

Легчайшие скалярные резонансы и динамика реакций $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$

Н. Н. Ачасов¹⁾, Г. Н. Шестаков

Лаборатория теоретической физики, Институт математики им. С.Л. Соболева, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 4 июля 2008 г.

Проведен совместный анализ высокостатистических данных Belle по реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$. Выяснены главные динамические механизмы этих реакций в области энергий < 1.5 ГэВ. Показано, что прямые константы связи $\sigma(600)$ - и $f_0(980)$ -резонансов с $\gamma\gamma$ малы и что распады $\sigma(600) \rightarrow \gamma\gamma$ и $f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$ являются четырехкварковыми переходами, обусловленными главным образом $\pi^+\pi^-$ - и K^+K^- -петлевыми механизмами соответственно. Подчеркнута роль эффекта кирального экранирования $\sigma(600)$ -резонанса. Для ширины распада $f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$ и $\sigma(600) \rightarrow \gamma\gamma$, усредненных по резонансным массовым распределениям, а также для ширины распада $f_2(1270) \rightarrow \gamma\gamma$ получены следующие оценки: $\langle \Gamma_{f_0 \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\pi} \approx 0.19$ кэВ, $\langle \Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\pi} \approx 0.45$ кэВ и $\Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}(m_{f_2}^2) \approx 3.8$ кэВ.

PACS: 12.39.-x, 13.40.-f, 13.75.Lb

Исследование легчайших скалярных резонансов $\sigma(600)$, $\kappa(800)$, $a_0(980)$ и $f_0(980)$ представляет собой одну из главных задач непертурбативной квантовой хромодинамики (КХД). Дело в том, что выяснение их природы важно для понимания как физики конфайнмента, так и способа нарушения киральной симметрии в области низких энергий – главных следствий КХД в мире адронов. Нетривиальная природа этих состояний уже практически никем не отрицается. В частности, существуют многочисленные свидетельства в пользу их четырехкварковой ($q^2\bar{q}^2$) структуры, см., например, [1] и цитируемую там литературу. Одним из таких свидетельств является предсказанное более 25 лет назад [2] и наблюдающееся на опыте [3] подавление рождения $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -резонансов в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ соответственно. Вопрос о механизмах рождения $\sigma(600)$ -, $f_0(980)$ - и $a_0(980)$ -резонансов в $\gamma\gamma$ -столкновениях по сути тесно связан с вопросом об их внутренней кварковой структуре. Именно этим объясняется многолетний теоретический и экспериментальный интерес к реакциям $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ при низких энергиях. Недавно Коллаборация Belle получила новые данные по сечениям $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ [4] и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ [5], в сотни раз превосходящие по статистике все предыдущие опыты, и обнаружила четкий сигнал от $f_0(980)$ -резонанса [4, 5]. Предшествующие указания на рождение $f_0(980)$ в $\gamma\gamma$ -столкновениях [6–8] были существенно менее определенными. Величина сигнала от $f_0(980)$ оказалась небольшой, что находится в хорошем качественном согласии с предсказанием четырехкварковой модели [1, 2].

В настоящей работе мы представляем результаты исследования главных динамических механизмов реакций $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$, основанные на анализе данных Belle [4, 5] и наших предыдущих исследованиях физики скалярных мезонов в $\gamma\gamma$ -столкновениях [2, 9–13].

Данные Belle для сечений $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$, полученные при значениях инвариантных масс $\pi\pi$ -систем, \sqrt{s} , в области от 0.8 до 1.5 ГэВ представлены на рис.1. При \sqrt{s} от $2m_\pi$ до 0.85 ГэВ на этом рисунке показаны также данные других групп [6–8]. Все имеющиеся данные отвечают неполному телесному углу регистрации конечных пионов, такому, что $|\cos\theta| \leq 0.6$ для $\pi^+\pi^-$ -рождения и $|\cos\theta| \leq 0.8$ для $\pi^0\pi^0$ -рождения, где θ – полярный угол вылета пиона в системе центра масс начальных фотонов. В сечениях обеих реакций имеются четкие пики, обусловленные рождением $f_0(980)$ - и $f_2(1270)$ -резонансов. В канале $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ фон под ними практически отсутствует. В канале же $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, напротив, резонансы видны над большим плавным фоном, который в основном обусловлен вкладом механизма заряженного однопионного обмена [11–16]. На рис.1а, в качестве ориентира, приведены кривые, отвечающие чисто борновским сечениям процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ при $|\cos\theta| \leq 0.6$: полному интегральному сечению $\sigma_0^{\text{Born}} = \sigma_0^{\text{Born}} + \sigma_2^{\text{Born}}$ и составляющим его сечениям $\sigma_\lambda^{\text{Born}}$, где $\lambda = 0, 2$ указывает абсолютную величину разности спиральностей начальных фотонов. В силу теоремы Лоу и киральной симметрии, однопионный борновский вклад должен доминировать в околопороговой области реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$. Как видно из рис.1а, это ожидание не противоречит существующим у порога данным, имеющим, правда, пока весь

