\pi\pi$-амплитуды. Ниже обсуждены результаты, базирующиеся на совместном анализе [65] следующих данных:

1) спектров $\pi^0\pi^0$ в реакции $\pi^- p \to \pi^0\pi^0 n$ при рождении пионов с передачами в области $|t| < 1$ (ГэВ/c)^2 [14];

2) S-волновой $\pi\pi$-амплитуды с $I = 0$ [2], полученной методом Чу-Лоу;

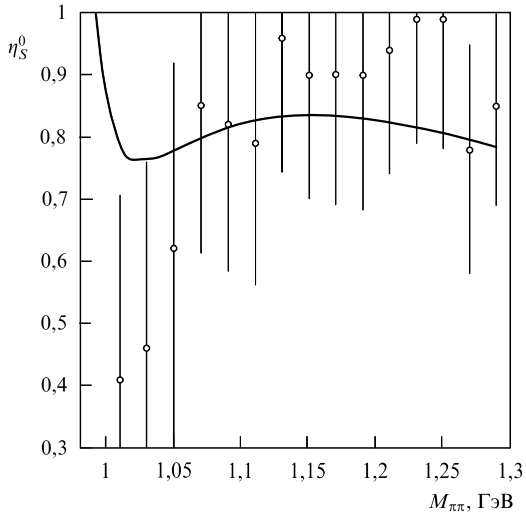

Рис. 13. Параметр неупругости η_S^0 амплитуды $\pi\pi \to \pi\pi$ (кривая — его описание формулами (51)–(53))

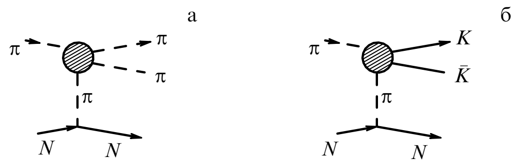

Рис. 14. Полюсные диаграммы, определяющие периферическое рождение $\pi\pi$ и $K\bar{K}$

3) спектров мезонов в трехчастичных реакциях $p\bar{p} \to \pi^0\pi^0\pi^0$, $p\bar{p} \to \eta\eta\pi^0$ [16] и $p\bar{p} \to \eta\pi^0\pi^0$ [19].

В разделе 5 была обсуждена методика анализа экспериментальных данных пунктов 2) и 3). Включение в анализ амплитуды рождения $\pi^0\pi^0$-системы с ненулевыми передачами требует учета схода с массовой поверхности t-канального пиона в блоке $\pi^-\pi^+ \to \pi^0\pi^0$ (рис. 14а).

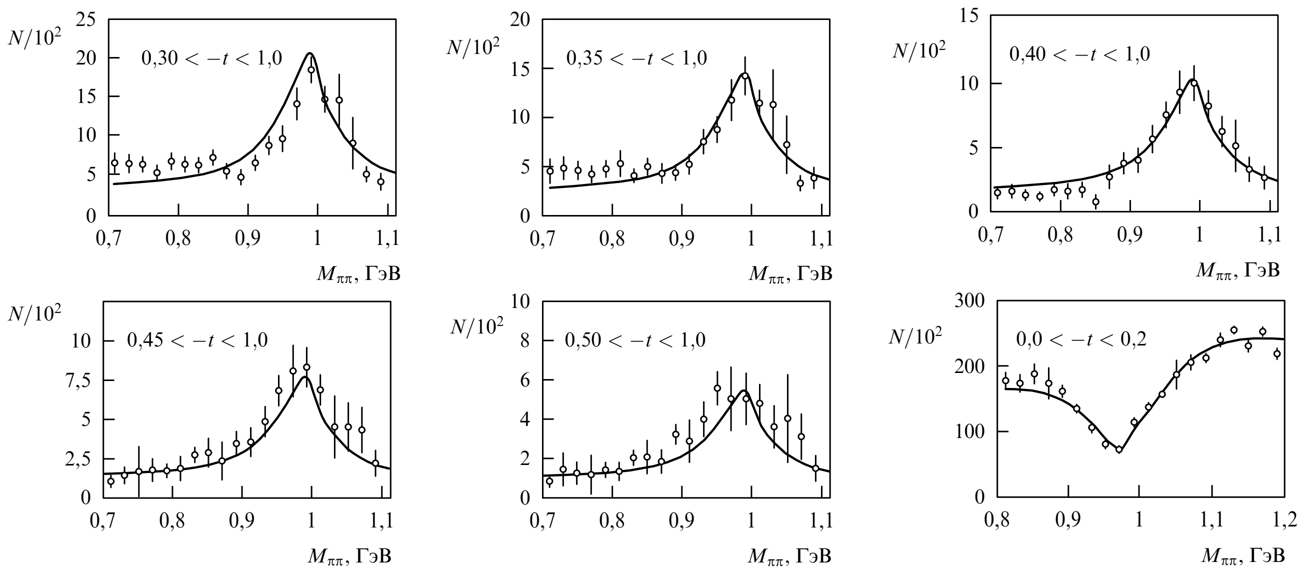

Рис. 15. Спектры масс $\pi\pi$-системы в реакции $\pi^- p \to n\pi^0\pi^0$

Изоскалярная S-волновая амплитуда $\pi\pi \to \pi\pi$ в K-матричном представлении равна:

$$\langle \pi\pi|A|\pi\pi\rangle = \frac{K_{\pi\pi} + \mathrm{i}(K_{\pi K}K_{K\pi} - K_{\pi\pi}K_{KK})}{1 - \mathrm{i}K_{\pi\pi} - \mathrm{i}K_{KK} + (K_{\pi K}K_{K\pi} - K_{\pi\pi}K_{KK})}\,. \tag{51}$$

Здесь $K_{\pi\pi} \equiv \langle\pi\pi|K|\pi\pi\rangle$, $K_{K\pi} \equiv \langle K\bar{K}|K|\pi\pi\rangle$ и $K_{KK} \equiv \equiv \langle K\bar{K}|K|K\bar{K}\rangle$. Фитирование данных, упомянутых в 1)–3), проводилось при параметризации элементов K-матрицы в двухполюсной форме:

$$K_{ab} = \sqrt{\rho_a}\left(f_{ab} + \frac{g_a g_b}{M_1^2 - s} + \frac{G_a G_b}{M_2^2 - s}\right)\frac{s - m_\pi^2/2}{s}\sqrt{\rho_b}\,, \tag{52}$$

индексы ab относятся к $\pi\pi$- и $K\bar{K}$-состояниям, $\rho_\pi = [(s-4m_\pi^2)/s]^{1/2}$ и $\rho_K = [(s-4m_K^2)/s]^{1/2}$, тогда как f_{ab}, g_a и G_a — константы. Фактор $(s - m_\pi^2/2)/s$ введен в K-матрицу для того, чтобы условие самосогласования Адлера [67] выполнялось автоматически. В результате описания экспериментальных данных получены следующие значения параметров (все размерные величины даны в ГэВ):

$$\begin{aligned} &M_1 = 0{,}757\,, && M_2 = 1{,}162\,,\\ &g_\pi = 0{,}885\,, && G_\pi = 0{,}885\,,\\ &g_K = 0{,}474\,, && G_K = -0{,}333\,,\\ &f_{\pi K} = 0{,}72\,, && f_{\pi\pi} = f_{KK} = 0\,. \end{aligned} \tag{53}$$

Описание экспериментальных данных с использованием параметров (53) приведено на рис. 12, 13 и 15, арган-диаграммы для амплитуд процессов $p\bar{p} \to$ (три мезона) — на рис. 16. Параметры (53) хорошо описывают всю совокупность экспериментальных данных.

Полученная $\pi\pi$-амплитуда имеет весьма сложную структуру. Попытаемся разобраться в ней, исключая по очереди тот или иной распадный канал. Это можно сделать, варьируя G_a, g_a и f.

