Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 1, с. 3 – 8

Механизм рождения $a_0(980)$-резонанса в реакции $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$

Н. Н. Ачасов [1], *Г. Н. Шестаков*

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

Поступила в редакцию 21 апреля 2010 г.

После переработки 25 мая 2010 г.

Анализируются новые высокостатистические данные Belle по реакции $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$ с целью выяснить механизм двухфотонного рождения и природу $a_0(980)$-резонанса. Полученное решение для амплитуды $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$ согласуется с ожиданиями киральной теории для длины $\pi\eta$-рассеяния, с сильной связью $a_0(980)$ с $\pi\eta$-, $K\bar{K}$- и $\pi\eta'$-каналами и с ключевой ролью механизмов перерассеяний $a_0(980) \to (K\bar{K} + \pi^0\eta + \pi^0\eta') \to \gamma\gamma$ в распаде $a_0(980) \to \gamma\gamma$. Такая картина свидетельствует в пользу $q^2\bar{q}^2$-природы $a_0(980)$ и согласуется со свойствами его партнеров, $\sigma_0(600)$- и $f_0(980)$-резонансов, в частности, с теми которые они проявляют в реакциях $\gamma\gamma \to \pi\pi$. Выяснена важная роль векторных обменов в формировании нерезонансного фона в $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$. Получена предварительная информация о реакции $\pi^0\eta \to \pi^0\eta$.

Недавно на B-фабрике KEKB Коллаборация Belle получила новые высокостатистические данные по реакции $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$ [1]. Набранная в эксперименте Belle статистика на три порядка больше, чем в предыдущих экспериментах Crystal Ball (336 событий) [2] и JADE (291 событие) [3]. На опыте выяснилась характерная особенность сечения $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$. Оно оказалось немалым в области между $a_0(980)$- и $a_2(1320)$-резонансами, см. рис.1, что, безусловно, свидетельствует о присутствии дополнительных вкладов. Причем эти вклады должны быть когерентны с резонансными вкладами, так как в амплитуде $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$ при инвариантной массе $\pi^0\eta$-системы $\sqrt{s} < 1.4$ ГэВ доминируют только две низшие парциальные волны [1]: S- и D_2-волна ($D_2 \equiv D_{\lambda=2}$, где λ – абсолютная величина разности спиральностей фотонов). В работе [1] была проведена феноменологическая подгонка данных по $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$ с учетом интерференции резонансных и фоновых вкладов. Оказалось, что для описания S-волны наряду с вкладами от $a_0(980)$- и возможного тяжелого $a_0(Y)$-резонансов необходим плавный фон, амплитуда которого сравнима по величине с амплитудой $a_0(980)$-резонанса в максимуме и имеет большую мнимую часть [1]. В результате фон приводит практически к учетверению сечения в районе $a_0(980)$-пика и заполнению провала между $a_0(980)$- и $a_2(1320)$-резонансами. Происхождение столь значительного фона в S-волне неизвестно. Между тем, мнимая часть фоновой амплитуды обусловливается вкладами реальных промежуточных состояний, $\pi\eta$, $K\bar{K}$, $\pi\eta'$, и, естественно, требует динамической расшифровки.

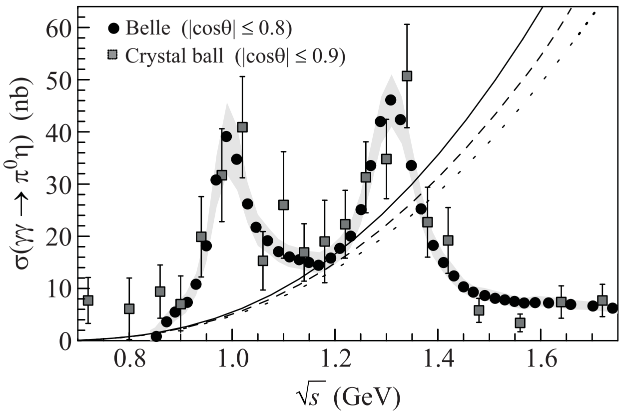

Рис.1. Данные Belle и Crystal Ball для сечения $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$. Серая полоса показывает величину систематической ошибки данных Belle; их средняя статистическая ошибка составляет приблизительно ± 0.4 нбн. Сплошной, штриховой и пунктирной кривыми показаны полное, со спиральностью 0 и S-волновое сечения $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$ (при $|\cos\theta| \le 0.8$), отвечающие элементарным ρ- и ω-обменам

Ниже будет показано, что наблюдаемая на опыте картина является результатом сложения многих динамических факторов. Для анализа данных мы существенно развили модель, обсуждавшуюся ранее в [4 – 6]. В ее основе лежит представление о $a_0(980)$ как о возможном кандидате в четырехкварковые состояния [7]. В пользу этого уже получен ряд весомых указаний [8 – 13].

