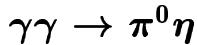


К высокостатистическому изучению $a_0(980)$ -резонанса в реакции



Н. Н. Ачаков¹⁾, Г. Н. Шестаков

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

Поступила в редакцию 9 июня 2009 г.

После переработки 23 июля 2009 г.

Высокостатистические данные по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ позволяют выяснить, является ли K^+K^- -петлевой механизм перерассеяния, $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta$, главным в двухфотонном рождении скалярного, изовекторного $a_0(980)$ -резонанса. Этот механизм дает разумный масштаб проявления $a_0(980)$ в сечении $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ на уровне 20–30 нбн в максимуме. Он также приводит к заметному сужению $a_0(980)$ -пика, к его эффективной (видимой) ширине в $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ -канале ≈ 20 –30 МэВ. Усредненная по резонансному массовому распределению ширина распада $\langle \Gamma_{a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\eta} \approx 0.13$ кэВ. Подтверждение на опыте рассмотренного сценария было бы важным свидетельством в пользу $q^2\bar{q}^2$ -природы легких скалярных мезонов.

PACS: 12.39.-x, 13.40.-f, 13.60.Le, 13.75.Lb

Недавно в понимании механизмов двухфотонных распадов легких скалярных мезонов $\sigma(600)$, $f_0(980)$ и $a_0(980)$ был достигнут существенный прогресс, физика этих распадов приобрела более ясные очертания [1–5].

Основное утверждение, которое можно сделать исходя из результатов проделанных исследований, состоит в следующем [1].

Механизмы распадов $\sigma(600)$ - $f_0(980)$ - и $a_0(980)$ -мезонов на $\gamma\gamma$ не похожи на механизм распадов классических P -волновых тензорных $q\bar{q}$ -мезонов $f_2(1270)$, $a_2(1320)$ и $f'_2(1525)$, представляющий собой прямой аннигиляционный переход $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$. Распады легких скалярных на $\gamma\gamma$ подавлены по сравнению с распадами тензорных мезонов и обусловлены механизмами перерассеяний, то есть четырех夸ковыми переходами типа $\sigma(600) \rightarrow \pi^+\pi^- \rightarrow \gamma\gamma$, $f_0(980) \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$ и $a_0(980) \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$. Прямые же переходы $\sigma(600) \rightarrow \gamma\gamma$, $f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$ и $a_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$ пренебрежимо малы в согласии с четырех夸ковой моделью [6]. Такая картина соглашается с данными и свидетельствует в пользу $q^2\bar{q}^2$ -природы легких скалярных мезонов [1, 3, 5].

Для изоскалярных $\sigma(600)$ - и $f_0(980)$ -резонансов это утверждение основано на подробном анализе [2, 4] новых данных Коллаборации Belle по сечениям реакций $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ [7] и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ [8] в области энергий до 1.5 ГэВ. В экспериментах Belle, благодаря огромной статистике и высокому разрешению по инва-

риантной массе $\pi\pi$ -систем, были обнаружены четкие сигналы от $f_0(980)$ -резонанса²⁾.

Наши прежние выводы о важной роли K^+K^- -петлевого механизма перерассеяния в двухфотонном рождении изовекторного $a_0(980)$ -резонанса, $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta$, и его возможной четырех夸ковой природе [9–11] были основаны на анализе результатов первых опытов Crystal Ball [12] и JADE [13] по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. К сожалению, большие статистические ошибки в этих данных и весьма грубый шаг по инвариантной массе $\pi^0\eta$ -системы (равный 40 МэВ в эксперименте Crystal Ball и 60 МэВ в эксперименте JADE) оставили много неопределенностей.

На установках Crystal Ball и JADE события двухфотонного рождения $\pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ и $\pi^0\eta \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ регистрировались одновременно. Поэтому сегодня есть надежда, что Коллаборация Belle вскоре представит данные по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, относящиеся к областям $a_0(980)$ - и $a_2(1320)$ -резонансов, со статистикой, в сотни раз превышающей прежние.

Ниже мы покажем, что высокостатистические данные по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ позволяют выяснить, является ли K^+K^- -петлевой механизм перерассеяния, $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta$, главным в двухфотонном рождении $a_0(980)$ -резонанса. Подтверждение на опыте доминанности этого механизма будет важ-

²⁾ Данные Belle по $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ [7] и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ [8] отвечают интегральным светимостям, равным 85.9 фбн^{-1} и 95 фбн^{-1} соответственно, то есть по статистике они в сотни раз превосходят все предыдущие опыты.