При G_a, g_a и f, устремленных к нулю, полюса K-матрицы являются полюсами амплитуды. Таким образом, M_1 и M_2 есть те массы, которые имели бы резонансы, будь их ширины распадов в каналы $\pi\pi$ и $K\bar{K}$

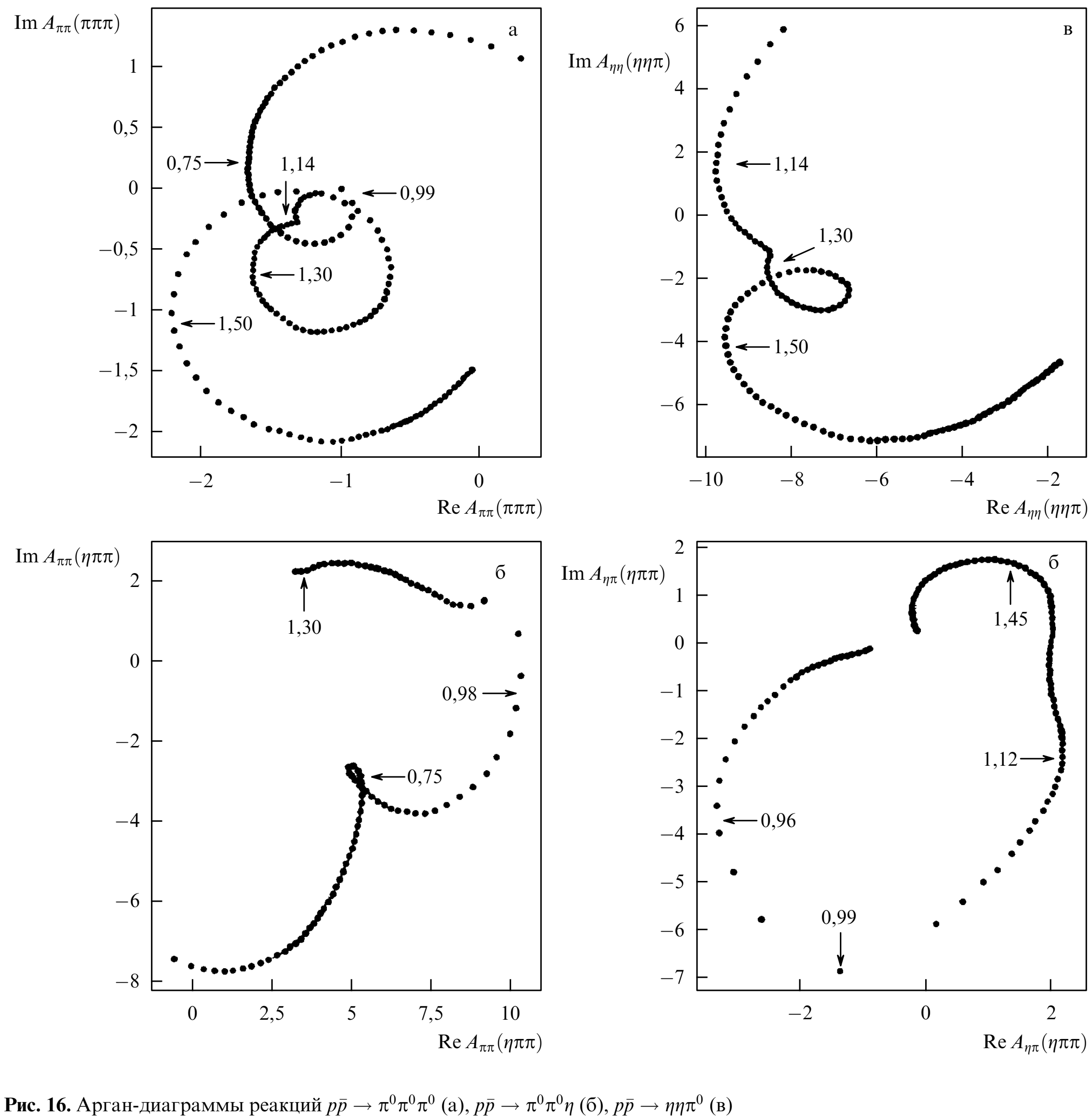

Рис. 16. Арган-диаграммы реакций $p\bar{p} \to \pi^0\pi^0\pi^0$ (а), $p\bar{p} \to \pi^0\pi^0\eta$ (б), $p\bar{p} \to \eta\eta\pi^0$ (в)

малы. Переходы

$$(\text{резонанс } 1) \to \begin{pmatrix} \pi\pi \\ K\bar{K} \end{pmatrix} \to (\text{резонанс } 2)\,, \qquad (54)$$

как мы увидим ниже, приводят к сильному смешиванию первоначальных ("чистых") состояний 1 и 2, а сами смешанные (физические) состояния приобретают массы, сильно отличающиеся от M_1 и M_2.

Прежде всего рассмотрим чистые состояния 1 и 2. Массы этих состояний соответственно находятся вблизи 800 и 1200 МэВ, константы связи этих состояний с каналами $\pi\pi$ и $K\bar{K}$ не малы. Посмотрим, к каким полуширинам приводили бы эти константы связи, если бы состояния 1 и 2 были физическими частицами:

$$\frac{\Gamma_1}{2} = \frac{g_\pi^2 \rho_\pi(M_1^2)}{2M_1} \simeq 470 \text{ МэВ}\,,$$

$$\frac{\Gamma_2}{2} = \frac{G_\pi^2 \rho_\pi(M_2^2)}{2M_2} + \frac{G_K^2 \rho_K(M_2^2)}{2M_2} \simeq 350 \text{ МэВ}\,. \qquad (55)$$

Это действительно были бы большие полуширины. Однако мы знаем, что в результате смешивания "частиц" 1 и 2 только одно физическое состояние сохраняет большую полуширину, тогда как другое состояние, $f_0(980)$, становится узким. Можно проследить динамику движения нулей знаменателя правой части (51) (они определяют комплексную массу резонансов) с "включением" смешивания. Для проведения "включения" можно воспользоваться простым приемом: сделать замену в знаменателе (51), $f \to xf$, $g_a \to xg_a$ и $G_a \to xG_a$ и далее изменять x от 0 (нет смешивания) до 1 (реальный случай, соответствующий описанию экспериментальных данных).

"Движение" полюсов $\pi\pi$-амплитуды при изменении x от 0 до 1 показано на рис. 17. При $x = 0$ переходы "частиц" 1 и 2 в $\pi\pi$- и KK-состояния отсутствуют, и полюса находятся на действительной оси $\sqrt{s} = M_{\pi\pi} = M_1 = 760$ МэВ и $M_{\pi\pi} = M_2 = 1160$ МэВ. При $x > 0$ полюса сдвигаются в комплексную плоскость. При этом с увеличением x полюса "частицы" 1 двигаются в сторону больших масс, приближаясь к $K\bar{K}$-порогу, а масса "частицы" 2 уменьшается.

Обсудим более детально положение полюсов при $x = 0{,}5$. В этом случае мы имели бы стандартную ситуацию с двумя обычными брейт-вигнеровскими полюсами. На втором листе полюс, связанный с первым резонансом, находится при $M_1^{II}(x = 0{,}5) \simeq 900 - \mathrm{i}150$ МэВ, т.е. сравнительно недалеко от физической области. Сопряженный ему полюс, также относящийся к первому резонансу и обусловленный удвоением полюсов из-за пороговой $K\bar{K}$-сингулярности, достаточно далек от физической области: он находится на третьем листе при $M_1^{III}(x = 0{,}5) \simeq 890 - \mathrm{i}200$ МэВ. Два полюса, связанные со вторым резонансом, находятся при $M_2^{III}(x = 0{,}5) \simeq 1130 - \mathrm{i}180$ МэВ (этот полюс расположен недалеко от физической области) и при $M_2^{II}(x = 0{,}5) \simeq 1120 - \mathrm{i}190$ МэВ (полюс более удален от физической области).

