

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12

ИТОГИ ПОИСКОВ ЧЕТЫРЕХКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ
В $\gamma\gamma$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ

Н.Н. Ачасов, Г.Н. Шестаков

(Институт математики СО АН СССР, Новосибирск)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	53
2. Программа поисков четырехкварковых состояний в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow VV'$	57
2.1. Первые шаги в исследовании реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$. 2.2. Теоретические предсказания.	
3. Открытие явно экзотической структуры резонансного типа в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$	69
3.1. Резонансно-интерференционные явления в сечениях $\rho^0 \rho^0$ - и $\rho^+ \rho^-$ -рождения. Анализ данных TASSO, CELLO и JADE. 3.2. Определение спин-четности промежуточных состояний в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ по данным CELLO. 3.3. Общая картина результатов определения квантовых чисел в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$. Обсуждение и выводы. 3.4. Перспективы поисков экзотического тензорного состояния в $\rho^+ \rho^+$ - и $\rho^- \rho^-$ -каналах в адронных реакциях при промежуточных энергиях.	
4. Результаты исследований других реакций двухфотонного рождения пар векторных мезонов	82
4.1. Анализ реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega \rho^0$; $q^2 \bar{q}^2$ - и $q\bar{q}$ -вклады. 4.2. Реакция $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}$. 4.3. Реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega \omega$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$. Модели однопионного и однокаонного обменов. 4.4. Проблемы, связанные с реакциями $\gamma\gamma \rightarrow \varphi V$. 4.5. Обсуждение. Нерешенные вопросы, радиальные возбуждения тензорных мезонов в $\gamma\gamma \rightarrow VV'$, резонансные состояния и VV' -каналах в других реакциях.	
5. Скалярные $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -мезоны как претенденты на $q^2 \bar{q}^2$ -состояния в $\gamma\gamma$ -столкновениях	95
6. Заключение	100
Приложение. Замечания о выделении реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$	101
Примечания	104
Список литературы	105

1. Введение. В конце 70-х годов с опыта по рождению η' -мезона в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$ на ускорителях со встречными e^+e^- -пучками начались интенсивные экспериментальные исследования процессов двухфотонного рождения адронов. В современной физике высоких энергий эти исследования занимают одно из важных мест. Они охватывают широкий круг проблем, центральной из которых является спектроскопия адронов. По сути дела, двухфотонная физика, исследования распадов J/ψ -мезона и ряд новых опытов

по π^-p -, K^-p -, pp - и $p\bar{N}$ -столкновениям, дополняя друг друга, сформировали за последние несколько лет новую ситуацию в адронной спектроскопии до чарма. На первый план вышли поиски различных экзотических адронных состояний с явной и скрытой экзотикой, таких как четырехкварковые ($q^2\bar{q}^2$)-мезоны, глюболы, гибриды и т.д., то есть состояний, отличных от стандартных $q\bar{q}$ -мезонов и qqq -барионов. Не случайно слово "экзотика" стало одним из ключевых во многих докладах на последних конференциях и совещаниях по физике высоких энергий; см., например, труды XXIV (Мюнхен, 1988) и XXV (Сингапур, 1990) Рочестерских конференций, международного семинара "Кварки-88" (Тбилиси, 1988), рабочих совещаний — VIII — по фотон-фотонным взаимодействиям (Шореш, 1988), по глюболам, гибридам и экзотическим адронам (Брукхевенская национальная лаборатория, Аптон, 1988), Рейнфелс-90 (Санкт-Гоар, 1990), III — международной конференции по адронной спектроскопии "Адрон'89" (Аджасио, 1989).

Цель настоящего обзора — подробно разобрать ситуацию с поисками четырехкварковых состояний в $\gamma\gamma$ -столкновениях, сложившуюся к началу 1991 г. Речь пойдет главным образом о рождении пар векторных мезонов в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow VV'$, а также о рождении скалярных мезонов в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. В течение последних десяти лет исследования этих процессов интенсивно развивались и привлекали к себе общее внимание. В них был получен целый ряд первоклассных физических результатов.

В восьмидесятом году группа TASSO впервые измерила сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ [1] и обнаружила большое усиление около $\rho^0\rho^0$ -порога. В то время это был единственный эффект, найденный в двухфотонных экспериментах, который не был предсказан заранее даже качественно. Интерес экспериментаторов и теоретиков к такого сорта процессам был разбужен.

В самом начале 80-х годов нами была сформулирована программа поисков четырехкварковых состояний в $\gamma\gamma$ -столкновениях [2 — 4]. Мы показали, что тензорные ($J^{PC} = 2^{++}$)-состояния из MIT-мешка [5], которые в основном "состоят" из пар векторных мезонов, и поэтому хорошо "приклеиваются" к $\gamma\gamma$ -системе, могут объяснить аномалию, найденную в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$. Такое объяснение одновременно предполагает, что в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ подобное усиление должно отсутствовать [2 — 4]. Дело в том, что в MIT-мешке существуют выроджденные по массе 2^{++} $q^2\bar{q}^2$ -состояния с изоспином $I = 0$ и 2. Между вкладами состояний с $I = 0$ и экзотического состояния с $I = 2$ в канале $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ происходит конструктивная, а в канале $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ деструктивная интерференция [2 — 4], см. также [6, 7]. Экспериментальное подтверждение этого предсказания для реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, полученное группой JADE в 1983 г. [8], явилось ярким и интригующим событием в физике частиц до чарма. Вся проблема поиска $q^2\bar{q}^2$ -состояний в $\gamma\gamma$ -столкновениях с этого момента стала одной из наиболее актуальных, и сейчас в этом направлении пройден уже большой путь.

Вместе с реакциями $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ в нашу программу входили предсказания еще для семи реакций рождения пар векторных мезонов: $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \omega$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega \omega$, $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}$, $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$, $\gamma\gamma \rightarrow \varphi \rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \varphi \omega$ и $\gamma\gamma \rightarrow \varphi \varphi$ [2 — 4, 7]. Мы ожидали значительных сигналов у порогов реакций $\gamma\gamma \rightarrow \omega \rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \varphi \rho^0$. Сечение у порога реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi \varphi$ ожидалось большим по сравнению с его естественной величиной — асимптотическим значением, обусловленным обменом помероном, но вместе с тем гораздо меньшим, чем в каналах $\gamma\gamma \rightarrow \omega \rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \varphi \rho^0$. В то же время в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \omega \omega$, $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}$, $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$ заметных резонансных структур за счет $q^2 \bar{q}^2$ -состояний не предсказывалось. В систематические исследования реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ включился целый ряд групп: TASSO, MARK II, CELLO, JADE, PLUTO, TPC/2 γ , ARGUS. В настоящее время эти исследования в первом приближении закончены, см. [1, 8 — 25], а также обзоры [26 — 36]. И хотя многие детали еще нужно уточнять, например, такие как различные угловые распределения, парциально-волновой состав, в реакциях с участием φ -мезона известны пока лишь верхние пределы для сечений, а не сами сечения, тем не менее уже можно подвести предварительные итоги.

Эксперименты [17] подтвердили наличие существенного усиления в сечении реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega \rho^0$ около порога. В то же время какого-либо сигнала в канале $\gamma\gamma \rightarrow \varphi \rho^0$ до сих пор не обнаружено [18 — 20]. Кроме того, структуры резонансного типа недавно были найдены у порогов реакций $\gamma\gamma \rightarrow \omega \omega$ [21], $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$ [20] и $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}$ [23]. Однако открытие последних не означает какого-то принципиального расхождения с $q^2 \bar{q}^2$ -моделью. На наш взгляд, новые структуры в $\gamma\gamma \rightarrow \omega \omega$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^{*} \bar{K}^{*}$ не связаны с новой физикой. Дело в том, что для предсказания сечений реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ в работах [2 — 4] мы использовали только вклады новых $q^2 \bar{q}^2$ -состояний, которые есть в MIT-мешке. При детальном же сравнении теории с экспериментом надо иметь в виду, что кроме них в амплитудах есть и обычные вклады от известных $q\bar{q}$ -резонансов или различных редже-обменов, роль которых нужно по возможности оценить и учесть. Так еще до появления данных по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega \omega$ мы показали [37], что в ее сечении около порога должно наблюдаться заметное усиление резонансного типа за счет однопионного редже-обмена (ОРЕ). Эксперимент [21] качественно подтвердил наше ожидание. Данные по $\gamma\gamma \rightarrow \omega \omega$ мы кратко обсуждали в [38]. Кроме того, в [38] мы показали, что данные по реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$ [20] также могут быть объяснены нормальным способом — однокаонным редже-обменом (ОКЕ).

Результаты опытов по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \omega \rho^0$ [17], $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}$ [23], $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ [24, 25] и $\gamma\gamma \rightarrow \varphi \rho^0$ [18 — 20], подробно анализировались в работе [39]. Отмечалось, в частности, что сигнал в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega \rho^0$ может быть обусловлен рождением $q^2 \bar{q}^2$ -состояния с $I = 1$, а данные по $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+} K^{*-}$ неплохо описываются реджезованным $K^{*\pm}$ -обменом.

Целью нашего обзора является не только рассказ о полученных результатах и подведение предварительных итогов поисков $q^2\bar{q}^2$ -состояний в $\gamma\gamma$ -столкновениях, но, что еще более важно, и формулировка дальнейшей возможной стратегии выяснения физической природы рассматриваемых явлений.

Мы начинаем обзор с описания и краткого обсуждения первых данных по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$, а также с подробного изложения теоретических предсказаний для $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ и других реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$, которые были получены из предположения осуществления $q^2\bar{q}^2$ -состояний (часть вторая).

В третьей части детально рассмотрены резонансно-интерференционные явления, обнаруженные у порогов реакций $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$. Приведена полная картина имеющихся результатов по определению квантовых чисел промежуточных состояний в $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$. Среди них обязано быть экзотическое состояние резонансного типа с изоспином $I=2$. Кроме того, все существующие эксперименты по $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ либо не противоречит, либо подтверждают доминантность промежуточных состояний со спин-четностью $J^P = 2^+$, которая предсказывалась в $q^2\bar{q}^2$ -модели. Наиболее сильное свидетельство в пользу $J^P = 2^+$ было недавно получено группой ARGUS в эксперименте с большой статистикой [16]. В настоящее время, пожалуй, важнейшей задачей во всей обсуждаемой здесь проблеме является поиск дваждызаряженных резонансных состояний в каналах $\rho^+\rho^+$ и $\rho^-\rho^-$ (около их порогов), которые должны быть изотопическими партнерами с $I_3 = \pm 2$ предполагаемого $q^2\bar{q}^2$ -состояния с $I = 2$ и $I_3 = 0$ в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, а также поиск его однозаряженных партнеров в $\rho^+\rho^0$ - и $\rho^-\rho^0$ -каналах. Отметим, что экзотические $\rho^+\rho^+$ - и $\rho^-\rho^-$ -каналы никогда раньше не исследовались. Реакции, которые мы предлагаем для этого использовать, а также простейшие оценки их сечений, приведены в п. 3.4.

В четвертой части представлен обзор и подробный анализ современных данных по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow K^*\bar{K}^*$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$, $\gamma\gamma \rightarrow \phi V$. Многие из них были получены только в последние 2 — 3 года, особенно активно работала здесь группа ARGUS. Специальное внимание мы уделяем обсуждению нерешенных вопросов, трудностям при интерпретации данных, рассмотрению различных возможных сценариев. В частности, обсуждается возможность проявления в VV' -каналах радиальных возбуждений тензорных мезонов.

В пятой части речь идет о скалярных $a_0(975)$ - и $f_0(980)$ -мезонах — бывших δ и S^* , которые уже давно серьезно рассматриваются как претенденты на четырехкварковые состояния, см., например, [5, 40, 41]. Обсуждается, в частности, ситуация, сложившаяся вокруг a_0 - и f_0 -мезонов после недавних экспериментов "Crystal Ball" [42], JADE и MARK II [43] по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow a_0 \rightarrow \pi^0\eta$ и $\gamma\gamma \rightarrow f_0 \rightarrow \pi\pi$. Результаты этих опытов дали новую качественную поддержку $q^2\bar{q}^2$ -интерпретации a_0 - и f_0 -резонансов, подтвердив ожидавшиеся особенности их рождения в $\gamma\gamma$ -столкновениях. Мы отмечаем также,

что необходимы дополнительные эксперименты, и указываем какие именно, чтобы закрыть $q^2\bar{q}^2$ -модель для $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -мезонов, или получить новые свидетельства в ее пользу. Например, очень перспективными здесь могут стать исследования распадов $\varphi \rightarrow a_0\gamma \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ и $\varphi \rightarrow f_0\gamma \rightarrow \pi\pi\gamma$.

В заключение сжато сформулированы основные результаты.

В приложение вынесены замечания по общей для всех реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ проблеме выделения VV' каналов из многомезонных конечных состояний. В частности, здесь указано на некоторые строгие правила отбора, которые необходимо учитывать для правильной обработки и интерпретации данных.

2. Программа поисков четырехкварковых состояний в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow VV'$.

2.1. Первые шаги в исследовании реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$. Встречные e^+e^- -пучки являются основным инструментом исследования процессов двухфотонного рождения адронов

$$\gamma\gamma \rightarrow (\text{адроны}) \quad (1)$$

[26 — 36, 44] (рис. 1).

Десять лет назад на ускорителях SPEAR и PETRA были выполнены первые опыты по двухфотонным резонансным реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и $\gamma\gamma \rightarrow f_2 \rightarrow \pi^+\pi^-$ [45]. Вслед за ними группа TASSO на ускорителе PETRA в DESY впервые измерила сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в области $1,5 \leq W_{\gamma\gamma} \leq 2,3$ ГэВ, где $W_{\gamma\gamma}$ — энергия в с.ц.м. конечных частиц, выделив ее из 89 событий, отнесенных к реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ [1]. При $W_{\gamma\gamma} \approx 2m_{\rho^0}$, т.е. вблизи условного порога реакции

$\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ (условного потому, что речь идет о рождении сильно нестабильных частиц), было обнаружено мощное усиление сечения (рис. 2). Буквально в течение года результат, полученный TASSO был подтвержден четырьмя группами: MARK II [9], PLUTO, JADE и CELLO [10, 11]. Кроме того, группа TASSO начала существенное увеличение статистики [10]. Эти опыты составили первую серию данных по сечениям реакций $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (рис. 3). Сведения об угловых распределениях здесь были еще весьма бедны [1, 9].

Резкий рост и большая абсолютная величина сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ около $\rho^0\rho^0$ -порога — порядка 100 нбн — явились полной неожиданностью. Естественная оценка для сечения в модели векторной доминантности (VDM), с которой проводили сравнение своих результатов экспериментаторы [1, 9 — 11] и которая, как можно надеяться, должна хорошо работать при

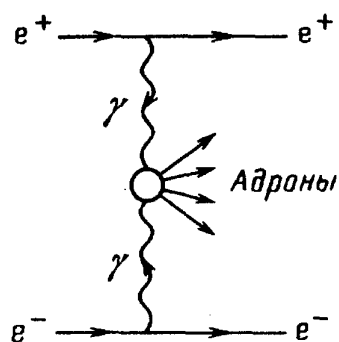


Рис. 1. Механизм двухфотонного рождения адронов на встречных e^+e^- -пучках

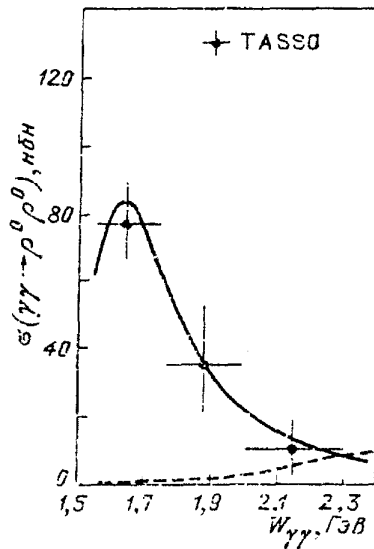


Рис. 2. Первые данные по сечению реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ [1]. Пунктиром показано предсказание модели VDM, приведенное в [1]. Сплошная кривая — предсказание $q^2\bar{q}^2$ -модели [2, 3]

$W_{\gamma\gamma} \gg 2m_{\rho}^{(1*)}$, будучи проэкстраполированной в интересующую область энергий оказывается ничтожной на фоне наблюдаемого сечения, см. штриховые кривые на рис. 2 и 3.

Сразу после эксперимента TASSO о природе найденного эффекта были высказаны различные соображения [2 — 4, 46 — 53]. В большинстве работ обнаруженное явление объяснялось рождением одного или нескольких новых резонансов. И действительно, оказалось очень трудно придумать какую-нибудь другую динамическую причину, чтобы сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ оставалось большим при $W_{\gamma\gamma} \lesssim 2m_{\rho}$ вплоть до $W_{\gamma\gamma} \approx 1,3$ ГэВ, несмотря на очень сильное уменьшение в этой области фазового объема пары нестабильных ρ^0 -мезонов (при

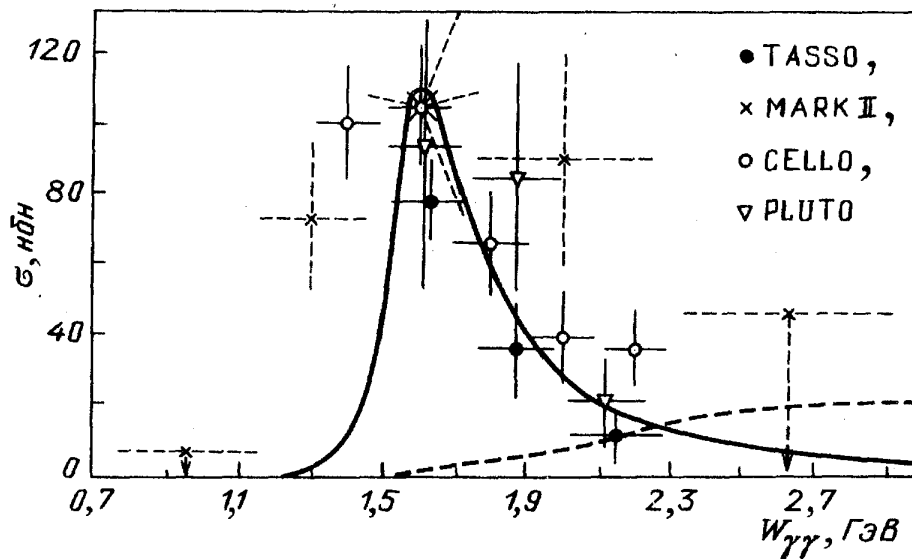


Рис. 3. Сравнение данных по сечениям: TASSO ($\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$) [1], MARK II ($\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$) [9], CELLO ($\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ с $m_{\pi^+\pi^-}$ в области ρ^0 -пиков) [10], PLUTO ($\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$) [11]. Пунктир — ожидание в модели VDM [10, 11]. Сплошная кривая получена в $q^2\bar{q}^2$ -модели [4]

уменьшении $W_{\gamma\gamma}$ от 1,55 до 1,3 ГэВ фазовый объем падает в 14 раз). В качестве кандидатов были предложены как обычные $q\bar{q}$ -состояния с изоспином $I = 0$ и $J^{PC} = 2^{-+}$ [46], 0^{++} [48], глюбол с $J^{PC} = 0^{-+}$ (и естественно с $I = 0$) [47], так и новые $q^2\bar{q}^2$ -состояния из MIT-мешка с $I = 0$ и 2 [2 — 4, 52, 53]. Вскоре выяснилось, что ни одна из моделей, учитывающая только $q\bar{q}$ -резонансы или глюболы, не может описать аномалию, найденную в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$, см. третью часть. Поэтому ниже мы остановимся на теоретических предсказаниях для реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$, связанных главным образом с $q^2\bar{q}^2$ -моделью.

2.2. Теоретические предсказания. Вопрос о существовании многокварковых состояний возник вместе с кварковой моделью. Однако долгое время не существовало каких-либо надежных динамических расчетов их спектра, констант связи с адронами и т.д. Впервые это удалось сделать [5] в рамках модели MIT-мешка, которая является самой развитой феноменологической схемой пленения кварков. В работе [5] был получен богатый спектр низших (без радиальных и орбитальных возбуждений) четырехкварковых $q^2\bar{q}^2$ -мезонных состояний. К началу экспериментальных исследований реакций двухфотонного рождения адронов эта модель широко обсуждалась, главным образом, в связи с проблемой скалярных S^* , δ , ϵ и κ мезонов в сильных взаимодействиях, см., например, [5, 40, 54 — 59]. Нами было показано [2 — 4], что реакции $\gamma\gamma \rightarrow$ (адроны) дают уникальные возможности исследовать тензорные четырехкварковые состояния в VV' -каналах.

MIT-модель предсказывает существование двух тензорных ($J^P = 2^+$) мультиплетов $q^2\bar{q}^2$ -мезонов $(9, 2^+)$ и $(36, 2^+)$, с массами в области 1,65 — 2,25 ГэВ [5]. Эти низшие тензорные $q^2\bar{q}^2$ -мезоны "состоят" из белых и цветных векторных (I^-) $q\bar{q}$ -мезонных пар и, следовательно, слабо связаны с псевдоскалярными мезонами (только через высшие порядки по α_s в КХД). Волновые функции их имеют вид

$$|9, 2^+\rangle = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} |VV\rangle + \left(\frac{1}{3}\right)^{1/2} |\bar{V}\bar{V}\rangle, \quad (2)$$

$$|36, 2^+\rangle = \left(\frac{1}{3}\right)^{1/2} |VV\rangle - \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} |\bar{V}\bar{V}\rangle, \quad (3)$$

где V и $\bar{V}$ — синглетные и октетные по цвету I^- - $q\bar{q}$ -состояния. Структура волновых функций по "ароматам" приведена в табл. I. За счет $|VV\rangle$ -компоненты состояния (2) и (3) имеют суперразрешенные по Цвейгу связи с соответствующими каналами распада на пары векторных мезонов. Если суперразрешенные по Цвейгу каналы распада не подавлены по фазовому объему конечных частиц, то $q^2\bar{q}^2$ -состояния могут просто "разваливаться" (без рождения дополнительной $q\bar{q}$ -пары из вакуума) на свои "белые составляющие", $q^2\bar{q}^2 \rightarrow q\bar{q} + q\bar{q}$ (рис. 4,а). Ширины мезонов должны иметь порядок 1 ГэВ, и их, вообще говоря, трудно отличить от фона. Однако тензорные $q^2\bar{q}^2$ -мезоны расположены достаточно близко к порогам их суперразрешенных каналов распада на VV' -мезоны, как предсказывает модель мешков MIT, и поэтому, в принципе, должны проявляться как явные резонансы с ширинами 150 — 300 МэВ.

Естественно также ожидать, что главным способом распада $q^2\bar{q}^2(2^+)$ -резонансов на два фотона должен быть способ, изображенный на рис. 4,б.

Сформулируем теперь простые правила кваркового счета для процессов $\gamma\gamma \rightarrow q^2\bar{q}^2(2^+) \rightarrow VV'$ [2 — 4].

В самом простейшем варианте связь $q^2\bar{q}^2$ -состояний из $(9, 2^+)$ - и $(36, 2^+)$ -мультиплетов с векторными мезонами, из которых они как бы "состоят", определяется одной константой g_0 . Используя VDM, можно записать

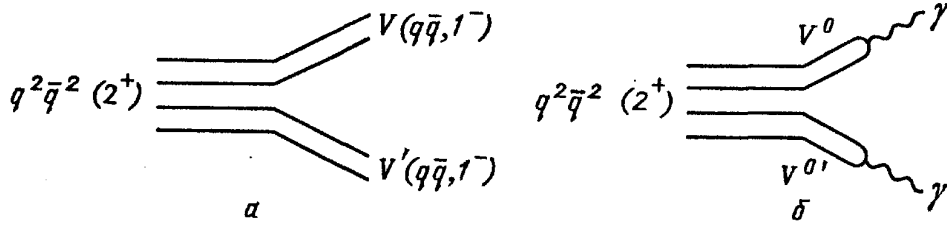


Рис. 4. Суперразрешенные по Цвейгу распады $q^2\bar{q}^2(2^+)$ -состояния на пару VV' -мезонов (а) и на два γ -кванта (б)

амплитуду перехода $2^+ \rightarrow \gamma\gamma$ за счет пары нейтральных векторных мезонов ($V^0V^{0'}$), "содержащихся" в волновой функции резонанса в виде

$$A(2^+ \rightarrow V^0V^{0'} \rightarrow \gamma\gamma) = g_0 A(V^0V^{0'}) \cdot \frac{e^2}{f_V f_{V'}} \cdot \left(\frac{7}{15}\right)^{1/2} \times \begin{cases} \sqrt{2}, & V^0 \neq V^{0'}, \\ 1, & V^0 = V^{0'}, \end{cases} \quad (4)$$

где $A(V^0V^{0'})$ — амплитуда вероятности нахождения пары $V^0V^{0'}$ в $2^+ - q^2\bar{q}^2$ -резонансе. Для состояний из $(9, 2^+)$ -мультиплета $A(V^0V^{0'}) = (\sqrt{2/3}$ из (2)) · (коэффициент при $|V^0V^{0'}\rangle$ из табл. I). Для членов $(36, 2^+)$ -мультиплета $A(V^0V^{0'}) = (\sqrt{7/3}$ из (3)) · (коэффициент, при $|V^0V^{0'}\rangle$ из табл. I). Множитель $\sqrt{7/15}$ в (4) отражает тот факт, что только $2 + 1/3$ спиновых состояний тензорного мезона из 5 переходят в $\gamma\gamma$ за счет $V^0V^{0'}$ [2 — 4]. Константы $\gamma \leftrightarrow V^0$ переходов связаны соотношением

$$\left(\frac{1}{f_\rho}\right) : \left(\frac{1}{f_\omega}\right) : \left(\frac{1}{f_\phi}\right) \approx 1 : \left(\frac{1}{3}\right) : -\frac{\sqrt{2}}{3}. \quad (5)$$

При конкретных оценках в [2 — 4] использовалось значение $f_\rho^2/4\pi \approx 2,3$.

Ширина двухфотонного распада $q^2\bar{q}^2(2^+)$ -состояния

$$\Gamma_{2^+\gamma\gamma} = \frac{|A(2^+ \rightarrow \gamma\gamma)|^2}{16\pi m_{2^+}}, \quad (6)$$

$$A(2^+ \rightarrow \gamma\gamma) = \sum_{V^0, V^{0'}} A(2^+ \rightarrow V^0V^{0'} \rightarrow \gamma\gamma).$$

В той же нормировке для распада на стабильные векторные мезоны

$$\Gamma_{2^+VV'}^{(0)}(m_{2^+}^2) = \frac{g_{2^+VV'}^2}{16\pi m_{2^+}} \cdot \rho_{VV'}(m_{2^+}^2), \quad (7)$$

$$\rho_{VV'}(m_{2^+}^2) = (m_{2^+}^2 - m_+^2)^{1/2} (m_{2^+}^2 - m_-^2)^{1/2} m_{2^+}^{-2},$$

$$g_{2^+VV'} = g_0 A(VV'), \quad m_\pm = m_V \pm m_{V'}.$$

В табл. II приведены ориентировочные значения масс $q^2\bar{q}^2(2^+)$ -состояний, которые предсказывает MIT-модель [5], а также соотношения между их двух-

фотонными ширинами распада, полученными из (4) — (6). При расчетах [2 — 4, 7] для суперразрешенной константы связи g_0 , характеризующей "развал" 2^+ на VV' , использовались значения $(g_0^2/4\pi) \cdot 0,14 \equiv g^2/4\pi \approx \approx g_{S^*K^+K^-}^2/4\pi \approx 1,3, 2,3$ и 3 ГэВ², полученные нами ранее в [57, 60], см. также [40]. Согласно этим числам, (ориентировочно) $\Gamma_{E\gamma\gamma} \approx 1,5, 2,6$ и $3,4$ кэВ, что вполне разумно.