¹⁾ e-mail: achasov@math.nsc.ru

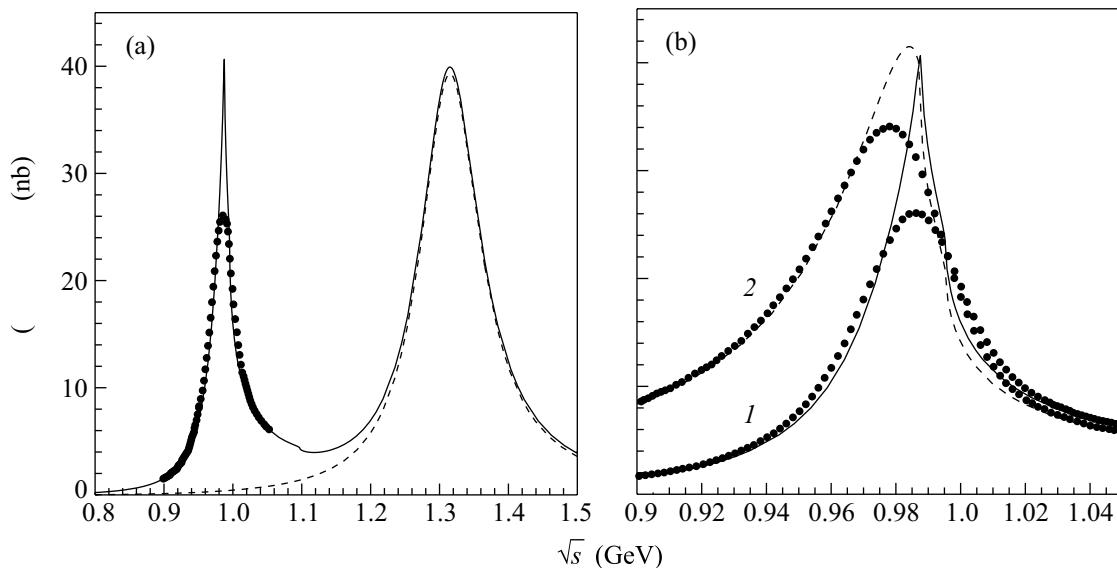


Рис.1. (а) Сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, обусловленное рождением $a_0(980)$ -резонанса за счет механизма перерассеяния $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta$ и рождением $a_2(1320)$ -резонанса за счет прямой связи с фотонами (сплошная кривая, вариант А); штриховая кривая соответствует вкладу только $a_2(1320)$ -резонанса, а пунктирная – сечению, взвешенному в области $a_0(980)$ с гауссовским массовым распределением с дисперсией $\sigma = 10$ МэВ. (б) Демонстрация сужения $a_0(980)$ -пика в $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ -канале за счет K^+K^- -петлевого механизма рождения $a_0(980)$. Сплошная и точечная (1) кривые те же, что на рис.(а); штриховая кривая и полученная из нее с учетом гауссовой размазки точечная (2) кривая отвечают гипотетическому $a_0(980)$ -резонансу с шириной распада $a_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$, не зависящей от энергии, то есть формуле (6), в которой множитель $\sqrt{s}\Gamma_{a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma}(s)$ заменен на $m_{a_0}\bar{\Gamma}_{a_0 \rightarrow \gamma\gamma}$. Значение $\bar{\Gamma}_{a_0 \rightarrow \gamma\gamma}$ подбиралось из условия примерного совпадения правых склонов пунктирной и сплошной кривых

ным свидетельством в пользу $q^2\bar{q}^2$ -природы легких скалярных мезонов [1, 5].

Прежде всего отметим, что фон, сопутствующий $a_0(980)$ -резонансу в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, следует ожидать небольшим (см. обсуждения в [9, 11]). В частности, некогерентный фон от вклада резонанса $a_2(1320)$ в районе $a_0(980)$ в $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ должен быть на порядок меньше, чем некогерентный фон в районе $f_0(980)$ от резонанса $f_2(1270)$ в $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$, так как $[B(a_2 \rightarrow \gamma\gamma)B(a_2 \rightarrow \pi\eta)]/[B(f_2 \rightarrow \gamma\gamma)B(f_2 \rightarrow \pi^0\pi^0)] \times (\Gamma_{a_2}^2/\Gamma_{f_2}^2) \approx 0.334 \times 0.342 \approx 0.114$ [14³⁾.