В реальном случае $(x = 1)$ оба полюса первого резонанса расположены сравнительно недалеко от физической области, они приблизились к $K\bar{K}$-порогу:

$$M_1^{II} = 990 - \mathrm{i}41 \text{ МэВ}\,, \qquad M_1^{III} = 975 - \mathrm{i}75 \text{ МэВ}\,. \qquad (56)$$

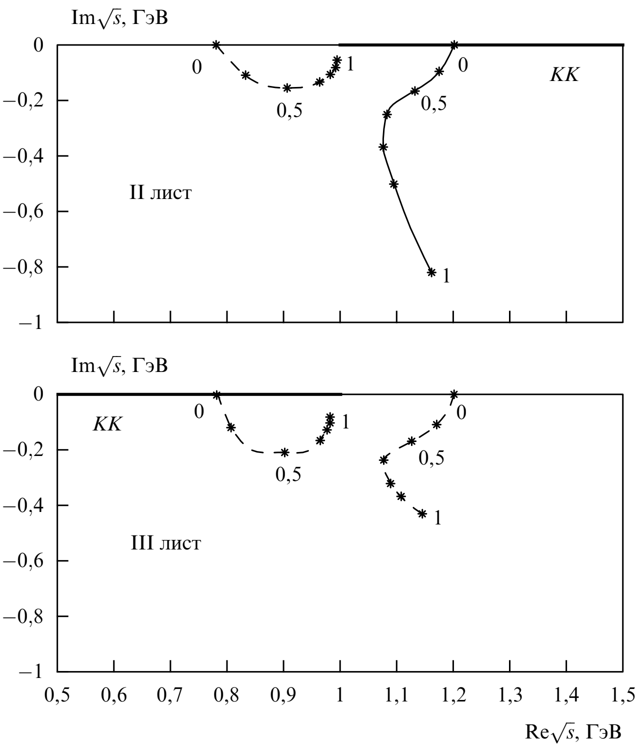

Рис. 17. "Движение" полюсов $\pi\pi$-амплитуды (51) при "включении" констант связи g_π, g_K и G_π, G_K. Положения 0 соответствуют позициям полюсов при нулевых константах связи, положения 1 — физическим значениям констант связи, даваемым уравнением (53)

Полюса второго резонанса оказались весьма далеко от физической области. Ближайший полюс находится при

$$M_2^{III} = 1163 - \mathrm{i}476 \text{ МэВ}\,. \qquad (57)$$

Необходимо выяснить, что явилось причиной близости полюсов M_1 к физической области. Возможны две причины:

существование $K\bar{K}$-компоненты в связанном состоянии;

смешивание состояний 1 и 2.

Чтобы оценить роль $K\bar{K}$-компоненты, исключим ее полностью, положив $g_K = G_K = f = 0$. В этом случае $\pi\pi$-амплитуда имеет полюса при

$$M_1^{II}(g_K = G_K = f = 0) = 985 - \mathrm{i}65 \text{ МэВ}\,,$$

$$M_2^{II}(g_K = G_K = f = 0) \simeq 1100 - \mathrm{i}1000 \text{ МэВ}\,, \qquad (58)$$

т.е. полюс M_1^{II} сдвинулся весьма мало. Вообще говоря, этого следовало ожидать: состояния 1 и 2 сильно связаны с $\pi\pi$-каналом и на порядок слабее связаны с $K\bar{K}$, т.е.

$$\frac{g_K^2}{g_\pi^2} \simeq \frac{G_K^2}{G_\pi^2} \sim \frac{1}{10}\,. \qquad (59)$$

Аналогичным образом можно убедиться, что именно интерференция состояний 1 и 2 приводит к малой ширине $f_0(980)$. Исключим состояние 2, положив $G_\pi = G_K = 0$. Это приведет к следующему положению полюса M_1^{II}:

$$M_1^{II}(G_\pi = G_K = 0) = 750 - \mathrm{i}125 \text{ МэВ}\,. \qquad (60)$$

Полюс имеет нормальную адронную ширину $\Gamma/2 = 125$ МэВ, он заметно удален от $K\bar{K}$-порога, хотя эта пороговая сингулярность присутствует в $\pi\pi$-амплитуде при условии (60) из-за переходов, обусловленных ненулевыми константами g_K и f. "Эксперименты" с исключением $K\bar{K}$-канала и состояния 2 однозначно показывают, что формирование узкого $f_0(980)$-резонанса обусловлено переходами: состояние 1 $\to \pi\pi \to$ состояние 2.

Два полюса (56) интерпретируются как резонанс $f_0(980)$. Этот резонанс, по существу, определяется каналом $\pi\pi$: положение соответствующего полюса, как мы видим, не сильно изменяется при полном исключении $K\bar{K}$-канала в феноменологической амплитуде (51). Это обстоятельство, совместно с результатами работы [14], указывающими на существование в резонансе $f_0(980)$ жесткой компоненты, делают малоправдоподобной интерпретацию этого резонанса как $K\bar{K}$-молекулы.

Широкий резонанс, определяемый полюсом (57), является, согласно классификации табл. 1, резонансом $f_0(1000)$. В табл. 1 этот резонанс интерпретируется как член $3P_0q\bar{q}$-нонета, тогда как $f_0(980)$ является кандидатом в экзотические мезоны (в табл. 5 резонанс $f_0(980)$ предлагается рассматривать как скаляррон). Проделанный анализ показывает условность такой классификации: чистые состояния 1 и 2 сильно смешиваются и каждый из физически наблюдаемых резонансов является смесью различных компонент. В предлагаемых схемах (см. табл. 1 и 5) это

$$f_0(1000) \to \text{смесь: } 3P_0q\bar{q}\text{-состояние/скалярон;}$$
$$f_0(980) \to \text{смесь: скалярон/}3P_0q\bar{q}\text{-состояние.} \qquad (61)$$

Точно так же, чистое $3P_0q\bar{q}$-состояние есть смесь $f_0(1000)/f_0(980)$, а чистый скалярон — ортогональная комбинация этих резонансов $f_0(980)/f_0(1000)$.

Проведенное исследование позволяет полагать, что совокупный вклад двух резонансов и есть σ-мезон [68], играющий столь важную роль в низкоэнергетической физике адронов и в ядерной физике.

9. Мультиплет $1^3P_0q\bar{q}$

При определении базисного $^3P_0q\bar{q}$-нонета в настоящее время возникает следующая дилемма.

1) Можно принять, как это сделано в табл. 1, в качестве основного $q\bar{q}$-нонета состояния

$$1^3P_0:\ a_0(980),\ f_0(1000)/f_0(980),\ f_0(1240),\ K_0(1430)\,. \qquad (62)$$

Тогда второе низкоэнергетическое скалярное состояние $f_0(980)/f_0(1000)$ является "лишним", т.е. это состояние должно рассматриваться как экзотическое.

2) Но можно полагать, следуя [8, 11], что базисный 1^3P_0 мультиплет расположен сравнительно высоко по массовой шкале, выше других P-волновых мультиплетов, а именно,

$$1^3P_0:\ a_0(1415),\ f_0(1335),\ f_0(1590)/f_0(1505),\ K_0(1430). \qquad (63)$$

В этом случае имеется три "лишних" мезона в районе 1000 МэВ:

$$a_0(980),\quad f_0(980),\quad f_0(1000)\,. \qquad (64)$$

В схеме 2) трудно объявить все три резонанса (64) экзотическими: было бы желательно убрать широкий резонанс $f_0(1000)$, ссылаясь на то, что положение резонансного полюса находится весьма глубоко в комплексной плоскости и аналитическое продолжение $\pi\pi$-амплитуды в столь отдаленный район является неоднозначным. Однако при этом нельзя не считаться с тем обстоятельством, что фаза $\pi\pi$-рассеяния δ^0_S дважды становится "резонансной" в районе 800–1200 МэВ, пересекая значения 90° и 270°, а на арган-плоте амплитуда при увеличении энергии, соответственно, делает две петли. В схеме 2) такое "квазирезонансное" поведение амплитуды вблизи 1000 МэВ нужно относить за счет сильного низкоэнергетического взаимодействия пионов. Неприятным фактом для такой интерпретации является то, что в настоящее время не видны источники подобного сильного низкоэнергетического взаимодействия. Наверное, здесь уместно также напомнить о попытках в прошлом объяснить бампы в адронных сечениях без включения в рассмотрение резонансов-частиц. В начале 50-х широко дискутировалось, следует ли рассматривать Δ-резонанс в качестве частицы, несколько позже подобное же обсуждение велось относительно бампа в πN-сечении в районе 1700 МэВ: во всех случаях, как мы знаем сейчас, интерпретация этих иррегулярностей в сечениях в качестве резонансов-частиц оказалась корректной с точки зрения раскрытия их кварк-глюонной структуры.