¹⁾e-mail: achasov@math.nsc.ru

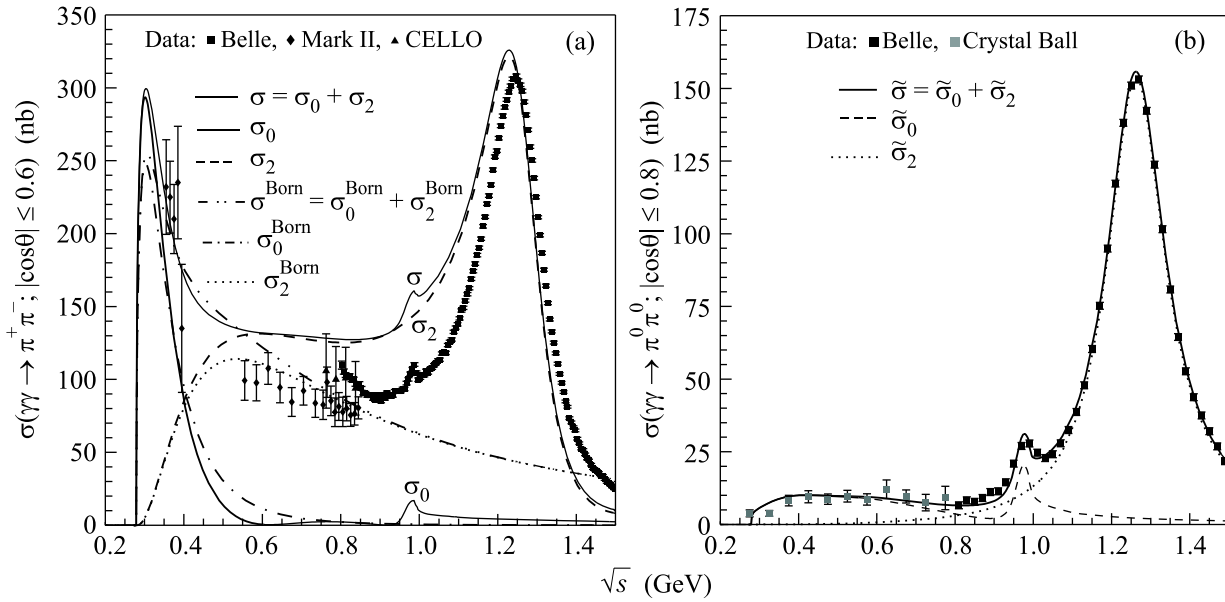


Рис.1. Сечения реакций $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$. Здесь для данных Belle [4, 5] указаны только их статистические ошибки. (a) Описание кривых см. в тексте и на самом рисунке; (b) кривые – результат подгонки данных по сечению $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$

ма большие ошибки. σ_0^{Born} быстро вымирает с ростом \sqrt{s} , так что при $\sqrt{s} > 0.5$ ГэВ в σ^{Born} уже полностью доминирует вклад σ_2^{Born} , см. рис.1а. Отметим также, что в интересующей нас области $\sqrt{s} < 1.5$ ГэВ в σ_0^{Born} и σ_2^{Born} доминируют вклады S - и $D_{\lambda=2}$ -парциальных волн соответственно. Именно эти парциальные борновские вклады существенно модифицируются за счет сильного взаимодействия между пионами в конечном состоянии, так как при $\sqrt{s} < 1.5$ ГэВ $\pi\pi$ -взаимодействие велико только в S - и D -волнах. Естественно, что учет в S -волновых борновских амплитудах реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ (и $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$) взаимодействия в конечном состоянии приводит к определенным предсказаниям и для амплитуды S -волны реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$.

На рис.2 приведены данные Belle по угловым распределениям в $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ [5]. Они прекрасно описываются простым двухпараметрическим выражением $|a|^2 + |b d_{20}^l(\theta)|^2$, где $d_{\lambda 0}^l(\theta)$ – d -функция [3], а l – орбитальный момент конечной $\pi\pi$ -системы. Поэтому можно считать, что сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ при $\sqrt{s} < 1.5$ ГэВ насыщается вкладами только S - и D_2 -парциальных волн²⁾.

²⁾ Мы убедились, что если включить в подгонку вклад $D_{\lambda=0}$ -волны, то есть использовать для описания угловых распределений выражение $|a + c d_{00}^0(\theta)|^2 + |b d_{20}^2(\theta)|^2$ с четырьмя свободными параметрами, то надежно определить модуль и относительную фазу амплитуды с не удается, так как никакого принципиального улучшения подгонки при этом не происходит. От-