Для анализа данных мы строим спиральные, M_λ, и соответствующие им парциальные, $M_{\lambda J}$, амплитуды $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$, в которых учитываются электромагнитные борновские вклады от ρ-, ω-, K^*- и K-обменов, модифицированные формфакторами и сильными упругими и неупругими взаимодействиями в

[1] e-mail: achasov@math.nsc.ru

конечном состоянии в $\pi^0\eta$-, $\pi^0\eta'$-, K^+K^-- и $K^0\bar{K}^0$-каналах, а также вклады, обусловленные прямым взаимодействием резонансов с фотонами

$$M_0(\gamma\gamma\to\pi^0\eta;s,\theta)=M_0^{\mathrm{Born}\,V}(\gamma\gamma\to\pi^0\eta;s,\theta)+ \\ +\widetilde{I}^V_{\pi^0\eta}(s)\,T_{\pi^0\eta\to\pi^0\eta}(s)+\widetilde{I}^V_{\pi^0\eta'}(s)\,T_{\pi^0\eta'\to\pi^0\eta}(s)+ \\ +\left(\widetilde{I}^{K^{*+}}_{K^+K^-}(s)-\widetilde{I}^{K^{*0}}_{K^0\bar{K}^0}(s)+\widetilde{I}^{K^+}_{K^+K^-}(s)\right)\times \\ \times\,T_{K^+K^-\to\pi^0\eta}(s)+M^{\mathrm{direct}}_{\mathrm{res}}(s), \qquad (1)$$

$$M_2(\gamma\gamma\to\pi^0\eta;s,\theta)=M_2^{\mathrm{Born}\,V}(\gamma\gamma\to\pi^0\eta;s,\theta)+ \\ +80\pi d^2_{20}(\theta)M_{\gamma\gamma\to a_2(1320)\to\pi^0\eta}(s), \qquad (2)$$

θ – угол вылета π^0 (или η) в системе центра масс $\gamma\gamma$, $d^2_{20}(\theta)=(\sqrt{6}/4)\sin^2\theta$; диаграммы, соответствующие этим амплитудам, показаны на рис.2 и 3.

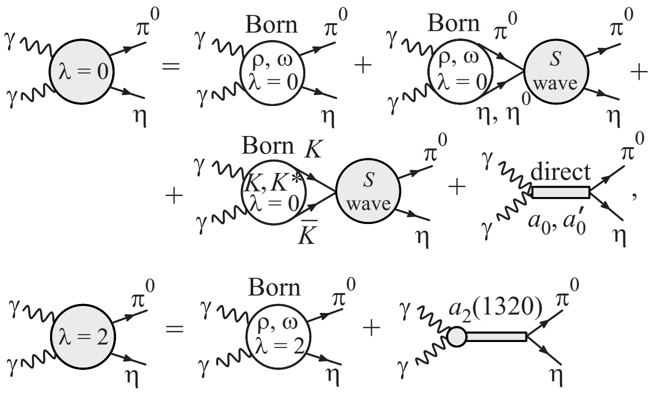

Рис.2. Спиральные амплитуды для $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$

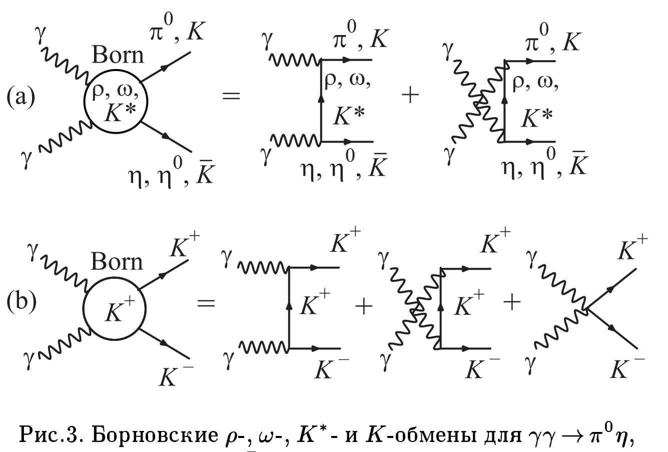

Рис.3. Борновские ρ-, ω-, K^*- и K-обмены для $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$, $\gamma\gamma\to\pi^0\eta'$ и $\gamma\gamma\to K\bar{K}$

Первые слагаемые в правых частях выражений (1) и (2) представляют собой действительные борновские спиральные амплитуды, обусловленные суммой равных по величине вкладов от ρ- и ω-обменов, которые мы запишем в виде [4, 5]

$$M_0^{\mathrm{Born}\,V}(\gamma\gamma\to\pi^0\eta;s,\theta)= \\ =2g_{\omega\pi\gamma}g_{\omega\eta\gamma}\frac{s}{4}\left[\frac{tG_\omega(s,t)}{t-m^2_\omega}+\frac{uG_\omega(s,u)}{u-m^2_\omega}\right], \qquad (3)$$

$$M_2^{\mathrm{Born}\,V}(\gamma\gamma\to\pi^0\eta;s,\theta)= \\ =2g_{\omega\pi\gamma}g_{\omega\eta\gamma}\frac{m^2_\pi m^2_\eta-tu}{4}\left[\frac{G_\omega(s,t)}{t-m^2_\omega}+\frac{G_\omega(s,u)}{u-m^2_\omega}\right], \qquad (4)$$

где $g_{\omega\eta\gamma}=\frac{1}{3}g_{\omega\pi\gamma}\sin(\theta_i-\theta_P)$, $g^2_{\omega\pi\gamma}=12\pi\Gamma_{\omega\to\pi\gamma}[(m^2_\omega-m^2_\pi)/(2m_\omega)]^{-3}\approx 0.519\,\text{ГэВ}^{-2}$ [14], угол "идеального" смешивания $\theta_i=35.3^\circ$, угол смешивания в псевдоскалярном нонете θ_P – свободный параметр, t и u – переменные Мандельштама, $G_\omega(s,t)$ и $G_\omega(s,u)$ – t- и u-канальные формфакторы (для элементарных ρ- и ω-обменов $G_\omega(s,t)=G_\omega(s,u)=1$). В соответствующих борновских амплитудах для $\gamma\gamma\to\pi^0\eta'$ $g_{\omega\eta'\gamma}=\frac{1}{3}g_{\omega\pi\gamma}\cos(\theta_i-\theta_P)$, а для $\gamma\gamma\to K\bar{K}$ с K^*-обменом $g^2_{K^{*+}K^+\gamma}\approx 0.064$ ГэВ$^{-2}$ и $g^2_{K^{*0}K^0\gamma}\approx 0.151$ ГэВ$^{-2}$ [14].