Что касается элементарных ω -, ρ^0 - и ρ^\pm - a_2^\pm -обменов в амплитудах $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$, $\pi^0\eta$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, которые дают вклады в сечения (главным образом S -волновые вклады), стремительно увеличивающиеся с ростом энергии (\sqrt{s}) в системе центра масс $\gamma\gamma$ и сравнимые с вкладами $f_2(1270)$ - и $a_2(1320)$ -резонансов уже при $\sqrt{s} \approx m_{f_2/a_2}$, то они не наблюдаются на

опыте. Этот факт был объяснен в [11] на примере реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. Соответствующая реджезация элементарных обменов с высшими спинами очень сильно уменьшает опасные вклады. Кроме того, в амплитудах с $\lambda=0$ (λ обозначает абсолютную величину разности спиральностей начальных фотонов) между элементарными обменами с натуральной и ненатуральной четностью, то есть между обменами ω и $h_1(1170)$, ρ и $b_1(1235)$, $a_2(1320)$ и $a_1(1260)$, имеют место дополнительные сокращения.

Прямая константа связи $a_0(980)$ -резонанса с фотонами ожидается малой. Согласно [9], соответствующая ширина распада $\Gamma_{a_0 \rightarrow \gamma\gamma}^{(0)} < 0.06$ кэВ, что хорошо согласуется с результатами, полученными для $f_0(980)$ - и $\sigma(600)$ -резонансов [2–4], а также с “древними” расчетами в $q^2\bar{q}^2$ -модели [6].

Итак все говорит за то, что наиболее важным, если не определяющим, механизмом, ответственным за рождение $a_0(980)$ -резонанса в $\gamma\gamma$ -столкновениях, может быть механизм неупругого перерассеяния $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta$.

На рис.1 и 2 представлены опорные теоретические кривые для сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow [a_0(980) + a_2(1320)] \rightarrow \pi^0\eta$, которые соот-

³⁾ В наблюдаемом на опыте сечении $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ вклады от $f_2(1270)$ - и $f_0(980)$ -резонансов в $f_0(980)$ -пике составляют около 40 и 60%, соответственно, а само сечение ≈ 30 нбн. В реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ наблюданная высота $f_0(980)$ -пика составляет около 15 нбн над плавным фоном порядка 100 нбн, а его ширина ≈ 30 –35 МэВ.

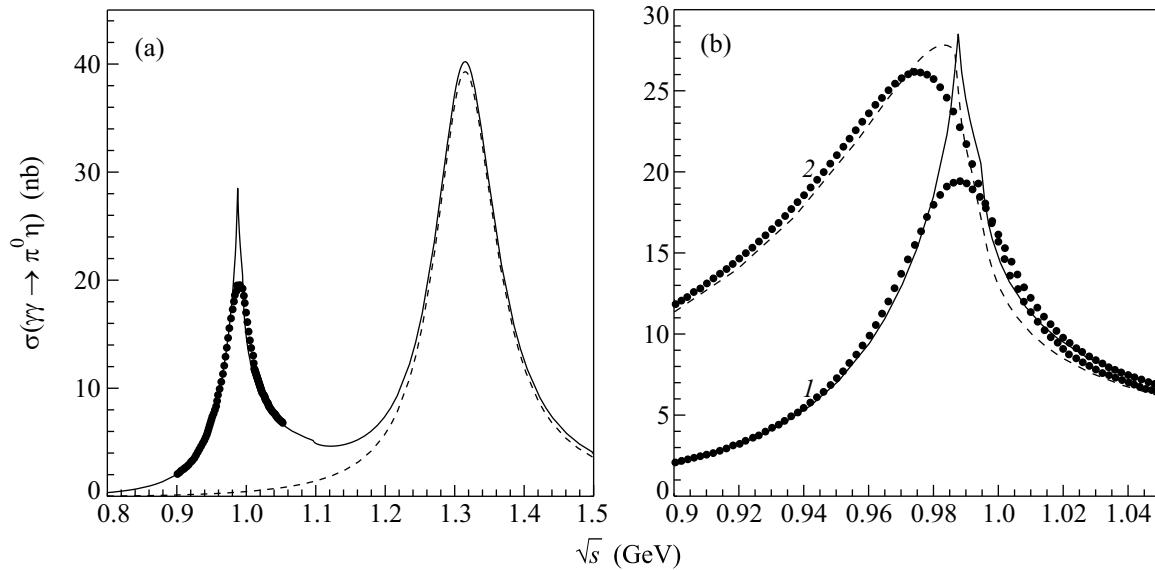


Рис.2. То же, что на рис.1, для варианта В

ветствуют рождению $a_0(980)$ -резонанса за счет механизма перерассеяния и рождению $a_2(1320)$ -резонанса за счет его прямой связи с $\gamma\gamma$. Рис.3 иллюстрирует зависимость ширины распада