В схеме 2) после ликвидации $f_0(1000)$ как резонанса-частицы нужно объяснить, какого типа экзотическими мезонами являются резонансы $a_0(980)$ и $f_0(980)$. Весьма интенсивно обсуждается интерпретация этих резонансов как $K\bar{K}$-молекул [13, 66].

Структура полюсов, соответствующих $a_0(980)$, изучалась в [19, 20]. Согласно результатам этих исследований знаменатель амплитуд в $K\bar{K}$- и $\pi\eta$-каналах имеет вид:

$$(M^2-s)\det|\hat{D}| = M^2 - s - \mathrm{i}g^2_K\rho_K - \mathrm{i}g^2_{\pi\eta}\rho_{\pi\eta}\,, \qquad (65)$$
$$M = 1{,}012\,,\quad g_K = 1{,}52\,,\quad g_{\pi\eta} = 1{,}87\,.$$

Здесь ρ_K и $\rho_{\pi\eta}$ — фазовые объемы $K\bar{K}$- и $\pi\eta$-систем (все размерные величины даны в ГэВ). Нули (65) соответствуют полюсам амплитуд. Оба полюса находятся вблизи $K\bar{K}$-порога, на втором и третьем листах:

$$a_0(980):\quad M^{II} = 1014 - \mathrm{i}41\ \text{МэВ}\,,$$
$$M^{III} = 957 - \mathrm{i}106\ \text{МэВ}\,. \qquad (66)$$

Мы видим, что здесь ситуация с полюсами подобна той, что наблюдается для $f_0(980)$: они расположены вблизи действительной оси и совместно с пороговой сингулярностью производят сравнительно узкие каспы в сечениях. Узость видимой ширины и лежит в основе интерпретации $a_0(980)$ как $K\bar{K}$-молекулы. Однако с такой интерпретацией не согласуются большие величины g_K и $g_{\pi\eta}$ — констант связи с каналами $K\bar{K}$ и $\pi\eta$. Другое противоречие состоит в том, что вероятности рождения $a_0(980)$ в адронных реакциях не малы — это неестественно при молекулярной структуре $a_0(980)$.

Напомним, что в предыдущем разделе были приведены аналогичные аргументы против интерпретации $f_0(980)$ в качестве $K\bar{K}$-молекулы.

В [10] предлагалось рассматривать резонансы $f_0(980)$ и $a_0(980)$ как миньоны, отличительное свойство которых — их слабая связь с легкими кварками, а следовательно, и с обычными адронами. В действительности, как показывает детальный анализ, константы связи этих резонансов с адронными каналами $\pi\pi$, $\pi\eta$ и $K\bar{K}$ не малы, и это противоречит интерпретации $f_0(980)$ и $a_0(980)$ в качестве миньонов.

Резюмируя, следует сказать, что схема 2) встречается с трудными проблемами.

а) В этой схеме нонет $^3P_0$ находится выше других P-волновых мезонов, что требует ревизии существующих кварковых моделей, связанной с введением нового типа межкварковых взаимодействий.

б) Схема содержит группу состояний ($a_0(980)$, $f_0(980)$ и $f_0(1000)$) как не попадающую в $q\bar{q}$-классификацию, так и не укладывающуюся в существующие в настоящее время версии экзотики.

Схема 1) имеет нормальное расположение P-волновых мезонов с точки зрения обсуждаемых в настоящее время кварк-антикварковых взаимодействий: нонет скалярных мезонов является низшим. В этой схеме имеется одно экзотическое состояние — $f_0(980)/f_0(1000)$. Можно предполагать, что это белый хиггсовский мезон эффективного лагранжиана (40) (или скаляроп [57]), обязанный своим возникновением сохранению цветовой симметрии в области мягких взаимодействий.

В схеме 1) вторым $(0, 0^{++})$-мезоном с доминирующей $s\bar{s}$-компонентой является $f_0(1240)$. Этот резонанс наблюдался в канале $K_S^0 K_S^0$ [21]. На рис. 18 показан квадрат S-волновой $K_S^0 K_S^0$-амплитуды, имеющей ярко выраженный пик в районе резонанса. Однако следует иметь в виду, что это единственное наблюдение: $f_0(1240)$-резонанс нуждается в подтверждении. В настоящее время коллаборация Crystal Barrel имеет данные по аннигиляции в покое $p\bar{p} \to K\bar{K}\pi$ со статистикой в несколько сот тысяч случаев, которые находятся в процессе обработки [69]; это позволяет надеяться, что в недалеком будущем ситуация с рождением $f_0(1240)$ и других скалярных резонансов в канале $K\bar{K}$ будет намного яснее.

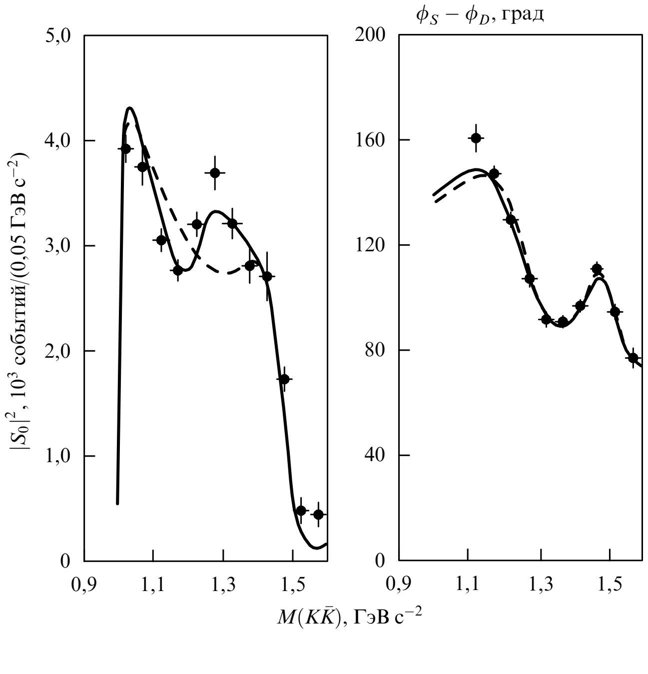

Рис. 18. $|S_0|^2$ и $|\phi_S - \phi_D|$, полученные в результате фита амплитуды $\pi\pi \to K_S^0 K_S^0$ с $I = 0$. Сплошная кривая — результаты фита с $f_0(1240)$, штриховая — без $f_0(1240)$)

10. Где находится 0^{-+}-глюбол?

Как показывает проведенное выше обсуждение, имеется много аргументов в пользу того, что в интервале масс 1500–2000 МэВ наблюдаются глюболы $0^{++}(1505)$, $2^{++}(1710)$ и $1^{-+}(1910)$. Порядок следования этих глюболов такой, как предсказывается в моделях, рассматривающих чисто глюонные состояния. Однако существует факт, не вписывающийся в эту "идиллическую картину": в районе масс 1500–2000 МэВ не видно резонанса, который мог быть 0^{-+}-глюболом. Более того, в спектрах радиационного J/ψ-распада резонанс 0^{-+} виден при заметно меньших массах, вблизи 1440 МэВ.

Обратимся к данным по реакции $J/\psi \to \gamma + K\bar{K}\pi$, приведенным на рис. 19 [70, 71]: в спектре $K\bar{K}\pi$ наблюдается пик (не вполне правильной формы) в районе 1400–1500 МэВ, но не видно каких-либо указаний на резонанс в районе 1600–2000 МэВ. Бамп при 1400–1500 МэВ соответствует, главным образом, моде $K^*\bar{K}$ (или $\bar{K}^*K$), другая мода этого бампа есть $a_0(980)\pi$ [72–74] (рис. 20), квантовые числа в обеих модах $I, J^{PC} = 0, 0^{-+}$. Экспериментальные данные свидетельствуют в пользу двухполюсной (двухрезонансной) структуры бампа (более детально мы обсудим это ниже): один из этих резонансов, обозначенный $\eta'(1440)$, включен в табл. 1 в качестве члена нонета 2^1S_0.