Таблица П. Соотношения между двухфотонными ширинами распадов тензорных $q^2\bar{q}^2$ -состояний

$q^2\bar{q}^2$, $J^P = 2^+$	E(36)	C ⁰ (36)	C ⁰ (9)	C _{π} (36)	C _{π} ^s (36)	C _{π} ^s (9)	C ^s (36)	C ^s (9)	S ^{ss} (36)
m_{2^+} , МэВ	1650	1650	1650	1650	1950	1950	1950	1950	2250
$\frac{m_{2^+} + \Gamma_{2^+ \gamma\gamma}}{m_E \Gamma_{E\gamma\gamma}}$	1	$\frac{2}{9}$	$\frac{16}{27}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{27}$	$\frac{2}{27}$	$\frac{2}{27}$

Тензорные $q^2\bar{q}^2$ -резонансы вырождены по массе группами (см. табл. II) и поэтому сильно интерферируют в общих каналах $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma(2^+)_i \rightarrow VV'$. К счастью, интерференционные картины полностью предсказываются структурой по "ароматам" волновых функций 2^+ -резонансов. Таким образом, в [2 — 4] были рассчитаны сечения следующих девяти процессов:

$$\gamma\gamma \rightarrow E(36, 2^+) + C^0(36, 2^+) + C^0(9, 2^+) \rightarrow \rho^0 \rho^0, \rho^+ \rho^-, \quad (8)$$

$$\gamma\gamma \rightarrow C_\pi^0(36, 2^+) \rightarrow \omega \rho^0, \quad (9)$$

$$\gamma\gamma \rightarrow C^0(36, 2^+) + C^0(9, 2^+) \rightarrow \omega \omega, \quad (10)$$

$$\gamma\gamma \rightarrow C_\pi^s(36, 2^+) + C_\pi^s(9, 2^+) \rightarrow \varphi \rho^0, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \gamma\gamma \rightarrow C_\pi^s(36, 2^+) + C^s(36, 2^+) + \\ + C_\pi^s(9, 2^+) + C^s(9, 2^+) \rightarrow K^{*+} K^{*-}, K^{*0} \bar{K}^{*0}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\gamma\gamma \rightarrow C^s(36, 2^+) + C^s(9, 2^+) \rightarrow \varphi \omega, \quad (13)$$

$$\gamma\gamma \rightarrow C^{ss}(36, 2^+) \rightarrow \varphi \varphi. \quad (14)$$

2.2.1. Реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$. Аномалия в сечении реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ естественно объясняется рождением четырехкварковых $C^0(9, 2^+, 1650)$, $C^0(36, 2^+, 1650)$ и $E(36, 2^+, 1650)$ резонансов [2 — 4, 6, 7] (см. рис. 2, 3 и 6). Примерно половина этого усиления обусловлена рождением экзотического (с изоспином $I = 2$) $E(36, 2^+, 1650)$ -резонанса. Наше объяснение легко было отличить от других, предполагавших существование новых резо-

нансов с $I = 0$; см., например, [46 — 49]. Мы предсказывали отсутствие резонансного усиления вблизи порога реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ (2^*) за счет деструктивной интерференции тензорных $q^2\bar{q}^2$ -резонансов с $I = 0$ и 2. Кстати, факт различной интерференции резонансов с $I = 0$ и 2 в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ вообще не зависит от модели. Он является очевидным следствием соображений, связанных с изотопической инвариантностью; см. п. 3.1. В "идеальном" случае, т.е. когда массы рассматриваемых резонансов точно вырождены, а указанные выше в таблицах и тексте соотношения между константами связи строго выполняются, $E(36,2^+)$, $C^0(9,2^+)$ и $C^0(36,2^+)$ резонансы практически полностью (резонансы из 36- и 9-мультиплетов имеют разные ширины) компенсируют друг друга в канале $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ при энергиях в с.д.м. $W_{\gamma\gamma} \approx 1300 - 2000$ МэВ. Безусловно, что значительные отклонения от соотношения

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-) \ll \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0) \quad (15)$$

возможны, и мы их обсудим.

Если аномалию в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ объяснить какими-то резонансами только с $I = 0$, то должно выполняться соотношение

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-) = 2\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0). \quad (16)$$

И наоборот,

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0) = 2\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-), \quad (17)$$

если аномалию объяснить резонансом с $I = 2$.

Предположим, что соотношения между массами $q^2\bar{q}^2$ -резонансов нарушены, так что $m(C^0(9,2^+)) < m(C^0(36,2^+)) < m(E(36,2^+))$, например, за счет какого-либо смешивания резонансов с $I = 0$. Отметим, что экзотическому резонансу $E(36,2^+)$ с $I = 2$ смешиваться не с чем. Тогда следует ожидать вместо (15) более слабого неравенства

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-) \lesssim \frac{1}{2} \cdot \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0) \quad (18)$$

при $W_{\gamma\gamma}$ в области $\rho\rho$ -порога, которое можно считать более реалистическим предсказанием, имея в виду различные возможные нарушения "идеального" варианта четырехкварковой модели^(3*) и вклады $q\bar{q}$ -состояний, см. п. 3.1 и 4.2.

Остановимся теперь на деталях обработки данных о реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$; см. рис. 2, 3. В качестве основного инструмента анализа мы будем использовать простые и наглядные формулы резонансного приближения для амплитуды процесса:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow VV') = \frac{5F_{VV'}(s)}{32\pi s} \left| \sum_R \frac{g_{R\gamma\gamma} g_{RVV'}}{D_R(s)} \right|^2, \quad (19)$$

$s^{1/2} \equiv W_{\gamma\gamma}$. В данном случае $V = V' = \rho^0$, $R = C^0(9,2^+)$, $C^0(36,2^+)$, $E(36,2^+)$.

$g_{R\gamma\gamma} \equiv A(R \rightarrow \gamma\gamma)$; см. (4), (6). Брейт-вигнеровский знаменатель

$$D_R(s) = m_R^2 - s - is^{1/2}\Gamma_R^{\text{tot}}(s), \quad (20)$$

$$s^{1/2}\Gamma_R^{\text{tot}}(s) = s^{1/2}\Gamma_R(s) + a_R m_R \Gamma_R^{(0)}(m_R^2), \quad (21)$$

$$\Gamma_R(s) = \sum_{V,V'} \Gamma_{RVV'}(s), \quad VV' = \rho^+\rho^-, \quad \rho^0\rho^0, \quad \omega\omega,$$

$$s^{1/2}\Gamma_{RVV'}(s) = \frac{g_{RVV'}^2}{16\pi} \cdot F_{VV'}(s). \quad (22)$$

Если бы векторные мезоны были стабильными, то фазовый объем VV' -системы (см. (7))

$$F_{VV'}(s) = \rho_{VV'}(s) = (s - m_+^2)^{1/2}(s - m_-^2)^{1/2}s^{-1}.$$

Однако в околороговой области, $s^{1/2} \approx m_V + m_{V'}$, необходимо учитывать конечную ширину V -, V' -мезонов из-за ограниченности фазового объема. Это особенно важно для распадов $R \rightarrow \rho\rho \rightarrow 4\pi$, менее существенно при распадах резонансов на $\omega\rho$, $\varphi\rho$, $K^*\bar{K}^*$ и практически не требуется для распадов на $\omega\omega$, $\varphi\varphi$. С учетом конечной ширины ρ -мезона

$$F_{\rho\rho}(s) = \frac{(1 + C_{\rho\rho}(s))}{\pi^2} \int_{4m_\pi^2}^{(s^{1/2}-2m_\pi)^2} dm^2 \frac{m\Gamma_\rho(m)}{|D_\rho(m)|^2} \int_{4m_\pi^2}^{(s^{1/2}-m)^2} dm'^2 \frac{m'\Gamma_\rho(m')}{|D_\rho(m')|^2} \rho(s, m, m'), \quad (23)$$

$$\rho(s, m, m') = [s - (m + m')^2]^{1/2} [s - (m - m')^2]^{1/2} s^{-1},$$

$$D_\rho(m) = m_\rho^2 - m^2 - im\Gamma_\rho(m),$$

$$m\Gamma_\rho(m) = m_\rho \Gamma_\rho(m_\rho) \frac{m_\rho}{m} \cdot \left(\frac{q(m)}{q(m_\rho)} \right)^2 \left[\frac{1 + (r_\rho q(m_\rho))^2}{1 + (r_\rho q(m))^2} \right], \quad (24)$$

$$q(m) = (1/2)(m^2 - 4m_\pi^2)^{1/2}.$$

($r_\rho \approx 2\text{ГэВ}^{-1}$ [6, 7], см. также [62 — 64]). $F_{\rho\rho}(s)$ очень резко меняется в области $\rho\rho$ -порога, $0 < F_{\rho\rho}(s) < 1$.

Распад резонанса $R \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (или $R \rightarrow \rho^+\rho^- \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-\pi^0$) описывается двумя амплитудами, отвечающими двум независимым конфигурациям импульсов конечных тождественных π -мезонов: $R \rightarrow (\rho^0 \rightarrow \pi^+(q_1)\pi^-(q_2)) + (\rho^0 \rightarrow \pi^+(q_3)\pi^-(q_4))$ и $R \rightarrow (\rho^0 \rightarrow \pi^+(q_3)\pi^-(q_2)) + (\rho^0 \rightarrow \pi^+(q_1)\pi^-(q_4))$. Функция $C_{\rho\rho}(s)$ в (23) отвечает за вклад интерференции

этих амплитуд. $C_{\rho\rho}(s)$ — плавная функция s ($0 \leq C_{\rho\rho}(s) \leq 1$), с ростом s , а также при $\Gamma_\rho \rightarrow 0$, она стремится к нулю. Ее конкретные значения зависят от динамики распада 2^+ -резонанса на $\rho\rho$, и согласно оценкам (см., например, в п. 3.3 примечание^(8*)). $C_{\rho\rho}(s)$ заведомо $< 0,5$. Анализ данных, проведенный в [1, 9 — 11, 65], также указывает, что интерференционный вклад, по-видимому, мал. В оригинальных работах [2 — 4, 6, 7] $C_{\rho\rho}(s)$ (для простоты) предполагалась равной нулю. Однако было проверено, что при любых допустимых значениях $C_{\rho\rho}(s)$ можно получить хорошее описание данных, изменяя немного параметр a_R ; см. ниже.

$\text{Im } D_R(s)$, см. (20) — (22), мы разбили на постоянную и быстро меняющуюся в интересующей нас области энергий части. Быстро меняющийся вклад в $s^{1/2}\Gamma_R^{\text{tot}}(s)$ обусловлен распадами $R \rightarrow \rho\rho$, $R \rightarrow \omega\omega$, см. (21), (22). Постоянная (это конечно приближение) величина $a_R m_R \Gamma_R^{(0)}(m_R^2)$ в (21) описывает эффективно все другие мыслимые (несуперразрешенные) вклады в полную ширину резонанса, которые мы не можем вычислить; $\Gamma_R^{(0)}(m_R^2) = \sum_{VV'} \Gamma_{RVV'}^{(0)}(m_R^2)$, где $\Gamma_{RVV'}^{(0)}(m_R^2)$ определяется формулой (7). Для простоты положим $a_R = a$, так что величина a будет фактически единственным чисто подгоночным параметром.

Оценим, например, вклад $E(36,2^+)$ -резонанса. При $s^{1/2} = m_E = 1,65$ ГэВ имеем

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma\gamma \rightarrow E \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-) &= \frac{40\pi}{m_E^2} \cdot \text{BR}(E \rightarrow \gamma\gamma) \text{BR}(E \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow 4\pi) = \\ &= \frac{40\pi}{m_E^2} \cdot \left(\frac{e^2}{f_\rho^2} \right)^2 \cdot \frac{7}{15} \cdot \frac{4}{9} \cdot \frac{F_{\rho\rho}(m_E^2)}{(F_{\rho\rho}(m_E^2) + a\varphi_{\rho\rho}(m_E^2, m_\rho, m_\rho))^2} \approx \\ &\approx 220 \text{ нбн} \quad \text{при } a = 0, \\ &\approx 56 \text{ нбн} \quad \text{при } a = 0,5. \end{aligned} \quad (25)$$

Отсюда ясно, что у нас нет проблемы с получением большого сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$. Так как в эту реакцию дают вклад еще два тензорных резонанса $C^0(9,2^+)$ и $C^0(36,2^+)$, то можно сказать, что при $a = 0$ мы получаем даже слишком большое сечение. Однако при разумных значениях $a \neq 0$ можно получить хорошее согласие с данными, как это видно из рис. 2, 3 и формулы (25). Например, кривая на рис. 3 для $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow 4\pi)$ отвечает вкладу всех трех резонансов $C^0(9,2^+)$, $C^0(36,2^+)$ и $E(36,2^+)$ при $g^2/4\pi = 2,3$ ГэВ² и $a = 0,5$. Отметим, что теоретические кривые слабо зависят от величины константы $g_0^2/4\pi$, определяющей Γ_{RVV} и $\Gamma_{R\gamma\gamma}$ (при не слишком больших значениях параметра a).

2.2.2. Реакция $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$. Для этой реакции предсказывается большое сечение около порога (рис.5,а), за счет рождения $C_\pi(36,2^+, 1650)$ -резонанса с

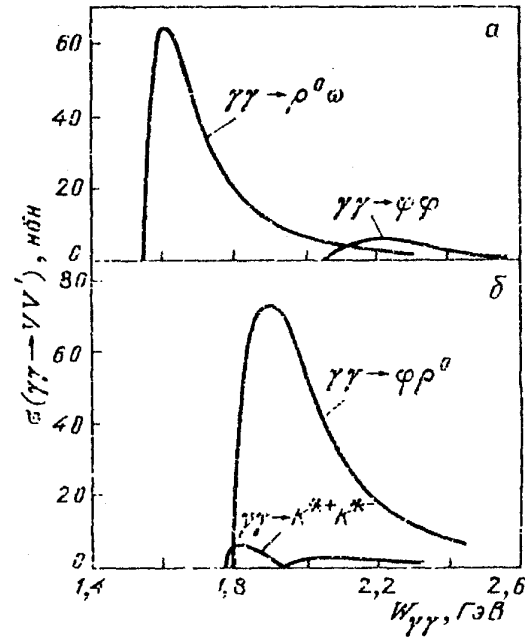


Рис. 5. Иллюстрация возможных максимальных эффектов, связанных с вкладами $q^2 \bar{q}^2$ -резонансов в $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow VV')$ [2 — 4]; см. текст

$I = 1$. Для нее, а также для других реакций, указанных на рис. 5, теоретические кривые приведены без учета конечных ширин векторных мезонов и при $a_R = 0$. В этом случае при данной массе m_R получаются максимально возможные значения сечений. Пока экспериментальные данные отсутствовали, то подобная иллюстрация ожидаемых явлений, приведенная в [2 — 4], на наш взгляд, была вполне достаточной. Сечение такого порядка для $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ нельзя получить за счет известных тензорных $q\bar{q}$ -мезонов [39, 47]. Отметим, что $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega) \approx \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0)/18$; см. табл. I, II.

2.2.3. Реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0 \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^*\bar{K}^*$. Реакция $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0 \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ замечательна по двум причинам. Во-первых, в ней все частицы в конечном состоянии заряженные, как и в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$; $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0 \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-) = 0,493\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0 \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-)$. Во-вторых, обычные $q\bar{q}$ -резонансы с $I = 1$ не могут распадаться на $\varphi\rho$ -систему без нарушений правил Цвейга. Относительное подавление констант связи $q\bar{q}$ -резонансов $\varphi\rho$ следует ожидать на том же уровне, что и для перехода $\varphi \rightarrow \rho\pi$ относительно $\omega \rightarrow \rho\pi$ или $f_2' \rightarrow \pi\pi$ относительно $f_2 \rightarrow \pi\pi$, т.е., по крайней мере, на порядок. Четырехкварковые резонансы $C_\pi^s(9,2^+, 1950)$ и $C_\pi^s(36,2^+, 1950)$ (см. табл. I, II), напротив, имеют с $\varphi\rho$ -каналом суперразрешенную связь и поэтому могут приводить к впечатляющей резонансной аномалии в $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0)$ (рис. 5б). Обнаружение большого резонансного сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ около порога, как отмечалось в [4], однозначно свидетельствовало бы в пользу четырехкварковой структуры промежуточных состояний. Отметим, что $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\omega) \approx \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0)/9$ (см. табл. I, II).

В реакциях $\gamma\gamma \rightarrow K^*\bar{K}^*$ резонансы с $I = 0$ $C^s(36,2^+)$ и $C^s(9,2^+)$, а также с $I = 1$ $C_\pi^s(36,2^+)$ и $C_\pi^s(9,2^+)$ (с массами 1950 МэВ) попарно компенсируют друг друга, и здесь резонансное усиление сечения отсутствует (см. рис. 5б); $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}) \approx \sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-})/4$.

2.2.4. Реакция $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\varphi$. В эту реакцию дает вклад $C^{ss}(36,2^+, 2250)$ -резонанс. Абсолютная величина сечения здесь не столь велика, как в других реакциях (см. рис. 5a), однако обнаружение резонансной структуры в $\varphi\varphi$ -канале представляет несомненный интерес. Может быть, что именно этот резонанс в $\varphi\varphi$ -системе уже наблюдали в сильных реакциях, см., например, [66, 67]. Отметим, что полученное сечение в резонансной области ($\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\varphi) \approx 6$ нбн) примерно в 30 раз превосходит вклад померенного обмена (главного при $s^{1/2} \gg 2m_\varphi$), который можно оценить, используя модель векторной доминантности и кварковую модель для сечения $\varphi\varphi$ -рассеяния.

Если масса $C^{ss}(36,2^+)$ окажется на самом деле меньше, чем 2250 МэВ (но больше $2m_\varphi = 2040$ МэВ), то резонанс будет более узким, а сечение в пике возрастет, благодаря пороговому фактору в ширине распада $C^{ss}(36,2^+) \rightarrow \varphi\varphi$.

Таковы были в общих чертах предсказания "идеального" варианта $q^2\bar{q}^2$ -модели для реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$. Естественно, что здесь есть место различным уточнениям и дополнениям [38, 89]. Весьма интригующим и физически важным является то, что ряд существенных моментов этой "наивной" картины подтвердился на опыте. В то же время, эксперименты по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ преподнесли много неожиданного и поставили новые очень интересные вопросы.

2.2.5. Обсуждение. *О градиентно инвариантном описании распадов тензорных резонансов $2^+ \rightarrow VV, \gamma\gamma$.* Мы хорошо понимали, что в наших расчетах есть ряд недостатков. Так, например, мы не конкретизировали динамическую структуру вершин $2^+VV, 2^+\gamma\gamma$ и не учитывали требования калибровочной инвариантности. Формулы типа (4), (6), (7) описывают просто развал резонанса (см. рис. 4) на V, V' -мезоны или на $\gamma\gamma$, характеризующийся одной константой связи g_0 и происходящий в S -волне: $\Gamma_{2^+VV}^{(0)} \sim g_0^2 |K_V|, K_V$ — импульс V -мезона в системе покоя тензорного резонанса. В то же время, можно ожидать, что полученные соотношения между сечениями реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ в целом не зависят от динамики распадов $2^+ \rightarrow VV', \gamma\gamma$. Рассмотренный ниже конкретный динамический пример подтверждает это. Подчеркнем, что абсолютные величины сечений были также получены, хотя и упрощенным, но весьма естественным, на наш взгляд, образом. Учет динамики, конечно, приведет к некоторому изменению (или к более аккуратному определению) ряда деталей описанной картины. Чтобы конкретно проследить за возможными изменениями и уточнениями, рассмотрим, например, эффективный лагранжиан TVV' взаимодействия (T — 2^+ -мезон).

$$\begin{aligned}
 L_{TVV'} &= \tilde{g} T_{\mu\nu} F_{\mu\lambda}^V F_{\lambda\nu}^{V'}, \\
 F_{\mu\nu}^V &= K_{V\mu} V_\nu - K_{V\nu} V_\mu, \\
 T_{\mu\nu} &= T_{\nu\mu}, \quad g_{\mu\nu} T_{\mu\nu} = 0, \\
 K_\mu T_{\mu\nu} &= 0, \quad K = K_V + K_{V'}.
 \end{aligned} \tag{26}$$

Это простейший калибровочно инвариантный (по векторным мезонам) лаг-

ранжиан TVV' -взаимодействия. В статическом пределе он соответствует S-волновому распаду 2^+ -мезона на VV' . Отметим, что аналогичное $T\gamma\gamma$ взаимодействие естественным образом описывает тот экспериментальный факт [26, 31, 65], что в реакции $\gamma\gamma \rightarrow f_2(1270) \rightarrow \pi\pi$ f_2 -мезон рождается главным образом со спиральностями $\lambda_{f_2} = \pm 2$. Действительно, из (26) следует, что амплитуды распада $f_2 \rightarrow \gamma\gamma$ с одинаковыми спиральностями γ -квантов $\lambda_{\gamma_1} = \lambda_{\gamma_2} = \pm 1$ равны нулю. В общем случае TVV' вершина описывается пятью независимыми константами, которые отвечают S-волновому распаду, трем типам D-волнового распада и G-волновому распаду.

Конкретный вид TVV' взаимодействия (26) прежде всего позволяет легко выяснить зависимость амплитуд распада $T \rightarrow VV'$ от виртуальных масс векторных мезонов $(k_V^2)^{1/2}$ и $(k_{V'}^2)^{1/2}$. Поскольку массы рассматриваемых 2^+ -резонансов весьма близки к порогам соответствующих VV' -каналов распада, то мы, чтобы не загромождать изложение формулами, ограничимся простым соотношением между вероятностью распада $T \rightarrow VV'$, вычисленной в статическом пределе (т.е. при $\mathbf{k}_V = \mathbf{k}_{V'} = 0$) для массивных векторных мезонов, с одной стороны, и вероятностью, вычисленной в пределе безмассовых V^- , V'^- -мезонов (т.е. при $k_V^2 = k_{V'}^2 = 0$), с другой стороны:

$$\frac{\sum_{\lambda_T \lambda_V \lambda_{V'}} |M_{\lambda_T \lambda_V \lambda_{V'}}(k_V^2 = k_{V'}^2 = 0)|^2}{\sum_{\lambda_T \lambda_V \lambda_{V'}} |M_{\lambda_T \lambda_V \lambda_{V'}}(|\mathbf{k}_V| = |\mathbf{k}_{V'}| = 0)|^2} = \frac{8}{5} \frac{[(k_V^2)^{1/2} + (k_{V'}^2)^{1/2}]^4}{16k_V^2 k_{V'}^2}, \quad (27)$$

$(k_V^2)^{1/2} + (k_{V'}^2)^{1/2} = s^{1/2}$ в статическом пределе, где $s^{1/2}$ — инвариантная масса 2^+ мезона, $M_{\lambda_T \lambda_V \lambda_{V'}}$ — спиральные амплитуды распада $T \rightarrow VV'$. Таким образом лагранжиан (26) приводит к определенному нарушению наивной векторной доминантности. Однако мы ничего не знаем о зависимости $\tilde{g}$ от k_V^2 и $k_{V'}^2$ в (26). Поэтому нельзя, конечно, считать, что (27) является каким-то более строгим предсказанием, чем, например, то, которое следует из нашей формулы (4) для отношения, стоящего в левой части (27). А именно, из (4) следует, что оно равно 7/15. Если забыть о возможной “ k^2 -зависимости” константы связи, то лагранжиан (26) приводит для одинаковых векторных мезонов к увеличению отношения $\Gamma_{2^+ \gamma\gamma} / \Gamma_{2^+ VV'}^{(0)}$ в 3,43 раза $((8/5) / (7/15))$ по сравнению с формулами (4), (6), (7). Если для описания данных по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ использовать (26), то нам пришлось бы заметно увеличить параметр a , см. (19), (21), (25), для получения хорошей подгонки.

Важными характеристиками, которые позволяет найти конкретный вид эффективного лагранжиана TVV' -взаимодействия, являются распределения по углам вылета ρ^0 -мезонов и $\pi^\pm$ -мезонов в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$, φ -, ρ^0 -мезонов и $K^\pm$ -, $\pi^\pm$ -мезонов в $\gamma\gamma \rightarrow \varphi \rho^0 \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ и т.д. Именно в угловых распределениях содержится основная информация

о спине и четности s -канальных резонансных промежуточных состояний в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow VV' \rightarrow (0^- \text{-мезоны})$. Ситуация с определением спин-четности подробно обсуждается в следующей части.

3. Открытие явно экзотической структуры резонансного типа в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$.

3.1. Резонансно-интерференционные явления в сечениях $\rho^0 \rho^0$ - и $\rho^+ \rho^-$ -рождения. Анализ данных TASSO, CELLO и JADE. После первой серии опытов [1,9 — 11] группы TASSO [12] и CELLO [13] увеличили статистику более чем на порядок и уже весьма детально исследовали мощное усиление в сечении реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ около ее порога. Важное событие произошло на рабочем совещании по фотон-фотонным взаимодействиям в Аахене в апреле 1983 года, где впервые были доложены данные по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ [8]. Группа JADE обнаружила, что в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ аналогичное усиление отсутствует, подтвердив, тем самым, одно из главных наших предсказаний о ярком проявлении в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ экзотического состояния с изоспином $I = 2$.

В первоначальных предсказаниях для реакций $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$ [2 — 4] мы использовали оригинальное значение [5] для масс $2^+ \text{-} q^2 \bar{q}^2$ -резонансов из MIT-мешка: $m_R = 1,65$ ГэВ. Время, однако, показало, что для количественного описания $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ массы резонансов должны равняться 1,4 — 1,6 ГэВ [6, 7, 68]. В этом нет ничего удивительного, так как массы $q^2 \bar{q}^2$ -резонансов в MIT-модели предсказываются ориентировочно и должны уточняться экспериментально, если эти состояния вообще существуют.

В [6] мы рассмотрели явления, обнаруженные в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$, стараясь по возможности избегать слишком конкретных модельных предположений, например, связанных с MIT-моделью, используя только самые общие теоретические соображения и модели. В результате мы пришли к выводу, что существуют веские доводы в пользу обнаружения в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ экзотического резонанса с изоспином $I=2$, спин-четностью $J^P = 2^+$ и массой $m_E \approx 1,4 — 1,5$ ГэВ [6]. Остановимся на этом утверждении подробнее.