Итак, рассмотрим модель для спиральных, M_λ , и парциальных, $M_{\lambda l}$, амплитуд $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$, в которой учитываются электромагнитные борновские вклады от точечных заряженных π - и K -обменов, модифицированные в S - и D_2 -волнах сильными взаимодействиями в конечном состоянии, а также вклады, обусловленные прямым взаимодействием резонансов с фотонами, см. дополнительно [11, 13],

$$M_0(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-; s, \theta) = M_0^{\text{Born}}(s, \theta) + \tilde{I}_{\pi^+\pi^-}(s) T_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-}(s) + \tilde{I}_{K^+K^-}(s) T_{K^+K^- \rightarrow \pi^+\pi^-}(s) + M_{\text{res}}^{\text{direct}}(s), \quad (1)$$

$$M_2(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-; s, \theta) = M_2^{\text{Born}}(s, \theta) + 80\pi d_{20}^2(\theta) M_{\gamma\gamma \rightarrow f_2(1270) \rightarrow \pi^+\pi^-}(s), \quad (2)$$

$$M_0(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0; s, \theta) = M_{00}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0; s) = \tilde{I}_{\pi^+\pi^-}(s) T_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0}(s) + \tilde{I}_{K^+K^-}(s) T_{K^+K^- \rightarrow \pi^0\pi^0}(s) + M_{\text{res}}^{\text{direct}}(s), \quad (3)$$

$$M_2(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0; s, \theta) = 5d_{20}^2(\theta) M_{22}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0; s) = 80\pi d_{20}^2(\theta) M_{\gamma\gamma \rightarrow f_2(1270) \rightarrow \pi^0\pi^0}(s). \quad (4)$$

Здесь $M_0^{\text{Born}}(s, \theta) = (32\pi\alpha/s)/[1 - \rho_{\pi^+}^2(s) \cos^2 \theta]$ и $M_2^{\text{Born}}(s, \theta) = 8\pi\alpha \rho_{\pi^+}^2(s) \sin^2 \theta/[1 - \rho_{\pi^+}^2(s) \cos^2 \theta]$ –

метим, что так называемые SD- и SDG-подгонки, используемые в [5], могут приводить и приводят к выбору нефизических значений параметров и, как следствие, к отрицательным значениям дифференциальных сечений, см. рис.7 в [5]. По этой причине они не могут являться надежным инструментом для парциально-волнового анализа.

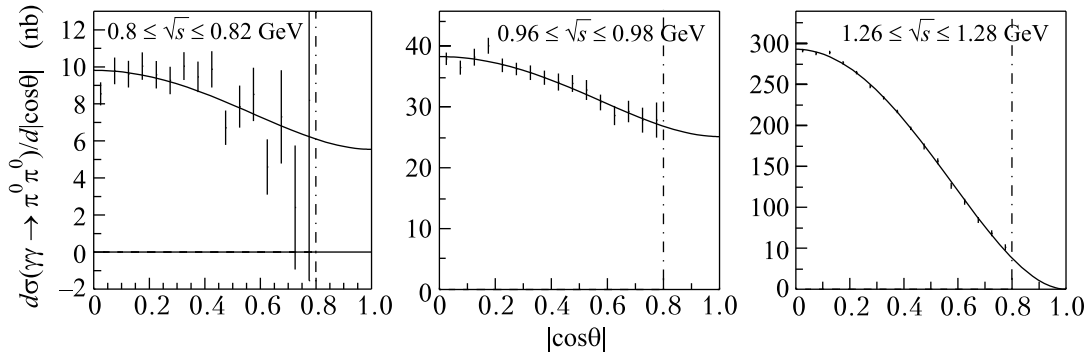


Рис.2. Угловые распределения в $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$. Данные Belle [5]. Вертикальной прямой $|\cos\theta| = 0.8$ отмечена граница области, доступной для измерений. Сплошные кривые – результаты подгонок

борновские спиральные амплитуды $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\rho_{\pi^+}(s) = (1 - 4m_{\pi^+}^2/s)^{1/2}$ и $\alpha = 1/137$. Функция $\tilde{I}_{\pi^+\pi^-}(s)$ при $s \geq 4m_{\pi^+}^2$ имеет вид

$$\tilde{I}_{\pi^+\pi^-}(s) = 8\alpha \left\{ \frac{m_{\pi^+}^2}{s} \left[\pi + i \ln \frac{1 + \rho_{\pi^+}(s)}{1 - \rho_{\pi^+}(s)} \right]^2 - 1 \right\},$$