Отметим, что в интересующей нас неасимптотической области энергий о затравочных борновских источниках реакции $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$, отвечающих обменам с квантовыми числами ρ- и ω-мезонов (а также $b_1(1235)$- и $h_1(1170)$-мезонов), известно очень мало. Определенно можно лишь сказать, что элементарные ρ- и ω-обмены, вклады которых в сечение $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$ (главным образом в S-волну) стремительно увеличиваются с ростом энергии, не наблюдаются на опыте, см. рис.1. Этот факт был объяснен в [5] реджезацией элементарных обменов, подавляющей опасные вклады уже в области $1-1.5$ ГэВ. Поэтому мы используем формфакторы реджевского типа $G_\omega(s,t)=\exp[(t-m^2_\omega)b_\omega(s)]$, $G_\omega(s,u)=\exp[(u-m^2_\omega)b_\omega(s)]$, где $b_\omega(s)=b^0_\omega+(\alpha'_\omega/4)\ln[1+(s/s_0)^4]$, $b^0_\omega=0$, $\alpha'_\omega=0.8$ ГэВ$^{-2}$ и $s_0=1$ ГэВ^2 (и аналогично для K^*-обмена).

Что касается $b_1(1235)$- и $h_1(1170)$-обменов, то их амплитуды имеют вид, аналогичный выражениям (3) и (4), за исключением общего знака в амплитуде со спиральностью 0. Оценки показывают, что амплитуды аксиально-векторных обменов, по крайней мере, в пять раз меньше соответствующих амплитуд векторных обменов, и поэтому мы их вкладами пренебрегаем.

Слагаемые в (1), пропорциональные S-волновым адронным амплитудам $T_{\pi^0\eta\to\pi^0\eta}(s)$, $T_{\pi^0\eta'\to\pi^0\eta}(s)$ и $T_{K^+K^-\to\pi^0\eta}(s)$, обусловлены механизмами перерассеяний. В этих амплитудах мы учитываем вклад смешивающихся $a_0(980)$- и тяжелого $a_0(Y)$-резонансов (обозначаемых далее для краткости a_0 и a'_0 соответственно) и фоновые вклады:

$$T_{\pi^0\eta\to\pi^0\eta}(s)=T_0^1(s)=\frac{\eta_0^1(s)e^{2i\delta_0^1(s)}-1}{2i\rho_{\pi\eta}(s)}= \\ =T^{bg}_{\pi\eta}(s)+e^{2i\delta^{bg}_{\pi\eta}(s)}T^{res}_{\pi^0\eta\to\pi^0\eta}(s)\,, \qquad (5)$$

$T^{bg}_{\pi\eta}(s)=(e^{2i\delta^{bg}_{\pi\eta}(s)}-1)/(2i\rho_{\pi\eta}(s))$, $T^{res}_{\pi^0\eta\to\pi^0\eta}(s)= =(\eta_0^1(s)e^{2i\delta^{res}_{\pi\eta}(s)}-1)/(2i\rho_{\pi\eta}(s))$, $\delta_0^1(s)=\delta^{bg}_{\pi\eta}(s)+\delta^{res}_{\pi\eta}(s)$, $\rho_{ab}(s)=\sqrt{(1-m^{(-)2}_{ab}/s)(1-m^{(+)2}_{ab}/s)}$, $m^{(\pm)}_{ab}=m_b\pm m_a$, $ab=\pi\eta$, K^+K^-, $K^0\bar K^0$, $\pi\eta'$,

$$T_{\pi^0\eta'\to\pi^0\eta}(s)=T^{res}_{\pi^0\eta'\to\pi^0\eta}(s)\,e^{i[\delta^{bg}_{\pi\eta'}(s)+\delta^{bg}_{\pi\eta}(s)]}, \qquad (6)$$

$$T_{K^+K^-\to\pi^0\eta}(s)=T^{res}_{K^+K^-\to\pi^0\eta}(s)\,e^{i[\delta^{bg}_{K\bar K}(s)+\delta^{bg}_{\pi\eta}(s)]}, \qquad (7)$$

$\delta^{bg}_{\pi\eta}(s)$, $\delta^{bg}_{\pi\eta'}(s)$ и $\delta^{bg}_{K\bar K}(s)$ – фазы упругих фоновых вкладов в каналах $\pi\eta$, $\pi\eta'$ и $K\bar K$ с изоспином $I=1$, соответственно. Амплитуды a_0-a_0'-резонансного комплекса в (5)–(7) имеют вид [8, 15]

$$T^{res}_{ab\to\pi^0\eta}(s)=\frac{g_{a_0ab}\Delta_{a_0'}(s)+g_{a_0'ab}\Delta_{a_0}(s)}{16\pi[D_{a_0}(s)D_{a_0'}(s)-\Pi^2_{a_0a_0'}(s)]}\,, \qquad (8)$$