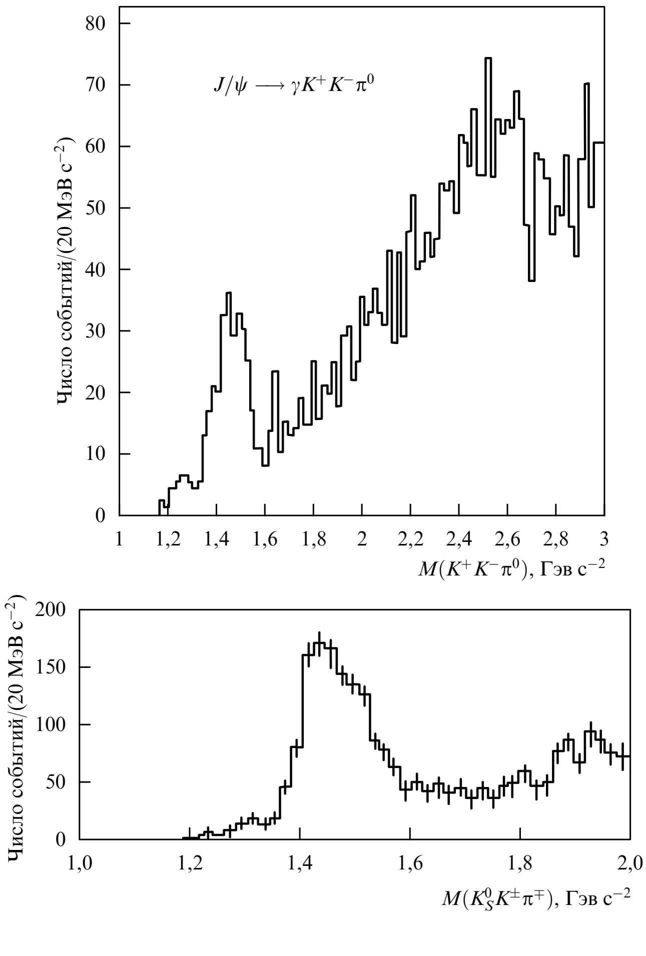

Рис. 19. Спектры $K^+K^-\pi^0$ [71] и $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ [70] в радиационном распаде $J/\psi \to \gamma K\bar{K}\pi$

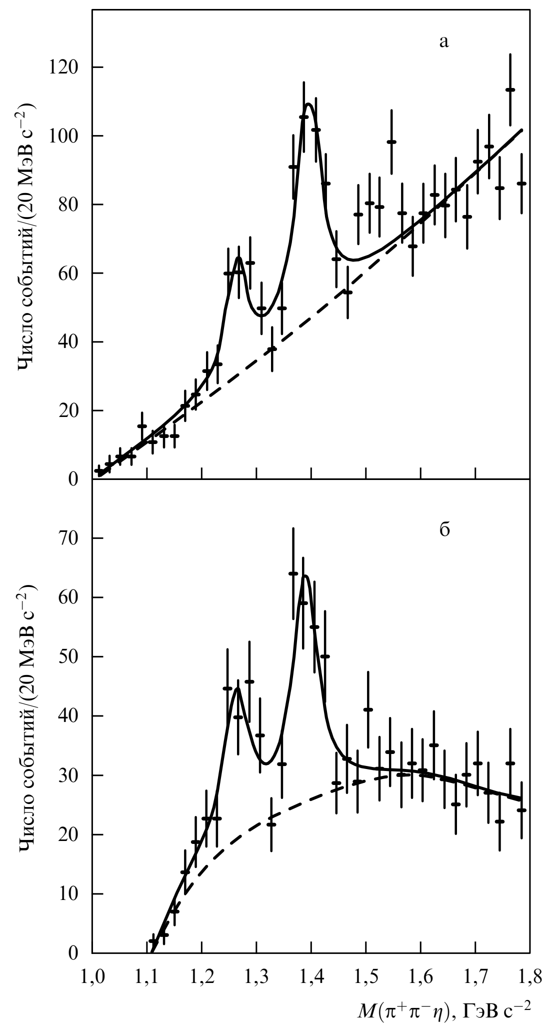

Рис. 20. $\pi^+\pi^-\eta$ — массовое распределение в реакции $J/\psi \to \gamma\pi^+\pi^-\eta$ без (а) и после (б) выделения $a_0(980)\pi$ событий. Пики соответствуют переходам $J/\psi \to \gamma\eta(1295)$ и $J/\psi \to \gamma\eta(1440)$

В компиляции [1] содержится резонанс $\eta(1760)$, который мог быть кандидатом в 0^{-+}-глюболы. Однако повторный анализ экспериментальных данных $J/\psi \to \gamma + \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, проведенный недавно [24], не подтвердил результаты предыдущего фита: бамп в районе 1760 МэВ (рис. 21) имеет квантовые числа 2^{++}. Этот бамп, обозначенный в [24] как $2^{++}(1780)$, скорее всего обусловлен вкладами $f_2(1710)$ и $f_2(1810)$. Сильное рождение $f_2(1710)$, наблюдаемого в радиационном распаде $J/\psi \to \gamma + \bar{K}K$ и являющегося хорошим кандидатом в 2^{++}-глюболы, не удивительно. Заметное же рождение резонанса $f_2(1810)$, наблюдавшегося ранее группой ГАМС [12], должно указывать на заметную примесь GG-компоненты в этом резонансе (в табл. 1 $f_2(1810)$ классифицирован как член 2^3P_2-мультиплета). Два других пика в спектре $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ имеют квантовые числа 0^{++}; параметры всех трех пиков в распаде $J/\psi \to \gamma + \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ следующие:

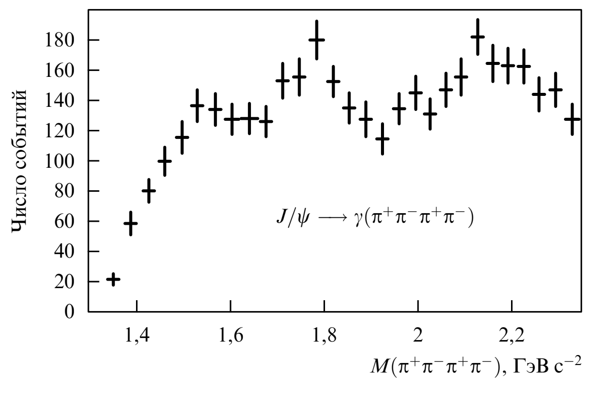

Рис. 21. Спектр четырех пионов в радиационном распаде $J/\psi \to \gamma\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

J^{PC}	Масса	Ширина	Мода распада
0^{++}	1505	148	$\sigma\sigma(92\ \%) + \rho\rho(8\ \%)$
2^{++}	1780	150	$\sigma\sigma(30\ \%) + \rho\rho(70\ \%)$
0^{++}	2104	200	$\sigma\sigma(88\ \%) + \rho\rho(12\ \%)$

Здесь σ обозначает суммарный вклад $\pi\pi$ в S-волне с $I = 0$, т.е. $f_0(1000) + f_0(980)$.

Таким образом, нет экспериментальных указаний на существование 0^{-+}-глюбола в районе 1550–1950 МэВ: именно в этом интервале масс, между низшим 0^{++}-глюболом и экзотическим 1^{-+}-глюболом, казалось бы естественным ожидать существования такого связанного GG-состояния.