$\text{Im} \tilde{I}_{\pi^+\pi^-}(s) = \rho_{\pi^+}(s) M_{00}^{\text{Born}}(s)$, а $\tilde{I}_{K^+K^-}(s)$ при $s \geq 4m_{K^+}^2$ получается из $\tilde{I}_{\pi^+\pi^-}(s)$ заменой m_{π^+} на m_{K^+} и $\rho_{\pi^+}(s)$ на $\rho_{K^+}(s) = (1 - 4m_{K^+}^2/s)^{1/2}$; если $0 < s < 4m_{K^+}^2$, то $\rho_{K^+}(s) \rightarrow i|\rho_{K^+}(s)|$. Функции $\tilde{I}_{\pi^+\pi^-}(s)$ и $\tilde{I}_{K^+K^-}(s)$ представляют собой амплитуды треугольных диаграмм $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^- \rightarrow \sigma, f_0$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow \sigma, f_0$ (и другие скаляры). $T_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-}(s)$, $T_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0}(s)$, и $T_{K^+K^- \rightarrow \pi^+\pi^-}(s) = T_{K^+K^- \rightarrow \pi^0\pi^0}(s) = T_{\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-}(s) - S$ -волновые амплитуды адронных реакций, указанных в их индексах. $T_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-}(s) = [2T_0^0(s) + T_0^2(s)]/3$, $T_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0}(s) = [2T_0^0(s) - T_0^2(s)]/3$, $T_0^I(s) = \{\eta_0^I(s) \exp[2i\delta_0^I(s)] - 1\}/[2i\rho_{\pi^+}(s)]$, где $T_0^I(s)$ – амплитуды, $\delta_0^I(s)$ – фазы и $\eta_0^I(s)$ – неупругости S -волнового $\pi\pi$ -рассеяния в каналах с изоспином $I=0$ и 2. На практике $\eta_0^0(s)=1$ вплоть до порога $K\bar{K}$ -канала. Поэтому при $4m_{\pi^+}^2 < s < 4m_{K^+}^2$ $T_{\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-}(s) = e^{i\delta_0^0(s)} |T_{\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-}(s)|$ [11, 13, 17]. Мы также полагаем $\eta_0^2(s)=1$ при всех рассматриваемых s и берем $\delta_0^2(s)$ из [18]. Выражения (1) и (3) подразумевают, что амплитуды $T_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi\pi}(s)$ и $T_{K^+K^- \rightarrow \pi\pi}(s)$ в петлях перерассеяний $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^- \rightarrow \pi\pi$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow \pi\pi$ лежат на массовой поверхности. Отметим, что в рассматриваемой модели выполняются требования условия унитарности [13].

В работе [17] детально описана параметризация амплитуд $T_0^0(s)$ и $T_{K^+K^- \rightarrow \pi^0\pi^0}(s)$, которая была использована для проведения совместного анализа данных по $\pi^0\pi^0$ -спектру масс в распаде $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, $\pi\pi$ -рассеянию при $2m_{\pi^+} < \sqrt{s} < 1.6$ ГэВ и реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$. В основу этой параметризации положена идея о том, что в амплитуде $T_0^0(s)$ необходи-

мо учитывать вклад от смешивающихся $\sigma(600)$ - и $f_0(980)$ -резонансов и вклад фона, имеющего в силу киральной симметрии большую отрицательную фазу, который экранирует (скрывает) $\sigma(600)$ -резонанс [1, 17, 19]. Формулы (1) и (3) переносят эффект кирального экранирования $\sigma(600)$ -резонанса из $\pi\pi$ -рассеяния в амплитуды $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$. Если бы такого экранирования не было, то, например, сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$, см. рис.1b, составило бы вблизи порога не около 10, а около 100 нбн, благодаря $\pi^+\pi^-$ -петлевому механизму распада $\sigma(600) \rightarrow \gamma\gamma$ [12]. Согласно [17],

$$T_0^0(s) = T_B^{\pi\pi}(s) + e^{2i\delta_B^{\pi\pi}(s)} T_{\text{res}}^{\pi\pi}(s),$$

$$T_{K^+K^- \rightarrow \pi^+\pi^-}(s) = e^{i[\delta_B^{\pi\pi}(s) + \delta_B^{K\bar{K}}(s)]} T_{\text{res}}^{K\bar{K} \rightarrow \pi\pi}(s)$$

и

$$T_B^{\pi\pi}(s) = \{\exp[2i\delta_B^{\pi\pi}(s)] - 1\}/[2i\rho_{\pi^+}(s)],$$

где $\delta_B^{\pi\pi}(s)$ и $\delta_B^{K\bar{K}}(s)$ – фазы упругого S -волнового фона в $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -каналах с $I=0$. Амплитуды $\sigma(600)$ - $f_0(980)$ -резонансного комплекса имеют вид [13, 17]

$$T_{\text{res}}^{\pi\pi}(s) = (\eta_0^0(s) \exp[2i\delta_{\text{res}}(s)] - 1)/[2i\rho_{\pi^+}(s)] = 3 \frac{g_{\sigma\pi^+\pi^-} \Delta_{f_0}(s) + g_{f_0\pi^+\pi^-} \Delta_{\sigma}(s)}{32\pi[D_{\sigma}(s)D_{f_0}(s) - \Pi_{f_0\sigma}^2(s)]}, \quad (5)$$

$$T_{\text{res}}^{K\bar{K} \rightarrow \pi\pi}(s) = \frac{g_{\sigma K^+K^-} \Delta_{f_0}(s) + g_{f_0 K^+K^-} \Delta_{\sigma}(s)}{16\pi[D_{\sigma}(s)D_{f_0}(s) - \Pi_{f_0\sigma}^2(s)]}, \quad (6)$$

$$M_{\text{res}}^{\text{direct}}(s) = s e^{i\delta_B^{\pi\pi}(s)} \frac{g_{\sigma\gamma\gamma}^{(0)} \Delta_{f_0}(s) + g_{f_0\gamma\gamma}^{(0)} \Delta_{\sigma}(s)}{D_{\sigma}(s)D_{f_0}(s) - \Pi_{f_0\sigma}^2(s)}, \quad (7)$$