где $\Delta_{a_0'}(s)=D_{a_0'}(s)g_{a_0\pi^0\eta}+\Pi_{a_0a_0'}(s)g_{a_0'\pi^0\eta}$ и $\Delta_{a_0}(s)= =D_{a_0}(s)g_{a_0'\pi^0\eta}+\Pi_{a_0a_0'}(s)g_{a_0\pi^0\eta}$, g_{a_0ab} и $g_{a_0'ab}$ – константы связи, пропагатор для a_0-резонанса (и аналогично для a_0') $1/D_{a_0}(s)=1/(m^2_{a_0}-s+\sum_{ab}[\mathrm{Re}\Pi^{ab}_{a_0}(m^2_{a_0})-\Pi^{ab}_{a_0}(s)])$, где $\mathrm{Re}\Pi^{ab}_{a_0}(s)$ определяется однократно вычтенным дисперсионным интегралом от $\mathrm{Im}\Pi^{ab}_{a_0}(s)=\sqrt{s}\Gamma_{a_0\to ab}(s)=g^2_{a_0ab}\rho_{ab}(s)/16\pi$, $\Pi_{a_0a_0'}(s)=C+\sum_{ab}(g_{a_0'ab}/g_{a_0ab})\Pi^{ab}_{a_0}(s)$, C — параметр смешивания резонансов; явный вид поляризационных операторов $\Pi^{ab}_{a_0}(s)$ см., например, в [6, 12, 16]. Амплитуда

$$M^{\mathrm{direct}}_{\mathrm{res}}(s)=s\frac{g^{(0)}_{a_0\gamma\gamma}\Delta_{a_0'}(s)+g^{(0)}_{a_0'\gamma\gamma}\Delta_{a_0}(s)}{D_{a_0}(s)D_{a_0'}(s)-\Pi^2_{a_0a_0'}(s)}e^{i\delta^{bg}_{\pi\eta}(s)} \qquad (9)$$

в формуле (1) описывает переход $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$, обусловленный прямыми константами связи a_0- и a_0'-резонансов с фотонами $g^{(0)}_{a_0\gamma\gamma}$ и $g^{(0)}_{a_0'\gamma\gamma}$, множитель s обусловлен калибровочной инвариантностью.

Выражение (1) подразумевает, что амплитуды $T_{ab\to\pi^0\eta}(s)$ в петлях перерассеяний $\gamma\gamma\to ab\to\pi^0\eta$ (см. рис. 2) лежат на массовой поверхности. При этом функции $\widetilde I^V_{\pi^0\eta}(s)$, $\widetilde I^V_{\pi^0\eta'}(s)$, $\widetilde I^{K^*}_{K\bar K}(s)$ и $\widetilde I^{K^+}_{K^+K^-}(s)$ представляют собой амплитуды треугольных петлевых диаграмм, описывающие переходы $\gamma\gamma\to ab\to$ (*скалярное состояние с массой* $=\sqrt{s}$), в которых мезонные пары $\pi^0\eta$, $\pi^0\eta'$ и $K\bar K$ порождаются электромагнитными борновскими источниками (см. рис.3). Например, функция

$$\widetilde I^{K^+}_{K^+K^-}(s)=\frac{s}{\pi}\times \\ \times\int\limits_{4m^2_{K^+}}^{\infty}\frac{\rho_{K^+K^-}(s')M^{\mathrm{Born}\,K^+}_{00}(\gamma\gamma\to K^+K^-;s')}{s'(s'-s-i\varepsilon)}ds', \qquad (10)$$

где $M^{\mathrm{Born}\,K^+}_{00}(\gamma\gamma\to K^+K^-;s')$ – борновская S-волновая амплитуда заряженного однокаонного обмена[2)]. Функции $\widetilde I^V_{\pi^0\eta}(s)$, $\widetilde I^V_{\pi^0\eta'}(s)$ и $\widetilde I^{K^*}_{K\bar K}(s)$ вычисляются аналогичным образом. Построенная амплитуда $M_0(\gamma\gamma\to\pi^0\eta;s,\theta)$ удовлетворяет теореме Ватсона в упругой области [15].

Для амплитуды рождения $a_2(1320)$, см. (2), мы используем следующую простую параметризацию:

$$M_{\gamma\gamma\to a_2(1320)\to\pi^0\eta}(s)= \\ =\frac{\sqrt{s\Gamma_{a_2\to\gamma\gamma}(s)\Gamma^{\mathrm{tot}}_{a_2}(s)B(a_2\to\pi\eta)/\rho_{\pi\eta}(s)}}{m^2_{a_2}-s-i\sqrt{s}\Gamma^{\mathrm{tot}}_{a_2}(s)}\,, \qquad (11)$$

где

$$\Gamma^{\mathrm{tot}}_{a_2}(s)=\Gamma^{\mathrm{tot}}_{a_2}\frac{m^2_{a_2}}{s}\frac{q^5_{\pi\eta}(s)}{q^5_{\pi\eta}(m^2_{a_2})}\frac{D_2(q_{\pi\eta}(m^2_{a_2})r_{a_2})}{D_2(q_{\pi\eta}(s)r_{a_2})}\,, \qquad (12)$$

$q_{\pi\eta}(s)=\sqrt{s}\rho_{\pi\eta}(s)/2$, $D_2(x)=9+3x^2+x^4$, r_{a_2} — радиус взаимодействия и $\Gamma_{a_2\to\gamma\gamma}(s)=(\frac{\sqrt{s}}{m_{a_2}})^3\Gamma_{a_2\to\gamma\gamma}$. Напомним, что для ширин распадов $f_2(1270)\to\gamma\gamma$ и $a_2(1320)\to\gamma\gamma$ хорошо выполняется соотношение $\Gamma_{f_2\to\gamma\gamma}/\Gamma_{a_2\to\gamma\gamma}=25/9$ [14], справедливое в наивной $q\bar q$-модели для прямых переходов $q\bar q\to\gamma\gamma$.

Сечение $\sigma=\sigma_0+\sigma_2$, где $\sigma_\lambda=\frac{\rho_{\pi\eta}(s)}{64\pi s}\int|M_\lambda|^2d\cos\theta$.