На рис. 6 приведены данные по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$. Данные группы TASSO [12] и CELLO [13] по $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ слегка отличаются друг от друга количественно, но качественно и те и другие дружно демонстрируют мощное усиление с пиком в районе 1,5 ГэВ около порога реакции. Из физических соображений ясно, что в данном случае важную роль в системе $\rho^0 \rho^0$ играет ограниченное число парциальных волн (скорее всего главной является S -волна). И поэтому в системе $\rho^0 \rho^0$ возможен только небольшой набор значений полного углового момента J . В такой ситуации, как правило, усиление в сечение процесса подобное усилению, обнаруженному в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$, интерпретируется как рождение резонанса. Однако в случае реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ о рождении резонанса обычно не говорилось. Три обстоятельства, на наш взгляд,

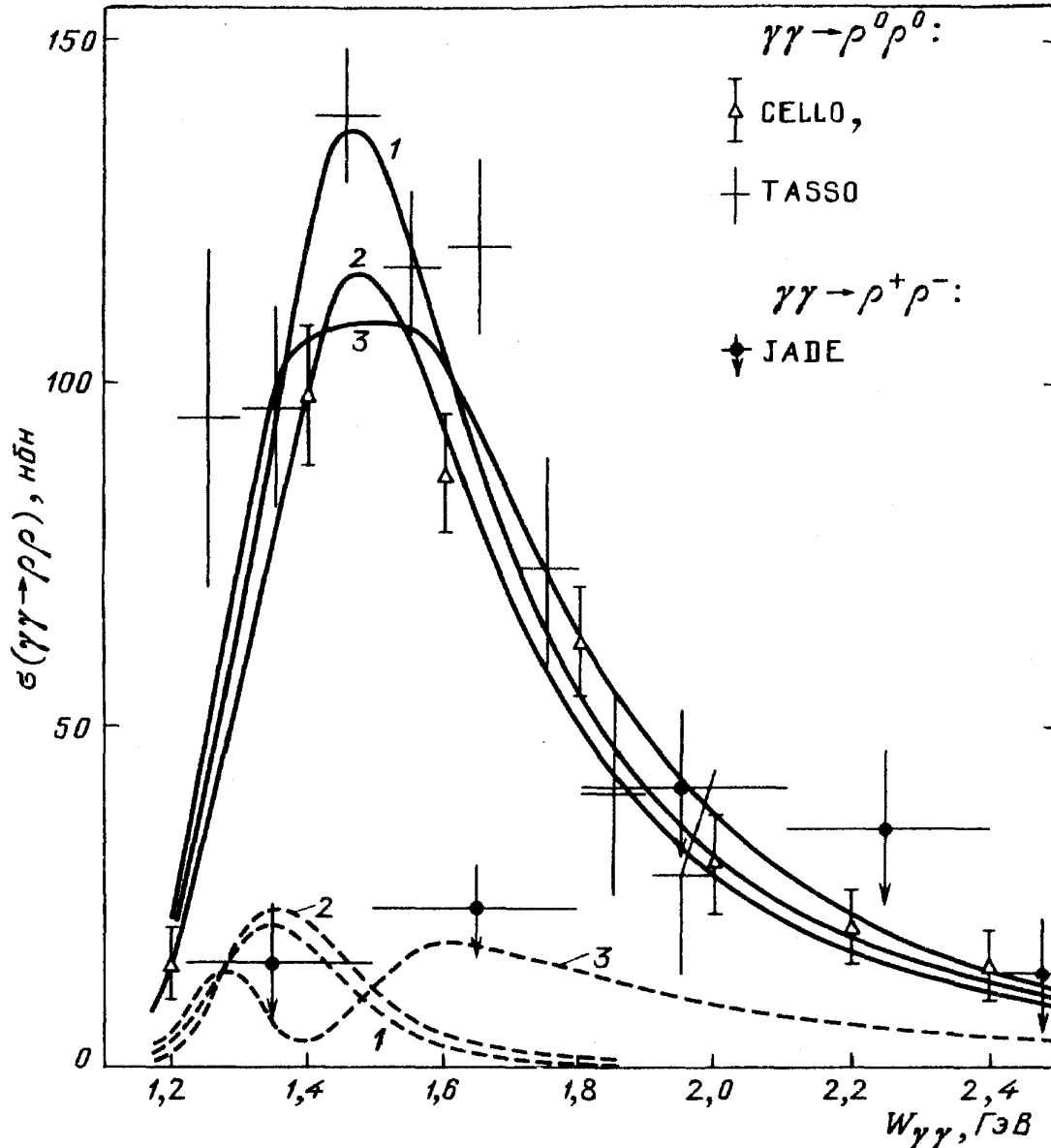


Рис. 6. Данные TASSO [12], CELLO [13] по сечению реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и верхние пределы — JADE [8] на сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, полученные из данных по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-\pi^0$ (с $\pi^+\pi^0 - \pi^-\pi^0$ в $\rho^+ - \rho^-$ -области). Кривые взяты из [6]; см. также текст и формулы (30), (31). Сплошные кривые 1 — 3 отвечают $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0)$, а соответствующие им штриховые кривые 1 — 3 отвечают $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-)$; вариант 1: $m_E = 1,4$ ГэВ, $\Gamma_E^{(1)} = 2,3$ ГэВ, $\Gamma_E^{(0)} = 0,29$ ГэВ ($\Gamma_{E\gamma\gamma} \approx 6,9$ кэВ); вариант 2: $m_E = 1,4$ ГэВ, $\Gamma_E^{(1)} = 2$ ГэВ, $\Gamma_E^{(0)} = 0,3$ ГэВ ($\Gamma_{E\gamma\gamma} \approx 6$ кэВ); вариант 3: $m_E = 1,33$ ГэВ, $\Gamma_E^{(1)} = 1,4$ ГэВ, $\Gamma_E^{(0)} = 0,23$ ГэВ ($\Gamma_{E\gamma\gamma} \approx 4,2$ кэВ), $m_C = 1,6$ ГэВ, $\Gamma_C^{(1)} = 1$ ГэВ, $\Gamma_C^{(0)} = 0,6$ ГэВ ($\Gamma_{C\gamma\gamma} \approx 3$ кэВ). В подгонках учитывались E- и $f_2(1270)$ -резонансы в случаях 1 и 2, а в случае 3 E-, $f_2(1270)$ - и C-резонансы

явились причиной тому. Первое, вначале данные были очень грубые и просто трудно было что-нибудь сказать. Это, по-видимому, привело впоследствии к своего рода инерции. Второе (и более важное), усиление в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ очень широкое (эффективная ширина порядка 0,3 — 0,4 ГэВ). Третье (и самое важное), долгое время фактически не было общего мнения о том, имеет ли усиление в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ определенные спин и четность.

Несмотря на некоторую неопределенность, связанную с выделением

$\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ -событий из $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ -событий [7] (см. приложение), сейчас, конечно, нельзя сомневаться в существовании усиления в сечении у порога реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$.

Что касается эффективной ширины усиления в данном случае, то так и должно быть. Дело в том, что фазовый объем $\rho\rho$ -системы около порога реакции быстро растет с ростом энергии. Например, при возрастании $s^{1/2}$ от 1,4 до 1,6 ГэВ фазовый объем $\rho\rho$ -системы возрастет в 6 раз. Представим теперь, что в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ рождается резонанс с массой 1,4 ГэВ и шириной 0,2 ГэВ. Такой резонанс эффективно имел бы пик при массе около 1,5 ГэВ и ширину около 0,4 ГэВ просто за счет быстрого роста фазового объема $\rho\rho$ -системы с ростом ее энергии.

Принципиальным вопросом, конечно, являлся вопрос о квантовых числах усиления в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$. Анализируя данные CELLO [13] в работе [6], нам удалось достаточно четко показать, что оно имеет квантовые числа тензорного мезона, т.е. $J^P = 2^+$ (подробности см. в п. 3.2). Последующие эксперименты по $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ также говорят в пользу доминантности промежуточных состояний с $J^P = 2^+$ [14 — 16, 27, 30]; см. п. 3.3.

Таким образом, можно считать весьма вероятным, что усиление в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ имеет резонансное происхождение. Что тогда означает отсутствие аналогичного усиления в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$? Наиболее разумный, с физической точки зрения, и наиболее красивый выход из создавшегося положения один: в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ рождаются по крайней мере один резонанс с изотопическим спином $I = 0$ и один с $I = 2$, которые имеют близкие массы и компенсируют друг друга в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$.

Действительно, из общих соображений, связанных с изотопической инвариантностью, следует:

$$A(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0) = \frac{1}{3} \cdot A(0) + \frac{2}{3} \cdot A(2), \quad (28)$$

$$A(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-) = \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot A(0) - \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot A(2),$$

где $A(0)$ и $A(2)$ — амплитуды рождения состояний с изотопическим спином 0 и 2 соответственно. Тожественность ρ^0 -мезонов учтена здесь в нормировке амплитуды $A(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0)$. Из (28) видно, что если вклады с $I = 0$ и 2 складываются в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$, то в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ они вычитаются друг из друга, так как вклад с $I = 2$ меняет знак.

Более того, модель векторной доминантности, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow R + R' + \dots \rightarrow \rho^0 \rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow R + R' + \dots \rightarrow \rho^+ \rho^-$ приводит к тому, что резонансы с близкими массами ($R, R', \dots$) складываются именно в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ за счет факторизации констант связи^(4*) независимо от их изотопического спина, т.е. VDM предсказывает реакцию, в которой должно быть усиление:

$$A(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0) \sim \sum_R \frac{g_{R\rho^0\rho^0}^2}{D_R(s)},$$

$$A(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-) \sim \sum_R \frac{g_{R\rho^0\rho^0} g_{R\rho^+\rho^-}}{D_R(s)}; \quad (29)$$

здесь $1/D_R(s)$ — пропагатор резонанса R , см (19), (20), $g_{R\rho^0\rho^0} = g_{R\rho^+\rho^-}/\sqrt{2}$ для R с изоспином $I = 0$ и $g_{R\rho^0\rho^0} = -\sqrt{2}g_{R\rho^+\rho^-}$ для R с изоспином $I=2$. Следуя [6], ограничимся для простоты двумя новыми тензорными резонансами. Резонанс с $I = 0$ будем называть С-резонансом, а с $I = 2$ Е-резонансом. Учтем также хорошо известный резонанс с $I = 0$ $f_2(1270)$. Для их вкладов в сечения $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ и $\rho^+ \rho^-$ используем обычные релятивистские формулы Брейта—Вигнера. В ширинах резонансов, как обычно, выделим некоторые постоянные вклады и вклады, обусловленные распадами $R \rightarrow \rho\rho$, которые быстро меняются в интересующей нас области s .

$$\Gamma_R(s) = \Gamma_R^{(0)} + \Gamma_{R\rho\rho}(s), \quad \Gamma_{E\rho\rho}(s) = 1,5\Gamma_{E\rho^0\rho^0}(s),$$

$$\Gamma_{C\rho\rho}(s) = 3\Gamma_{C\rho^0\rho^0}(s), \quad \Gamma_{f_2\rho\rho}(s) = 3\Gamma_{f_2\rho^0\rho^0}(s), \quad (30)$$

$$\Gamma_{R\rho^0\rho^0}(s) = \Gamma_R^{(1)} F_{\rho\rho}(s),$$

$F_{\rho\rho}(s)$ — фазовый объем нестабильных $\rho^0 \rho^0$ -мезонов; см. (23). В работе [6] мы предполагали в духе модели векторной доминантности, что

$$\Gamma_{R\gamma\gamma} = \left(\frac{4\pi\alpha}{f_\rho^2} \right)^2 \tilde{r}_R \Gamma_R^{(1)}, \quad (31)$$

и считали, что f_2 -, С- и Е-мезоны рождаются в одних и тех же спиновых амплитудах. Определенные эмпирические основания для этого имелись. Прежде всего было известно, что $f_2(1270)$ -мезон в $\gamma\gamma$ -столкновениях рождается в основном γ -квантами со спиральностями $|\lambda_{\gamma_1} - \lambda_{\gamma_2}| = 2$. С другой стороны, данные CELLO [13] также указывали, что С- и Е-резонансы рождаются γ -квантами с $|\lambda_{\gamma_1} - \lambda_{\gamma_2}| = 2$, см. п. 3.2.

В этом случае, конечно, естественно упрощающее предположение об универсальности параметра $\tilde{r}_R$ в (31) для всех трех резонансов: $\tilde{r}_R = \tilde{r}$. Параметр $\tilde{r} \approx 0,3^{(5*)}$ мы определили по данным о f_2 -мезоне [64], считая, что весь распад $f_2 \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ происходит за счет канала $\rho^0 \rho^0$, учитывая, что $BR(f_2 \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-) \approx 2,8\%$, $BR(f_2 \rightarrow \gamma\gamma) \approx 0,0015\%$, $F_{\rho\rho}(m_{f_2}^2) \approx 0,53 \cdot 10^{-2}$ и полагая $(4\pi\alpha/f_\rho^2)^2 = 10^{-5}$.

Наиболее удивительный результат подгонки экспериментальных данных,

полученный в работе [6], заключался в том, что все явления, обнаруженные у порога реакций $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, можно объяснить только двумя резонансами: хорошо известным f_2 -мезоном и новым экзотическим E-мезоном, см. рис. 6 и подпись к нему. В этом случае допустимые значения m_E довольно жестко ограничены интервалом 1,4 — 1,45 ГэВ.

Включение C-резонанса (см. рис. 6) несколько расширяет интервал допустимых значений масс E-мезона $1,3 \lesssim m_E \lesssim 1,5$ ГэВ, при этом ограничения на m_C весьма расплывчатые $1,4 \lesssim m_C \lesssim 1,8$ ГэВ. Данные допускают значительный вклад C-резонанса. С его помощью можно даже улучшить согласие теоретического описания $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-\pi^0)$ с экспериментальными данными при $s^{1/2} \gtrsim 1,5$ ГэВ, см. рис. 6. Однако нельзя очень серьезно воспринимать проблему согласования теоретических кривых с экспериментальными данными JADE по $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ в этой области. Во-первых, из реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-\pi^0$ события $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^- \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-\pi^0$ специально не выделялись, см. [8] (фактически данные JADE дают верхние пределы для $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-)$). Во-вторых, в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ имеют место сильные сокращения между вкладами тензорных состояний с $I = 0$ и 2 и поэтому, помимо них в данном случае могут играть роль и другие, "обычные" вклады. В этом смысле реакция $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ аналогична $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ и "обычные" механизмы для этих процессов будут рассмотрены совместно в п. 4.2. Отметим, что анализ данных указывает на сильную связь E-мезона с $\rho\rho$ -системой, $\Gamma_E^{(1)} \sim 1$ ГэВ, см. (30) и подпись к рис. 6. Мы убедились также, что данные в области $1,2 \lesssim s^{1/2} \lesssim 2$ ГэВ описать резонансом с $I = 0$ и плавным фоном с $I = 2$ нельзя.

Если взять буквально те три $q^2\bar{q}^2$ -резонанса — $C^0(9,2^+)$, $C^0(36,2^+)$ и $E(36,2^+)$, о которых подробно шла речь в предыдущем пункте, и положить их массы $\approx 1,4$ ГэВ, то мы получим кривые для $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho)$ очень похожие на кривые, представленные на рис. 6. Такое описание было приведено в [7, 68] и сделан вывод, что рождением тензорных $q^2\bar{q}^2$ -резонансов можно не только объяснить качественно все наиболее характерные черты реакций $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, но и количественно их описать^(6*).

Нам до сих пор неизвестны какие-либо хорошо обоснованные нерезонансные способы объяснения усиления обнаруженного около порога реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$. Более того, мы не видим возможности интерпретировать это усиление нерезонансным способом.

Таким образом, веские указания в пользу открытия в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$ экзотического мезона с $I = 2$ и $m_E \approx 1,4 - 1,5$ ГэВ содержащего, по крайней мере, четыре кварка, $q^2\bar{q}^2$ [6], действительно есть.

3.2. Определение спин-четности промежуточных состояний в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ по данным CELLO. Еще в 1984 году мы показали [6], что результаты CELLO [13] дают весьма определенные основания считать, что уси-

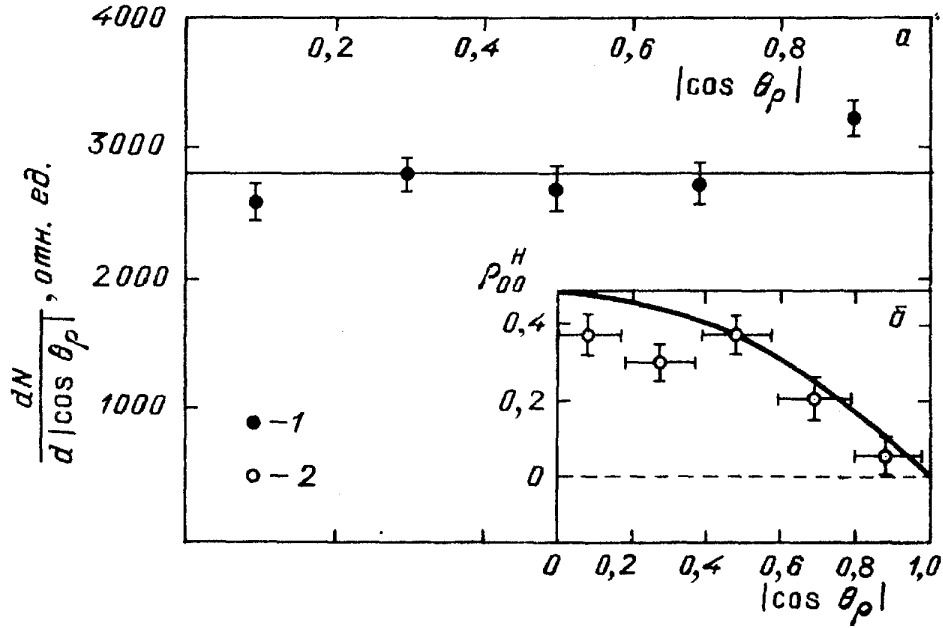


Рис. 7. а — $dN/d|\cos \theta_\rho|$ — распределение событий реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ по $|\cos \theta_\rho|$. 1 — данные CELLO [13]. б — $\rho_{00}^H(\cos \theta_\rho)$, 2 — данные CELLO [13]; кривая — функция $(\sin^2 \theta_\rho)/2$ [4, 7]

ление в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ имеет квантовые числа тензорного мезона, $J^P = 2^+$.

Во-первых, группа CELLO получила, что для событий $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow 4\pi$, отобранных в интервалах $1,3 < s^{1/2} < 2,3$ ГэВ и $0,66 < m_{\pi^+ \pi^-} < 0,86$ ГэВ, нет зависимости от угла вылета ρ^0 -мезона в системе ц.м. $\gamma\gamma$, или от $\cos \theta_\rho$ (рис. 7а). Это означает, что главную роль играет S-волна в $\rho^0 \rho^0$ -системе, т.е. $J^P = 0^+$ или $J^P = 2^+$ состояния $\rho^0 \rho^0$ -системы. То, что состояния $J^P = 0^-$ и $J^P = 2^-$ $\rho^0 \rho^0$ -системы, возникающие за счет Р-волны, несущественны в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$, было также показано еще группой TASSO [12]. Во-вторых, группа CELLO получила для событий $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow 4\pi$, в тех же энергетических интервалах, что элемент спиновой матрицы плотности ρ^0 -мезона в "helicity"-системе $\rho_{00}^H(\cos \theta_\rho)$ обращается в нуль при $|\cos \theta_\rho| = 1$ (рис. 7 б), т.е. усиление в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ рождается в основном γ -квантами со спиральностями $|\lambda_{\gamma_1} - \lambda_{\gamma_2}| = 2$. Это означает, что усиление в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ имеет квантовые числа $J^P = 2^+$. Элементы спиновой матрицы плотности ρ^0 -мезона в "helicity"-системе для состояния с $J^P = 0^+$ в системе $\rho^0 \rho^0$ вообще не зависят от $\cos \theta_\rho$ (7*). С другой стороны, группа TASSO, как важный результат вынесла в аннотацию своей работы [12] утверждение, что при $s^{1/2} < 1,7$ ГэВ (т.е. в области, где сосредоточено практически все усиление) существенную роль в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow 4\pi$ играет 0^+ -промежуточное состояние. Это, конечно, запутывало дело. Однако в действительности никакого противоречия между результатами TASSO и CELLO нет. Внимательный читатель может обнаружить, что предположение о доминантности $J^P = 2^+$ состояния в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ тоже хорошо согласуется с экспериментальными данными TASSO, о чем даже прямо сказано

в разделе 5.2 на с. 20 работы [12]. Поэтому нам кажется, что группа TASSO предпочла вариант обработки, в котором состояние 0^+ играет существенную роль без достаточных на то причин.

Таким образом, еще до окончательного заключения экспериментаторов мы пришли к выводу, что данные CELLO определенно свидетельствуют в пользу доминантности промежуточных состояний с $J^P = 2^+$ и $|J_z| = |\lambda_{\gamma_1} - \lambda_{\gamma_2}| = 2$ в усилении у порога реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ [6].

3.3. Общая картина результатов определения квантовых чисел в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$. Обсуждение и выводы. На рис. 8 приведены имеющиеся на сегодняшний день данные пяти групп для сечения реакции

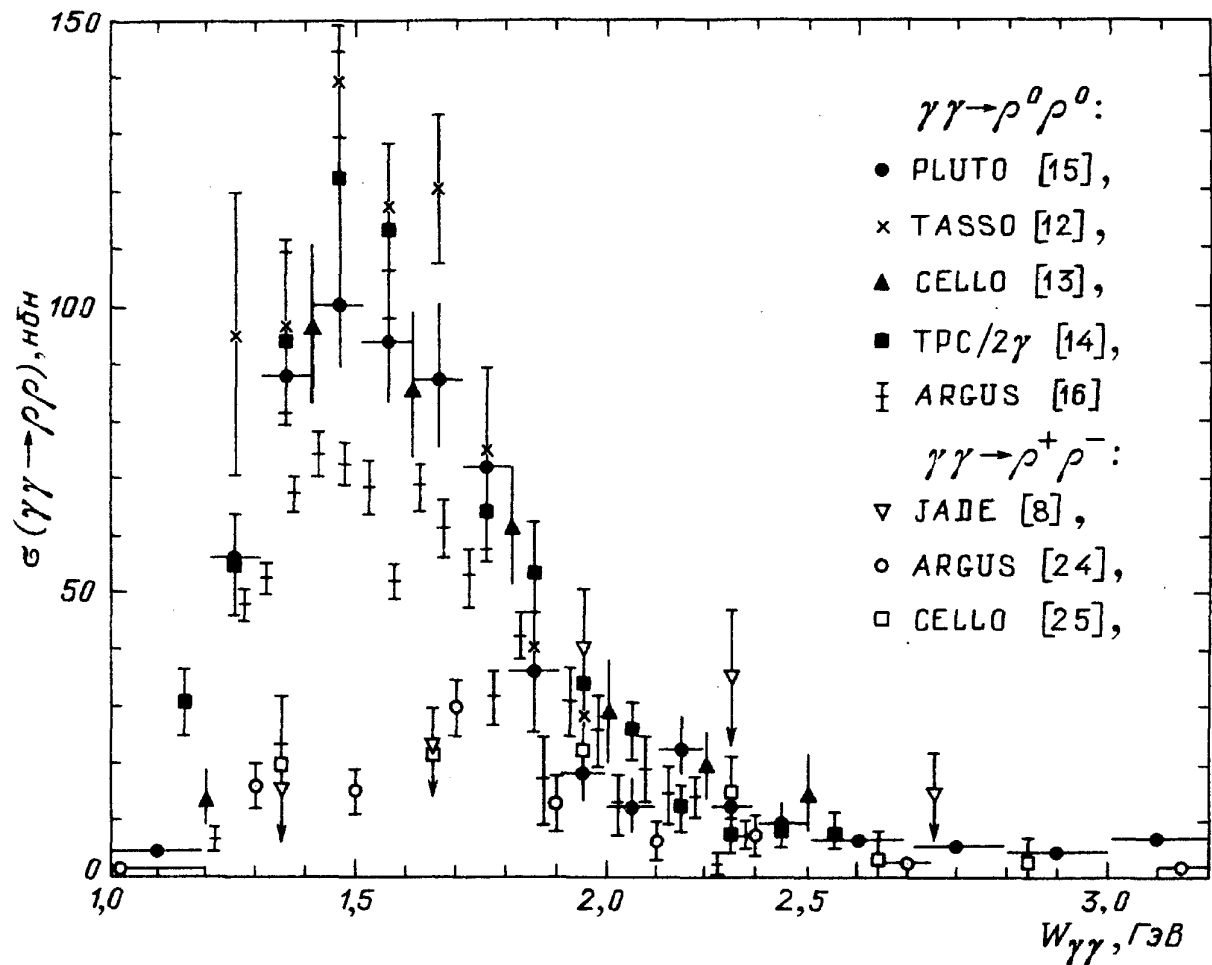


Рис. 8. Сравнение сечений реакций $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$

$\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ и данные трех групп для сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ (причем на детекторах CELLO и ARGUS были измерены оба канала), из которых ясно виден экзотический характер резонансно-интерференционной картины в этих процессах. Подчеркнем, что столь впечатляющее проявление экзотического промежуточного состояния резонансного типа с изоспином $I = 2$ возникло в мезонной физике впервые.

В табл. III вместе с краткими комментариями приведены также все имеющиеся заключения о спин-четности промежуточных состояний в реакции

Таблица III. Результаты опытов по определению спин-четности промежуточных состояний в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$

Экспериментальная группа	Интеграл светимости	Число событий $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	Интервал энергий $W_{\gamma\gamma}$, ГэВ	Спин-четность (J^P) в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$				Комментарии к определениям J^P в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$
				0^+	0^-	2^+	2^-	
TASSO [12]	$40,9 \text{ пбн}^{-1}$	1722	1,2 – 2,0	Доминирует при $W_{\gamma\gamma} < 1,7$ ГэВ	Вклад мал	Доминирует при $W_{\gamma\gamma} > 1,7$ ГэВ	Вклад мал	См. обсуждение в п. 3.2. Анализ TASSO однозначно утверждает только, что в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ доминирует состояние с положительной четностью [31]
CELLO [13]	$11,2 \text{ пбн}^{-1}$	910	1,1 – 2,5	–	–	–	–	Согласно нашей интерпретации [6, 7] данных CELLO в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ доминирует $J^P = 2^+ (J_z = 2)$; см. п. 3.2
TPC/2 γ [14]	73 пбн^{-1}	4637	1,2 – 3,6	$\rho^0 \rho^0$ -рождение совместно с $J^P = 0^+$ Нельзя исключить	Нет	$\rho^0 \rho^0$ -рождение совместно с $J^P = 2^+$. Может доминировать	Нет	Подробности и обсуждение результатов парциального волнового анализа TPC/2 γ ; см. в [14, 27, 30]
PLUTO [15]	$28,7 \text{ пбн}^{-1}$	2272	1,0 – 3,2	Возможен при $W_{\gamma\gamma} < 1,4$ ГэВ	Исключено	Доминирует	Исключено	См. также [28, 34]
ARGUS [16]	242 пбн^{-1}	5701	1,1 – 2,4	Вклад мал	Нет	Доминирует	Нет	Основной результат [16]: усиление в $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0)$ доминируется одним спином и одной четностью ($J^P, J_z = 2^+, 2$). Это сильное указание на резонансную интерпретацию

$\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$. Последнюю точку в истории с определением спин-четности поставила группа ARGUS [16]. Зарегистрировав в своем эксперименте около 5700 событий реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$, выделив из них фракцию $\rho^0 \rho^0$ и проведя тщательный парциально-волновой анализ процесса $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$, группа ARGUS определила вклады возможных промежуточных состояний с $J^P = 2^+, 0^+, 2^-$ и 0^- и пришла к однозначному выводу: усиление в $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0)$ в области порога доминируется парциальными волнами с $J^P = 2^+$ и $|J_z| = |\lambda_{\gamma_1} - \lambda_{\gamma_2}| = 2$ (см. табл. III и рис. 9, иллюстрирующий эту доминантность).