Итак, где же 0^{-+}-глюбол? Если бамп в спектрах радиационных J/ψ-распадов в районе 1400–1500 МэВ содержит 0^{-+}-глюбол, то почему его масса оказалась меньше 1500 МэВ, т.е. почему этот глюбол оказался самым легким? Скорее всего, ответы на эти вопросы даны в гипотезе, высказанной Герштейном, Лиходедом и Прокошкиным (ГЛП-гипотеза) более десяти лет назад [75]: низшие псевдоскалярные η-мезоны содержат существенные примеси глюонной компоненты, т.е. компоненты 0^{-+}-глюбола. Таким образом, согласно ГЛП-гипотезе, примеси 0^{-+}-глюбольного состояния содержатся в $\eta(550)$, $\eta'(960)$ и, естественно полагать, также в псевдоскалярных мезонах радиальных возбуждений, в $\eta(1295)$ и $\eta'(1440)$ и т.д. В этом случае "глюбол" 0^{-+}, получив весьма значительную примесь $q\bar{q}$-компоненты, мог спуститься в область меньших масс, в район 1400–1500 МэВ. Тогда то, что мы называем $\eta(1440)$, является в действительности двухполюсной структурой: каждый полюс соответствует состоянию, которое представляет собой смесь $q\bar{q}$- и GG-компонент, при этом определенные доли GG-компоненты "ушли" также в $\eta(550)$, $\eta'(960)$, $\eta(1295)$ и другие псевдоскалярные $q\bar{q}$-состояния.

Экспериментальные данные по радиационным распадам J/ψ подтверждают ГЛП-гипотезу о заметной примеси GG-компоненты в η и η'. Давайте сравним парциальные вероятности (Γ_i/Γ) в распадах $J/\psi \to \gamma + 0^{-+}$-мезон [1, 72]:

$$\begin{aligned} J/\psi \quad & \to \gamma\eta && (0{,}86 \pm 0{,}08) \times 10^{-3}\,, \\ & \to \gamma\eta' && (4{,}3 \pm 0{,}03) \times 10^{-3}\,, \\ & \to \gamma\eta(1295) \to \gamma(\eta\pi\pi) && (0{,}52 \pm 0{,}16) \times 10^{-3}\,, \\ & \to \gamma\eta(1440) \to \gamma(\eta\pi\pi) && (1{,}4 \pm 0{,}4) \times 10^{-3}\,, \\ & \to \gamma\eta(1440) \to \gamma(K\bar{K}\pi) && (0{,}91 \pm 0{,}18) \times 10^{-3}\,. \end{aligned} \tag{67}$$

Радиационное рождение η и η' того же порядка, что и $\eta(1440)$, и не подавлено по сравнению с другими радиационными распадами J/ψ.

Если полюс, связанный с 0^{-+}-глюболом, сдвинулся в область масс 1400–1500 МэВ, то, как говорилось выше, в этой окрестности следует ожидать два полюса: второй полюс должен быть связан с первым радиальным возбуждением η'-мезона (см. табл. 1 и рис. 1). Экспериментальные данные согласуются с идеей существования двух псевдоскалярных резонансов в районе 1400–1500 МэВ: данные по распаду $J/\psi \to \gamma(\pi\pi\eta)$ [72–74] указывают на существование пика вблизи 1400 МэВ, тогда как канал $J/\psi \to K\bar{K}\pi$ [70] хорошо согласуется с рождением двух резонансов с массами 1420 и 1490 МэВ. Адронное рождение $\eta(1440)$ также указывает на существование двух резонансов с массами 1410 и 1490 МэВ [76].

Итак, возможно, что полюс, связанный с 0^{-+}-глюболом, ушел вниз по массовой шкале из-за большого смешивания с $q\bar{q}$-компонентами лежащих ниже η-мезонов. В соответствии с этим $\eta(550)$ и $\eta'(960)$ получили значительные добавки GG-компоненты. Тогда в районе 1400–1500 МэВ имеется два 0^{-+}-резонанса: один из них есть "остаток-воспоминание" о глюболе 0^{-+}, другой — радиальное возбуждение η'-мезона ($2^1S_0 q\bar{q}$), смешанное с GG-компонентой.

11. Процесс $J/\psi \to \gamma + GG$ как мера примеси глюонной компоненты в мезонах

Правила $1/N$-разложения говорят о том, что примеси глюонных компонент, хотя и не являются доминирующими, вполне заметны в $q\bar{q}$-мезонах, тогда как сами глюонные состояния содержат большие примеси кварк-антикварковых компонент из-за усиления, обусловленного большим числом флейверов (фактор N_f). Процесс $J/\psi \to \gamma + GG$ с последующим переходом $GG \to$ мезоны (рис. 22) дает возможность взглянуть непосредственно на распределение GG-компоненты по адронным состояниям.

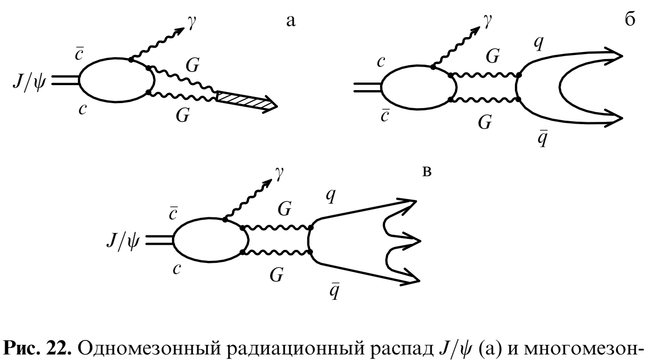

Рис. 22. Одномезонный радиационный распад J/ψ (а) и многомезонные распады (б, в)

Рис. 21 и рис. 23 демонстрируют спектры $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и $K\bar{K}$ в распадах $J/\psi \to \gamma + \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и $J/\psi \to \gamma + K\bar{K}$. В обоих случаях наблюдается усиленное рождение резонансов в районе 1500–2000 МэВ (процесс, показанный на рис. 22а). Фоновое рождение двух каонов в процессе $J/\psi \to \gamma + K\bar{K}$ (рис. 22б) является максимальным в области 2000–2500 МэВ. В реакции $J/\psi \to \gamma + \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ нерезонансное рождение мезонов, согласно результатам анализа [24], мало при $M_{\pi\pi\pi\pi} < 1900$ МэВ и начинает играть заметную роль лишь при $M_{\pi\pi\pi\pi} > 2000$ МэВ. В спектре $K\bar{K}\pi$ распада $J/\psi \to \gamma + K\bar{K}\pi$ (см. рис. 19) в

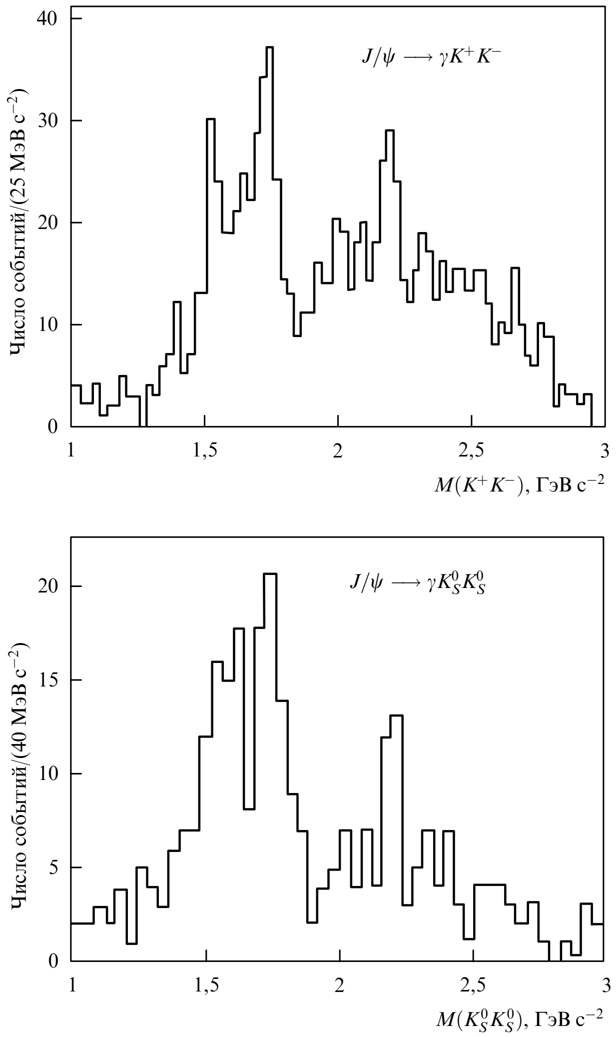

Рис. 23. Спектры $K\bar{K}$-мезонов в распаде $J/\psi \to \gamma K\bar{K}$ [71]