На рис.4 приведены результаты подгонки данных Belle по сечению $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$. Хорошее согласие с опытом (см. результирующую кривую на рис.4c) позволяет сделать достаточно определенные выводы об основных динамических составляющих механизма ре-

[2)] Для элементарного K-обмена явный вид функции $\widetilde I^{K^+}_{K^+K^-}(s)$ см., например, в [4]. В данной работе для расчета $\widetilde I^{K^+}_{K^+K^-}(s)$ мы используем амплитуду $M^{\mathrm{Born}\,K^+}_{00}(s)= =\frac{16\pi\alpha m^2_{K^+}}{s\rho_{K^+K^-}(s)}\left[\ln\frac{1+\rho_{K^+K^-}(s)}{1-\rho_{K^+K^-}(s)}-\ln\frac{1+\rho_{K^+K^-}(s;x_2)}{1-\rho_{K^+K^-}(s;x_2)}\right]$, где второе слагаемое в квадратных скобках обязано учету формфактора $G_{K^+}(t,u)=\frac{1}{s}\left[\frac{m^2_{K^+}-t}{1-(u-m^2_{K^+})/x_2^2}+\frac{m^2_{K^+}-u}{1-(t-m^2_{K^+})/x_2^2}\right]$, который подавляет амплитуды элементарного K-обмена с ростом энергии; $\rho_{K^+K^-}(s;x_2)=\rho_{K^+K^-}(s)/(1+2x_2^2/s)$, x_2 – параметр формфактора, $\alpha=1/137$. Формфактор такого вида был предложен в работе [17]. Отметим, что формфактор вводится путем замены амплитуд элементарного K-обмена $\widehat M^{\mathrm{Born}\,K^+}_\lambda(s,\theta)$ на $M^{\mathrm{Born}\,K^+}_\lambda(s,\theta)=G_{K^+}(t,u)\widehat M^{\mathrm{Born}\,K^+}_\lambda(s,\theta)$ и поэтому не нарушает калибровочную инвариантность древесного приближения [17]. Необходимость учета формфактора в борновских амплитудах π- и K-обменов в $\gamma\gamma\to\pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma\to K^+K^-$ обсуждалась недавно в [15], где была получена оценка $x_2\approx1.75$ ГэВ, которую мы здесь используем.

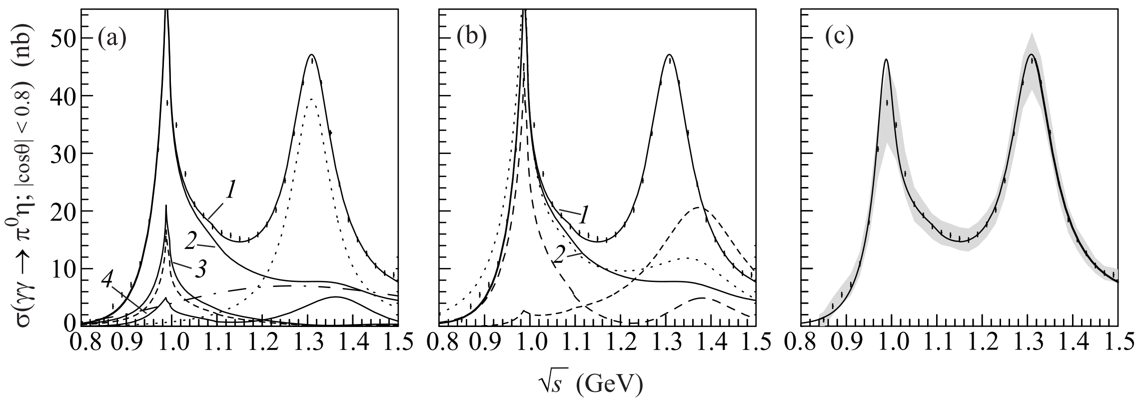

Рис.4. Подгонка данных Belle. (a) Показано полное сечение $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$ (сплошная кривая *1*), его части со спиральностями 0 (сплошная кривая 2) и 2 (пунктирная кривая), вклад перерассеяния $\gamma\gamma\to K^+K^-\to\pi^0\eta$ с промежуточной K^+K^--парой, рожденной за счет борновского K-обмена (сплошная кривая *3*), вклад перерассеяния $\gamma\gamma\to K\bar{K}\to\pi^0\eta$ с промежуточными $K\bar{K}$-парами, рожденными за счет борновских K- и K^*-обменов (штриховая кривая), вклад амплитуды борновских ρ- и ω-обменов с $\lambda=0$ (штрих-пунктирная кривая) и совместный вклад этой амплитуды и S-волнового перерассеяния $\gamma\gamma\to(\pi^0\eta+\pi^0\eta')\to\pi^0\eta$ (сплошная кривая *4*). (b) Сплошные кривые *1* и *2* те же, что на (a), кривая, показанная короткими штрихами, отвечает вкладу амплитуды (9), обусловленной прямыми переходами a_0 и a_0' в фотоны, пунктирная кривая показывает полный вклад от a_0-a_0'-резонансного комплекса, кривая, показанная длинными штрихами, отвечает сечению со спиральностью 0 без вклада амплитуды прямого перехода (9). (c) Результирующая сплошная кривая соответствует сплошной кривой *1* на (a) или (b), взвешенной с гауссовским разрешением по массе $\sigma=10$ МэВ; серая полоса показывает величину систематической ошибки данных

акции $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$, чьи вклады подробно представлены на рис.4a и 4b[3)].