где $\Delta_{f_0}(s) = D_{f_0}(s)g_{\sigma\pi^+\pi^-} + \Pi_{f_0\sigma}(s)g_{f_0\pi^+\pi^-}$ и $\Delta_{\sigma}(s) = D_{\sigma}(s)g_{f_0\pi^+\pi^-} + \Pi_{f_0\sigma}(s)g_{\sigma\pi^+\pi^-}$; $\delta_0^0(s) = \delta_B^{\pi\pi}(s) + \delta_{\text{res}}(s)$. Мы используем для $\delta_B^{\pi\pi}(s)$, пропагаторов $\sigma(600)$ - и $f_0(980)$ -резонансов $1/D_{\sigma}(s)$ и $1/D_{f_0}(s)$ и матричного элемента поляризаационного оператора $\Pi_{f_0\sigma}(s)$ выражения, представленные в [17]. Значения параметров в сильных амплитудах (m_{σ} , $g_{\sigma\pi^+\pi^-}$, $g_{f_0 K^+K^-}$ и т.д.) соответствуют варианту 1 из табл.1 в [17].

Таким образом, согласно формулам (1), (3) и (7), распады $\sigma(600) \rightarrow \gamma\gamma$ и $f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$ описываются треугольными $\pi^+\pi^-$ - и K^+K^- -петлевыми диаграммами (резонансы $\rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$), которые соответствуют четырехкварковым переходам [12, 13], а также прямыми константами связи резонансов с фотонами $g_{\sigma\gamma\gamma}^{(0)}$ и $g_{f_0\gamma\gamma}^{(0)}$ [9–14].

Наконец, амплитуды рождения резонанса $f_2(1270)$ в (2) и (4), $M_{\gamma\gamma \rightarrow f_2(1270) \rightarrow \pi^+\pi^-}(s) = M_{\gamma\gamma \rightarrow f_2(1270) \rightarrow \pi^0\pi^0}(s)$, имеют следующий вид:

$$\sqrt{s} G_2(s) \sqrt{2\Gamma_{f_2 \rightarrow \pi\pi}(s)/3/[m_{f_2}^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_{f_2}^{\text{tot}}(s)]},$$

где

$$G_2(s) = \sqrt{\Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}^{(0)}(s) + i \frac{M_{22}^{\text{Born}}(s)}{16\pi} \sqrt{\frac{2}{3}\rho_{\pi^+}(s)\Gamma_{f_2 \rightarrow \pi\pi}(s)}},$$

$$\Gamma_{f_2}^{\text{tot}}(s) = \Gamma_{f_2 \rightarrow \pi\pi}(s) + \Gamma_{f_2 \rightarrow K\bar{K}}(s) + \Gamma_{f_2 \rightarrow 4\pi}(s).$$

По определению,

$$\Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}(s) = |G_2(s)|^2 \text{ и } \Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}^{(0)}(s) = \frac{m_{f_2}}{\sqrt{s}} \Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}^{(0)}(m_{f_2}^2) \frac{s^2}{m_{f_2}^4}.$$

Здесь множитель s^2 , а также множитель s в (7), обусловлен требованием калибровочной инвариантности. Второе слагаемое в $G_2(s)$ отвечает переходу $f_2(1270) \rightarrow \pi^+\pi^- \rightarrow \gamma\gamma$ с реальными пионами в промежуточном состоянии и обеспечивает выполнение требования теоремы Ватсона для амплитуды $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ с $\lambda=l=2$ и $I=0$ в области ниже первого неупругого порога. В $\Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}(m_{f_2}^2)$ это слагаемое вносит небольшой вклад (менее 6%) [13]. Общепринято считать, что в распаде $f_2(1270) \rightarrow \gamma\gamma$ доминирует кварк-антикварковый переход $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, то есть вклад $\Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}^{(0)}(m_{f_2}^2)$. Как было показано в [12, 13] и как отмечается ниже, для скалярных мезонов ситуация обратная.