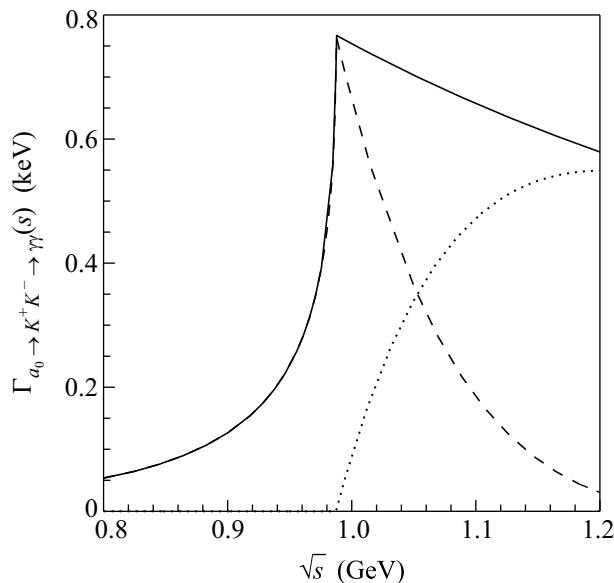


Рис.3. Зависящая от энергии ширина распада $a_0(980) \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$, вычисленная по формулам (4), (11) и (12) (сплошная кривая); выше K^+K^- -порога штриховой и пунктирной кривыми показаны вклады в нее от реальной и мнимой частей амплитуды $a_0(980) \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$, соответственно

$a_0(980) \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$ от энергии. Как видно, $\Gamma_{a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma}(s)$ резко падает при \sqrt{s} сразу ниже K^+K^- -порога, то есть непосредственно в резонансной области. Это приводит к такому подавлению

левого крыла $a_0(980)$ -резонанса в сечении $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, что эффективная (видимая) ширина $a_0(980)$ -пика (на его полувысоте) оказывается равной примерно 20 МэВ, см. рис.1, и 30 МэВ, см. рис.2, при $\Gamma_{a_0 \rightarrow \pi\eta}(m_{a_0}^2) \approx 165$ и 248 МэВ, соответственно. Кроме того, K^+K^- -петлевой механизм перерассеяния предсказывает абсолютную величину сечения $\gamma\gamma \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta$. Максимум сечения контролируется в основном параметром $R_{a_0} = g_{a_0 K\bar{K}}^2 / g_{a_0 \pi\eta}^2$, то есть отношением квадратов константы связи $a_0(980)$ с $\pi\eta$ - и $K\bar{K}$ -каналами распада ($g_{a_0 K\bar{K}}^2 = 2g_{a_0 K^+K^-}^2$), и величиной квадрата амплитуды $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$, обусловленной механизмом заряженного одноклонного (K^\pm) обмена. Оценка сечения в максимуме дает $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta; s \approx m_{a_0}^2) \approx 0.7\alpha^2 R_{a_0} / m_{a_0}^2$, где m_{a_0} – масса a_0 -резонанса и $\alpha = 1/137$. При фиксированных m_{a_0} и R_{a_0} форма линий $a_0(980)$ оказывается слабо чувствительной к абсолютным величинам констант связи. Сплошные кривые на рис.1 и 2 соответствуют $R_{a_0} = 3$ (вариант А) и $R_{a_0} = 2$ (вариант В); подробности см. ниже.

Выпишем теперь формулы, которые следует применять для описания данных по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ и которые использовались при построении теоретических кривых на рис.1, 2 и 3.

Сpirальные амплитуды, M_λ , $M_0(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta)$ и $M_2(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta)$, обусловленные рождением $a_0(980)$ - и $a_2(1320)$ -резонансов, соответственно, имеют вид

$$M_0(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta) = \tilde{I}_{K^+K^-}(s; x_2) T_{K^+K^- \rightarrow a_0 \rightarrow \pi^0\eta}(s), \quad (1)$$

$$M_2(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta) = 80\pi d_{20}^2(\theta) M_{\gamma\gamma \rightarrow a_2(1270) \rightarrow \pi^0\eta}(s). \quad (2)$$

Здесь θ – угол вылета пиона в системе центра масс $\gamma\gamma$, $d_{20}^2(\theta) = (\sqrt{6}/4) \sin^2 \theta$, амплитуда

$$T_{K^+K^- \rightarrow a_0 \rightarrow \pi^0\eta}(s) = \frac{g_{a_0 K^+ K^-} g_{a_0 \pi\eta}}{16\pi} \frac{1}{D_{a_0}(s)}, \quad (3)$$