Начнем с вклада неупругого перерассеяния $\gamma\gamma\to K^+K^-\to\pi^0\eta$, в котором промежуточная K^+K^--пара рождается за счет заряженного однокаонного обмена (см. рис.3b). Этот механизм предсказывает естественный масштаб для сечения рождения $a_0(980)$-резонанса в $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$ [4, 6, 15]. Максимум сечения $\sigma(\gamma\gamma\to K^+K^-\to a_0(980)\to\pi^0\eta)$ контролируется произведением отношения квадратов констант связи $R_{a_0}=g^2_{a_0K^+K^-}/g^2_{a_0\pi\eta}$ и значения $|\widetilde{I}^{K^+}_{K^+K^-}(4m^2_{K^+})|^2$. Его оценка дает (здесь мы пренебрегаем влиянием тяжелого a_0'-резонанса) $\sigma(\gamma\gamma\to K^+K^-\to a_0(980)\to\pi^0\eta;|\cos\theta|\le 0.8)\approx 0.8\times 1.4\alpha^2R_{a_0}/m^2_{a_0}\approx 24\,\text{nb}\times R_{a_0}$. Характерной особенностью этого механизма является сильная зависимость ширины распада $a_0(980)\to K^+K^-\to\gamma\gamma$ от энергии [4, 6], которая обусловливается функцией $\widetilde{I}^{K^+}_{K^+K^-}(s)$. Ниже K^+K^--порога $\widetilde{I}^{K^+}_{K^+K^-}(s)$ резко уменьшается, что приводит к заметному сужению $a_0(980)$-пика в канале $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$ [4, 6]. Вклад перерассеяния $\gamma\gamma\to K^+K^-\to\pi^0\eta$ в сечение $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$ показан сплошной кривой *3* на рис.4a. K^*-обмен еще слегка сужает $a_0(980)$-пик (см. штриховую кривую под сплошной кривой *3* на рис.4a).

Ясно, что одного механизма перерассеяния $\gamma\gamma\to K\bar{K}\to\pi^0\eta$ недостаточно, чтобы описать данные в области $a_0(980)$-резонанса. Добавление к нему борновского вклада от ρ- и ω-обменов, модифицированного S-волновым перерассеянием $\gamma\gamma\to(\pi^0\eta+\pi^0\eta')\to\pi^0\eta$, и амплитуды (9), обусловленной прямыми переходами a_0 и a_0' в фотоны, позволяет получить наблюдаемую величину сечения. При этом сами по себе вклады этих двух механизмов в области $a_0(980)$ невелики (см. сплошную кривую *4* на рис.4a для первого из них и кривую, показанную короткими штрихами, на рис.4b для второго), но их когерентное сложение с вкладом неупругого перерассеяния $\gamma\gamma\to K\bar{K}\to\pi^0\eta$ (см. диаграммы для амплитуды с $\lambda=0$ на рис.2) приводит к значительному усилению $a_0(980)$-резонанса (см. сплошную кривую *2* на рис.4a). Напомним, что до K^+K^--порога все S-волновые вклады в амплитуде $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$, в согласии с теоремой Ватсона, имеют одинаковую фазу.

Отметим важную роль фоновой упругой амплитуда $\pi^0\eta$-рассеяния $T^{bg}_{\pi\eta}(s)$, см. (5). Во-первых, выбор отрицательной фазы фона $\delta^{bg}_{\pi\eta}(s)$ (см. рис.5b) в $T^{bg}_{\pi\eta}(s)$

[3)] Кривым на рис.4 соответствуют следующие значения параметров: m_{a_0}, $g_{a_0\pi\eta}$, $g_{a_0K^+K^-}$, $g_{a_0\pi\eta'}=(0.9845,\ 4.23,\ 3.79,\ -2.13)$ ГэВ; $m_{a_0'}$, $g_{a_0'\pi\eta}$, $g_{a_0'K^+K^-}$, $g_{a_0'\pi\eta'}=(1.4,\ 3.3,\ 0.28,\ 2.91)$ ГэВ; $g_{a_0\gamma\gamma}$, $g_{a_0\gamma\gamma}=(1.77,\ -11.5)\cdot10^{-3}$ ГэВ$^{-1}$; $C=0.06$ ГэВ^2, $c_0=-0603$, $c_1=-6.48$ ГэВ$^{-2}$, $c_2=0.121$ ГэВ$^{-4}$; $f_{K\bar{K}}$, $f_{\pi\eta'}=(-0.37,\ 0.28)$ ГэВ$^{-1}$; m_{a_2}, $\Gamma^{tot}_{a_2}=(1.322,\ 0.116)$ ГэВ; $\Gamma^{(0)}_{a_2\to\gamma\gamma}=1.053$ кэВ, $r_{a_2}=1.9$ ГэВ$^{-1}$, $\theta_P=-24°$.

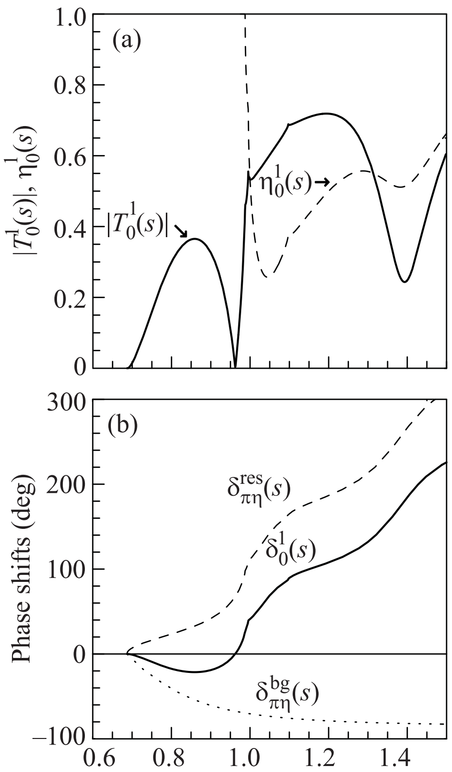

Рис.5. S-волновая амплитуда $\pi^0\eta \to \pi^0\eta$. (a) $|T_0^1(s)|$, $\eta_0^1(s)$, (b) фазовые сдвиги ($a_0^1 = 0.0098$)