Главный вклад в $\Gamma_{f_2}^{\text{tot}}(s)$ дает парциальная ширина распада

$$f_2(1270) \rightarrow \pi\pi, \quad \Gamma_{f_2 \rightarrow \pi\pi}(s) =$$

$$= \Gamma_{f_2}^{\text{tot}}(m_{f_2}^2) B(f_2 \rightarrow \pi\pi) \frac{m_{f_2}^2}{s} \frac{q_{\pi^+}^5(s)}{q_{\pi^+}^5(m_{f_2}^2)} \frac{D_2(q_{\pi^+}(s)R_{f_2})}{D_2(q_{\pi^+}(m_{f_2}^2)R_{f_2})},$$

где $D_2(x) = 1/(9 + 3x^2 + x^4)$, $q_{\pi^+}(s) = \sqrt{s}\rho_{\pi^+}(s)/2$, R_{f_2} – радиус взаимодействия и $B(f_2 \rightarrow \pi\pi) = 0.847$. Небольшие вклады от $\Gamma_{f_2 \rightarrow K\bar{K}}(s)$ и $\Gamma_{f_2 \rightarrow 4\pi}(s)$ здесь те же, что и в [13]. Параметр R_{f_2} [4–8, 13] контролирует относительную форму крыльев $f_2(1270)$ -резонанса и является важным особенно при подгонке данных с малыми ошибками.

Для сечений мы используем следующие обозначения и нормировки:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^+; |\cos\theta| \leq 0.6) \equiv \sigma = \sigma_0 + \sigma_2$$

и

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0; |\cos\theta| \leq 0.8) \equiv \bar{\sigma} = \bar{\sigma}_0 + \bar{\sigma}_2,$$

где

$$\sigma_\lambda = \frac{\rho_{\pi^+}(s)}{64\pi s} \int_{-0.6}^{0.6} |M_\lambda(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^+; s, \theta)|^2 \times d\cos\theta$$

и

$$\bar{\sigma}_\lambda = \frac{\rho_{\pi^+}(s)}{128\pi s} \int_{-0.8}^{0.8} |M_\lambda(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0; s, \theta)|^2 \times d\cos\theta.$$

Рассмотрим сначала подгонку данных, относящихся только к сечению реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$, см. рис.1b, которое, как уже отмечалось выше, является более чистым в смысле фоновых вкладов, чем сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$. Сплошная кривая на рис.1b, хорошо описывающая эти данные, отвечает следующим значениям параметров модели: $m_{f_2} = 1.269$ ГэВ, $\Gamma_{f_2}^{\text{tot}}(m_{f_2}^2) = 0.182$ ГэВ, $R_{f_2} = 8.2$ ГэВ⁻¹, $\Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}(m_{f_2}) = 3.62$ кэВ, $m_{f_0} = 0.969$ ГэВ, $g_{\sigma\gamma\gamma}^{(0)} = 0.536$ ГэВ⁻¹ и $g_{f_0\gamma\gamma}^{(0)} = 0.652$ ГэВ⁻¹. Подгонка указывает, в согласии с предсказанием [2], на малость прямых констант $g_{\sigma\gamma\gamma}^{(0)}$ и $g_{f_0\gamma\gamma}^{(0)}$: $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma}^{(0)}(m_\sigma^2) = |m_\sigma^2 g_{\sigma\gamma\gamma}^{(0)}|^2 / 16\pi m_\sigma = 0.012$ кэВ и $\Gamma_{f_0 \rightarrow \gamma\gamma}^{(0)}(m_{f_0}^2) = |m_{f_0}^2 g_{f_0\gamma\gamma}^{(0)}|^2 / 16\pi m_{f_0} = 0.008$ кэВ. Это, в свою очередь, подчеркивает доминантность $\pi^+\pi^-$ - и K^+K^- -петлевых механизмов связи $\sigma(600)$ и $f_0(980)$ с фотонами. Действительно, согласно оценкам [11,12], ширина распада $\sigma(600) \rightarrow \pi^+\pi^- \rightarrow \gamma\gamma$, за счет $\pi^+\pi^-$ -петлевого механизма, $\approx 1-1.75$ кэВ в области $0.40 < \sqrt{s} < 5$ ГэВ [12], а средняя по резонансному массовому распределению ширина распада $f_0(980) \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$, за счет K^+K^- -петлевого механизма, $\approx 0.15-0.2$ кэВ [11].

Однако такая подгонка сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ приводит к противоречию с данными по $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, см. сплошную кривую для $\sigma = \sigma_0 + \sigma_2$ на рис.1a. Это связано с большим борновским вкладом в σ_2 и сильной конструктивной (деструктивной) интерференцией с ним вклада $f_2(1270)$ -резонанса при $\sqrt{s} < m_{f_2}$ ($\sqrt{s} > m_{f_2}$). Отметим, что эти вклады отсутствуют в $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$. На проблему совместного описания данных по $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ было обращено внимание в [13] и там же было предложено ее решение. Ситуацию можно существенно исправить путем умножения точечных борновских амплитуд $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, $M_\lambda^{\text{Born}}(s, \theta)$, на общий подавляющий формфактор $G(t, u)$ [7,8,10,13,16,20], здесь t и u – обычные мандельштамовские переменные для $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$. Чтобы это показать, мы используем в качестве примера выражение, предложенное в [20]:

$$G(t, u) = \frac{1}{s} \left[\frac{m_{\pi^+}^2 - t}{1 - (u - m_{\pi^+}^2)/x_1^2} + \frac{m_{\pi^+}^2 - u}{1 - (t - m_{\pi^+}^2)/x_1^2} \right],$$