где $1/D_{a_0}(s)$ – пропагатор $a_0(980)$ -резонанса, а треугольный петлевой интеграл

$$\tilde{I}_{K^+K^-}(s; x_2) = \frac{s}{\pi} \int_{4m_{K^+}^2}^{\infty} \frac{\rho_{K^+}(s') \widehat{M}_{00}^{\text{Born}}(s'; x_2)}{s'(s' - s - i\varepsilon)} ds', \quad (4)$$

где $\widehat{M}_{00}^{\text{Born}}(s'; x_2)$ – борновская S -волновая амплитуда одноканального обмена с учетом формфактора (x_2 – параметр формфактора [4]) и $\rho_{K^+}(s') \equiv \rho_{K^+K^-}(s') = \sqrt{1 - 4m_{K^+}^2/s'}$. Нормировка амплитуд M_λ задана их связью с сечением

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta) = \frac{\rho_{\pi\eta}(s)}{64\pi s} \int_{-1}^1 [|M_0|^2 + |M_2|^2] d\cos\theta, \quad (5)$$

где $\rho_{\pi\eta}(s) = \sqrt{[1 - (m_\eta - m_\pi)^2/s][1 - (m_\eta + m_\pi)^2/s]}$. При этом $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta) = \sigma(\gamma\gamma \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta; s) + \sigma(\gamma\gamma \rightarrow a_2(1320) \rightarrow \pi^0\eta; s)$. Здесь

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma\gamma \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta; s) &= \\ &= \frac{8\pi}{s} \frac{\sqrt{s}\Gamma_{a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma}(s) \sqrt{s}\Gamma_{a_0 \rightarrow \pi\eta}(s)}{|D_{a_0}(s)|^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Ширина распада $a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta$ $\Gamma_{a_0 \rightarrow \pi\eta}(s) = [g_{a_0 \rightarrow \pi\eta}^2/16\pi]\rho_{\pi\eta}(s)/\sqrt{s}$. Пропагатор $a_0(980)$ имеет вид

$$\frac{1}{D_{a_0}(s)} = \frac{1}{m_{a_0}^2 - s + \sum_{ab} [\text{Re}\Pi_{a_0}^{ab}(m_{a_0}^2) - \Pi_{a_0}^{ab}(s)]}, \quad (7)$$

где $ab = \pi\eta$, K^+K^- , $K^0\bar{K}^0$, $\pi\eta'$. Положим $m_{ab}^{(\pm)} = m_b \pm m_a$ и $m_b \geq m_a$. При $s \geq m_{ab}^{(+)} \geq m_{ab}^{(-)}$

$$\begin{aligned} \Pi_{a_0}^{ab}(s) &= \frac{g_{a_0 \rightarrow ab}^2}{16\pi} \left[\frac{m_{ab}^{(+)} m_{ab}^{(-)}}{\pi s} \ln \frac{m_a}{m_b} + \right. \\ &\quad \left. + \rho_{ab}(s) \left(i - \frac{1}{\pi} \ln \frac{\sqrt{s - m_{ab}^{(-)} \geq m_{ab}^{(+)} \geq m_{ab}^{(-)}} + \sqrt{s - m_{ab}^{(+)} \geq m_{ab}^{(-)}}}{\sqrt{s - m_{ab}^{(-)} \geq m_{ab}^{(+)} \geq m_{ab}^{(-)}} - \sqrt{s - m_{ab}^{(+)} \geq m_{ab}^{(-)}}} \right) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где $\rho_{ab}(s) = \sqrt{(1 - m_{ab}^{(-)} \geq m_{ab}^{(+)} \geq m_{ab}^{(-)})/(1 - m_{ab}^{(+)} \geq m_{ab}^{(-)})}$, при $m_{ab}^{(-)} \leq s \leq m_{ab}^{(+)}$

$$\begin{aligned} \Pi_{a_0}^{ab}(s) &= \frac{g_{a_0 \rightarrow ab}^2}{16\pi} \left[\frac{m_{ab}^{(+)} m_{ab}^{(-)}}{\pi s} \ln \frac{m_a}{m_b} - \right. \\ &\quad \left. - |\rho_{ab}(s)| \left(1 - \frac{2}{\pi} \arctan \frac{\sqrt{m_{ab}^{(+)} \geq m_{ab}^{(-)}} - s}{\sqrt{s - m_{ab}^{(-)} \geq m_{ab}^{(+)}}} \right) \right] \end{aligned} \quad (9)$$