позволяет согласовать длину $\pi\eta$-рассеяния в рассматриваемой модели с оценками, основанными на алгебре токов [18] и киральной теории возмущений [19], согласно которым a_0^1 (в единицах m_π^{-1}) $\approx 0.005 - 0.01$. В a_0^1 имеет место компенсация резонансного вклада (≈ 0.3) вкладом фона. Во-вторых, значительная отрицательная величина $\delta_{\pi\eta}^{bg}(s)$ в районе 1 ГэВ обеспечивает резонансноподобное поведение сечения, показанного сплошной кривой *4* на рис.4a. Все характеристики, полученные для S-волновой амплитуды $\pi^0\eta \to \pi^0\eta$, представлены на рис.5.

Для фоновых сдвигов фаз мы использовали простейшие параметризации вполне удовлетворительные в физической области реакции $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$:

$$e^{i\delta_{ab}^{bg}(s)} = [(1 + iF_{ab}(s))/(1 - iF_{ab}(s))]^{1/2}, \tag{13}$$

$$F_{\pi\eta}(s) = \frac{\sqrt{1 - m_{\pi\eta}^{(+)\,2}/s}\left(c_0 + c_1\left(s - m_{\pi\eta}^{(+)\,2}\right)\right)}{1 + c_2\left(s - m_{\pi\eta}^{(+)\,2}\right)^2}, \tag{14}$$

$$F_{K\bar K}(s) = f_{K\bar K}\sqrt{s}\left(\rho_{K^+K^-}(s) + \rho_{K^0\bar K^0}(s)\right)/2, \tag{15}$$

$$F_{\pi\eta'}(s) = f_{\pi\eta'}\sqrt{s - m_{\pi\eta'}^{(+)\,2}}. \tag{16}$$

Обратимся к рис.4b и обсудим вклад тяжелого (возможно, существующего [14]) резонанса a_0' с массой $m_{a_0'} \approx 1.4$ ГэВ. В сечении, которое отвечает амплитуде $M_{\rm res}^{\rm direct}(s)$ (см. кривую, показанную короткими штрихами), имеется отчетливое усиление в районе 1.4 ГэВ. В сечении, которое отвечает полному вкладу резонансов (см. пунктирную кривую), то есть совместному вкладу от амплитуды $M_{\rm res}^{\rm direct}(s)$, и амплитуд перерассеяний, пропорциональных амплитудам $T_{ab\to\pi^0\eta}^{res}(s)$, см. (8), это усиление превращается в плечо. Наконец, в полном сечении σ_0 (см. сплошную кривую *2*), включающем дополнительно борновский вклад $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$ и перерассеяние $\gamma\gamma \to \pi^0\eta \to \pi^0\eta$, обусловленное фоновой упругой амплитудой $\pi^0\eta \to \pi^0\eta$, признаки резонанса в районе 1.4 ГэВ отсутствуют. Таким образом, мы имеем дело с сильной деструктивной интерференцией между различными вкладами, скрывающей a_0'-резонанс в сечении $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$. Тем не менее, во многом благодаря a_0' удается смоделировать требуемый данными Belle [1] значительный плавный S-волновой фон под $a_2(1320)$ и между $a_0(980)$- и $a_2(1320)$-резонансами.

Отметим, что для массы a_0' из-за имеющих место сокращений допустим широкий интервал значений, 1.28 – 1.42 ГэВ.

Рассмотрим теперь сечение $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$, обусловленное только резонансными вкладами, и определим ширину распада $a_0(980) \to \gamma\gamma$, усредненную по резонансному массовому распределению в $\pi\eta$-канале [4, 6, 15]:

$$\langle\Gamma_{a_0\to\gamma\gamma}\rangle_{\pi\eta} = \int\limits_{0.9\,\text{ГэВ}}^{1.1\,\text{ГэВ}} \frac{s}{4\pi^2}\sigma_{\rm res}(\gamma\gamma \to \pi^0\eta; s)d\sqrt{s} \tag{17}$$

(интеграл берется по области ответственности $a_0(980)$). Эта величина является адекватной рабочей характеристикой связи $a_0(980)$ с $\gamma\gamma$. Учитывая в $\sigma_{\rm res}$ вклад всех перерассеяний и прямых переходов в $\gamma\gamma$, получаем $\langle\Gamma_{a_0\to(K\bar K+\pi\eta+\pi\eta'+{\rm direct})\to\gamma\gamma}\rangle_{\pi\eta} \approx$ ≈ 0.4 кэВ. С учетом только перерассеяний $\langle\Gamma_{a_0\to(K\bar K+\pi\eta+\pi\eta')\to\gamma\gamma}\rangle_{\pi\eta} \approx 0.23$ кэВ и с учетом только прямых переходов $\langle\Gamma_{a_0\to\gamma\gamma}^{\rm direct}\rangle_{\pi\eta} \approx 0.028$ кэВ.

Наш анализ позволяет сделать вывод о доминантности механизмов перерассеяний $a_0(980) \to (K\bar K +$ $+ \pi^0\eta + \pi^0\eta') \to \gamma\gamma$, то есть четырехкварковых переходов, в распаде $a_0(980) \to \gamma\gamma$. Такая картина свидетельствует в пользу $q^2\bar q^2$-природы $a_0(980)$ и согласуется с предшествующими анализами свойств $\sigma_0(600)$- и $f_0(980)$-резонансов – партнеров $a_0(980)$ [15, 20, 21]. Что касается предсказания идеальной $q\bar q$-модели для ширин двухфотонных распадов $f_0(980)$ и $a_0(980)$,

$\Gamma_{f_0\to\gamma\gamma}/\Gamma_{a_0\to\gamma\gamma} = 25/9$, то оно исключено экспериментом[4)].