Кроме того, основываясь на результатах своих исследований $\rho^0 \rho^0$ - и

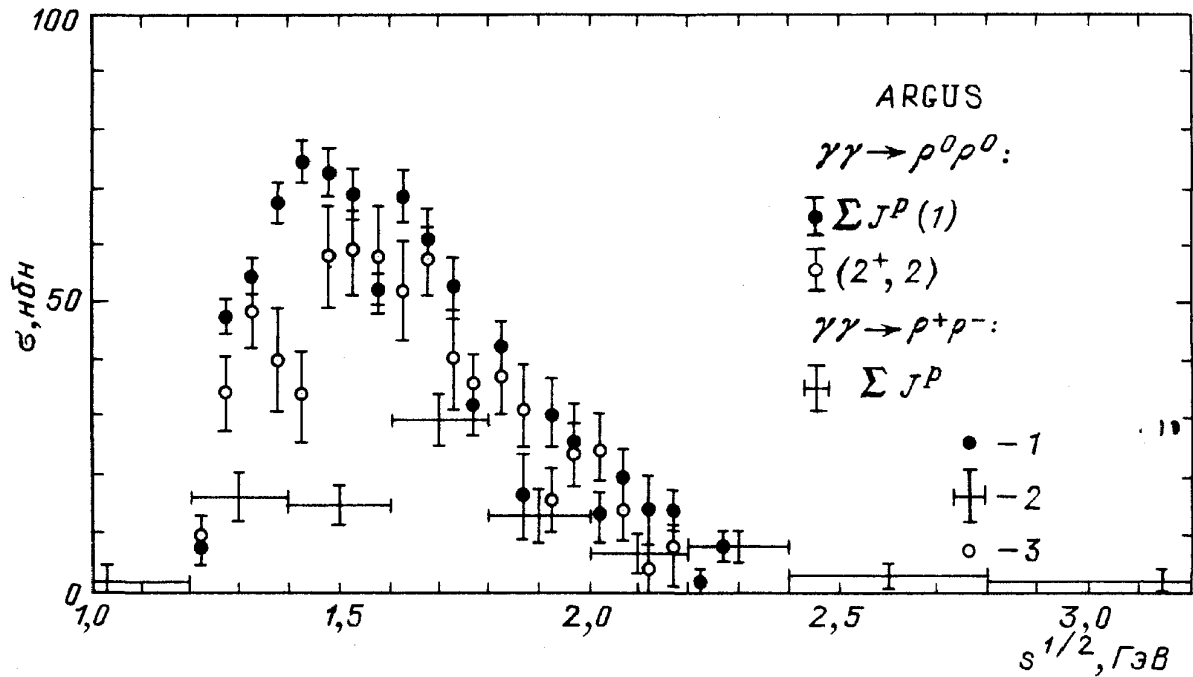


Рис. 9. Сечения реакций $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ по данным ARGUS [16, 24]. ΣJ^P означает сумму всех парциальных сечений с определенными спин-четностями (J^P): 1 — для $\rho^0 \rho^0$ -и 2 — для $\rho^+ \rho^-$ -рождения. Точками 3 — показано парциальное сечение $\rho^0 \rho^0$ -рождения с $(J^P, |J_z|) = (2^+, 2)$

$\rho^+ \rho^-$ -каналов [16, 24] группа ARGUS делает вывод, что большое отношение сечений $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0) / \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-) \approx 4$ (см. рис. 9, полную картину см. на рис. 8) и доминантность волн с $J^P = 2^+$ в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ являются фактами, хорошо согласующимися с рождением около $\rho\rho$ -порога экзотического тензора резонанса с $I = 2$. Группа ARGUS считает также, что некоторые разногласия между результатами разных групп, полученными ранее, по вопросу о спин-четности (см. табл. III) являются, скорее всего, артефактами методов обработки и погрешностей в определении эффективности регистрации при малой (недостаточной для выяснения деталей) статистике [16]. Отчасти это было осознано и раньше, см., например, [30].

На сколько мы можем судить, общий вывод в пользу доминантности состояний с $J^P = 2^+$ в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ до эксперимента ARGUS сдерживался во многом тем обстоятельством (которое подчеркивалось всеми группами, проводившими парциально-волновой анализ в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$), что угловые распределения для случая $J^P = 2^+$ и для предполагаемого гипотетического случая

изотропного рождения и распада $\rho^0\rho^0$ -системы^(8*) в пределах статистических ошибок различить было нельзя [12 — 16, 26 — 34]. Однако имеющая место близость этих распределений вовсе не означает, что физически осмысленная параметризация при помощи амплитуд с определенным J^P и параметризация изотропная, выбранная с целью уменьшения числа свободных параметров при подгонках (что, конечно, естественно при недостаточной статистике), должны рассматриваться на одинаковых основаниях.

Сделаем еще одно замечание. В свое время в литературе появилось утверждение о том, что наблюдаемое в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ пороговое усиление можно объяснить в модели t-канальной факторизации для дифракционных процессов [75, 51], рассчитывая сечение $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ у порога по формуле типа: $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0) = [(\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p))^2 / \sigma(pp \rightarrow pp)] (F_{\gamma p}^2 / F_{pp} F_{\gamma\gamma})$, где F_{ij} — потоки начальных частиц в реакциях. Это утверждение было детально проанализировано в работе [38] и показано, что оно не имеет под собой никаких теоретических оснований. Предсказать поведение сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ у порога на основе гипотезы t-канальной факторизации при высоких энергиях нельзя [38], см. также [76]. Упомянем здесь лишь один из аргументов в пользу нашего вывода. В соотношение факторизации, см. выше, входит сечение упругого pp-рассеяния, которое у порога определяется, как известно, сильным взаимодействием между протонами посредством потенциала, сформированного сложным комплексом мезонных обменов: ω , ρ , π , $\pi\pi$ и т.д.; см., например, [77]. При этом ω -обмен играет в физике нуклон-нуклонных взаимодействий при низких энергиях очень важную роль — образует отталкивательный кор — и никакого отношения к дифракционным процессам не имеет. В реакциях же $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ω -обмена вообще нет. Из сказанного следует, что амплитуда упругого pp-рассеяния никакому условию факторизации не удовлетворяет, тем более, что t-канальные обмены в борновском приближении, само собой разумеется, не описывают амплитуду pp-рассеяния у порога.

Возникает законный вопрос, какими распадами определяются вклады в полные ширины $q^2\bar{q}^2$ -резонансов, пропорциональные параметрам a_R или параметру a , см. (21), (25) (или равные $\Gamma_R^{(0)}$, как в (30)), тем более что эти вклады, как следует из подгонок, заметны. Так сечение $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow E \rightarrow (\text{все каналы, кроме } \rho\rho))$ в пике ожидается около 60 — 300 нбн соответственно для $m_E \approx 1,6 — 1,4$ ГэВ (тогда как $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow E \rightarrow \rho^0\rho^0) \approx 50$ нбн независимо от m_E). Видно, что это не противоречит данным по полному сечению $\gamma\gamma \rightarrow (\text{адроны})$, т.к. при $s^{1/2} \approx 1 \div 2$ ГэВ $\sigma^{\text{tot}}(\gamma\gamma \rightarrow (\text{адроны})) \approx 600$ нбн [31]. Однако мы не в состоянии предсказать, в каких конкретных реакциях появляется E-резонанс и соотношения между различными зарядовыми модами, т.к. в отличие от $\rho^0\rho^0$ -и $\rho^+\rho^-$ -каналов мы ничего не знаем о знаках интерференции вкладов с $I = 0$ и 2. Например, в реакции $\gamma\gamma \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$ [35] не видно каких-либо резонансов в области $s^{1/2} \approx 1,4 — 1,6$ ГэВ, но есть еще много неисследованных каналов: $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-4\pi^0$, $6\pi^0$ и т.д. Конечно, в настоящее время еще нельзя

полностью исключить возможность "нормального объяснения" экзотических явлений, наблюдаемых у порогов реакций $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$. Но едва ли такое объяснение может быть тривиальным. На наш взгляд, пока не существует даже намек на подобное объяснение.

Таким образом, подводя предварительный итог, можно сказать, что в настоящее время имеются достаточно веские доказательства в пользу открытия в $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$ широкого резонансного экзотического тензорного состояния с массой 1,4 — 1,6 ГэВ. Тем не менее, для окончательного вывода необходимы дополнительные более прямые доказательства. Для их получения мы хотим предложить ряд новых критических экспериментов по сильным реакциям $\rho^+\rho^+$, $\rho^-\rho^-$ и $\rho^\pm\rho^0$ -рождения.

3.4. Перспективы поиска экзотического тензорного состояния в $\rho^+\rho^+$ - и $\rho^-\rho^-$ -каналах в адронных реакциях при промежуточных энергиях. Чтобы окончательно решить вопрос о существовании предполагаемого экзотического нейтрального состояния с изоспином $I=2$ и $I_3=0$, которое, по-видимому, определяет резонансно-интерференционные явления в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$, необходимы эксперименты по поиску его заряженных партнеров. Особенно важны поиски состояний с проекциями изоспина $I_3 = \pm 2$ (дваждызаряженных партнеров, E^{++} и E^{--}) у порогов $\rho^+\rho^+$ - и $\rho^-\rho^-$ -каналов. Напомним, что для этого можно использовать реакции [6, 38, 69, 70]

$$\begin{aligned} p p &\rightarrow n(\rho^+\rho^+)n, \quad \pi^+ p \rightarrow \pi^0(\rho^+\rho^+)n, \quad K^+ p \rightarrow K^0(\rho^+\rho^+)n, \\ \pi^- n &\rightarrow \pi^0(\rho^-\rho^-)p, \quad K^- n \rightarrow K^0(\rho^-\rho^-)p \end{aligned} \quad (32)$$

с рождением дваждызаряженной $\rho\rho$ -системы в центральной области при столкновениях двух ρ^+ (или ρ^-) редже-траекторий (см. рис. 10). Такие редже-обмены существенны при не слишком больших энергиях. Поэтому реакции (32) можно исследовать, например, при $P_{\text{лаб}} \approx 40 \div 100$ ГэВ.

Интересны также поиски состояний с $I_3 = \pm 1$ в $\rho^\pm\rho^0$ -спектрах масс в фоторождении:

$$\gamma p \rightarrow (\rho^+\rho^0)n, \quad \gamma n \rightarrow (\rho^-\rho^0)p. \quad (33)$$

Изучение $\rho^-\rho^-$ и $\rho^\pm\rho^0$ -каналов может быть очень перспективным на установках типа LEAR в реакциях [38, 69, 70]

$$\begin{aligned} \bar{p}n &\rightarrow \pi^+(\rho^-\rho^-), \\ \bar{p}n &\rightarrow \pi^0(\rho^-\rho^0), \quad \bar{p}p \rightarrow \pi^+(\rho^-\rho^0), \\ \bar{p}p &\rightarrow \pi^-(\rho^+\rho^0). \end{aligned} \quad (34)$$

Конечно, в $\bar{p}N$ -аннигиляции интересно исследовать и нейтральные $\rho^+\rho^-$ - и $\rho^0\rho^0$ -каналы:

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^0(\rho^+\rho^-), \quad \bar{p}p \rightarrow \pi^0(\rho^0\rho^0), \quad (35)$$

$$\bar{p}n \rightarrow \pi^-(\rho^+\rho^-), \quad \bar{p}n \rightarrow \pi^-(\rho^0\rho^0). \quad (35)$$

Отметим, что последняя из реакций (35) уже исследовалась на установке LEAR и в $\rho^0\rho^0$ -спектре масс была обнаружена структура $X^0(1480)$ [71], которая может быть связана с явлениями в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$ [72]. Наиболее вероятно, что ее спин-четность 2^+ [71]. Весь сигнал $X^0(1480)$ не может быть чистым состоянием с $I = 2$ [71], однако суперпозиция состояний с $I = 0$ и 2 в $X^0(1480)$ -пике не исключена. В связи с этим обратим внимание на то, что рождение дваждызаряженного состояния с $I = 2$ (E^{--}) в канале $\bar{p}n \rightarrow E^{--}\pi^+ \rightarrow \rho^-\rho^-\pi^+$, согласно изотопической инвариантности, должно быть усилено в 9 раз по сравнению с некогерентным вкладом его нейтрального партнера E^0 в $\bar{p}n \rightarrow \rho^0\rho^0\pi^-$. Это позволяет надеяться увидеть E^{--} -состояние в $\bar{p}n \rightarrow \rho^-\rho^-\pi^+$ в "чистом виде".

Очень перспективным являются также реакции типа [69, 70]

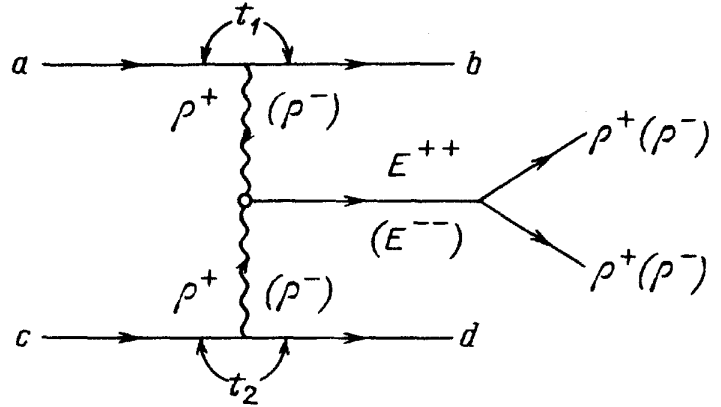
$$\begin{aligned} \pi^+p &\rightarrow \rho^+\rho^+n, \quad \pi^-n \rightarrow \rho^-\rho^-p, \\ \pi^-p &\rightarrow \rho^-\rho^-\Delta^{++}, \quad \pi^+p \rightarrow \rho^+\rho^+\Delta^0, \quad \pi^-n \rightarrow \rho^-\rho^-\Delta^+ \end{aligned} \quad (36)$$

с однопионным обменом в t -канале. В принципе, мы ожидаем, что связь тензорного экзотического резонанса E с $\pi\pi$ -каналом подавлена по правилу Цвейга, так как это состояние в МИТ-мешке в основном "состоит" из пар векторных $q\bar{q}$ (" ρ ")-мезонов. Однако реакции (36) с однопионным обменом замечательны тем, что в них хорошо известен механизм рождения и даже при сильном подавлении связи E с $\pi\pi$ они могут быть доступны для экспериментального изучения. Например, если $BR(E^{++} \rightarrow \pi^+\pi^+) \approx 1 - 2\%$, что заведомо не исключено, то, согласно грубой оценке $\sigma^{OPE}(\pi^+p \rightarrow E^{++}n \rightarrow \rho^+\rho^+n \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^+\pi^0n) \approx 3 - 5$ мкбн при $P_{\text{лаб}} \approx 10$ ГэВ и $\approx 0,2 - 0,4$ мкбн при $P_{\text{лаб}} \approx 40$ ГэВ ($1,1 \leq m_{\rho^+\rho^+} \leq 2,1$ ГэВ). Такие сечения вполне измеримы, и проблема состоит только в надежной регистрации π^0 -мезонов и отделении резонансных событий от возможного фона.

Несколько слов об оценках сечений реакций (32). Для двухреджеонного механизма [73] (рис. 10), дифференциальное сечение имеет вид (для определенности рассмотрим вклад механизма $\rho^+\rho^+$ -редже-обмена в сечении реакции $pp \rightarrow n(E^{++})n \rightarrow n(\rho^+\rho^+)n$):

$$\begin{aligned} \frac{d^4\sigma}{dt_1 dt_2 dm^2 dy} &= \frac{(\alpha'_\rho)^2}{16} \cdot \left(\frac{1}{4} \cdot \sum_{\substack{\lambda_p \lambda_n \\ \lambda'_p \lambda'_n}} (\beta_{\lambda_p \lambda_n}^\rho(t_1) \beta_{\lambda'_p \lambda'_n}^\rho(t_2))^2 \right) |\eta_\rho(t_1) \eta_\rho(t_2)|^2 \times \\ &\times \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_\rho(t_1) + \alpha_\rho(t_2) - 2} e^{2y(\alpha_\rho(t_1) - \alpha_\rho(t_2))} m^2 \tilde{\sigma}^{\text{Ред}}(m^2, t_1, t_2), \end{aligned} \quad (37)$$

Рис. 10. Двухреджеонный ($\rho^+\rho^+$ или $\rho^-\rho^-$) механизм рождения экзотического (дваждызаряженного) $q^2\bar{q}^2$ -состояния в центральной области



здесь s — квадрат полной энергии в с.ц.м. реакции, $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$, $\beta_{\lambda\lambda}^{\rho}(t)$ — вычеты ρ -редже-полюса в нуклонной вершине, $\eta_{\rho}(t)$ и $\alpha_{\rho}(t)$ — сигнатурный множитель и траектория ρ -редже-полюса, y и m — быстрота и инвариантная масса $\rho^+\rho^+$ -системы, родившейся в центральной области, $\tilde{\sigma}^{\text{Ред}}(m^2, t_1, t_2)$ — сечение превращения двух ρ^+ -реджеонов в пару ρ^+ -мезонов. К сожалению, жесткие предсказания для реакций (32) получить трудно. Дело в том, что при попытке связать сечение $\tilde{\sigma}^{\text{Ред}}(m^2, t_1, t_2)$, входящее в (37), с сечением "реального" процесса $\rho^+\rho^+ \rightarrow E^{++} \rightarrow \rho^+\rho^+$ возникает существенная неопределенность из-за необходимости экстраполяции с массовой поверхности двух начальных частиц. Предположим, например, что $\tilde{\sigma}^{\text{Ред}}(m^2, t_1, t_2)$ содержит экспоненциальные по t_1 и t_2 формфакторы, т.е. что

$$\tilde{\sigma}^{\text{Ред}}(m^2, t_1, t_2) \sim e^{\Lambda(t_1 - m_{\rho}^2)} e^{\Lambda(t_2 - m_{\rho}^2)} \tilde{\sigma}(m^2, m_{\rho}^2, m_{\rho}^2). \quad (38)$$

Величина наклона Λ заранее не известна. Из опыта работы с сильными взаимодействиями можно указать лишь естественный интервал ее возможных значений — $\Lambda \approx 0 - 4 \text{ ГэВ}^{-2}$ — и соответственно с этим интервал значений для $\sigma(pp \rightarrow n(\rho^+\rho^+)n)$. Так, например, при $P_{\text{лаб}} \approx 40 \text{ ГэВ}$, по нашим оценкам, $\sigma(pp \rightarrow n(\rho^+\rho^+)n)$ должно лежать в интервале от 800 до 2 нбн. Фактически, по порядку величины могут быть оценены только верхние границы сечений реакций (32). Здесь стоит сказать, что сечения от нескольких сотен до нескольких нбн измерялись, например, в ЦЕРНе в эксклюзивных реакциях рождения частиц в центральной области [74].

Отметим также, что в реакции $pp \rightarrow n(\rho^+\rho^+)n$ рождение E^{++} -резонанса возможно еще за счет $\pi^+\pi^+$ -редже-обмена (в других реакциях, перечисленных в (32), такой механизм E^{++} -рождения отсутствует). Конечно, этот механизм по сравнению с $\rho^+\rho^+$ -механизмом вымирает в s/s_0 раз быстрее с ростом энергии, он также на прямую зависит от доли распада $E \rightarrow \pi\pi$. Вместе с тем, благодаря малости массы π -мезона зависимость механизма $\pi^+\pi^+$ -редже-обмена от параметра Λ существенно слабее, чем в случае $\rho^+\rho^+$ -обмена, и как показывают оценки [70], ориентирующиеся на $\text{BR}(E \rightarrow \pi\pi) \approx (1 \div 2)\%$, при Серпуховских энергиях $\pi^+\pi^+$ -обмен может играть существенную роль. Так, если

Λ менять от 0 до 4 ГэВ⁻², то при $P_{\text{лаб}} \approx 40$ ГэВ сечение $\sigma(pp \rightarrow n(E^{++})n \rightarrow n(\rho^+\rho^+)n)$ за счет механизма $\pi^+\pi^+$ -редже-обмена оказывается лежащим в интервале от 600 до 170 нбн. Естественно, что значения Λ для $\pi^+\pi^+$ - и $\rho^+\rho^+$ -редже-обменов могут быть разными, но сечение реакции $pp \rightarrow n(E^{++})n \rightarrow n(\rho^+\rho^+)n$ для суммы этих механизмов уже фактически в любом случае может оказаться весьма заметным. Более полное рассмотрение затронутых в этом пункте вопросов содержится в [706].

4. Результаты исследований других реакций двухфотонного рождения пар векторных мезонов. К настоящему времени уже имеются экспериментальные сведения о всех девяти каналах $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ (39)

$$\begin{aligned}
 \gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 & \quad - \quad \text{TASSO [1, 12], MARK II [9], CELLO [13],} \\
 & \quad \text{PLUTO [15], TPC/2\gamma [14], ARGUS [16],} \\
 \gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^- & \quad - \quad \text{JADE [8], ARGUS [24], CELLO [25],} \\
 \gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0 & \quad - \quad \text{ARGUS [17a], TPC/2\gamma [17a], CELLO [17a, 17b],} \\
 & \quad \text{JADE [176],} \\
 \gamma\gamma \rightarrow \omega\omega & \quad - \quad \text{ARGUS [21],} \\
 \gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0} & \quad - \quad \text{TASSO [19], TPC/2\gamma [18, 30], ARGUS [20],} \\
 \gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-} & \quad - \quad \text{ARGUS [23],} \\
 \gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0 & \quad - \quad \text{TASSO [19], TPC/2\gamma [18, 30], ARGUS [20],} \\
 \gamma\gamma \rightarrow \varphi\omega & \quad - \quad \text{ARGUS [22],} \\
 \gamma\gamma \rightarrow \varphi\varphi & \quad - \quad \text{TPC/2\gamma [18], ARGUS [22].}
 \end{aligned} \tag{39}$$

Явления, обнаруженные в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, мы детально обсудили выше. Поэтому основное внимание здесь будет уделено анализу реакций $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow K^*\bar{K}^*$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ и $\gamma\gamma \rightarrow \varphi V$.

4.1. Анализ реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$; $q^2\bar{q}^2$ - и $q\bar{q}$ -вклады. По сечению этой реакции имеются данные четырех групп (см. рис. 11, 12), которые исследовали события $\gamma\gamma \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ [17]. Во всех экспериментах было найдено, что в $\omega\pi^+\pi^-$ -канале доминирует $\omega\rho^0$ -рождение. Статистика в каждом отдельном эксперименте пока невелика. Так результаты группы ARGUS основаны на 294 ± 27 событиях $\omega\pi^+\pi^-$ -рождения, а группы TPC/2 γ , JADE и CELLO зарегистрировали соответственно: примерно 43, 125 ± 16 и 50 ± 9 $\omega\pi^+\pi^-$ -событий. Из рис. 11 и 12 видно, что ситуация еще окончательно не определилась. Даже с учетом имеющихся заметных ошибок в данных результаты разных групп для $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0)$ не слишком хорошо согласуются между собой: данные ARGUS и TPC/2 γ указывают на наличие резкого выброса в сечении при $s^{1/2} \approx 1,8 - 2,0$ ГэВ, в данных же CELLO и особенно JADE такое указание отсутствует. При сравнимой и небольшой статистике экспериментов выделить какой-либо один из них и дать ему однозначную интерпретацию не представляется возможным. Поэтому мы обсудим различные сценарии. Сначала рассмотрим первые данные ARGUS и TPC/2 γ по $\omega\rho^0$ -рождению и предварительные данные CELLO по рождению $\omega\pi^+\pi^-$ -системы ($\omega\rho^0$ -фракция здесь спе-

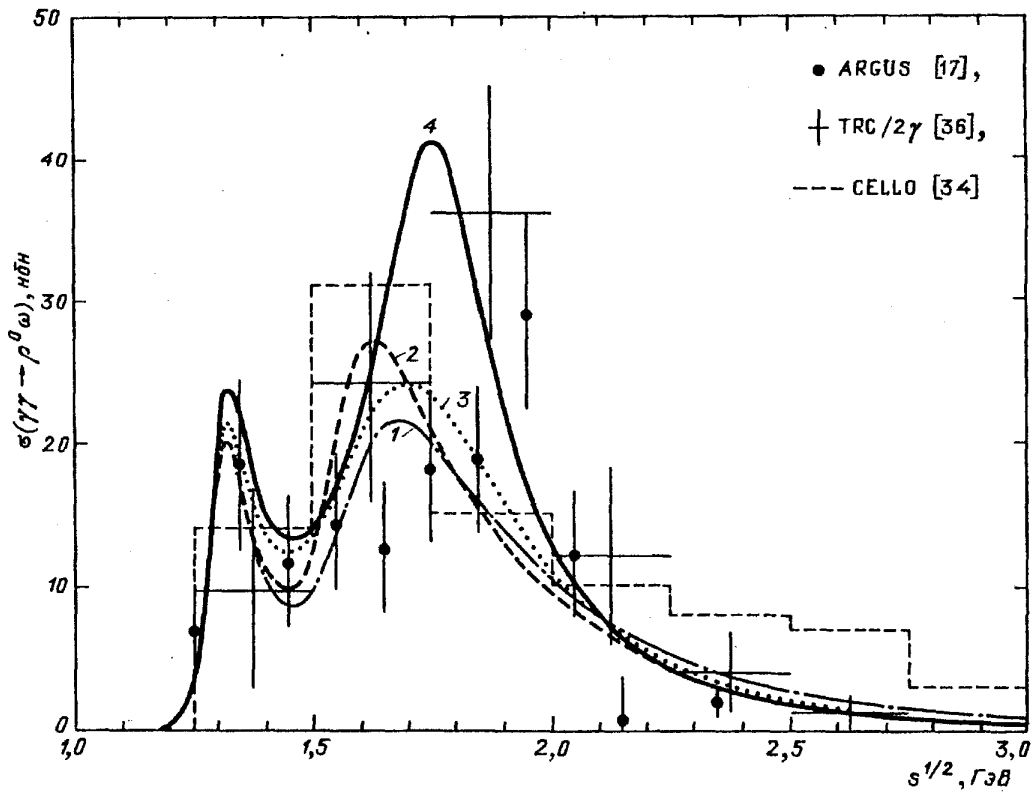


Рис. 11. Сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ с учетом вкладов $a_2(1320)$ и $q^2\bar{q}^2 - C_\pi(36, J^P = 2^+)$ -резонансов. Кривые 1, 2 (3, 4) соответствуют их когерентной (некогерентной) суперпозиции. $\Gamma_{C_\pi\gamma\gamma} = 0,4$ кэВ, $m_{C_\pi} = 1,75$ ГэВ (для 1), $1,65$ ГэВ (для 2), $m_{C_\pi} = 1,8$ ГэВ, $\Gamma_{C_\pi\gamma\gamma} = 0,8$ кэВ (для 3), $0,7$ кэВ (для 4). Подробности параметризации см. в [39]

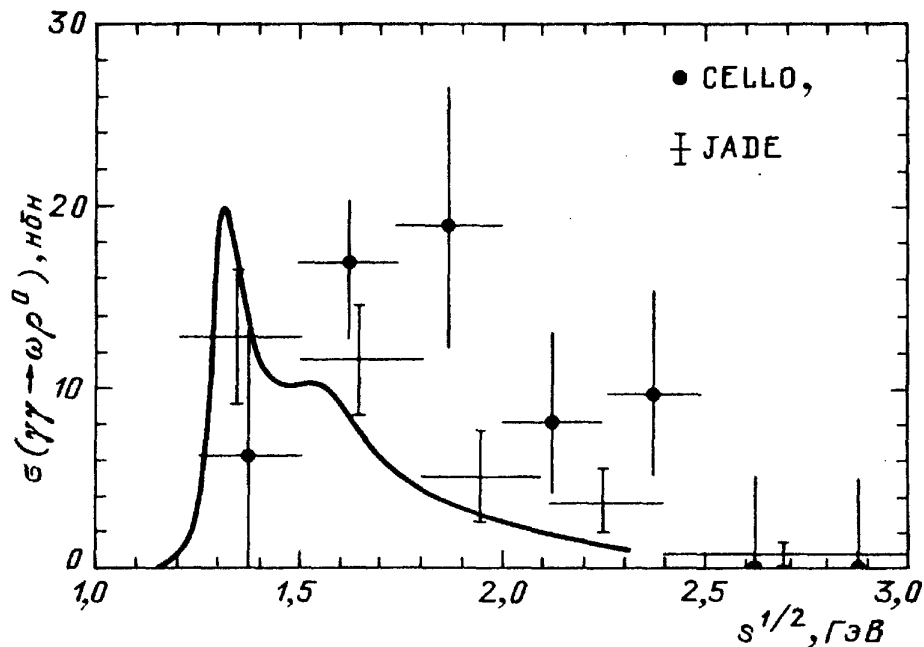


Рис. 12. Сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ по данным JADE [176] и CELLO [17b]. Кривая отвечает сечению рождения $a_2(1320)$ -мезона $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow a_2 \rightarrow \omega\rho^0 \rightarrow \omega\pi^+\pi^-)$ [39]; см. также текст

циально не выделялась) [17a], представленные на рис. 11. Их подробный анализ был проведен в работе [39]. Данные же JADE [176] и CELLO [17b] по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ (см. рис. 12), появились совсем недавно и нуждаются в до-

полнительных комментариях, которые будут приведены в конце этого пункта.