и при $s \leq m_{ab}^{(-)}$

$$\begin{aligned} \Pi_{a_0}^{ab}(s) &= \frac{g_{a_0 \rightarrow ab}^2}{16\pi} \left[\frac{m_{ab}^{(+)} m_{ab}^{(-)}}{\pi s} \ln \frac{m_a}{m_b} + \right. \\ &\quad \left. + |\rho_{ab}(s)| \frac{1}{\pi} \ln \frac{\sqrt{m_{ab}^{(+)} \geq m_{ab}^{(-)}} - s + \sqrt{m_{ab}^{(-)} \geq m_{ab}^{(+)}} - s}{\sqrt{m_{ab}^{(+)} \geq m_{ab}^{(-)}} - \sqrt{m_{ab}^{(-)} \geq m_{ab}^{(+)}}} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

В формуле (6) ширина распада $a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$ имеет вид

$$\Gamma_{a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma}(s) = \left| \frac{1}{16\pi} \tilde{I}_{K^+K^-}(s; x_2) \right|^2 \frac{g_{a_0 \rightarrow K^+K^-}^2}{16\pi \sqrt{s}}, \quad (11)$$

где функция $\tilde{I}_{K^+K^-}(s; x_2)$ определяется формулой (4). То, что $\tilde{I}_{K^+K^-}(s; x_2) \propto s$ при $s \rightarrow 0$, является следствием калибровочной инвариантности [9, 15], которая требует при дисперсионном расчете амплитуды канной треугольной диаграммы по ее мнимой части равенства нулю константы вычитания в дисперсионном интеграле. S -волновая амплитуда одноканального обмена $\widehat{M}_{00}^{\text{Born}}(s; x_2)$ в (4) имеет вид

$$\begin{aligned} \widehat{M}_{00}^{\text{Born}}(s; x_2) &= 4\pi\alpha \frac{1 - \rho_{K^+}^2(s)}{\rho_{K^+}(s)} \times \\ &\quad \times \left[\ln \frac{1 + \rho_{K^+}(s)}{1 - \rho_{K^+}(s)} - \ln \frac{1 + \rho_{K^+}(s; x_2)}{1 - \rho_{K^+}(s; x_2)} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где $\rho_{K^+}(s; x_2) = \rho_{K^+}(s)/(1 + 2x_2/s)$. Второе слагаемое в квадратных скобках в (12) обязано учету формфактора, который модифицирует (подавляет с ростом энергии) амплитуды элементарного одноканального обмена. Отметим, что формфактор, $G(t, u; x_2)$, вводится путем замены $\widehat{M}_{\lambda}^{\text{Born}}(s, \theta) \rightarrow \widehat{M}_{\lambda}^{\text{Born}}(s, \theta; x_2) = G(t, u; x_2)\widehat{M}_{\lambda}^{\text{Born}}(s, \theta)$ (где t и u – мандельштамовские переменные для $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$) и поэтому не нарушает калибровочную инвариантность древесной амплитуды [16, 11, 17]. Необходимость учета формфактора в борновских амплитудах однопионного и одноканального элементарных обменов в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ подробно обсуждалась недавно в [4], см.

также приведенные там ссылки и конкретный вид $G(t, u; x_2)$. В частности, в [4] из совместной обработки данных Belle по сечениям $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ для параметра x_2 была получена оценка, $x_2 \approx 1.75$ ГэВ, которую мы здесь используем. Отметим также, что при использовании выражения (12) в формуле (4) необходимо численное интегрирование. Для случая борновской амплитуды, отвечающей элементарному одноканонному обмену, соответствующий дисперсионный интеграл берется в явном виде [9, 11]. Интересно, что если в этом случае умножить результат, получающийся для $\Gamma_{a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma}(s)$, на 0.68, то в области $0.8 < \sqrt{s} < 1.2$ ГэВ он с точностью, лучшей 3%, совпадет с результатом, полученным с учетом формфактора, который показан на рис.3.

При построении кривых на рис.1, 2 и 3 мы положили $m_{a_0} = 0.9847$ ГэВ, $g_{a_0 K^+ K^-}^2 / 4\pi = 1.5$ ГэВ² и использовали соотношения

$$g_{a_0\pi\eta} = \sqrt{2} \cos(\theta_i - \theta_P) g_{a_0 K^+ K^-}, \quad (13)$$

$$g_{a_0\pi\eta'} = -\sqrt{2} \sin(\theta_i - \theta_P) g_{a_0 K^+ K^-}, \quad (14)$$

которые имеют место в наивной $q^2\bar{q}^2$ -модели, см. [18, 9, 11, 19, 20]. В (13) и (14) $\theta_i = 35.3^\circ$ – угол “идеального” смешивания и θ_P – угол смешивания в системе η и η' . Для θ_P наиболее популярными являются два значения: $\approx -20^\circ$ и $\approx -10^\circ$ [14]. Именно им хорошо соответствуют использованные нами значения для R_{a_0} , равные 3 и 2.