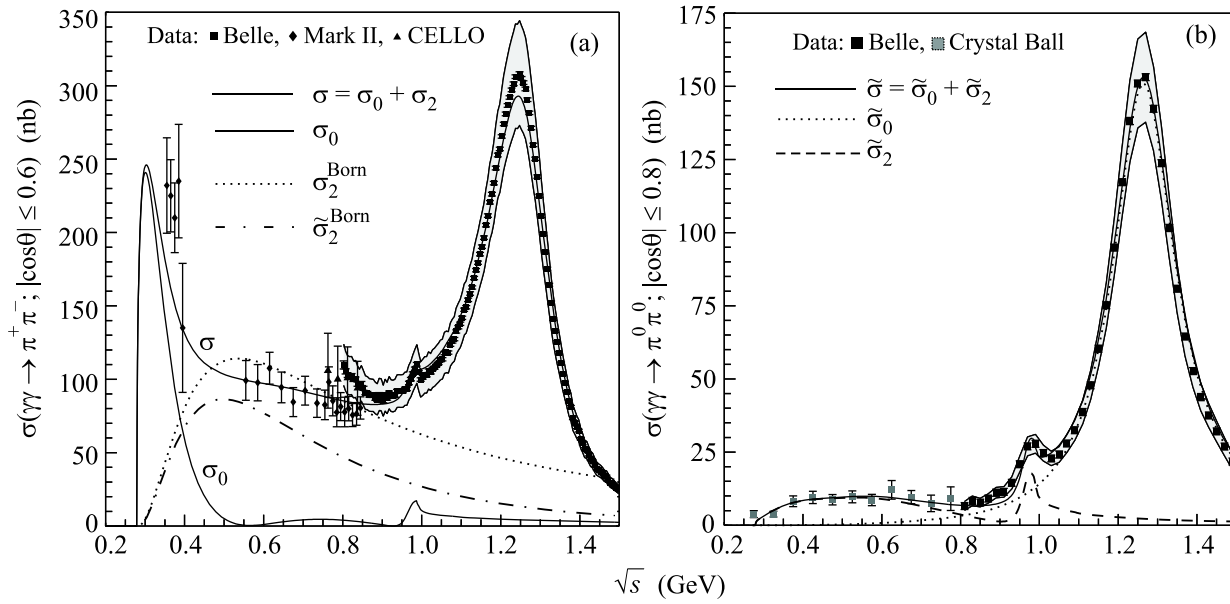


Рис.3. Совместное описание данных по сечениям $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$. Затухающие полосы соответствуют данным Belle [4,5] с учетом их статистических и систематических ошибок (ошибки складывались квадратично). Описание кривых см. в тексте и на самих рисунках; $\tilde{\sigma}_2^{\text{Born}}$ на (а) – борновское сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ с учетом формфактора

где x_1 – свободный параметр. Указанный анзац вполне приемлем в физической области $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$. Заменяя m_{π^+} на m_{K^+} и x_1 на x_2 , мы получим также формфактор для борновских амплитуд $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$. Сплошные кривые для сечений $\sigma = \sigma_0 + \sigma_2$ и $\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}_0 + \tilde{\sigma}_2$ на рис.3а и б демонстрируют совместную подгонку данных по $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ в области $0.85 < \sqrt{s} < 1.5$ ГэВ и по $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ в области $2m_\pi < \sqrt{s} < 1.5$ ГэВ с учетом формфакторов, модифицирующих точечные борновские вклады. Полученное описание является более чем удовлетворительным, но только с учетом полных, то есть статистических и систематических, ошибок в данных Belle, которые показаны на рис.3а и б в виде затухающих полос. Мы считаем такую обработку вполне оправданной. Статистические ошибки двух измерений Belle настолько малы, что получить формально приемлемое значение χ^2 при совместной подгонке $\pi^+\pi^-$ - и $\pi^0\pi^0$ -данных без учета систематических погрешностей практически невозможно. Кривые на рис.3а и б соответствуют параметрам $m_{f_2} = 1.272$ ГэВ, $\Gamma_{f_2}^{\text{tot}}(m_{f_2}^2) = 0.196$ ГэВ, $R_{f_2} = 8.2$ ГэВ $^{-1}$, $\Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}(m_{f_2}^2) = 3.84$ кэВ, $m_{f_0} = 0.969$ ГэВ, $g_{\sigma\gamma\gamma}^{(0)} = -0.049$ ГэВ $^{-1}$ ($\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma}^{(0)}(m_\sigma^2)$ ничтожна), $g_{f_0\gamma\gamma}^{(0)} = 0.718$ ГэВ $^{-1}$ ($\Gamma_{f_0 \rightarrow \gamma\gamma}^{(0)}(m_{f_0}^2) \approx 0.01$ кэВ), $x_1 = 0.9$ ГэВ и $x_2 = 1.75$ ГэВ. Из сравнения рис.1б и 3б ясно, что влияние формфакторов на сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ оказывается слабым в отличие от сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ (см. рис.1а и 3а). Подчеркнем, что

наши выводы о механизмах двухфотонных распадов (рождений) $\sigma(600)$ и $f_0(980)$ остаются в силе.