Заслуживает внимания также наш побочный результат. Полученная нами предварительная информация о S-волновой амплитуде реакции $\pi^0\eta\to\pi^0\eta$ имеет важное значение для низкоэнергетической физики псевдоскалярных мезонов.

Коллаборация Belle исследовала на новом высочайшем уровне статистики реакции $\gamma\gamma\to\pi^+\pi^-$, $\gamma\gamma\to\pi^0\pi^0$ и $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$. Однако не хватает еще подобной информации о процессах $\gamma\gamma\to K^+K^-$ и $\gamma\gamma\to K^0\bar{K}^0$. S-волновые вклады в этих двух каналах вблизи их порогов практически не изучены [5, 21, 24].

Перспективными являются исследования легких скаляров в $\gamma\gamma^*(Q^2)$-столкновениях. Если $\sigma(600)$, $f_0(980)$ и $a_0(980)$ являются четырехкварковыми состояниями, то их вклады в сечения реакций $\gamma\gamma^*\to\pi\pi$ и $\gamma\gamma^*\to\pi^0\eta$ должны вымирать с ростом Q^2 быстрее, чем вклады классических тензорных мезонов $f_2(1270)$ и $a_2(1320)$. Подобное поведение вклада резонансного экзотического $q^2\bar{q}^2$-состояния с $I^G(J^{PC})=2^+(2^{++})$ [9] в сечениях реакций $\gamma\gamma^*\to\rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma^*\to\rho^+\rho^-$ было недавно обнаружено Коллаборацией L3 [25].

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 10-02-00016.

1. S. Uehara et al., Phys. Rev. D **80**, 032001 (2009).
2. D. Antreasyan et al., Phys. Rev. D **33**, 1847 (1986).
3. T. Oest et al., Z. Phys. C **47**, 343 (1990).
4. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Z. Phys. C **41**, 309 (1988).
5. Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, ЯФ **55**, 2999 (1992).
6. Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, Письма в ЖЭТФ **90**, 355 (2009).
7. R. L. Jaffe, Phys. Rev. D **15**, 267, 281 (1977).
8. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Phys. Lett. B **96**, 168 (1980); УФН **142**, 361 (1984).
9. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Phys. Lett. B **108**, 134 (1982); Z. Phys. C **16**, 55 (1982); Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, УФН **161**, No. 6, 53 (1991).
10. N. N. Achasov and V. N. Ivanchenko, Nucl. Phys. B **315**, 465 (1989).
11. Н. Н. Ачасов, УФН **168**, 1257 (1998); N. N. Achasov, Nucl. Phys. A **728**, 425 (2003).
12. N. N. Achasov and A. V. Kiselev, Phys. Rev. D **68**, 014006 (2003).
13. N. N. Achasov, *Invited Talk at The 15th International Seminar on High Energy Physics: Quarks-2008*, Sergiev Posad, Russia, arXiv:0810.2601.
14. C. Amsler et al., (Particle Data Group), Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
15. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. D **77**, 074020 (2008); Письма в ЖЭТФ **88**, 345 (2008).
16. Н. Н. Ачасов, С. А. Девянин, Г. Н. Шестаков, ЯФ **32**, 1098 (1980).
17. M. Poppe, Int. J. Mod. Phys. A **1**, 545 (1986).
18. H. Osborn, Nucl. Phys. B **15**, 501 (1970); J. L. Petersen, Phys. Rep. **2**, 155 (1971).
19. V. Bernard, N. Kaiser, and Ulf-G. Meissner, Phys. Rev. D **44**, 3698 (1991).
20. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. Lett. **99**, 072001 (2007).
21. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, arXiv:0905.2017.
22. N. N. Achasov and A. V. Kiselev, Phys. Rev. D **76**, 077501 (2007); Phys. Rev. D **78**, 058502 (2008).
23. Yu. Kalashnikova et al., Phys. Rev. C **73**, 45203 (2006).
24. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Mod. Phys. Lett. A **9**, 1351 (1994).
25. P. Achard et al., Phys. Lett. B **568**, 11 (2003); **597**, 26 (2004); **604**, 48 (2004); **615**, 19 (2005).

[4)] Как мы уже отмечали в работе [6], для модели нерелятивистских $K\bar{K}$-молекул нет оснований, так как импульсы в каонных петлях, описывающих распады $\phi\to K^+K^-\to\gamma(f_0/a_0)$ и $f_0/a_0\to K^+K^-\to\gamma\gamma$, велики [13, 22]. Наш анализ дает дополнительный аргумент против молекулярной модели. Дело в том, что $a_0(980)$-резонанс сильно связан с каналами $K\bar{K}$ и $\pi\eta$, которые являются равноправными в согласии с $q^2\bar{q}^2$-моделью. Построить слабо связанную $K\bar{K}+\pi\eta$-молекулу нам представляется невозможным. Кроме того, в молекулярной модели ширины двухфотонных распадов скалярных резонансов рассчитываются в точке резонанса [23], но этого недостаточно для описания реакций $\gamma\gamma\to\pi^+\pi^-$, $\gamma\gamma\to\pi^0\pi^0$ и $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$. Попыток описания данных об этих процессах в рамках молекулярной модели еще не было и поэтому полученные в ней результаты носят академический характер. Сравнение с ними провести невозможно.