Группа ТРС/2 γ , используя нашу схему [4, 7], провела подгонку своих данных с помощью одного $q^2\bar{q}^2$ -резонанса [34, 36]. Полученные при этом параметры за исключением массы состояния оказались теми же, что и у нас в [7]. Вместо ориентировочного в $q^2\bar{q}^2$ -модели значения массы $q^2\bar{q}^2$ -состояния 1,65 ГэВ подгонка данных ТРС/2 γ дает массу $\approx 1,8$ ГэВ [34, 36]. Надо сказать, что в этой подгонке не учитывался вклад $a_2(1320)$ -мезона. Однако совокупность данных в области $s^{1/2} < 1,5$ ГэВ [17, 34], т.е. заметно ниже номинального $\rho^0\omega$ -порога, определенно свидетельствует о рождении в $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0 \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ "табличного" $a_2(1320)$ -резонанса.

На рис. 11 приведены наши кривые [39] для сечения $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0 \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ с учетом вкладов $a_2(1320)$ и $q^2\bar{q}^2 - C_\pi(36, J^P = 2^+)$ -резонансов (кривая 4 "приспособлена" для описания данных ТРС/2 γ). Вообще говоря, данные на рис. 11 тяготеют (благодаря выбросу в сечении при $s^{1/2} \approx 1,8 - 2,0$ ГэВ, который видят ARGUS и ТРС/2 γ) к m_{C_π} больши́м на 100 — 200 МэВ, чем исходное предсказание MIT-bag модели — 1,65 ГэВ, которое, в свою очередь, не носит законодательного характера. В то же время эти данные допускают весьма широкие интервалы для параметров C_π -резонанса, так что даже $m_{C_\pi} = 1,65$ ГэВ не противоречит им, а с данными CELLO, в которых нет указанного выброса, этот вариант вообще неплохо согласуется, см. кривую 2 на рис. 11. Тем не менее, если выброс в сечении при $s^{1/2} \approx 1,8 - 2,0$ ГэВ не является случайным, то он представляет определенный вызов такого рода описанию.

Какова роль обычных механизмов в рассматриваемой реакции? Для эксклюзивных процессов в области $s^{1/2} \approx 1 - 3$ ГэВ обычным механизмом является рождение в s-канале ряда $q\bar{q}$ -резонансов, которые, согласно дуальности (интегрально), эквивалентны набору t-канальных редже-обменов. Какой язык для описания процесса более пригоден, зависит от конкретных обстоятельств. Для реакций $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$, как было показано в [37, 38], эффект всех s-канальных $q\bar{q}$ -состояний удачно описывается вкладами соответственно π - и K-редже-траекторий. Что касается реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$, то в интересующей нас области энергий ее механизм лучше расшифровывать посредством отдельных резонансных структур, а не суммы редже-обменов ($a_2, f_2, \pi, \dots$)^(9*). Структуру в сечении при $s^{1/2} < 1,5$ ГэВ, как уже говорилось, естественно отождествить с обычным $q\bar{q}$ - $a_2(1320)$ -резонансом. Можно ли и структуру в области $s^{1/2} \approx 1,5 - 2,0$ ГэВ на рис. 11, которую мы отнесли за счет вклада $q^2\bar{q}^2 C_\pi$ -состояния, описать "нормальным" образом? Скорее всего нет. Из известных (табличных) $q\bar{q}$ -резонансов с $I = 1$ в этой области имеется только $\pi_2(1670, I^G(J^{PC}) = 1^-(2^{-+}), \Gamma \approx 250$ МэВ) [64]. Недавно его наблюдали в $\gamma\gamma$ -столкновениях в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow 3\pi^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [78].

Распад $\pi_2 \rightarrow \omega\rho$ неизвестен, причем $\text{BR}(\pi_2^0 \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0)$, по-видимому, не может быть более 5% [64]. Отсюда, с учетом результатов [78] по $\gamma\gamma \rightarrow \pi_2^0 \rightarrow 3\pi$, следует, что в пике $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi_2^0 \rightarrow \omega\rho^0 \rightarrow \omega\pi^+\pi^-) < \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi_2^0 \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0) < 5$ нбн, и таким образом, сам по себе π_2 не может описать данные по $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0 \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ на рис. 11. Тем не менее, для окончательного вывода нужны независимые измерения моды распада $\pi_2 \rightarrow \omega\rho$ и очень важно провести тщательный парциально-волновой анализ реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ при $s^{1/2} \approx 1,5 - 2,0$ ГэВ. (Напомним еще раз, что $q^2\bar{q}^2$ -модель предсказывает рождение в $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ -состояния с $J^P = 2^+$).

Таким образом, данные на рис. 11 пореакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0 \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ в области от 1,5 до 2,0 ГэВ не могут быть описаны известными $q\bar{q}$ -резонансами и не противоречат наличию сигнала от $q^2\bar{q}^2$ -состояния с изоспином $I = 1$.

Рассмотрим теперь данные на рис. 12. Прежде всего отметим, что сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ в области $1,5 \leq s^{1/2} \leq 2,0$ ГэВ, измеренное на детекторе JADE [176], оказалось заметно меньше, чем у всех других групп, и при $s^{1/2}$ от 1,25 до 2,0 ГэВ для его описания практически ничего не требуется кроме учета вклада $a_2(1320)$ мезона, см. кривую на рис. 12. Обратим внимание, что правое крыло брейт-вигнеровской кривой для $a_2(1320)$ резонанса в $\omega\rho$ -канале имеет необычную форму — здесь появляется широкое плечо, являющееся следствием быстрого увеличения ширины распада $a_2^0 \rightarrow \omega\rho^0 \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ с ростом энергии в области $\omega\rho$ порога [39].

Что же касается последних данных CELLO по сечению $\omega\rho^0$ рождения [17в] (рис. 12), то они в основном согласуются с предыдущими измерениями, хотя и не подтверждают усиления в районе 1,9 ГэВ. Несмотря на весьма ограниченную статистику (50 ± 9 $\omega\pi^+\pi^-$ -событий), группа CELLO провела парциально-волновой анализ своих данных в области $1,5 < s^{1/2} < 2$ ГэВ и обнаружила, что в $\omega\rho^0$ канале примерно 55% событий приходится на волну с $J^P = 2^-$ и $S = 2$ (S — полный спин $\omega\rho^0$ системы), 40% на волну с $J^P = 0^+$, а вклад волн с $J^P = 2^+$ сравним с нулем. Большой вклад состояния с $J^P = 2^-$ является довольно неожиданным результатом, который, по нашему мнению, выглядит весьма сомнительным по ряду причин. Во-первых, распад состояния 2^- на $\omega\rho^0$ происходит, как минимум, в Р-волне, фазовый объем которой катастрофически быстро падает при уменьшении энергии от 2,0 до 1,5 ГэВ (область $\omega\rho$ порога). Сечение же в этом районе, согласно данным CELLO, практически постоянное. Во-вторых, как уже говорилось и как отмечают сами авторы эксперимента, вклад единственного подходящего состояния $\pi_2(1670)$ (которое, в принципе, могло бы дать динамическое усиление волны с $J^P = 2^-$ в $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$), согласно имеющимся о нем сведениям, мал. Кроме того, для обнаруженного 2^- вклада должна сильно нарушаться модель векторной доминантности, так как согласно Бозе-статистике, 2^- промежуточное состояние может рождаться $\gamma\gamma$ -системой только из ее состояния с полным спином $S = 1$, а распад его, по данным CELLO, происходит на $\omega\rho^0$ систему с $S = 2$. Отметим также, что группа ARGUS [17а], имеющая примерно в 6 раз большую

статистику, пришла к выводу, что ее еще не достаточно для надежного разделения вкладов с $J^P = 0^+, 0^-, 2^+$ и 2^- .

Конечно, в дальнейшем было бы весьма желательно уточнить данные в области энергий от 1,25 до 2,5 ГэВ, как по сечению реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$, так и по ее парциально-волновому составу. Вероятно, для этого потребуется статистика на порядок большая, чем имеющаяся сейчас.

4.2. Реакция $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$. Как уже отмечалось во введении, сколько-нибудь заметных сигналов от $q^2\bar{q}^2$ -состояний в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow K^*\bar{K}^*$ не предсказывалось [2 — 4]. Согласно $q^2\bar{q}^2$ -модели их вклады в $\gamma\gamma \rightarrow K^*\bar{K}^*$ сильно компенсируют друг друга, см. п. 2.2. Между тем, экспериментально в

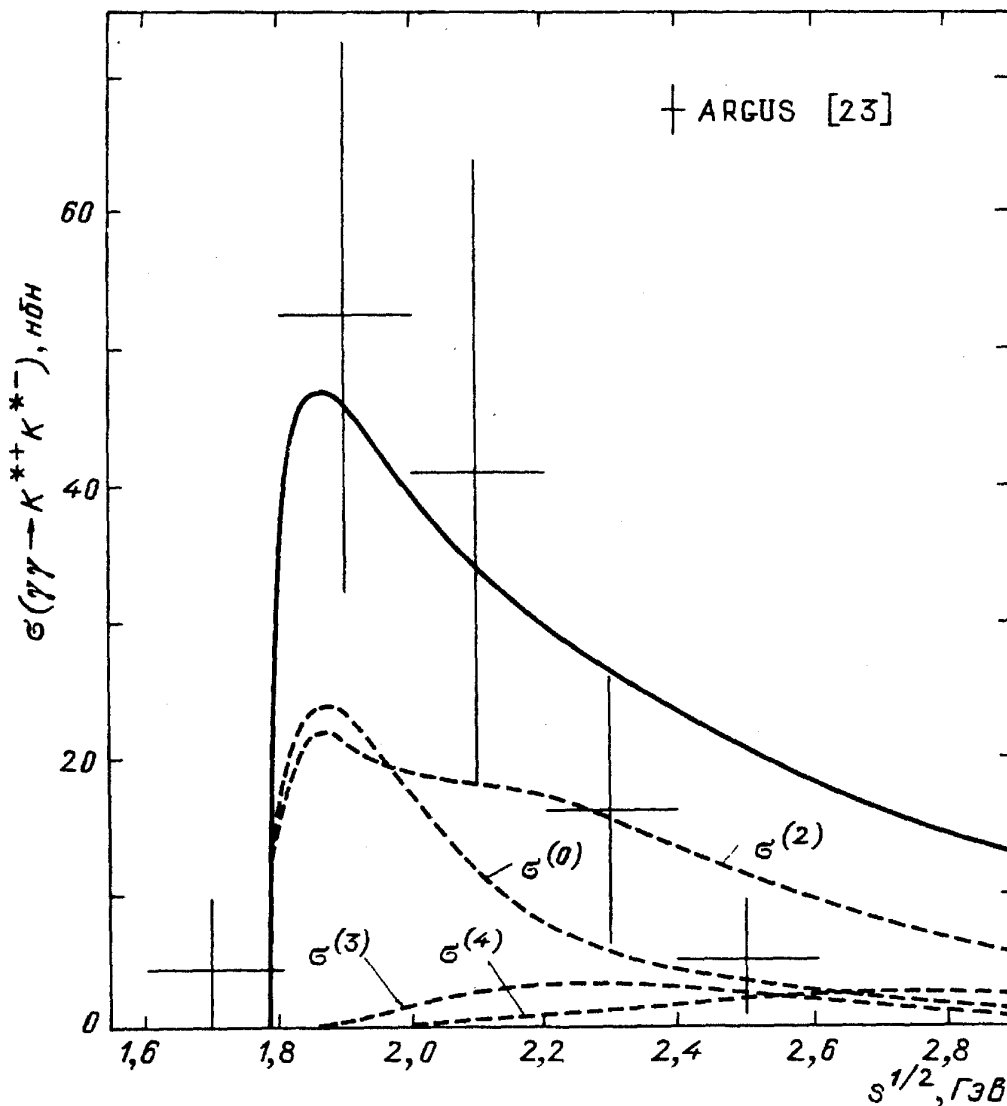
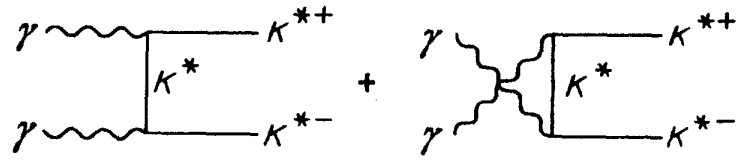


Рис. 13. Сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$. Данные взяты из [23]. Сплошная кривая получена в модели заряженного K^* -редже-обмена [39]; см. текст. Пунктиром показаны парциальные сечения $\sigma(J)$ для $J = 0, 2, 3$ и 4

$\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$ [20] и в $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ [23] были обнаружены пороговые эффекты резонансного типа (см. рис. 13 и 17), причем в заряженной моде усиление у порога неожиданно оказалось весьма значительным. Сразу после появления данных по $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$ мы показали, что их можно разумно объяснить одно-

Рис. 14. Диаграммы K^* -редже-обмена, описывающие реакцию $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$



каонным редже-обменом (ОКЕ) [38]. ОКЕ механизм предсказывает, что $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}) \approx \sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0})/5,3$ [38], и, как мы отмечали, по отклонению от этого соотношения можно судить о роли других редже-обменов в $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$. Эксперимент группы ARGUS показал, что сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ примерно в 8 раз больше, чем в $K^{*0}\bar{K}^{*0}$ -канале [23]. Можно ли объяснить естественным образом установленную на опыте картину для реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$? В принципе, ее можно было даже предсказать еще тогда, когда речь шла об описании данных по $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$ [38]. Здесь весьма вероятна следующая ситуация [39].

Между реакциями $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$ может быть такая же разница, как между $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ около порога, за счет связи у-квантов с зарядами $K^{*\pm}$ -мезонов, которая отсутствует в $K^{*0}\bar{K}^{*0}$ -канале. Более внимательное рассмотрение механизма K^{*+} (или K^{*-})-обмена в реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ (рис. 14), подтверждает эту аналогию [39]. Конкретно мы провели для него простой расчет, используя модель так называемых реджезованных борновских обменов, см., например, [79]. Наша параметризация была минимальной [39]: общая нормировка амплитуды задавалась зарядом e в $\gamma K^{*+}K^{*-}$ вершине янг-миллсовского типа, а единственный свободный параметр $\tilde{s}_0$ входил в наклон реджевского формфактора $G(s, t) = \exp[\alpha_K' \cdot (t - m_K^2) \ln(s/\tilde{s}_0) - i\pi/2]$, $\alpha_K' \approx 1 \text{ ГэВ}^{-2}$, для K^* -обмена в t -канале (и, аналогично, в u -канале).

Отметим, что оценки обменных механизмов так или иначе сводятся к выбору конкретных формфакторов [37 — 39]. С феноменологической точки зрения формфакторы реджевского типа представляются, пожалуй, наиболее разумными. При этом величина $\tilde{s}_0^{1/2}$, см. выше, имеет смысл эффективного порога наступления реджевского режима.

Сплошной кривой на рис. 13 показано сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ для механизма K^* -редже-обмена, $\tilde{s}_0^{1/2} \approx 1,52 \text{ ГэВ}$. Она удачно воспроизводит данные при $s^{1/2} < 2,3 \text{ ГэВ}$, ход же ее при увеличении $s^{1/2}$ оказывается более плавным, чем у данных. Последняя экспериментальная точка при $s^{1/2} \approx 2,5 \text{ ГэВ}$ лежит уже заметно ниже теоретической кривой. Однако, здесь легко указать возможный источник подавления сечения с ростом $s^{1/2}$. Это абсорбционные эффекты, см. [39], которые наиболее сильны в низших парциальных волнах. Как известно, за счет абсорбции может происходить с ростом $s^{1/2}$ полное поглощение низших парциальных волн, см., например, [79 — 81]. На рис. 13 мы привели парциальные сечения для волн с $J = 0, 2, 3$ и 4, отвечающие рассматриваемому механизму. Фактически во всем интересующем нас интервале s доминируют волны с $J = 0$ и 2, так как для них орбитальный момент $K^{*+}K^{*-}$ -системы может быть равен нулю. При $s^{1/2} > 2,1 \text{ ГэВ}$

главный вклад дают волны с $J = 2$ и $|\lambda_{\gamma_1} - \lambda_{\gamma_2}| = 0$ и 2 .

Таким образом, мы считаем, что данные по реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ могут быть весьма естественно поняты в рамках модели $K^{*\pm}$ -редже-обмена. Было бы очень интересно выяснить парциально-волновой состав сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ и сравнить его с моделью $K^{*\pm}$ -обмена (см. рис. 13).

Как мы знаем, $q^2\bar{q}^2$ -модель предсказывает также сильную компенсацию вкладов тензорных $q^2\bar{q}^2$ -состояний с $I = 0$ и 2 в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ (см. раздел 2). Поэтому здесь опять возникает естественный вопрос: что дают в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ -вклады обычных $q\bar{q}$ -состояний? По аналогии с реакцией $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ эти вклады (в среднем) можно попытаться учесть, используя модель заряженного ρ -редже-обмена. Наш анализ показывает, что такая модель действительно разумно работает [39]. На рис. 15 приведены данные для

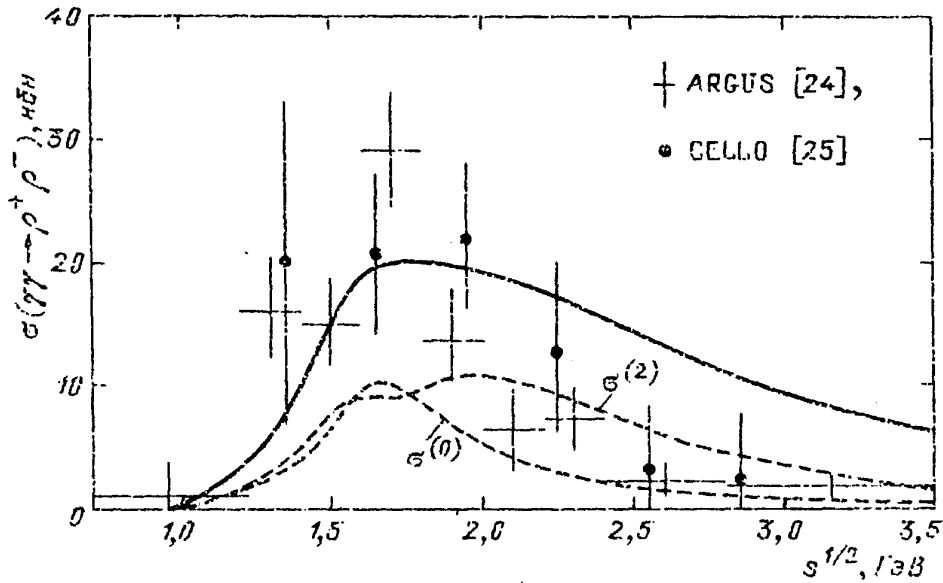


Рис. 15. Сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$. Данные взяты из [24, 25]. Сплошная кривая получена в модели заряженного ρ -редже-обмена [39]; см. текст. Пунктиром показаны парциальные сечения $\sigma^{(J)}$ для $J = 0$ и 2

$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-)$, полученные группами ARGUS и CELLO и наши кривые для полного и основных парциальных сечений реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ (в данном случае параметр $\tilde{s}_0^{1/2} \approx 1,07$ ГэВ [39]). Как и в $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$, абсорбция низших парциальных волн может улучшить согласие с данными при $s^{1/2} > 2,5$ ГэВ. Отметим, что однопионный обмен в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ очень мал [37].

4.3. Реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$. Модель однопионного и однокаонного обменов. Подробное описание данных по этим реакциям (рис. 16, 17) с помощью механизмов OPE и OKE было проведено в [37 — 39]. Здесь мы ограничимся замечанием о том, какой парциально-волновой состав предсказывают модели однопионного и однокаонного редже-обменов для сечений реакций $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$. Результаты расчетов парциальных сечений $\sigma^{(J)}(\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega)$ для $J = 0, 2, 3$ и 4 в модели OPE приведены на рис. 16 [39]. Характерной особенностью является то, что в области $2m_\omega \leq s^{1/2} \leq 2$ ГэВ доминирует сечение с $J = 2$; при $s^{1/2} \gtrsim 1,9$ ГэВ существенной также ста-

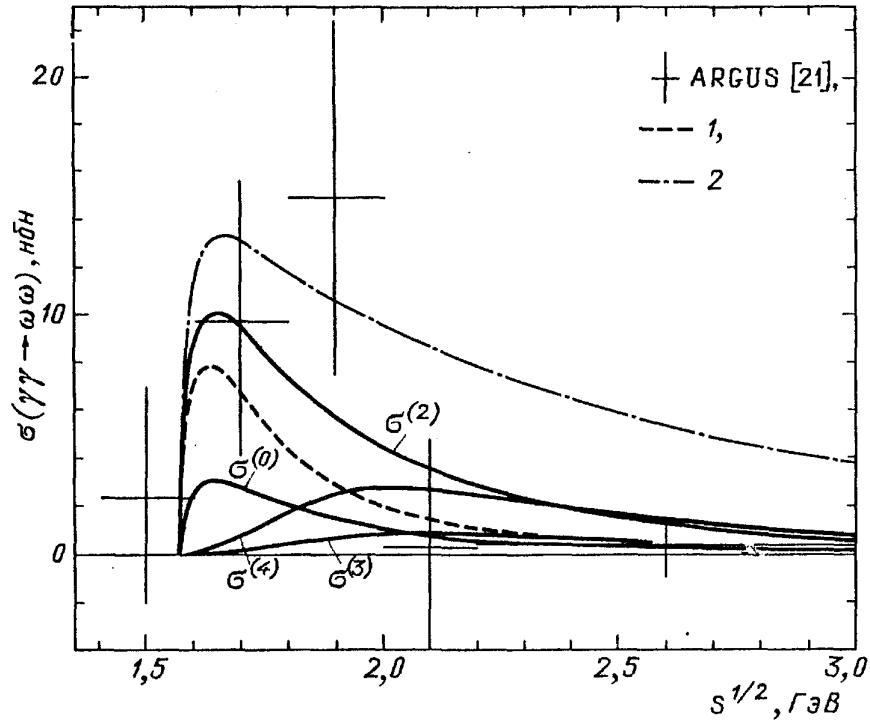


Рис. 16. Парциально-волновой состав сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ в модели ОРЕ [39]. $\sigma^{(J)}$ ($J = 0, 2, 3$ и 4) — парциальные сечения. 1 — $\sigma^{(2)}$ для случая $|\lambda_{\gamma_1} - \lambda_{\gamma_2}| = 2$. Кривая для полного сечения 2 взята из [37]

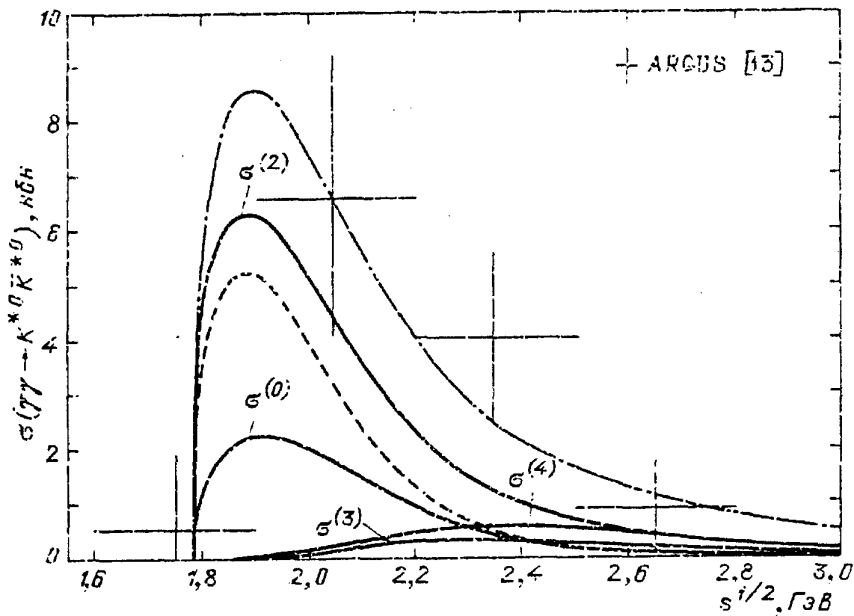


Рис. 17. То же, что на рис. 16, но для реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$ в модели ОКЕ [38]

новится волна с $J = 4$, $\sigma^{(J=0)}$ можно заметить только у самого порога. Отметим, что при $2m_\omega \lesssim s^{1/2} \lesssim 1,95$ ГэВ в $\sigma^{(J=2)}$ определяющий вклад вносят амплитуды с $|\lambda_{\gamma_1} - \lambda_{\gamma_2}| = 2$. Разницу между теоретической кривой для $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega)$ и данными при $s^{1/2} > 2$ ГэВ можно уменьшить, учитывая абсорбционные поправки.