Интересно рассмотреть сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, обусловленное только резонансными вкладами, то есть

$$\sigma_{\text{res}}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-; s) = \frac{\rho_{\pi^+}(s)}{32\pi s} |\tilde{I}_{\pi^+\pi^-}^{\text{ff}}(s) e^{2i\delta_B^\pi(s)} T_{\text{res}}^{\pi\pi}(s) + \tilde{I}_{K^+K^-}^{\text{ff}}(s) T_{K^+K^- \rightarrow \pi^+\pi^-}(s) + M_{\text{res}}^{\text{direct}}(s)|^2,$$

см. (1) и (5)–(7); здесь индекс ff означает, что функции $\tilde{I}(s)$ построены с учетом формфакторов [10]. В районе 1 ГэВ в $\sigma_{\text{res}}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-; s)$ присутствует яркий пик от $f_0(980)$ -резонанса, обусловленный главным образом вкладом перехода $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Следуя [9, 11], определим ширину распада $f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$, усредненную по резонансному массовому распределению в $\pi\pi$ -канале,

$$\langle \Gamma_{f_0 \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\pi} = \int_{0.8 \text{ ГэВ}}^{1.1 \text{ ГэВ}} \frac{3s}{8\pi^2} \sigma_{\text{res}}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-; s) d\sqrt{s}. \quad (8)$$

Эта величина является адекватной рабочей характеристикой связи $f_0(980)$ с $\gamma\gamma$ [11]. Для представленной совместной подгонки $\langle \Gamma_{f_0 \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\pi} \approx 0.19$ кэВ. Принимая, что область $2m_\pi < \sqrt{s} < 0.8$ ГэВ является областью ответственности широкого $\sigma(600)$ -резонанса, по аналогии с (8) получаем $\langle \Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\pi} \approx 0.45$ кэВ.

Отметим в заключение, что S -волновой амплитуде $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ вклады $\omega(782)$ - и $h_1(1170)$ -обменов имеют противоположные знаки и сокращаются.

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 07-02-00093 и грантом # НШ-1027.2008.2.

1. N.N. Achasov, in *Proc. of the 14th International Seminar QUARKS-2006*, Repino, St. Peterburg, 2006, Ed's S. V. Demidov, V. A. Matveev, V. A. Rubakov, and G. I. Rubtsov, INR RAS, Moscow, 2007, p. 37.
2. N.N. Achasov et al., *Phys. Lett. B* **108**, 134 (1982); *Z. Phys. C* **16**, 55 (1982); *Z. Phys. C* **27**, 99 (1985).
3. W.-M. Yao et al., *J. Phys. G* **33**, 1 (2006).
4. T. Mori et al., *Phys. Rev. D* **75**, 051101 (2007); *J. Phys. Soc. Jap.* **76**, 074102 (2007).
5. S. Uehara et al., arXiv: 0805.3387 [hep-ex].
6. H. Marsiske et al., *Phys. Rev. D* **41**, 3324 (1990).
7. J. Boyer et al., *Phys. Rev. D* **42**, 1350 (1990).
8. H. J. Behrend et al., *Z. Phys. C* **56**, 381 (1992).
9. N.N. Achasov and G. N. Shestakov, *Z. Phys. C* **41**, 309 (1988).
10. N.N. Achasov and G. N. Shestakov, *Mod. Phys. Lett. A* **9**, 1351 (1994); *ЯФ* **55**, 2999 (1992).
11. N.N. Achasov and G. N. Shestakov, *Phys. Rev. D* **72**, 013006 (2005); *ЯФ* **69**, 1545 (2006).
12. N.N. Achasov and G. N. Shestakov, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 072001 (2007).
13. N.N. Achasov and G. N. Shestakov, *Phys. Rev. D* **77**, 074020 (2008).
14. G. Mennessier, *Z. Phys. C* **16**, 241 (1983).
15. R. P. Johnson, Ph.D. thesis, SLAC-Report-294, 1986.
16. D. Morgan and M. R. Pennington, *Phys. Lett. B* **192**, 207 (1987); *Z. Phys. C* **37**, 431 (1988); *Phys. Lett. B* **272**, 134 (1991).
17. N.N. Achasov and A. V. Kiselev, *Phys. Rev. D* **73**, 054029 (2006); *ЯФ* **70**, 2005 (2007).
18. N.N. Achasov and G. N. Shestakov, *Phys. Rev. D* **67**, 114018 (2003); *ЯФ* **67**, 1380 (2004).
19. N.N. Achasov and G. N. Shestakov, *Phys. Rev. D* **49**, 5779 (1994); *ЯФ* **56**, 206 (1993).
20. M. Poppe, *Int. J. Mod. Phys. A* **1**, 545 (1986).