Подчеркнем, что в ситуации, когда ширина распада $a_0(980)$ -резонанса в $\gamma\gamma$ (определенная четырехкварковым переходом $a_0(980) \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$) быстро меняется в пределах его адронной ширины, см. рис.3, бессмысленно говорить о двухфотонной ширине в точке резонансного пика и естественно определить ширину распада $a_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$, усредненную по резонансному массовому распределению в $\pi\eta$ -канале [2, 4, 9]:

$$\begin{aligned} & \langle \Gamma_{a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\eta} = \\ & = \int_{0.8 \text{ ГэВ}}^{1.2 \text{ ГэВ}} \Gamma_{a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma}(s) \frac{\sqrt{s} \Gamma_{a_0 \rightarrow \pi\eta}(s)}{\pi |D_{a_0}(s)|^2} 2\sqrt{s} d\sqrt{s} = \\ & = \int_{0.8 \text{ ГэВ}}^{1.2 \text{ ГэВ}} \frac{s}{4\pi^2} \sigma(\gamma\gamma \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta; s) d\sqrt{s}. \end{aligned} \quad (15)$$

Численное интегрирование для вариантов А и В дает $\langle \Gamma_{a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\eta} \approx 0.13$ кэВ. Эта величина является адекватной рабочей характеристикой связи $a_0(980)$ -резонанса с $\gamma\gamma$ ⁴⁾.

⁴⁾ Отметим, что в молекулярной модели и модели NJL ширины двухфотонных распадов скалярных резонансов рассчи-

тываются в точке резонанса [21, 22], но этого недостаточно для описания данных по сечениям реакций. Попыток описания данных о процессах в рамках этих моделей еще не было и поэтому полученные в них результаты носят предварительный и весьма условный характер. Что касается модели нерелятивистских $K\bar{K}$ -молекул, то для нее нет оснований, так как импульсы в каонных петлях велики [23].

$$\begin{aligned} & \sigma(\gamma\gamma \rightarrow a_2(1320) \rightarrow \pi^0\eta; s) = \\ & = \frac{40\pi \Gamma_{a_2 \rightarrow \gamma\gamma} B(a_2 \rightarrow \pi\eta) \Gamma_{a_2}^{\text{tot}}(s)}{(m_{a_2}^2 - s)^2 + m_{a_2}^2 \Gamma_{a_2}^{\text{tot}}(s)^2} \end{aligned} \quad (16)$$

и современные значения параметров $a_2(1320)$ -резонанса из [14]. Здесь зависимость полной ширины $\Gamma_{a_2}^{\text{tot}}(s)$ от энергии аппроксимируется выражением

$$\Gamma_{a_2}^{\text{tot}}(s) = \Gamma_{a_2}^{\text{tot}}(m_{a_2}^2) \frac{q_{\pi\eta}^5(s)}{q_{\pi\eta}^5(m_{a_2}^2)} \frac{D_2(q_{\pi\eta}(m_{a_2}^2)r_{a_2})}{D_2(q_{\pi\eta}(s)r_{a_2})}, \quad (17)$$

где $q_{\pi\eta}(s) = \sqrt{s}\rho_{\pi\eta}(s)/2$, $D_2(x) = 9 + 3x^2 + x^4$ и $r_{a_2} = 5.07$ ГэВ⁻¹ (или 1 фм). Напомним, что для ширин распадов $f_2(1270) \rightarrow \gamma\gamma$ и $a_2(1320) \rightarrow \gamma\gamma$, которые в области резонансов обычно считаются не зависящими от энергии, как в (16), хорошо выполняется соотношение $\Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}/\Gamma_{a_2 \rightarrow \gamma\gamma} = 25/9$ [14], справедливое в наивной $q\bar{q}$ -модели для прямых аннигиляционных переходов $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$.

Итак, мы показали, что величина сечения рождения и форма линии $a_0(980)$ -резонанса в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ являются нетривиальными характеристиками его механизма связи с фотонами. Эти характеристики могут быть надежно определены в опытах с высокой статистикой по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, подобных опытам Belle по обнаружению резонанса $f_0(980)$ в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$. Соответствующие эксперименты могут быть проведены на установках Belle, BABAR, CLEO, KLOE-2 и др.