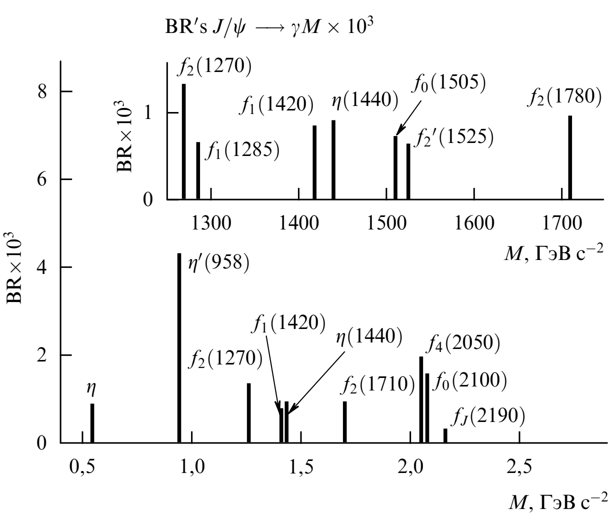

Рис. 24. Относительные вероятности $\mathrm{BR} = \Gamma_x/\Gamma$ рождения мезонов X в радиационных распадах $J/\psi \to \gamma + X$

области небольших масс наблюдается сильное рождение $\eta(1440)$, а далее спектр плавно увеличивается без видимых структур (вклад процессов рис. 22б, в), достигнув максимума в области 2300–2900 МэВ. Это указывает на то, что GG-компонента концентрируется в одномезонных состояниях, главным образом, в резонансах из области 1500–2000 МэВ, в двухмезонных состояниях — в области эффективных масс больше 2000 МэВ, в трехмезонных состояниях — при эффективных массах больше или порядка 2300 МэВ.

Поучительно взглянуть на отдельные вероятности рождения мезонов в переходах $J/\psi \to \gamma +$ мезон (рис. 24). Рисунок наглядно показывает, что глюонная компонента GG рассредоточилась по большому числу мезонов. Поэтому проблема нахождения резонансов-наследников глюболов, в основном, задача мезонной систематики: это есть нахождение состояний, не укладывающихся в кварковую классификацию.

12. Заключение

Благодаря экспериментальным исследованиям, проведенным в последние годы, контуры физики глюболов начинают вырисовываться.

Имеется два состояния, скалярное $f_0(1505)$ и тензорное $f_2(1710)$, явно не укладывающиеся в $q\bar{q}$-систематику. Это те состояния, которые с определенной долей условности можно называть низшими глюболами. Условность заключается в том, что глюболы, согласно правилам $1/N$-разложения, могут легко смешиваться с соседними $q\bar{q}$-состояниями. Поэтому резонансы $f_0(1505)$ и $f_2(1710)$ должны представлять собой "остатки" GG-глюболов после их смешивания с $q\bar{q}$-компонентами. Обратно, чистые глюбольные состояния должны представлять собой суперпозицию реальных резонансных состояний: их удобно представлять в виде столбцов Фока. Таким образом, низший скалярный чистый глюбол (S-волновое GG-состояние) должен быть суперпозицией $f_0(1505)$ и близлежащих скалярных резонансов:

$$0^{++}(GG)_S = \begin{bmatrix} f_0(1505) \\ f_0(1590) \\ \cdots \end{bmatrix} . \tag{68}$$

Аналогично, низшее тензорное чистое глюбольное состояние есть суперпозиция $f_2(1710)$ и ближайших соседей:

$$2^{++}(GG)_S = \begin{bmatrix} f_2(1710) \\ f_2(1810) \\ \cdots \end{bmatrix} . \tag{69}$$

В фоковские столбцы (68), (69) включены только ближайшие соседи резонансов $f_0(1505)$ и $f_2(1710)$, однако вряд ли только с этими состояниями смешивается GG-компонента. Потребуются очень большие усилия, чтобы воссоздать полную картину смешивания состояний $0^{++}(GG)_S$ и $2^{++}(GG)_S$ с $q\bar{q}$-состояниями.

Радиационные распады J/ψ-мезона определенно указывают на то, что псевдоскалярный глюбол рассредоточился по низколежащим η-состояниям:

$$0^{-+}(GG)_P = \begin{bmatrix} \eta(1450) \\ \eta'(1420) \\ \eta(1280) \\ \eta'(958) \\ \eta(550) \\ \cdots \end{bmatrix} . \tag{70}$$

Возможно, это смешивание привело к тому, что глюбольное 0^{-+}-состояние сместилось вниз по массовой шкале.

Сильное смешивание GG- и $q\bar{q}$-компонент есть основная причина, мешающая однозначному выделению глюбольных состояний. Поэтому особую роль приобретает исследование глюболов с экзотическими квантовыми числами, т.е. глюболов, у которых $q\bar{q}$-компонента отсутствует. Есть основания полагать, что мы имеем такой резонанс — это пик в $\eta\eta'$-системе при 1910 МэВ:

$$1^{-+}(GG)_P = X(1910) . \tag{71}$$

Однако прямых измерений квантовых чисел этого резонанса проведено не было. Подтверждение экзотических квантовых чисел этого резонанса является исключительно важным с точки зрения фиксации схемы чистых глюбольных состояний.

Имеется "лишнее" 0^{++}-состояние в районе 1000 МэВ, не укладывающееся ни в $q\bar{q}-$, ни в GG-классификации. Это может быть белая скалярная хиггсовская частица (скалярон), обязанная своим возникновением сохранению цветовой симметрии на умеренно больших расстояниях. Наблюдаемые в районе 1000 МэВ резонансы $f_0(980)$ и $f_0(1000)$ являются суперпозициями "лишнего" 0^{++}-состояния (скалярона) и $^3P_0 q\bar{q}$-состояния. Оба состояния сильно связаны с каналом $\pi\pi$ (т.е. с нестранными кварками), и это является причиной их сильного смешивания в наблюдаемых резонансах. В свою очередь, скаларон есть суперпозиция резонансов $f_0(980)$ и $f_0(1000)$:

$$S(0^{++}) = \begin{bmatrix} f_0(980) \\ f_0(1000) \end{bmatrix} . \tag{72}$$

Малая ширина $f_0(980)$ есть результат смешивания $S(0^{++})$- и $^3P_0 q\bar{q}$-состояний, а не присутствия $K\bar{K}$-порога: даже при полном "выключении" этой пороговой сингулярности положение полюса на втором листе, соответствующее $f_0(980)$, меняется слабо.

Так называемый σ-мезон, играющий важную роль в низкоэнергетической физике адронных взаимодействий и в ядерной физике, представляет собой суммарный вклад скалярона и $^3P_0 q\bar{q}$-состояния.

В заключение мне приятно выразить свою глубокую благодарность Д.В. Баггу, С.С. Герштейну, Л.Г. Дахно, Ю.Д. Прокошкину и А.В. Саранцеву за многочисленные полезные обсуждения.

Список литературы

1. Particle Data Group: Montanet L et al. *Phys. Rev. D* **50** 1173 (1994)
2. Rosselet L et al. *Phys. Rev. D* **15** 574 (1977); Grayer G et al. *Nucl. Phys. B* **75** 189 (1974); Ochs W (Universisity of Munich, Ph. D. thesis, 1974)
3. Прокошкин Ю Д, Кондашев А А *ДАН* **336** 613 (1994)
4. Morgan D, Pennington M R *Phys. Rev. D* **48** 1185, 5422 (1993)
5. Zou B S, Bugg D V *Phys. Rev. D* **48** R3948 (1993)
6. Godfrey S, Isgur N *Phys. Rev. D* **32** 189 (1985)
7. Anisovich V V, Metsch B Ch, Petry H R, Sarantsev A V *Z. Phys. A* **351** 417 (1995)
8. Close F E, in *Proc. XXVI Int. Conf. on High Energy Physics* (Dallas, 1992) p. 543 (American Institute of Physics, 1993)
9. Gribov V N *Possible solution of the problem of quark confinement* Lund Preprint LU-TP 91-7 (1991)
10. Close F E et al. *Phys. Lett. B* **319** 291 (1993)