Однако и сами данные в этой области необходимо еще уточнить.

Подобная картина имеет место и для механизма ОКЕ в реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$; см. рис. 17.

4.4. Проблемы, связанные с реакциями $\gamma\gamma \rightarrow \varphi V$. Поиски реакций $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\varphi$ и $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\omega$ проводились в каналах $\gamma\gamma \rightarrow 2K^+2K^-$ [18, 22] и $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ [22] соответственно. В результате на сечения были установлены верхние пределы, показанные на рис. 18. Пока они не противоречат ожиданиям, имеющимся в $q^2\bar{q}^2$ -модели [2 — 4]. В то же время весьма про-

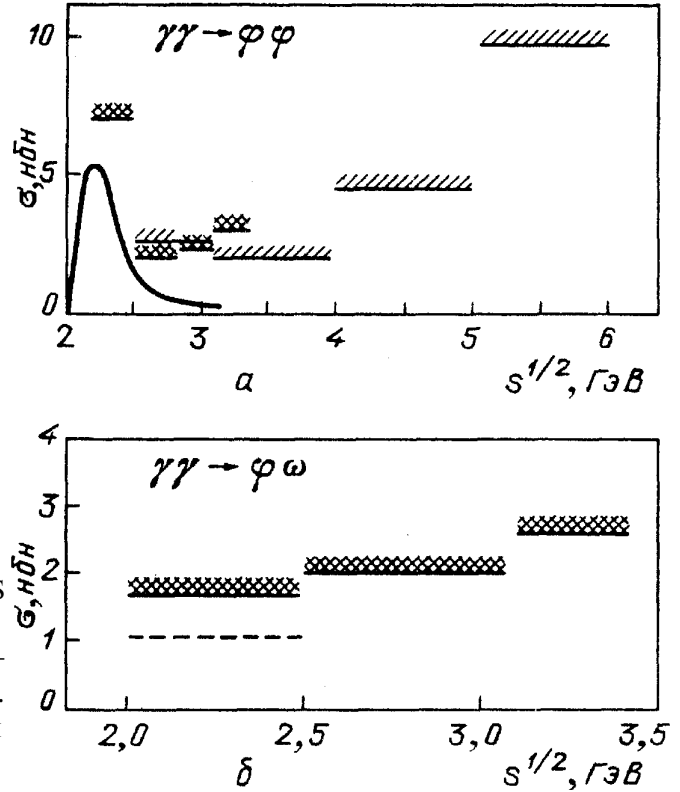


Рис. 18. Ограничения на сечения реакций $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\varphi$ (а), $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\omega$ (б), полученные ARGUS [22] (двойная штриховка) и TPC/2 γ [18] (одинарная). Кривая на рис. а — предсказание $q^2\bar{q}^2$ -модели [2 — 4]; см. раздел 2. Пунктир на рис. б — возможный уровень сечения в $q^2\bar{q}^2$ -модели

блематичная ситуация сложилась в исследованиях реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$, которая с теоретической точки зрения является очень хорошей для поисков сигнала от $q^2\bar{q}^2$ -состояний, см. вторую часть.

У порога реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ мы ожидали значительный сигнал за счет рождения тензорных $q^2\bar{q}^2$ -состояний, которые в основном "состоят" из $\varphi\rho$ и $K^*\bar{K}^*$ -пар векторных мезонов [2 — 4, 7]. Однако до сих пор какого-либо сигнала в $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ не обнаружено. Реакция $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ изучалась в канале $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ [18 — 20], и на ее сечение были получены следующие ограничения. ARGUS: $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0) < 1,0 \text{ нбн}$ в области $1,8 \leq s^{1/2} \leq 2,2 \text{ ГэВ}$ [20]; TPC/2 γ : $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0) < 5 \text{ нбн}$ в области $2 \leq s^{1/2} \leq 2,5 \text{ ГэВ}$ [18]. Эти ограничения фактически закрывают возможность рождения $(u\bar{u} - d\bar{d})s\bar{s}\sqrt{2}$ состояний из МПТ-мешка с массой, которая ориентировочно предсказывалась равной 1,95 ГэВ [5]. Однако при расчете спектра $q^2\bar{q}^2$ -состояний, особенно включающих странные кварки, было сделано много дополнительных упрощающих предположений [5], и поэтому реально может оказаться, что масса состояния (или состояний) в $\varphi\rho$ -канале заметно меньше 1,95 ГэВ. Эксперимент также

пока не исключает существование низколежащего сигнала, например, в районе 1,7 ГэВ. Тем не менее, здесь имеется определенная трудность для $q^2\bar{q}^2$ -модели, которую многие рассматривают как серьезную.

Действительная ситуация, как мы надеемся станет ясно из дальнейшего изложения, пока не выяснена окончательно, причем, существующее положение не только нельзя считать безнадежным, но возможно, что уже сейчас мы имеем определенные указания на еще один экзотический сигнал в канале $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$.

В экспериментах по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ есть по крайней мере два неясных момента [39].

1) Сведения о $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ извлекались из данных по реакции $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$. В опытах TPC/2 γ [18], TASSO [19] и ARGUS [20] было зарегистрировано соответственно 175, 444 и 237 $K^+K^-\pi^+\pi^-$ -событий. Фракция $\varphi\pi^+\pi^-$ была обнаружена во всех экспериментах. Данные по сечению $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$ приведены на рис. 19 вместе с полученными из них ограничениями на сечение $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$.

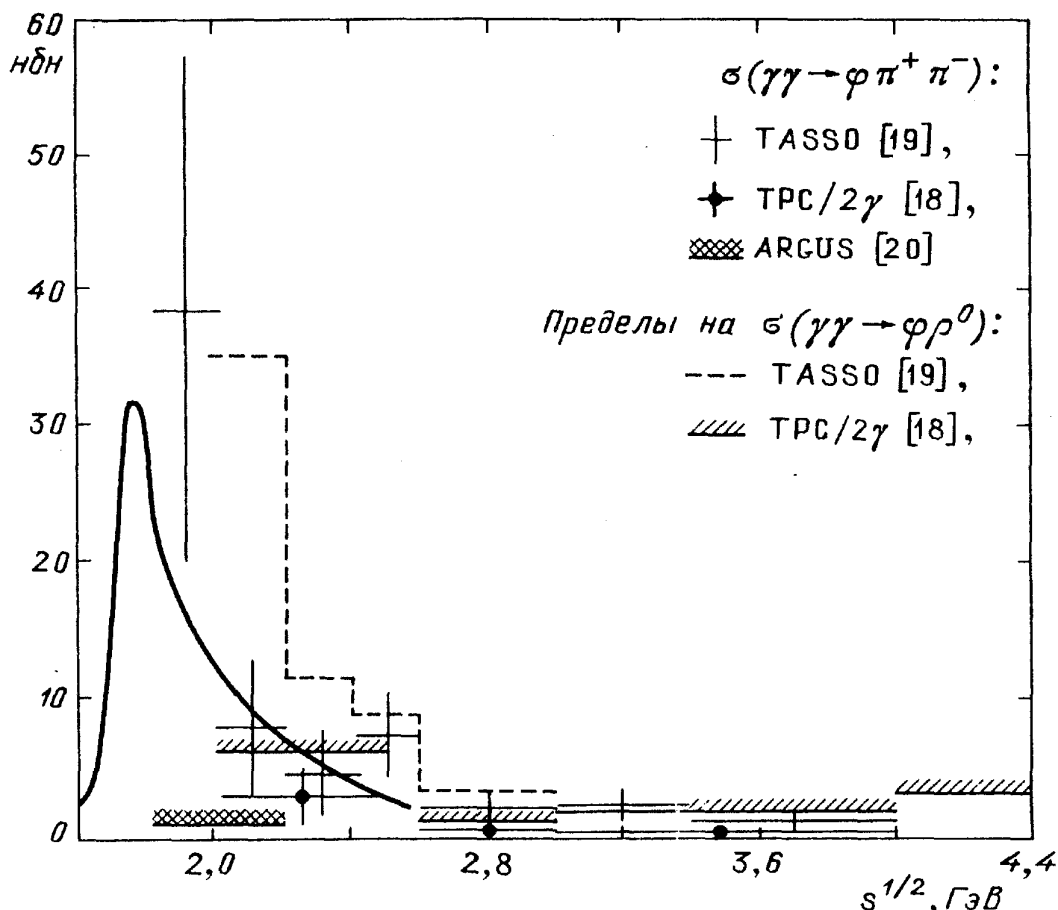


Рис. 19. Данные по сечению реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$ и верхние пределы на сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ (обозначения для ARGUS [20] как для сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$). Кривая — один из возможных сигналов от $q^2\bar{q}^2$ -состояния в $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ — взята из [7]

Видно, что около $\varphi\rho$ -порога данные TASSO [19] для $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-)$ существенно больше, чем у TPC/2 γ [18] и ARGUS [20]. Это различие до сих пор не объяснено. Ограничения же TASSO на $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0)$ не противоречат

большому (на уровне 10 — 20 нбн) сигналу у порога реакции. Кроме того, наблюдавшееся группой TASSO заметное усиление событий $\varphi\pi^+\pi^-$ -рождения поднимает вопрос [82] о возможности отнести предсказания $q^2\bar{q}^2$ -модели, сформулированные для $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$, к реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$. Такая постановка вопроса нам кажется совершенно правильной. С точки зрения дуальности $\varphi\pi^+\pi^-$ события не могут быть обусловлены рождением промежуточного $q\bar{q}$ -резонанса. Действительно, из-за сохранения С-четности изоспин этого резонанса должен быть равен 1, поэтому в $q\bar{q}$ -модели он имеет структуру $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$, и следовательно, его распад на $\varphi\pi^+\pi^-$ обязан быть подавлен по правилу Цвейга. В этом смысле $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$ -события в области $\varphi\rho$ -порога должны иметь экзотическое происхождение, например, за счет рождения промежуточных четырехкварковых $(u\bar{u} - d\bar{d})s\bar{s}/\sqrt{2}$ состояний, которые рассматриваются в $q^2\bar{q}^2$ -модели.

Можно встретить мнение, что более поздние результаты ARGUS [20] по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$, как более чувствительные и точные закрывают данные TASSO [19]. Однако это не так, поскольку результаты ARGUS основаны на статистике вдвое меньшей, чем у TASSO, и конечно, сами экспериментаторы такого вывода не делают.

Здесь имеется также вопрос, почему в $\pi^+\pi^-$ -спектре масс в $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$ не видят сигнала от ρ^0 -резонанса, хотя $\pi^+\pi^-$ -система, как мы знаем, обязана находиться в нечетных волнах, а около $\varphi\rho$ -порога наиболее вероятно в Р-волне? Одним из возможных ответов является следующий сценарий. Как известно, ρ -резонанс сам по себе достаточно широк. В реакции же $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0 \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$ может дополнительно происходить его эффективное уширение за счет фазового объема, если масса промежуточного резонанса $\leq 1,7$ ГэВ. Действительно, при $s^{1/2} \approx m_R \leq 1,7$ ГэВ $\pi^+\pi^-$ спектр масс содержит только хвост от ρ резонанса, так как $m_{\pi\pi} \leq 680$ МэВ, и поэтому в распределение событий $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0 \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$ по $m_{\pi\pi}$, отобранных, например, в интервале $m_R \leq s^{1/2} \leq m_R + (200 - 300)$ МэВ, хвост ρ мезонного пика входит с большим весом. Как следствие, классическая форма ρ резонанса искажается — он становится весьма расплывшейся структурой. Поэтому "отсутствие" ρ^0 -пика в $\pi^+\pi^-$ -спектре масс при имеющейся небольшой статистике $\varphi\pi^+\pi^-$ -событий (и несовершенной процедуре разделения событий по фракциям, см. приложение) может быть вполне естественным.

2) Согласно VDM и аддитивной кварковой модели для сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ при больших энергиях следует ожидать величину от 3,5 до 6 нбн. Экспериментально при $s^{1/2} = 4 - 5$ ГэВ ($s = 16 - 25$ ГэВ²) $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0) < 3$ нбн [18], см. рис. 19, причем это ограничение с 95% уровнем достоверности получено из данных: $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-) = (0 \pm 1)$ нбн. Нужно ли рассматривать это, как новый физический результат, или в эксперименте есть еще какие-то систематические погрешности, мы не знаем.

В принципе, нужно иметь в виду следующий механизм подавления $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0)$ при $s^{1/2} \approx 2$ ГэВ. Заметное сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ наводит на мысль, что резонансный вклад в $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$, особенно его хвост, может обрезаться за счет вклада амплитуды перерасеяния $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-} \rightarrow \varphi\rho^0$. На-

дежный расчет сделать трудно, но грубые оценки показывают, что сам по себе процесс $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-} \rightarrow \varphi\rho^0$ может приводить к вкладу в сечение от 1 до 5 нбн. Если такая динамическая экранировка существует, то с ростом $s^{1/2}$ она должна вымирать и $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0)$ должно выходить на асимптотику снизу, что было бы интересно проверить на опыте.

Отметим еще, что некоторые результаты для $q^2\bar{q}^2$ -состояний могут быть артефактом MIT-bag-модели. Известно, например, что в MIT-мешке масса странного кварка $m_s \approx 300 - 400$ МэВ, а иногда можно встретить и еще большие значения. С точки зрения представлений о легких токовых кварках ($m_u, m_d \approx 5, 10$ МэВ, $m_s \approx 100 - 150$ МэВ) этот результат трудно считать адекватным, с ним мирятся просто за неимением ничего лучшего при феноменологическом подходе.

Может ли отсутствие сигнала в $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ закрыть все результаты, сказанные на основе $q^2\bar{q}^2$ -MIT-bag-модели? Конечно нет, и задача состоит не в том, чтобы обязательно найти все возможные проявления $q^2\bar{q}^2$ -состояния MIT-мешка, а хотя бы некоторые из них. Вместе с тем, получение новых данных по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0 \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$ представляет, по нашему мнению, принципиальный интерес и может рассматриваться как первоочередная задача на втором этапе исследования реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$.

4.5. Обсуждение. Нерешенные вопросы, радиальные возбуждения тензорных мезонов в $\gamma\gamma \rightarrow VV'$, резонансные состояния в VV' -каналах в других реакциях. В настоящее время по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$, $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ имеется по одному эксперименту, см. (39) и рис. 13, 16 и, конечно, здесь желательны новые более точные измерения. Безусловно, что экспериментальные исследования реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ будут продолжаться, причем, надежды на увеличение статистики являются совершенно реальными [36, 83]. Это позволит тщательно просканировать области около порогов реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$, уменьшить ошибки в данных по сечениям, измерить сечения $\gamma\gamma \rightarrow \varphi V$ ($V = \rho^0, \omega, \varphi$), отказаться от предложений об изотропных распределениях многомезонных конечных состояний при разделении событий по фракциям и провести в каналах, имеющих достаточно большие сечения, например, в $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$, $\gamma\gamma \rightarrow K^*\bar{K}^*$, подробные парциально-волновые анализы с целью определения спин-четности промежуточных состояний. Конечно, теоретические представления и выводы о механизмах реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ также еще недостаточно полны и однозначны. Вполне вероятно, что некоторые интересные возможности описания данных до сих пор остались без внимания. Укажем в качестве примера на возможный новый поворот в интерпретации некоторых из описанных выше явлений, предложенный недавно нами в [39].

В настоящее время нельзя исключить, что в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ при $s^{1/2} \approx 1,9$ ГэВ (см. рис. 11), группы ARGUS и TPC/2 γ обнаружили следы радиального возбуждения тензорного изовекторного мезона $a_2(1320)$. Если это так, то в районе 1,9 — 2,2 ГэВ должны существовать два его изоскалярных партнера, т.е. радиальные возбуждения $f_2(1270)$ - и $f_2'(1525)$ -мезонов. Естест-

венно возникает вопрос, как проявляются эти состояния в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$, $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$, $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\varphi$? Используя наивные правила кваркового счета для ширин распадов этих состояний ($q\bar{q}(2^+) \rightarrow \gamma\gamma, VV'$), мы убедились, что можно более или менее удовлетворительно описать данные по $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$, $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$. При этом различие между сечениями процессов $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$ возникает за счет интерференции резонансов с $I = 0$ и 1, которая, согласно правилам кваркового счета, является конструктивной в $K^{*+}K^{*-}$ -канале и деструктивной в $K^{*0}\bar{K}^{*0}$ -канале. Сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\varphi$ в области $2m_\varphi \leq s^{1/2} \leq 2,2$ ГэВ оказывается $\lesssim 1$ нбн. В $\varphi\rho$ и $\varphi\omega$ каналах вклады предполагаемых радиальных возбуждений должны быть подавлены по правилу Цвейга.

Следует отдавать отчет, что радиальные возбуждения $q\bar{q}$ -мезонов не могут объяснить $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$ -события на пороге $\varphi\rho$ -рождения, и если сведения о заметной величине сечения $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$ верны (результат TASSO [19]), то этот пункт, конечно, является существенным препятствием для интерпретации всей указанной совокупности явлений в $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ с помощью радиальных возбуждений.

Отметим, что все это не противоречит нашему описанию данных с помощью редже-обменов в духе дуальности. Конечно, редже-обмены дуальны резонансам на главной траектории, но при феноменологическом подходе могут эффективно учитывать и дочерний резонансные вклады.

Проблема радиальных возбуждений низших $q\bar{q}$ -состояний, как известно, представляет большой самостоятельный интерес [84 — 88]. Если в каналах с квантовыми числами $J^P = 0^-$ и 1^- первые радиальные возбуждения уже давно обсуждаются, то сведения даже об их существовании в канале 2^+ несравненно беднее [85, 88]. Поэтому указанная возможность обнаружения тензорных радиальных возбуждений в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow VV'$, на наш взгляд, безусловно заслуживает более подробных экспериментальных исследований.

Интересно, что параллельно с изучением процессов $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ проводились эксперименты по рождению пар векторных мезонов в целом ряде других реакций

- | | | |
|--|-----------|------|
| (а) $\pi^-p \rightarrow \varphi p$ | [66, 67], | |
| (б) $K^-p \rightarrow \varphi\varphi\Lambda/\Sigma^0$ | [89], | |
| (в) $J/\psi \rightarrow \gamma + (\rho^0\rho^0, \rho^+\rho^-, \omega\omega, K^{*0}\bar{K}^{*0}, \varphi\varphi)$ | [90, 91], | |
| (г) $pp \rightarrow p(\varphi\varphi, K^{*0}\bar{K}^{*0}, \rho^0\rho^0)p$ | [92], | |
| (д) $\bar{p}n \rightarrow \pi^-\rho^0\rho^0$ | [71], | |
| (е) $\pi^-p \rightarrow \omega\omega p$ | [93]. | (40) |

Для полноты картины мы кратко упомянем об основных результатах этих опытов.

В радиационных распадах $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\rho$ и $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\omega$ около $\rho\rho$ и $\omega\omega$ порогов были обнаружены мощные псевдоскалярные структуры (с изоспином $I = 0$) [90]. По крайней мере, в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$, как мы знаем, наблюдается совершенно иная картина: состояния с отрицательной четностью отсутствуют, доминируют же состояния с $J^{PC} = 2^{++}$ в согласии с предсказанием $q^2\bar{q}^2$ -мо-

дели. Возможное объяснение пороговых усиления в $J/\psi \rightarrow \gamma \rho \rho$ и $J/\psi \rightarrow \gamma \omega \omega$ детально обсуждалось в работах [94].

Далее, оказалось, что структуры у порогов в $\varphi\varphi$ - и $K^{*0}\bar{K}^{*0}$ -спектрах масс в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma\varphi\varphi$, $J/\psi \rightarrow \gamma K^{*0}\bar{K}^{*0}$ также являются псевдоскалярными [91]. С другой стороны, в реакции $\pi^- p \rightarrow \varphi\varphi p$ около $\varphi\varphi$ -порога были найдены три структуры, имеющие $J^{PC} = 2^{++}$ [66, 67]. Две резонансные структуры около порога в $\omega\omega$ -канале были открыты в реакции $\pi^- p \rightarrow \omega\omega p$ [93]. Их квантовые числа предположительно также 2^{++} . То, что сигнал $X^0(1480)$ в $\rho^0\rho^0$ -спектре масс в $\bar{p}p \rightarrow \pi^- \rho^0 \rho^0$, вероятно, имеет $J^P = 2^+$, мы уже упоминали в п. 3.3. Угловые распределения в $\varphi\varphi$ -системе, рождающейся в центральной области с реакции $pp \rightarrow p(\varphi\varphi)p$, говорят, что $J^P = 2^+$ для нее предпочтительнее, чем $J^P = 0^-$, но здесь могут быть вклады и других волн [92]. Как отмечалось в [92], спектр масс $K^{*0}\bar{K}^{*0}$ -мезонов в $pp \rightarrow p(K^{*0}\bar{K}^{*0})p$ не носит резонансного характера, рождение же $\rho^0\rho^0$ -системы в $pp \rightarrow p(\rho^0\rho^0)p$ просто мало на фоне всех $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ событий при центральном рождении [92]. Напомним, что главным механизмом центрального рождения мезонов в реакциях типа (г), см. (40), при высоких энергиях является двойной поперенный обмен.

Вполне вероятно, что часть явлений, обнаруженных в реакциях (40) и в $\gamma\gamma \rightarrow VV'$, имеет общую природу. Однако пока информации еще недостаточно, чтобы указать на какое-либо прямое совпадение или соответствие. Как скоро удастся это сделать, будет зависеть от успешного развития всего комплекса упомянутых выше исследований.

5. Скалярные $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -мезоны как претенденты на $q^2\bar{q}^2$ -состояния, в $\gamma\gamma$ -столкновениях. Как известно, впервые трудности в кварк-антикварковой интерпретации мезонов возникли в скалярном канале. Дело в том, что нонет известных скалярных мезонов — $a_0(980)$, $f_0(975)$, $f_0(1400)$ и $K_0^*(1430)$ [64] — трудно понять, как Р-волновой $q\bar{q}$ -нонет, аналогичный 2^{++} - $q\bar{q}$ -нонету [5, 40, 41, 54 — 60, 69, 85]. Напомним суть дела подробнее,

а) Главная проблема заключается в том, что изоскаляр $f_0(975)$ и изовектор $a_0(980)$ имеют одинаковые массы и в то же время $f_0(975)$ -мезон значительно сильнее связан с $K\bar{K}$ -каналом, чем с $\pi\pi$ -каналом. Одновременно объяснить два эти обстоятельства невозможно в рамках наивной $q\bar{q}$ -модели, в которой соотношения между массами резонансов в мультиплете и соотношения между их константами связи с адронами определяются просто правилами "кваркового счета". В "идеальном" $q\bar{q}$ -нонете

$$f_0 = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}, \quad a_0^0 = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2},$$

$$m_{f_0} = m_{a_0}, \quad g_{f_0 K^+ K^-}^2 / g_{f_0 \pi^+ \pi^-}^2 = 1/4.$$

В действительности же [40, 57, 60, 95]

$$m_{f_0} \approx m_{a_0}, \quad g_{f_0 K^+ K^-}^2 / g_{f_0 \pi^+ \pi^-}^2 \approx 5 - 10.$$

Кроме того, в "идеальном" $q\bar{q}$ -нонете $g_{f_0\pi^+\pi^-} \approx 1,25g_{a_0\pi\eta}$ (при угле $\eta - \eta'$ смешивания $\theta_p \approx -18^\circ$), и поэтому $f_0(975)$ должен быть широким резонансом с $\Gamma(f_0 - \pi\pi) \approx 200$ МэВ, если $\Gamma(a_0 \rightarrow \pi\eta) \approx 54$ МэВ [64]. Широкая $f_0(975)$ структура в $\pi\pi$ -канале противоречит опыту [64].

Иногда полагают, что подавление связи $f_0(975)$ с $\pi\pi$ -каналом (42) можно объяснить, предполагая, что $f_0(975) \approx s\bar{s}$, а нарушение "кваркового счета" для масс — сильным смешиванием кварковых и глюонных степеней свободы, которое может быть в скалярном канале за счет непертурбативных эффектов КХД [96]. Нельзя не заметить, однако, что почти точное случайное вырождение масс $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -мезонов в этом случае является весьма подозрительным. И уже совсем наивно думать, что сильное смешивание кварковых и глюонных степеней свободы нарушает правила "кваркового счета" для масс и не нарушает их для констант связи, т.е. в таком случае нет никаких оснований надеяться на подавление связи $f_0(975)$ с $\pi\pi$.

В то же время соотношения (42) просто и естественно объясняются, если $f_0(975)$ и $a_0(980)$ являются четырехкварковыми состояниями с символической кварковой структурой:

$$f_0 = \frac{(u\bar{u} + d\bar{d})}{\sqrt{2}} s\bar{s}, \quad a_0 = \frac{(u\bar{u} - d\bar{d})}{\sqrt{2}} s\bar{s}. \quad (43)$$

Кроме того, из обработок экспериментальных данных по сильным взаимодействиям следует [40, 57, 60, 95], что $g_{f_0 K^+ K^-}^2 / 4\pi > 1 \text{ ГэВ}^2$, как и должно быть для суперразрешенной по Цвейгу константы связи, если $f_0(975)$ -резонанс принадлежит первому легкому $q^2\bar{q}^2$ -нонету $(9,0^+)$ в MIT-модели мешков [5].