В заключение обратим внимание на перспективную возможность исследования природы легких скалярных $\sigma(600)$, $f_0(980)$ и $a_0(980)$ в $\gamma\gamma^*$ -столкновениях (где γ^* – виртуальный фотон с виртуальностью Q^2). Если они являются четырехкварковыми состояниями, то их вклады в сечения реакций $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0\pi^0$ и $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0\eta$ должны вымирать с ростом Q^2 быстрее, чем вклады классических тензорных мезонов $f_2(1270)$ и $a_2(1320)$. Пример подобного поведения вклада резонансного экзотического $q^2\bar{q}^2$ -состояния с $I^G(J^{PC}) = 2^+(2^{++})$ [6, 10] в сечениях реакций $\gamma\gamma^* \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma^* \rightarrow \rho^+\rho^-$ был не так давно обнаружен Коллаборацией L3 [24].

тываются в точке резонанса [21, 22], но этого недостаточно для описания данных по сечениям реакций. Попыток описания данных о процессах в рамках этих моделей еще не было и поэтому полученные в них результаты носят предварительный и весьма условный характер. Что касается модели нерелятивистских $K\bar{K}$ -молекул, то для нее нет оснований, так как импульсы в каонных петлях велики [23].

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 07-02-00093 и грантом № НШ-1027.2008.2.

1. N. N. Achasov, *Invited Talk at The 15th International Seminar on High Energy Physics: Quarks-2008*, Sergiev Posad, Russia; arXiv: 0810.2601 [hep-ph].
2. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. D **72**, 013006 (2005); Yad. Fiz. **69**, 1545 (2006) [Phys. At. Nucl. **69**, 1510 (2006)].
3. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. Lett. **99**, 072001 (2007).
4. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. D **77**, 074020 (2008); Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **88**, 345 (2008) [JETP Lett. **88**, 295 (2008)].
5. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, arXiv: 0905.2017 [hep-ph].
6. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Phys. Lett. B **108**, 134 (1982); Z. Phys. C **16**, 55 (1982); Z. Phys. C **27**, 99 (1985).
7. T. Mori et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **75**, 051101 (2007); J. Phys. Soc. Jap. **76**, 074102 (2007).
8. S. Uehara et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 052004 (2008).
9. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Z. Phys. C **41**, 309 (1988).
10. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Usp. Fiz. Nauk **161**, 53 (1991) [Sov. Phys. Usp. **34**, 471 (1991)].
11. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Yad. Fiz. **55**, 2999 (1992) [Sov. J. Nucl. Phys. **55**, 1677 (1992)].
12. D. Antreasyan et al. (Crystal Ball Collaboration), Phys. Rev. D **33**, 1847 (1986).
13. T. Oest et al. (JADE Collaboration), Z. Phys. C **47**, 343 (1990).
14. C. Amsler et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
15. N. N. Achasov and V. N. Ivanchenko, Nucl. Phys. B **315**, 465 (1989).
16. M. Poppe, Int. J. Mod. Phys. A **1**, 545 (1986).
17. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Mod. Phys. Lett. A **9**, 1351 (1994).
18. R. L. Jaffe, Phys. Rev. D **15**, 267, 281 (1977).
19. N. N. Achasov and A. V. Kiselev, Phys. Rev. D **73**, 054029 (2006); Yad. Fiz. **70**, 2005 (2007) [Phys. At. Nucl. **70**, 1956 (2007)].
20. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Phys. Lett. B **96**, 168 (1980); Yad. Fiz. **32**, 1098 (1980) [Sov. J. Nucl. Phys. **32**, 566 (1980)]; Usp. Fiz. Nauk **142**, 361 (1984) [Sov. Phys. Usp. **27** (3), 161 (1984)].
21. C. Hanhart, Yu. S. Kalashnikova, A. E. Kudryavtsev, and A. V. Nefediev, Phys. Rev. D **75**, 074015 (2007).
22. M. K. Volkov, Yu. M. Bystritsky, and E. A. Kuraev, arXiv: 0901.1981 [hep-ph].
23. N. N. Achasov and A. V. Kiselev, Phys. Rev. D **76**, 077501 (2007); Phys. Rev. D **78**, 058502 (2008); N. N. Achasov, *Invited Talk at The 15th International Seminar on High Energy Physics: Quarks-2008*, Sergiev Posad, Russia, arXiv: 0810.2601 [hep-ph].
24. P. Achard et al. (L3 Collaboration), Phys. Lett. B **568**, 11 (2003); Phys. Lett. B **597**, 26 (2004); Phys. Lett. B **604**, 48 (2004); Phys. Lett. B **615**, 19 (2005).