11. Bugg D V *Hadron spectroscopy*, in *Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics* (Marseille, France, 1993) (Ed. J Carr, M Perrottet, Editions Frontieres, 1993)
12. Бинон Ф и др. *ЯФ* **38** 934 (1983); *Nuovo Cimento A* **78** 313 (1983)
13. Weinstein J, Isgur N *Phys. Rev. D* **27** 588 (1983); *D* **41** 2236 (1990)
14. Kondashov A A et al., in *Paper presented at 27th Int. Conf. on High Energy Physics* (Glasgow, 1994); Прокошкин Ю Д и др. *ДАН* (1995) (в печати); Alde D et al. Preprint CERN-PPE/94-157(1994) (to be published in *Z. Phys.C*)
15. Прокошкин Ю Д Частное сообщение
16. Anisovich V V et al. *Phys. Lett. B* **323** 233 (1994)
17. Anisovich V V, Bugg D V, Sarantsev A V, Zou B S, in *Proc. NAN'93 Conf.* (Moscow, 1993); *Phys. Atom. Nucl.* **57** 1666 (1994)
18. Aker E et al. *Phys.Lett. B* **260** 249 (1991)
19. Amsler C et al. *Phys. Lett. B* **333** 277 (1994)
20. Anisovich V V, Bugg D V, Sarantsev A V, Zou B S *Phys. Rev. D* **50** 1975 (1994); Bugg D V et al. *Phys. Rev. D* **50** 4412 (1994)
21. Etkin A et al. *Phys. Rev. D* **25** 2446 (1982)
22. Cooper A R, Ph.D. thesis (University of London, 1994)
23. Алди Д и др. *Письма в ЖЭТФ* **44** 441 (1986); *ЯФ* **54** 745 (1991); *Phys. Lett. B* **284** 455 (1992)
24. Anisovich V V et al. *Resonances in* $J/\psi \to \gamma(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ Preprint PNPI TH-59-1994-2001 (1994)
25. Prokoshkin Yu D, in *Proc. HADRON'87, KEK* (Tsukuba, 1987) p. 29
26. Алди Д и др. *ЯФ* **47** 997 (1988); **47** 1273 (1988)
27. Augustin I et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 2238 (1988)
28. Алди Д и др. *ЯФ* **48** 1724 (1988); **54** 751 (1991)
29. Zaitsev A et al. (VES Collaboration), in *Proc. 27th Int. Conf. on High Energy Physics* (Glasgow, 1994)
30. t'Hooft G *Nucl. Phys. B* **72** 461 (1974)
31. Veneziano G *Nucl. Phys. B* **117** 519 (1976)
32. Augustin I et al. *Z. Phys. C* **36** 369 (1987)
33. Chen L-P, in *Proc.* "*Hadron-91*" (College Park Maryland, 1992) p. 111. (Eds S Oneda, D Peaslee) (Singapore: World Scientific, 1992)
34. Болонкин М и др. *ЯФ* **46** 451 (1987); *Nucl. Phys. B* **309** 426 (1988); Armstrong D S et al. *Phys. Lett. B* **227** 186 (1989)
35. Chew G F, Mandelstam S *Phys. Rev.* **119** 467 (1960)
36. Fritzsch H, Minkowski P *Nuovo Cimento A* **30** 393 (1975)
37. Freund P G O, Numbu Y *Phys. Rev. Lett.* **34** 1645 (1975)
38. Willemsen J *Phys. Rev. D* **13** 1327 (1976)
39. Kogut J, Sinclair D, Susskind L *Nucl. Phys. B* **114** 199 (1976)
40. Jaffe R L, Johnson K *Phys. Rev. Lett.* **34** 1645 (1976)
41. Donoghue J F, Johnson K, Li B A *Phys. Lett. B* **99** 416 (1981)
42. Rebbi C *Phys. Rev. D* **12** 2407 (1975); *D* **14** 2362 (1976)
43. De Grand T, Jaffe R *Ann. Phys.* (*New York*) **100** 425 (1976)
44. Wilson K *Phys. Rev. D* **10** 2445 (1974)
45. Wilson K, in *Recent Developments in Gauge Theories* (Eds G t'Hooft et al.) (N. Y.: Plenum Press, 1980)
46. Creutz M, Jacob L, Rebbi C *Phys. Rev. Lett.* **42** 1390 (1979)
47. Creutz M *Phys. Rev. Lett.* **43** 553 (1979)
48. Bali G S et al. (UKQCD Collaboration) *Phys. Lett. B* **309** 378 (1993)
49. Isgur N, Paton J *Phys. Rev. D* **31** 2910 (1985)
50. Липатов Л Н *ЖЭТФ* **90** 1593 (1986)
51. Parisi G, Petronzio R *Phys. Lett. B* **94** 51 (1980)
52. Consoli M, Field J H *Phys. Rev. D* **49** 1293 (1994)
53. Cornwall J M *Phys. Rev. D* **26** 1453 (1982)
54. Cornwall J M, Hou W-S *Phys. Rev. D* **34** 585 (1986)
55. Cornwall J M, Papavassiliou J *Phys. Rev. D* **40** 3474 (1989)
56. Anisovich V V, Gerasyuta S M, Sarantsev A V *Int. J. Mod. Phys. A* **6** 625 (1991)
57. Anisovich V V, Bugg D V *Search for glueballs* Preprint PNPI TH-74-194, 2016 (St. Petersburg, 1994)
58. Bardakci K, Halpern M B *Phys. Rev. D* **6** 696 (1972)
59. de Witt B *Nucl. Phys. B* **51** 237 (1973)
60. Pati J C, Salam A *Phys. Rev. D* **8** 1240 (1973); *D* **10** 275 (1974)
61. Ma E *Phys. Rev. D* **17** 623 (1978)
62. Anisovich V V, Kobrinsky M N, Nyiri J, Shabelski Yu M *Quark model and high energy collision* (Singapore: World Scientific, 1985)
63. Anisovich V V *Quark model and QCD*, in *Proc. 3-d Int. Symposium* "πN *and NN Physics*" (Gatchina, 1989) p. 237
64. Anisovich V V, Huber M G, Kobrinsky M N, Metsch B Ch *Phys. Rev. D* **42** 3045 (1990)
65. Anisovich V V, Prokoshkin Yu D, Sarantsev A V et al. *Phys. Lett. B* **355** 363 (1995)
66. Barnes T, in *Proc. XXIX Recontres de Moriond* (Meribel, France, 19-26 March, 1994); *QCD and High Energy Hadron Interactions* (Ed. J Tranh) (Than Van, 1994) p. 587; Tornqvist N A *Z. Phys. C* **61** 525 (1994); Achasov N, Shestakov P *Z. Phys. C* **41** 309 (1988)
67. Adler S L *Phys. Rev. B* **137** 1022 (1965)
68. Gell-Mann M, Levy M *Nuovo Cimento* **16** 705 (1960); Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **17** 616 (1966)
69. Faessler M *Talk at Crystal Barrel* Workshop (13-18 March, 1994)
70. Bai Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 2507 (1990)
71. Zheng Zhipeng, in *Proc. XXVI Int. Conf. on High Energy Physics* (Dallas, 1992) p. 556 (American Institute of Physics, 1993)
72. Augustin J-E et al. *Phys. Rev. D* **42** 10 (1990)
73. Burchell B H et al. *Nucl. Phys.* (*Suppl.*) *B* **21** 132 (1991)
74. Behrend H-J et al. *Z. Phys. C* **56** 381 (1992)
75. Gershtein S S, Likhoded A K, Prokoshkin Yu D *Z. Phys. C* **24** 305 (1984); *ЯФ* **39** 251 (1984)
76. Rath M G et al. *Phys. Rev. D* **40** 693 (1989)

EXOTIC MESONS: SEARCH FOR GLUEBALLS

V.V. Anisovich
St. Petersburg Nuclear Physics Institute
188350 Gatchina, St. Petersburg, Russia
Fax (*7-812*) *713-19 63*
E-mail: *anisovic@lnpi.spb.su*

An analysis of present status of the search for glueballs is performed.

PACS numbers: **13.90.+i**, **14.80.–j**

Bibliography — 76 references

Received 10 April 1995