б) При четырехкварковой интерпретации $f_0(975)$ и $a_0(980)$ мезонов возникла следующая проблема. $f_0(975)$ и $a_0(980)$ представляют собой очень узкие структуры с наблюдаемыми ширинами 33 и 54 МэВ соответственно. Узость $f_0(975)$ естественна и понятна, так как его суперразрешенный по Цвейгу канал распада $f_0(975) \rightarrow K\bar{K}$ подавлен по фазовому объему. Узость $a_0(980)$ -резонанса, на первый взгляд, противоречит $q^2\bar{q}^2$ -интерпретации, так как $\pi\eta$ -канал распада $a_0(980)$ мезона является суперразрешенным по Цвейгу. Это обстоятельство в свое время было главным аргументом против $q^2\bar{q}^2$ -структуры $a_0(980)$. Однако нами было показано в [40, 41, 97, 98], что на самом деле экспериментальные данные по $a_0(980)$ -мезону не противоречат $q^2\bar{q}^2$ -модели, т.е. $g_{a_0 K^+ K^-}^0 \approx -g_{f_0 K^+ K^-}$, $g_{a_0 \pi\eta} = \sqrt{2} \cos(\theta_q - \theta_p) g_{a_0 K^+ K^-}$ ($\theta_q \approx 35,3^\circ$). При этом $\Gamma(a_0 \rightarrow \pi\eta) \approx 300$ МэВ, а наблюдаемая эффективная ширина ≈ 54 МэВ в $\pi\eta$ -канале возникает за счет влияния сильной связи $a_0(980)$ с $K\bar{K}$ -каналом, порог которого находится вблизи массы резонанса. Таким образом, при четырехкварковой интерпретации $a_0(980)$ -резонанс представляет собой широкое образование с узкой структурой около порога $K\bar{K}$ -канала (касп) [2, 40, 41, 69, 97].

в) Сильная — суперразрешенная по Цвейгу — связь $f_0(975)$ с $K\bar{K}$ -каналом и $a_0(980)$ с $K\bar{K}$ - и $\pi\eta$ -каналами является одним из главных предположений для этих скалярных мезонов в $q^2\bar{q}^2$ -модели [5, 54, 55]. В настоящее время сильная связь $f_0(975)$ с $K\bar{K}$ -каналом установлена достаточно надежно [40, 56 — 60, 95]. Что же касается сильной связи $a_0(980)$ -мезона с $K\bar{K}$ - и $\pi\eta$ -каналами, то она все еще остается гипотезой, которая, как уже было сказано выше, не противоречит существующим данным. Недавно было показано [70а, 99], что экспериментальные исследования распада $\varphi \rightarrow \gamma a_0 \rightarrow \gamma \pi^0 \eta$ могут решить этот вопрос практически однозначно. В $q^2\bar{q}^2$ -сценарии $BR(\varphi \rightarrow \gamma a_0 \rightarrow \gamma \pi^0 \eta) \approx BR(\varphi \rightarrow \gamma f_0 \rightarrow \gamma \pi\pi) \approx 2 \cdot 10^{-4}$, что, по крайней мере, на порядок больше, чем для $q\bar{q}$ -сценария [70а, 99]^(10*). Поиски распадов $\varphi \rightarrow \gamma \pi^0 \eta$ и $\varphi \rightarrow \gamma \pi\pi$ уже ведутся [101, 102] и в ближайшие годы результаты будут получены, пока установлены пределы: $BR(\varphi \rightarrow \gamma f_0) < 2 \cdot 10^{-3}$ и $BR(\varphi \rightarrow \gamma a_0) < 2,5 \cdot 10^{-3}$ [101].

Гипотезу о сильной связи $a_0(980)$ с $K\bar{K}$ и $\pi\eta$ можно еще проверить, изучая одновременно два канала распада $f_1(1285)$ -мезона: $f_1 \rightarrow \pi a_0 \rightarrow \pi\pi\eta$ и $f_1 \rightarrow \pi a_0 \rightarrow \pi K\bar{K}$ [69, 97], а также ряд других реакций $a_0(980)$ рождения [41].

г) Явные указания на необычную природу $f_0(975)$ и $a_0(980)$ мезонов дали эксперименты по J/ψ -распадам [103, 104]. Было установлено, что $BR(J/\psi \rightarrow \rho a_2) \approx 100 \cdot 10^{-4}$, $BR(J/\psi \rightarrow \omega f_2) \approx 45 \cdot 10^{-4}$, а распады $J/\psi \rightarrow \rho a_0(980)$ и $J/\psi \rightarrow \omega f_0(975)$ оказались сильно подавлены: $BR(J/\psi \rightarrow \rho a_0) < 4,4 \cdot 10^{-4}$, $BR(J/\psi \rightarrow \omega f_0) < 1 \cdot 10^{-4}$. Эти факты трудно понять с точки зрения $q\bar{q}$ -модели, согласно которой как тензорные a_2 и f_2 , так и скалярные a_0 - и f_0 -мезоны являются Р-состояниями в обычной $q\bar{q}$ -системе. Однако их легко качественно объяснить в терминах четырехкварковой структуры $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -мезонов (см. (43)) — присутствием в их волновых функциях дополнительной $s\bar{s}$ -пары.

д) Существенную поддержку $q^2\bar{q}^2$ -интерпретации $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -резонансов дали экспериментальные исследования реакций $\gamma\gamma \rightarrow a_0 \rightarrow \pi^0 \eta$ [42, 43], $\gamma\gamma \rightarrow f_0 \rightarrow \pi\pi$ [43]. Их результаты ожидалось с большим интересом. Дело в том, что для ширины распада $a_0 \rightarrow \gamma\gamma$ существовал целый ряд предсказаний в рамках $q\bar{q}$ -моделей: $\Gamma(a_0 \rightarrow \gamma\gamma) \approx 1,3 — 4,8$ кэВ; все подробности можно найти в [41 — 43, 105]. С другой стороны, было показано [2 — 4], что если $f_0(975)$ - и $a_0(980)$ -мезоны принадлежат самому легкому $q^2\bar{q}^2$ -нонету МТ-мешка, то следует ожидать подавления их рождения в $\gamma\gamma$ -столкновениях по сравнению сообычными $q\bar{q}$ -мезонами $\eta'(958)$, $f_2(1285)$, $a_2(1320)$ и т.д. Была, в частности, получена грубая оценка: $\Gamma(f_0 \rightarrow \gamma\gamma) \approx \Gamma(a_0 \rightarrow \gamma\gamma) \approx 0,27$ кэВ, что фактически на порядок меньше существующих расчетов в $q\bar{q}$ -моделях. Результаты экспериментов приведены в табл. IV. Для узкого $a_0(980)$ -резонанса

(с $\Gamma_{a_0} \approx 54$ МэВ [64]) $BR(a_0 \rightarrow \pi\eta) \approx 1$ и поэтому результаты "Crystal Ball" [42] и JADE [43] практически исключают упомянутые выше варианты $q\bar{q}$ -модели. В то же время полученные данные (см. табл. IV), находятся в разумном согласии с ожиданиями в $q^2\bar{q}^2$ -модели. Подробный анализ теоретической и экспериментальной ситуации вокруг $a_0(980)$ -мезона после эксперимента по $\gamma\gamma \rightarrow a_0 \rightarrow \pi^0\eta$ [42] читатель может найти в [41]. В этой работе была детально сформулирована динамическая модель для амплитуды двухфотонного распада четырехкваркового $a_0(980)$ -резонанса, которая хорошо согласуется с данными (рис. 20), и демонстрирует правильность первоначального предсказания [2 — 4] относительно подавления рождения $a_0(980)$ -мезона в $\gamma\gamma$ -столкновениях.

Таблица IV. Двухфотонные ширины $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -резонансов

Реакции	Группы	$\Gamma(0^+ \rightarrow \gamma\gamma)$, кэВ
$\gamma\gamma \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta$	"Cr. Ball" [42]	$(0,19 \pm 0,07^{+0,10}_{-0,07})/BR(a_0 \rightarrow \pi\eta)$
	JADE [43]	$(0,28 \pm 0,04 \pm 0,10)/BR(a_0 \rightarrow \pi\eta)$
$\gamma\gamma \rightarrow f_0(980) \rightarrow \pi^0\pi^0$	"Cr. Ball" [43]	$0,31 \pm 0,14 \pm 0,09$
$\gamma\gamma \rightarrow f_0(980) \rightarrow \pi^+\pi^-$	MARK II [43]	$0,24 \pm 0,06 \pm 0,15$

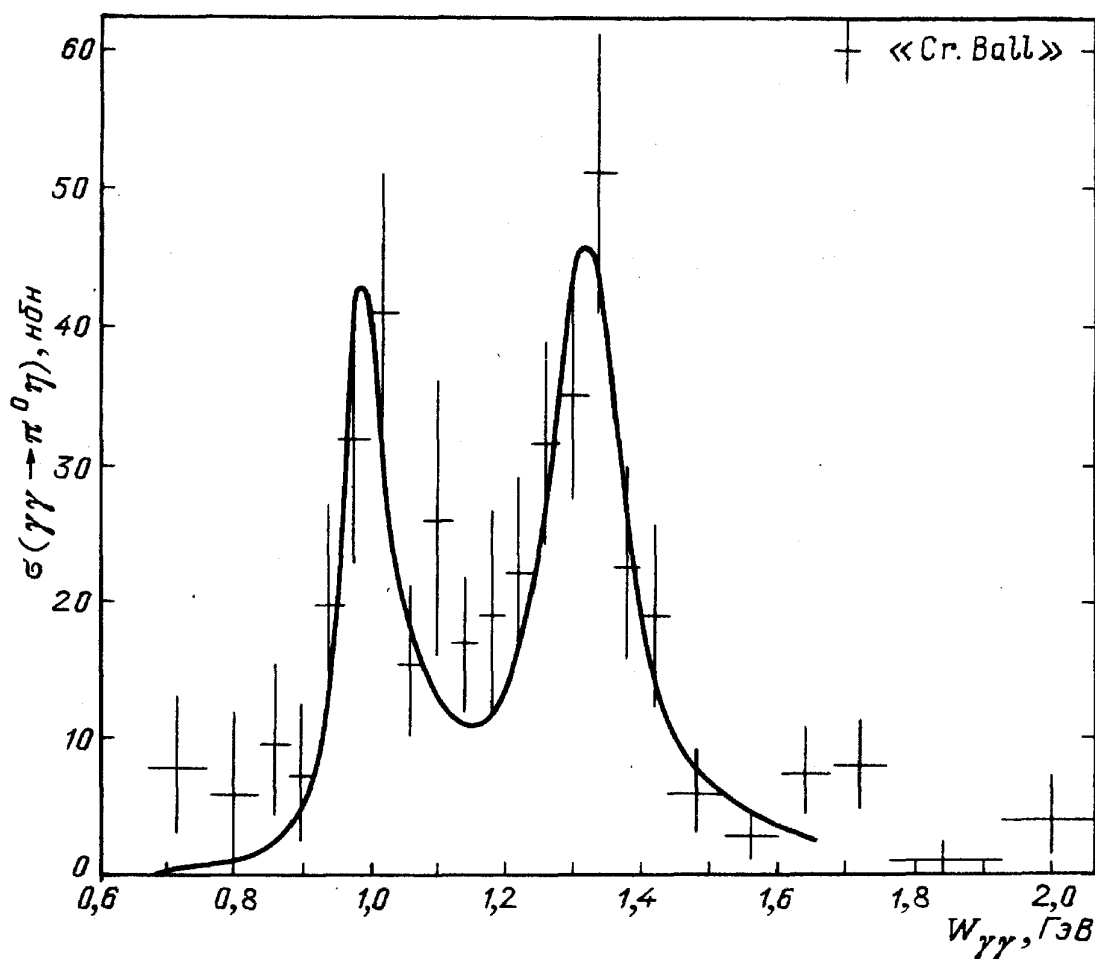


Рис. 20. Сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ по данным "Crystal Ball" [42]. Первый пик отвечает $a_0(980)$ -резонансу, второй — $a_2(1320)$ -резонансу. Кривая из работы [41], в которой $80(980)$ рассматривается как $q^2\bar{q}^2$ -состояние

Интересная информация о рождении $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -мезонов может быть получена также из реакций $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$, в которых они должны проявляться как усиления вблизи $K\bar{K}$ -порогов. Между a_0 - и f_0 -вкладами в K^+K^- -канале мы ожидаем конструктивную, а в $K^0\bar{K}^0$ -канале деструктивную интерференцию. В реакциях $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$, $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ уже достаточно подробно изучена область рождения тензорных $f_2(1270)$ -, $a_2(1320)$ - и $f_2'(1525)$ -мезонов [106]. Интересно, что данные ARGUS [1066] указывают на отсутствие большого борновского вклада (K -обмена), ожидавшегося в сечении $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ около порога. Возможно, что здесь наблюдается сокращение борновской амплитуды $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ с амплитудой перехода, обусловленной реальным K^+K^- -промежуточным состоянием, $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow (f_0 + a_0) \rightarrow K^+K^-$ в резонансной области. Такое сокращение является следствием условия унитарности, если борновская амплитуда и константы связи $g_{a_0 K^+K^-}$ и $g_{f_0 K^+K^-}$ действительные.

е) Наряду с $q^2\bar{q}^2$ -моделью существует также интересная интерпретация $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -мезонов как $K\bar{K}$ -молекул [107]. Считалось, что эти $K\bar{K}$ -молекулы слабо связаны с $\pi\eta$ и $\pi\pi$ -каналами распадов, т.е. изначально представляют собой узкие резонансные структуры [107]. Для ширины их двухфотонных распадов имеется оценка: $\Gamma(a_0(K\bar{K}) \rightarrow \gamma\gamma) = \Gamma(f_0(K\bar{K}) \rightarrow \gamma\gamma) \approx 0,6$ кэВ [108, 109]. Конечно, эта величина, в частности, для a_0 -резонанса заметно меньше, чем предсказания $q\bar{q}$ -моделей (см. выше), но, тем не менее, для узких a_0 - и f_0 -структур она противоречит данным по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ [42, 43] (см. также табл. IV). Сечения рождения a_0 -, f_0 - и $K\bar{K}$ -молекул должны быть примерно в два-три раза больше наблюдаемых на опыте. Но дело даже не в этом. Само обоснование существования $K\bar{K}$ -молекул выглядит сейчас несколько неопределенным. Дело в том, что первоначальное ограничение только $K\bar{K}$ -компонентой в волновых функциях молекул не позволяло описать данные по $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, $\pi\pi$, $\eta\eta$ и т.п. Последующие варианты модели содержат значительные вклады $\pi\pi$ - и $\pi\eta$ -промежуточных состояний [109]. Достаточно сказать, что затравочные эффективные мезон-мезонные потенциалы для $K\bar{K} \rightarrow K\bar{K}$ - и $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ -переходов в последних вариантах модели вообще отсутствуют [109] и взаимодействие в этих каналах возникает за счет переходов $\pi\pi \rightarrow \eta\eta$, $\eta'\eta' \rightarrow K\bar{K}$, $K\bar{K} \rightarrow (\eta\eta, \eta'\eta', \pi\eta)$, $\pi\eta' \rightarrow K\bar{K}$. При этом авторы описывают $\pi\pi$ -взаимодействие в районе 1 ГэВ нерелятивистским уравнением Шрёдингера, для чего нет никаких оснований. Есть и более мелкие вопросы. Например, если $\pi\pi$ -состояние в волновой функции $f_0(K\bar{K})$ -молекулы играет заметную роль, то упомянутая оценка для $\Gamma(f_0(K\bar{K}) \rightarrow \gamma\gamma)$ выглядит сомнительной, так как не учитывает переходов $\pi\pi \rightarrow \gamma\gamma$. Кроме того, оценка $\Gamma(a_0(K\bar{K}) \rightarrow \gamma\gamma)$ и $\Gamma(f_0(K\bar{K}) \rightarrow \gamma\gamma)$ за счет $K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$ переходов делалась на пороге K^+K^- -рождения, но, как было показано в [41], амплитуда распада $0^+ \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$ является очень резкой функцией энергии и поэтому говорить о двухфотонной ширине, рассчитанной в одной точке по энергии, в данном случае вообще не имеет смысла. Таким образом, в модели $K\bar{K}$ -молекул, по

нашему мнению, нет надежных предсказаний относительно $f_0 \rightarrow \gamma\gamma$ и $a_0 \rightarrow \gamma\gamma$ -распадов.

Отметим также следующее. Иногда считают, см., например, [436], что для $a_0(980)$ -мезона не исключена модель широкого $q\bar{q}$ -состояния [110]. Однако в работе [110] эффективная ширина a_0 пика в $\pi\eta$ -канале $\Gamma_{a_0}^{\text{eff}} \approx 150$ МэВ вместо табличных 54 ± 11 МэВ [64]. Уровень достоверности такого описания данных по $a_0(980)$ -резонансу [64, 104] порядка 10^{-3} , что практически полностью исключает эту модель. Кроме того, в [436] повторяется мнение, высказанное в [111], что наша оценка для $\Gamma(a_0(980) \rightarrow \gamma\gamma)$ [4] должна быть увеличена в несколько раз. Однако это является недоразумением. Рассмотренная в работе [111] в борновском приближении амплитуда распада $a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$ оценивалась опять-таки в одной точке по энергии — на K^+K^- -пороге, но, как мы уже отметили в конце предыдущего абзаца (в связи с $K\bar{K}$ -молекулами), эта величина вообще не имеет отношения к делу. Действительно, в нашей модели [41] $\Gamma(a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma; s^{1/2})$ очень быстро меняется в пределах наблюдаемой ширины a_0 -пика ($s^{1/2}$ — инвариантная масса $\gamma\gamma$ -системы) и поэтому интенсивность зарождения в $\gamma\gamma$ -столкновениях должна определяться средним значением $\Gamma(a_0 \rightarrow \gamma\gamma; s^{1/2})$ по резонансному распределению. Хотя в максимуме на K^+K^- пороге у нас $\Gamma(a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma; s^{1/2} = 2m_{K^+}) \approx 1,9$ кэВ, среднее значение ширины распада $a_0 \rightarrow \gamma\gamma$ хорошо согласуется как с экспериментальными результатами [41]; см. табл. IV (что, кстати, очевидно и из рис. 20), так и с нашей первоначальной оценкой [3, 4].

6. Заключение. Экспериментальные и теоретические результаты, приведенные в обзоре, принадлежат двухфотонной физике минувшего десятилетия. Они сыграли важную роль и существенно расширили наши представления о спектроскопии мезонов, состоящих из легких кварков. Их предварительные итоги можно сформулировать следующим образом.

1) Получены экспериментальные сведения о всех девяти каналах реакций рождения пар векторных мезонов $\gamma\gamma \rightarrow VV'$, в которых велись поиски четырехкварковых состояний.

2) Обнаружено мощное усиление резонансного типа вблизи порога реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$. Установлено отсутствие аналогичного усиления в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$, что согласуется со сделанным нами предсказанием в рамках четырехкварковой модели [2 — 4]. Кроме того, экспериментально показано, что пороговое усиление в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ определяется состояниями со спин-четностью $J^P = 2^+$. Этот важный факт также хорошо согласуется с предсказаниями $q^2\bar{q}^2$ -модели [2 — 4, 6, 7]. Таким образом, в настоящее время имеются веские аргументы в пользу открытия в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ тензорного экзотического $q^2\bar{q}^2$ -резонанса с изоспином $I = 2$ и $I_3 = 0$. Тем не менее, нужны новые более прямые доказательства его существования. В связи с этим одной из главных задач является поиск его дважды заряженных партнеров в

$\rho^+\rho^-$ - и $\rho^-\rho^-$ -каналах [70], например в реакциях $\pi^+p \rightarrow \rho^+\rho^+n$, $\pi^-p \rightarrow \rho^-\rho^-\Delta^{++}$, $pp \rightarrow n(\rho^+\rho^+)n$, $\bar{p}n \rightarrow \rho^-\rho^-\pi^+$; см. п. 3.4.

3) Данные ARGUS и TPC/2 γ [17a] по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ не могут быть описаны известными $q\bar{q}$ -резонансами и качественно согласуются с предсказанием $q^2\bar{q}^2$ -модели о существовании четырехкваркового состояния с $I = 1$ в $\omega\rho^0$ -канале. Для прояснения ситуации здесь было бы весьма желательно увеличить статистику, по крайней мере, на порядок (см. п. 4.1).

4) Данные TASSO [19] указывают на еще один явно экзотический сигнал в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$; см. п. 4.4. Подчеркнем, что данные TASSO основаны на статистике в канале $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ примерно в два раза большей, чем у TPC/2 γ [18] и ARGUS [20]. Дальнейшие исследования реакции $\gamma\gamma \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$, как и реакций $\gamma\gamma \rightarrow \phi\omega$ и $\gamma\gamma \rightarrow \phi\phi$, представляют особенный интерес в связи с продолжением поисков $q^2\bar{q}^2$ -состояний.

5) Явления, обнаруженные у порогов реакций $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$, $\gamma\gamma \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}$, $\gamma\gamma \rightarrow K^{*+}K^{*-}$, можно объяснить с помощью обычных обменных механизмов [36 — 39].

6) Усиления в области 1,8 — 2 ГэВ в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow K^*K^*$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ могут быть обусловлены также рождением радиальных возбуждений тензорных $q\bar{q}$ -мезонов [39]. Однако, события в $\phi\pi^+\pi^-$ -канале около $\phi\rho^0$ -порога (результат TASSO) нельзя объяснить радиальными возбуждениями, — здесь необходимо "экзотическое" объяснение с помощью $q^2\bar{q}^2$ -состояний. Очень важно исследовать детально спин-четность этих усилений.

7) Найденные в опытах по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ маленькие двухфотонные ширины скалярных $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -мезонов свидетельствуют в пользу $q^2\bar{q}^2$ -природы этих феноменов [41 — 43]. Радикально продвинуться в решении вопроса о четырехкварковой природе $a_0(980)$ - и $f_0(975)$ -мезонов должны помочь экспериментальные исследования распадов $\phi \rightarrow a_0(980)\gamma \rightarrow \pi\eta\gamma$ и $\phi \rightarrow f_0(975)\gamma \rightarrow \pi\pi\gamma$ [99].

Приложение. Замечания о выделении реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$. Корректное определение сечений реакций $\gamma\gamma \rightarrow VV'$ является весьма непростым, но принципиально важным моментом во всей обсуждаемой проблеме. Поэтому об имеющихся здесь результатах и некоторых трудностях стоит рассказать подробнее.

Начнем с вопроса о выделении реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$. Все экспериментальные группы представляли детектируемые на опыте четырехпионные события $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в виде некогерентной суммы процессов $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0(\pi^+\pi^-)_{PS}$ и $\gamma\gamma \rightarrow (4\pi)_{PS}$ (где PS означает, что соответствующие частицы распределены согласно изотропным фазовым объемам) и с помощью того или иного метода моделирования определяли вклады каждого из этих процессов; см. [12 — 16, 26, 28, 30]. После экспериментов TASSO [12] и CELLO [13] мы отметили, что одно из нескольких предположений, которые делались при выделении процесса $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ из $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, является неверным с теоретической точки зрения, а другое не выглядит хорошо обоснованным [7].

Дело в том, что реакция $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0(\pi^+\pi^-)_{PS}$ невозможна в силу сохранения С-четности [7]. $\pi^+\pi^-$ -система в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ должна быть в нечетных волнах ($P, F, \dots$), что ведет к анизотропному распределению $\pi^+\pi^-$ в с.ц.м. $\pi^+\pi^-$, аналогичному распределению $\pi^+\pi^-$ от распадов ρ^0 -мезонов. Если разрешающая способность детектора в исследуемых энергетических интервалах зависит от углов, то указанное обстоятельство безусловно изменит расчет эффективности регистрации для $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$. Более того, если $\pi^+\pi^-$ -система находится в P -волне, некогерентное разложение конечного состояния на $\rho^0\rho^0$ и $\rho^0\pi^+\pi^-$, по крайней мере, под порогом реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ ($W_{\gamma\gamma} < 1,55$ ГэВ), где сосредоточена значительная часть усиления, вообще не выглядит обоснованным [7]. Действительно, чем меньше $W_{\gamma\gamma}$, тем все большую роль играют $m_{\pi^+\pi^-} < m_{\rho^0}$, а следовательно, все больше становится реальная часть в ρ^0 -мезонном брейт-вигнеровском распределении по $m_{\pi^+\pi^-}$ в амплитуде процесса $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$, так что должна появляться интерференция между амплитудами $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ (если только "некто" не подобрал специальным образом фазу между амплитудами процессов $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ в зависимости от $m_{\pi^+\pi^-}$).

Когда $W_{\gamma\gamma}$ достаточно большое ($W_{\gamma\gamma} \gtrsim 1,65$ ГэВ) проблема интерференции этих амплитуд не так остра, так как главный вклад в этом случае вносят в сечение $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi_1^+\pi_2^-\pi_3^+\pi_4^-$ массы $m_{\pi_1^+\pi_2^-} \approx m_{\pi_3^+\pi_4^-} \approx m_{\rho^0}$ и, если относительная фаза амплитуд $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ около 0 (или π), что естественно, например, для одинаковых механизмов процессов, то интерференция между ними мала. Кроме того, для $W_{\gamma\gamma} \gtrsim 1,65$ ГэВ сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ можно определить просто по пикам в распределениях по $m_{\pi_1^+\pi_2^-}$ и $m_{\pi_3^+\pi_4^-}$ одновременно. Под порогом же ($W_{\gamma\gamma} < 1,55$ ГэВ) сечение $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi_1^+\pi_2^-\pi_3^+\pi_4^-$ при $m_{\pi_1^+\pi_2^-} \approx m_{\pi_3^+\pi_4^-}$ является плавной функцией $m_{\pi_1^+\pi_2^-}$ и $m_{\pi_3^+\pi_4^-}$.

По существу, речь идет о том, в какой области $m_{\pi^+\pi^-}$ в этой реакции P -волна $\pi^+\pi^-$ описывается ρ^0 -мезонным полюсом. Отметим, что некогерентное разложение конечных состояний в $\rho^0\rho^0 + \rho^0\pi^+\pi^- + (4\pi)_{PS}$ также может быть неверным, если в опыте нет полной 4π -геометрии.

Источниками фракций $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow 4\pi$ могут быть, например, процессы $\gamma\gamma \rightarrow a_2(1320)\pi$, $\gamma\gamma \rightarrow a_1(1260)\pi$ и $\gamma\gamma \rightarrow f_2(1270)\pi\pi$ [14, 16, 30].

То, что приведенные выше теоретические замечания принципиально необходимо учитывать при выделении различных фракций из событий $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, сейчас общепризнано, см., например, обсуждения в [14, 27 — 36]. Однако ход событий показал, что реально уйти от простейшего некогерентного разложения четырехпионного конечного состояния по вкладам $\rho^0\rho^0$, $\rho^0(\pi^+\pi^-)_{PS}$ и $(4\pi)_{PS}$ при анализе имеющейся ограниченной статистики весьма сложно [14 — 16, 30, 34]. Сформулируем теперь правила отбора, ко-

торые необходимо учитывать при выделении реакций $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ из $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ из $\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^*\bar{K}^*$ из $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$, $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ из $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-\pi^0$.

Таблица V

Наблюдаемые события	Представление конечного состояния при моделировании
$\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ [17]	$\omega\rho^0 + \omega\pi^+\pi^- + 2\pi^+2\pi^-\pi^0$
$\gamma\gamma \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ [21]	$\omega\omega + \omega\pi^+\pi^-\pi^0 + 2\pi^+2\pi^-\pi^0$
$\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ [18 – 20]	$\varphi\pi^+\pi^-(\varphi\rho^0) + K^{*0}\bar{K}^{*0} +$ $+ (\bar{K}^{*0}K^+\pi^- + K^{*0}K^-\pi^+) + K^+K^-\pi^+\pi^-$
$\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-\pi^0$ [24, 25]	$\rho^+\rho^- + \rho^\pm\pi^\mp\pi^0 + \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$

Наблюдаемые на опыте многомезонные события представляются при моделировании, как правило, в виде сумм нескольких некогерентных процессов, в которых конечные частицы считаются распределенными согласно изотропным фазовым объемам (табл. V). Конечно, такое описание данных весьма наглядно, но вряд ли может быть исчерпывающим. Вопрос о разделении фракций здесь решается просто подгонками соответствующих спектров масс. Вместе с тем, нужно помнить, что с теоретической точки зрения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega(\pi^+\pi^-)_{PS}$, $\gamma\gamma \rightarrow \varphi(\pi^+\pi^-)_{PS}$, $\gamma\gamma \rightarrow \omega(\pi^+\pi^-\pi^0)_{PS}$ невозможны в силу сохранения С-четности, так как $\pi^+\pi^-$ -системы находятся в четных волнах [7, 37, 38]. Выбор изотропного распределения для конечных частиц в $\gamma\gamma \rightarrow \bar{K}^*K\pi + \text{с.с.}$ также может быть неправильным приближением [38]. Если $K\pi$ -система находится в основном в состоянии с $L = 0$ и в системе $K^* + (K\pi)$ доминирует S-волна (что весьма вероятно около порога), то общий момент $K^*K\pi + \text{с.с.}$ конечного состояния окажется равным 1, что запрещено в $\gamma\gamma$ -столкновениях. В реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^\pm\pi^\mp\pi^0$ система $\pi^\mp\pi^0$ может находиться в S-волне, если ее изоспин и изоспин $\rho^\pm\pi^\mp\pi^0$ -состояния равны 2 [25].

Учет возможных (правильных) угловых зависимостей и интерференции между фракциями может существенно изменить эффективность регистрации, если разрешение детектора зависит от углов. Это особенно важно иметь в виду для процесса $\gamma\gamma \rightarrow \varphi\pi^+\pi^-$, эффективность регистрации которого около $\varphi\rho^0$ -порога мала [18 – 20, 30].

* * *

Иногда против резонансной интерпретации усиления в сечении реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ около порога выдвигают следующее соображение. Группа TASSO [12] построила квадрат модуля матричного элемента, $|g'(W_{\gamma\gamma})|^2$, процесса $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и обнаружила его резкое падение с увеличением $W_{\gamma\gamma}$, начиная с 1,2 ГэВ. Аналогичную процедуру проделала затем группа TPC/2 γ [14] для процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (не выделяя $\rho^0\rho^0$ -вклада) и также обнаружила

падение $|g'(W_{\gamma\gamma})|^2$, начиная с 1,2 ГэВ, но не такое резкое. Первая точка TASSO [12] для $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0)$ в области $W_{\gamma\gamma} = 1,2 - 1,3$ ГэВ имеет очень большую ошибку и лежит выше всех последующих измерений CELLO, PLUTO, TPC/2 γ и ARGUS (см. рис. 8) и поэтому не является надежной. Что касается результата TPC/2 γ [14], то он относится к процессу $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ и его нельзя прямо переносить на $\rho^0 \rho^0$ -рождение, так как $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0)$ составляет только часть сечения $\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ -рождения (примерно половину при $W_{\gamma\gamma} = 1 - 1,2$ ГэВ по данным TPC/2 γ [14]) и не противоречит резонансному поведению матричного элемента $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$. Данные PLUTO, CELLO и ARGUS для $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0)$ резко падают от 1,5 до 1,2 ГэВ и демонстрируют нормальное резонансное поведение сечения, что и подтверждается согласием наших кривых с данными (см. рис. 6 и 8).

ПРИМЕЧАНИЯ

(1) Согласно VDM и аддитивной кварковой модели, для сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ при $W_{\gamma\gamma} \gg m_\rho$, обусловленного обменом помероном (P), можно использовать оценку

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0) \approx \frac{q_\rho}{q_\gamma} \cdot \left(\frac{e^2}{f_\rho^2} \right)^2 \frac{(\sigma^{\text{tot}}(\rho\rho))^2}{16\pi B_{\rho\rho}} \approx 22 - 30 \text{ нбн},$$

где $\sigma^{\text{tot}}(\rho\rho) \approx (2/3)\sigma^{\text{tot}}(\pi\pi) \approx 16 \text{ мбн}$, $B_{\rho\rho} \approx 6 \text{ ГэВ}^{-2}$ — наклон конуса в упругом $\rho\rho$ -рассеянии, em_ρ^2/f_ρ — константа $\gamma \leftrightarrow \rho^0$ -перехода, $f_\rho^2/4\pi \approx 2 - 2,3$, q_ρ, q_γ — импульсы ρ и γ -кванта в с.ц.м. реакции. Ее варианты см. в [1, 9 — 11, 26].

(2) Вопрос о рождении $q^2 \bar{q}^2$ -состояний в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ рассматривался также в [52], но только в [53] авторы пришли к такому же выводу; см. далее [61].

(3) К рассматриваемым вкладам в $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho)$ от $q^2 \bar{q}^2(2^+)$ -резонансов можно было бы добавить еще вклады и от $q^2 \bar{q}^2(0^+)$ -резонансов, например от $C^0(9^*, 0^+, 1450)$ [4]. Однако их вклад не меняет результатов сколько-нибудь существенно, являясь уже, в определенном смысле, превышением точности оценок. Влияние на соотношение (18) могут оказывать и другие механизмы $\rho^0 \rho^0$ - и $\rho^+ \rho^-$ -рождения, например вклады от $q\bar{q}$ -резонансов с $I = 0$. Однако, как мы увидим ниже, $q^2 \bar{q}^2$ -состояния естественным образом дают большую абсолютную величину $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0)$. Поэтому для заметного нарушения (18) нужно фактически придумать механизм существенного подавления вкладов этих состояний. Даже если вместо (15) или (18) оказалось бы, например, что $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-) \approx \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0)$, то все равно это указывало бы на наличие больших экзотических резонансных вкладов.

(4) Это соображение не является строгим, скорее это естественная надежда. Дело в том, что если около порога реакции $\rho\rho$ -система находится в основном в S-волне, то в системе $\gamma\gamma$ кроме S-волны есть еще по крайней мере D-волна. Если D-волна в системе $\gamma\gamma$ оказалась бы аномально большой, то, строго говоря, гарантировать сделанное заключение нельзя.

(5) Параметр $\tilde{r}$ отражает, в частности, тот факт, что в $\mathbf{R} \rightarrow \rho^0 \rho^0$ рождаются не только поперечные, но и продольные ρ -мезоны. Если, например, грубо считать, что все спиральности ρ -мезонов равноправны, то можно получить $\tilde{r} = 7/15 = 0,467$; см., например, (4).

(6) Отметим, что в работах [61] также было предложено описание реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ с помощью $q^2 \bar{q}^2$ -состояний. Однако большую часть усиления в этой реакции авторы объясняют вкладами состояний с $J^P = 0^+$, что противоречит как MIT-модели, так и современным экспериментальным данным.

(7) Нет никакого противоречия в том, что $\rho_{00}^H(\cos \theta_\rho)$ зависит от $\cos \theta_\rho$, а $dN/d \cos \theta_\rho$ не зависит; см. рис. 7. Дело в том, что величина $dN/d \cos \theta_\rho$ получается интегрированием по всем углам распадных пионов и определяется только орбитальным моментом в $\rho\rho$ -системе, в то время

как элементы матрицы плотности $\rho_{\lambda\lambda'}^H(\cos\theta_\rho)$ определяются полным моментом J в $\rho\rho$ -системе.

⁽⁸⁾ Для этого случая амплитуда реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi_1^+\pi_2^-\pi_3^+\pi_4^-$ (зависящая от W_γ , двух инвариантных масс и пяти углов, определенных в системе конечных мезонов) берется в виде [12, 14, 15, 28, 30]

$$A(m_{12}^2, m_{34}^2, \theta_\rho^{12}, \theta_\pi^{12}, \varphi_\pi^{12}, \theta_\pi^{34}, \varphi_\pi^{34}; W_\gamma) = \\ = g(W_\gamma) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot [\text{BW}(m_{12})\text{BW}(m_{34}) + \text{BW}(m_{14})\text{BW}(m_{23})], \quad (31')$$

где $\text{BW}(m_{ij})$ — релятивистские амплитуды Брейта—Вигнера для ρ^0 -резонансов, m_{ij} — инвариантные массы ij -пар π -мезонов, θ_ρ^{ij} — угол рождения системы $\pi_i^+\pi_j^-$ в с.ц.м. $\gamma\gamma$, θ_π^{ij} и φ_π^{ij} — полярные и азимутальные углы пионов в ij с.ц.м.

Отметим, что амплитуда (31') приводит к максимальной интерференции тождественных π -мезонов в конечном состоянии. Численный расчет с помощью (38) показывает, что при $s^{1/2} = W_\gamma = 1,2, 1,5, 2$ и $2,5$ ГэВ функция $C_{\rho\rho}(s) < 0,5, 0,25, 0,08, 0,04$, соответственно; см. (24).

⁽⁹⁾ В реакции $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ есть, конечно, еще обмен помероном, который дуален гладкому фону в s -канале. При больших энергиях его вклад в сечение будет главным. Согласно VDM и аддитивной кварковой модели, сечение $\gamma\gamma \rightarrow \omega\rho^0$ при $s^{1/2} \gg m_\omega + m_\rho$ за счет P -обмена $\approx 4,5$ — 6 нбн; при низких энергиях оно еще меньше из-за фазового объема $\omega\rho^0 \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ конечного состояния.

⁽¹⁰⁾ Говорят [100a], что этот вопрос рассматривали также Close и Isgur, но ничего не опубликовали. Отметим также, что попытка Nussinov, Truong через полтора года рассчитать распад $\varphi \rightarrow f_0\gamma \rightarrow K\bar{K}\gamma$ [100b] кончились неудачей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Brandelik R. et al. (TASSO Collab.) // Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 97. P. 448.
2. Ачасов Н.Н., Девянин С.А., Шестаков Г.Н. // Труды VI международного семинара по проблемам физики высоких энергий. — Дубна, 1981. — С. 110.
3. Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N. // Phys. Lett. Ser. B, 1982. V. 108. P. 134.
4. Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N. // Zs. Phys. Kl.C. 1982. Bd. 16. S. 55.
5. Jaffe R.L. // Phys. Rev. Ser. D. 1977. V. 15. P. 267, 281.
6. Ачасов Н.Н., Девянин С.А., Шестаков Г.Н. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 356; Труды семинара "Кварки-84". Тбилиси, 1984. — М.: ИЯИ АН СССР, 1985. — Т. 2. С. 246.
7. Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N. // Zs. Phys. Kl.C. 1985. Bd. 27. S. 99.
8. Kolanoski H. // Proc. of the 5th Intern. Workshop on Photon-Photon Interactions, Aachen, 1983/Ed. Ch. Berger. — Lecture Notes in Physics. — Berlin a.o.: Springer-Verlag, 1983. V. 191. P. 175.
- Olsson J.E. // Ibidem. — P. 45.
- Dainton J.B. // Proc. of the Intern. Europhysics Conference on High Energy Physics. — Brighton, England. — 1983. — P. 652.
9. Burke D.L. et al. (MARK II) // Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 103. P. 153.
10. Wedemeyer R.J. // Proc. of the 10th Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. — Bonn, 1981. — P. 410.
- [11] Hilger E. // Proc. of the 4th Intern. Colloquium on Photon-Photon Interactions. — Paris, 1981. — P. 149.
12. Althoff M. et al. (TASSO) // Zs. Phys. Kl.C. 1982. Bd. 16. S. 13.
13. Behrend H.J. et al. (CELLO) // Ibidem. 1984. V. 21. P. 205.
14. Aihara H. et al. (TPC/2 γ Collab.) // Phys. Rev. Ser. D. 1988. V. 37. P. 28.
15. Berger Ch. et al. (PLUTO) // Zs. Phys. Kl.C. 1988. Bd. 38. S. 521.
16. Albrecht H. et al. (ARGUS) // Preprint DESY 90-034. — Hamburg, 1990.
- Kernel G. // [36].
17. а) Albrecht H. et al. (ARGUS) // Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 196. P. 101.
- Ronan M.T. (TPC/2 γ) // [36].
- Nilsson A.W. (CELLO) // [34].
- б) Wegner A. et al. (JADE) // Zs. Phys. Kl. C. 1990. Bd. 48. S. 393.
- в) Behrend H.J. et al. (CELLO) // Contributed Paper on the 25th Intern. Conference on High Energy Physics. Singapore, 1990.

18. *Aihara H. et al. (TPC/2 γ)* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2564; Phys. Rev. Ser. D. 1988. V. 37. P. 28.
19. *Althoff M. et al. (TASSO)* // Zs. Phys. Kl. C. 1986. Bd. 32. S. 11.
20. *Albrecht H. et al. (ARGUS)* // Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 198. P. 255.
- [21] *Albrecht H. et al. (ARGUS)* // Ibidem. V. 198. P. 577.
22. *Albrecht H. et al. (ARGUS)* // Ibidem. 1988. V. 201. P. 273.
23. *Albrecht H. et al. (ARGUS)* // Ibidem. V. 21. P. 528.
24. a) *Albrecht H. et al. (ARGUS)* // Ibidem. 1989. V. 217. P. 205.
 6) *Tsipolitis C.* // Proc. of the IIIrd Intern. Conference on Hadron Spectroscopy "Hadron'89". — Ajaccio, France, 1989. — P. 139.
25. *Behrend H.J. et al. (CELLO)* // Phys. Lett. Ser. B. 1989. V. 218. P. 493.
26. *Kolanoski H.* // Two Photon Physics at e^+e^- Storage Rings. — Berlin a.o.: Spritiger-Verlag, 1984. — (Springer Tracts in Modern Physics. V. 105); Proc. of the Intern. Symposium on Lepton Photon Interactions. — Kyoto, Japan, 1985. — P. 90.
27. *Erne F.E.* // Proc. of the 6th Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions, Lake Tahoe, 1984. — Singapore a.o.: World Scientific, 1985. — P. 151.
Cartwright S.L. Talk given at Physics in Collisions VI. Chicago, 1986. — Preprint RAL-86-100. — Chilton, 1986.
28. *Poppe M.* // Intern. J. Mod. Phys. Ser. A. 1986. V. 1. P. 545.
29. *Berger Ch., Wagner W.* // Phys. Rep. 1987. V. 146. P. 1.
30. *Buijs A.* // Production of Four-Prong Final States in Photon-Photon Collisions. — Thesis. — Utrecht, 1987.
- [31] *Kolanoski H., Zerwas P.* Preprint DESY 87-175. — Hamburg, 1987.
32. *Olsson J.E.* // Proc. of the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. — Hamburg 1987. — P. 613.
33. *Cooper S.* // Preprint MIT-LNS-169. — Cambridge, 1988.
34. *Nilsson A.W.* // Proc. of the VIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions. — Shores, 1988. — P. 261.
35. *Levy A.* // Proc. of the XXIV Intern. Conference on High Energy Physics. — Munich, 1988. — P. 655.
36. *Kernel J. (ARGUS)* // Proc. of the BNL Workshop on Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons. — Upton, N.Y., 1988. — P. 472.
Patel P.M. (ARGUS) // Ibidem. — P. 477.
Ronan M.T. (TPC/2 γ) // Ibidem. — P. 494.
Achasov N.N. // Ibidem. — P. 509.
Godfrey S., Willutzki H. // Ibidem. — P. 703.
Achasov N.N., Shestakov G.N. // [246]. — P. 195.
37. *Achasov N.N., Kamakov V.A., Shestakov G.N.* // Zs. Phys. Kl. C. 1987. Bd. 36. P. 661.
38. *Achasov N.N., Shestakov G.N.* // Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 203. P. 309.
39. *Achasov N.N., Karmkov V.A., Shestakov G.N.* // Intern. J. Mod. Phys. Ser. A. 1996. V. 5. P. 2705.
40. *Ачасов Н.Н., Девянин С.А., Шестаков Г.Н.* // УФН. 1984. Т. 142. С. 361.
- [41] *Achasov N.N., Shestakov G.N.* // Zs. Phys. Kl. C. 1988. Bd. 41. S. 309.
42. *Antreasyan D. et al. (Cr. Ball Collab.)* // Phys. Rev. Ser. D. 1986. V. 33. P. 1847.
43. a) *Gidal G.* // [36]. — P. 171.
Cahn R.N. // Proc. of the XIVth Intern. Symposium on Lepton Interactions. — Stanford, 1989. — P. 60.
Marsiske H. et al. (Cr. Ball. Collab.) // Phys. Rev. Ser. D. 1990. V. 41. P. 3324.
 6) *Oest T. et al. (JADE)* // Zs. Phys. Kl. C. 1990. Bd. 47. S. 343.
44. *Budnev V.M., Ginzburg I.F., Meledin G.V., Serbo V.G.* // Phys. Rep. 1975. V. 15. P. 181.
45. *Abrams G.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 477.
Berger Ch. et al. // Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 94. P. 254.
46. *Goldberg H., Weiler T.* // Ibidem. 1981. V. 102. P. 63.
47. *Layssac J., Renard P.M.* Preprint PM/81/5. — Montpellier, France, 1981.
48. *Godbole R.M., Sarma K.V.* // Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 109. P. 504.
49. *Minami S.* // Lett. Nuovo Cimento. 1982. V. 34. P. 125.
50. *Bisval K., Misra S.P.* // Phys. Rev. Ser. D. 1982. V. 26. P. 3020.

- [51] *Alexander G., Maor U., Willians P.O.*//Ibidem. P. 1198.
- 52. *Li B.A., Liu X.F.*//Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 118. P. 435.
- 53. *Li B.A., Liu K.F.* // Ibidem. 1983. V. 124. P. 550 (Erratum).
- 54. *Jaffe R.J., Low F.E.*//Phys. Rev. Ser. D. 1979. V. 19. P. 2105.
- 55. *Jaffe R.L.* // [10]. — P. 395.
- 56. *Irving A.G., Martin A.D., Dotis P.J.*//Zs. Phys. Kl. C. 1981. Bd. 10. S. 45.
Flatte S.M.//Phys. Lett. Ser. B. 1976. V. 63. P. 224, 228.
Irving A.C.// Ibidem. 1977. V. 70. P. 217.
Martin A.D., Ozmutlu E.N., Squires E.J.//Nucl. Phys. Ser. B. 1977. V. 121. P. 514.
- 57. *Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N.*//Phys. Lett. Ser. B. 1979. V. 88. P. 367; 1980. V. 96. P. 168; 1981. V. 102. P. 196; ЯФ. 1980. Т. 32. С. 1098.
- 58. *Törnqvist N.A.*// Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 49. P. 624.
- 59. *Montanet L.*// Rep. Prog. Phys. 1983. V. 46. P. 337.
- 60. *Ачасов Н.Н., Девянин С.А., Шестаков Г.Н.*//ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1337.
- [61] *Li B.A., Liu K.F.*//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 1501; Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 30. P. 613.
- 62. *Аникин Г.В. и др.* Препринт Института ядерной физики СО АН СССР 83-12. — Новосибирск, 1983.
- 63. *Wicklund A.B. et al.*//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 17. P. 1197.
- 64. Particle Data Group//Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 204. P. 1; 1990. V. 239. P. 1.
- 65. *Field J.H.*//[11]. — P. 447.
Burke D.L. // Preprint SLAC-PUB-2988. — Stanford, 1982.
Kolanoski H. Preprint BONN-HE-83-2. — Bonn, 1983.
- 66. *Etkin A. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 422; V. 41. P. 784; 1982. V. 49. P. 1620.
Daum C. et al. // Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 104. P. 246.
- 67. *Chan C.S., Lindenbaum S.J.* Preprint BNL-4223. — City College of New York, 1988.
- 68. *Ачасов Н.Н., Шестаков Г.Н.* // Труды VII международного семинара по проблемам физики высоких энергий. — Дубна, 1984. — С. 314.
- 69. *Ачасов Н.Н.*//Труды VIII международного семинара по проблемам физики высоких энергий. — Дубна, 1986. — Т. 1. С. 171.
- 70. а) *Achasov N.N.* //Proc of the Intern. Seminar Quarks 88. Tbilisi, USSR, 1988. — Singapore a.o.: World Scientific, 1988. — P. 607; Invited talk presented at the meeting of the Rheinfelds' 90 Workshop on Hadron Mass spectrum in Sankt Goar at the Rhine, Germany, 1990. — Preprint Institute for Mathematics TPh No. 21(179). — Novosibirsk, 1990.
б) *Achasov N.N., Shestakov G.N.* Preprint Institute for Mathematics TPh No. 20(178). — Novosibirsk, 1990.
- [71] *Bridges D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 211, 215; V. 57. P. 1534.
Dover C.B.//Ibidem. P. 1207.
- 72. *Liu K.F., Li B.A.* // Ibidem. 1987. V. 58. P. 2288.
- 73. *Brower R.C., De Tar C.E., Weis J.H.*//Phys. Rep. 1974. V. 14. P. 257.
Азимов Я.И. и др.//ЯФ. 1975. Т. 21. С. 413.
- 74. *Akesson T. et al.*//Nucl. Phys. Ser. B. 1986. V. 264. P. 154.
Armstrong T.A. et al. Preprint CERN/EP 89-144. — Geneva, 1989.
- 75. *Alexander G., Levy A., Moor U.*//Zs. Phys. Kl. C. 1986. Bd. 30. S. 65.
- 76. *Kolanosky H.*//Ibidem. 1988. Bd. 39. S. 543.
- 77. *Brown G.E., Jackson A.D.*// The Nucleon-Nucleon Interactions. — Amsterdam: North-Holland; American Elsevier, 1976.
Pilkahn H.M. // Relativistic Particle Physics. — New York; Heidelberg; Berlin: Springer-Verlag, 1979.
- 78. *Behrend H.J. et al.* (CELLO)//Zs. Phys. Kl. C. 1990. Bd. 46. S. 583.
Antreasyan D. et al. (Cr. Ball. Collab.)//Ibidem. Bd. 48. S. 561.
- 79. *Kane G.L. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 1519.
Irving A.C., Warden R.P.//Phys. Rep. 1977. V. 34. P. 117.
- 80. *Gottfried K., Jackson J.D.*//Nuovo Cimerito. 1964. V. 34. P. 735.
Henyei F. et al.//Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 1579.
Miller R.A.//Ibidem. Ser. D. 1970. V. 2. P. 598.

- [81] *Achasov N.N., Shestakov G.N.*//Fortschr. Phys. 1974. Bd. 22. S. 35.
82. *Kolanoski H.* Preprint DESY 88-167. — Hamburg, 1988.
83. *Zapalac G.* Preprint SLAC-PUB-4998. — Stanford, 1989.
84. *Gerasimov S.B., Govorkov A.B.* //Zs. Phys. Kl. C. 1982. Bd. 13. S. 43; 1985. Bd. 29. S. 61; [69]. — Т. 1. С. 143.
85. *Godfrey S., Isgur N.*//Phys. Rev. Ser. D. 1985. V. 32. P. 189.
86. *Diekman B.*//Phys. Rep. 1988. V. 159. P. 99.
87. *Rosner J.L.*//Proc of the Second Intern. Conference on Hadron Spectroscopy. — Tsukuba, Japan: KEK, 1987. — P. 395.
88. *Chung S.U.* Preprint BNL 40599. — Upton, N.Y., 1987 (submitted to Rev. Mod. Phys.).
89. *Armstrong T.A. et al.*//Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 121. P. 83.
Baubillier M. et al. // Ibidem. 1982. V. 118. P. 450.
90. *Baltrusaitis R.M. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1723; Phys. Rev. Ser. D. 1986. V. 33. P. 1222.
Bisello D. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 192. P. 239; Phys. Rev. Ser. D. 1989. V. 39. P. 701.
[91] *Toki W.H.*// [36]. — P. 692.
92. *Armstrong T.A. et al.* // Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 166. P. 245; 1989. V. 221. P. 221; V. 228. P. 536; Zs. Phys. Kl. C. 1989. Bd. 43. S. 55; Preprints 89-108; 89-144 CERN/EP. — Geneva, 1989.
93. *Aide D. et al.*//Phys. Lett. Ser. B. 1989. V. 216. P. 451; 1990. V. 241. P. 600.
94. *Achasov N.N., Shestakov G.N.*//Ibidem. 1985. V. 156. P. 434; ЯФ. 1990. Т. 51. С. 854.
95. *Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N.*// З Phys. Kl. B. 1984. Bd. 22. S. 53.
96. *Вайнштейн А.М. и др.*//Физ. ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. С. 542.
97. *Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N.* // Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 96. P. 168.
98. *Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N.*//Phys. Scripta. 1983. V. 27. P. 330.
99. *Achasov N.N., Ivanchenko V.N.*//Nucl. Phys. Ser. B. 1989. V. 315. P. 464; Preprint INP 87-129. — Novosibirsk, 1987.
100. а) *Weinstein J.*// [36]. — P. 400.
6) *Nussinov S., Truong T.N.*//Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 1349.
[101] *Druzhinin V.P. et al.* // Zs. Phys. KL C. 1987. Bd. 37. S. 1.
Aulchenko V.M. et al. Preprint INP 87-90. — Novosibirsk, 1987.
102. *Долинский С.И. и др.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 89-68. — Новосибирск, 1989.
103. *Stockhausen W.* Preprint SLAC-PUB-4026. — Stanford, 1986.
Mallik U. Preprint SLAC-PUB-4238. — Stanford, 1987.
Eigen G. Preprint CALT-68-1483. — Pasadena, 1987.
104. *Kopke L., Wormes N.* // Phys. Rep. 1989. V. 174. P. 67.
105. *Barms Г.*//Proc. of the VIIth Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions. — Paris, 1986. — P. 25.
106. а) *Althoff M. et al.* // Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 121. P. 216; Zs. Phys. Kl. C. 1985. Bd. 29. S. 189.
Berger Ch. et al.//Ibidem. 1988. Bd. 37. S. 329.
Behrend H.J. et al. // Ibidem. 1989. Bd. 43. S. 91.
6) *Albrecht H. et al.*//Ibidem. 1990. Bd. 48. S. 183.
107. *Weinstein J., Isgur N.*//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 659; Phys. Rev. Ser. D. 1983. V. 27. P. 588.
108. *Barms Т.* // Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 165. P. 434.
109. *Weinstein J.*// [36]. — P. 400; [246]. — P. 233; Preprint UTPT-87-21. — Guelph, 1987.
Isgur N.// [246]. — P. 709.
Weinstein J., Isgur N. // Phys. Rev. Ser. D. 1990. V. 41. P. 2236.
110. *Шабалин Е.П.* // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 260.
111. *Шабалин Е.П.* // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 111.