

Резонансы  $f_0(980)$  и  $a_0(980)$  вблизи порогов реакций

$$\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \text{ и } \gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$$

Н. Н. Ачасов<sup>1)</sup>, Г. Н. Шестаков

Лаборатория теоретической физики, Институт математики им. Соболева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 17 сентября 2012 г.

Высокостатистические данные по реакциям  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  и  $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$  являются последним недостающим звеном в исследованиях легких скалярных мезонов  $f_0(980)$  и  $a_0(980)$  в фотон-фотонных столкновениях. Ожидается, что в этих реакциях  $f_0(980)$ - и  $a_0(980)$ -резонансы будут проявлять свою четырехкварковую структуру весьма своеобразно. В работе оцениваются возможности наблюдения скалярных вкладов в реакциях  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  и  $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$  вблизи порога на современных коллайдерах.

Важный вклад в понимание природы легких скалярных мезонов ( $\sigma(600)$ ,  $f_0(980)$ ,  $a_0(980)$  — кандидатов в четырехкварковые состояния) внесла физика фотон-фотонных столкновений, которая недавно вступила в эру сверхвысокой статистики (см., например, обзор [1]). Ее открыла беспрецедентная серия измерений сечений реакций  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$  [2, 3],  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$  [4],  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$  [5] и  $\gamma\gamma \rightarrow \eta\eta$  [6], проведенных Коллаборацией Belle на  $e^+e^-$ -коллайдере КЕКВ. Статистика в них была на 2–3 порядка больше, чем в предшествующих опытах. Реакция двухфотонного рождения  $\pi^0\eta$ -системы также была недавно исследована Коллаборацией BABAR на PEP-II [7].

На обновленном коллайдере BEPCII при светимости  $10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  с помощью детектора BES-III [8] и на обновленной  $\phi$ -фабрике DAΦNE при светимости  $(1-5) \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  с помощью детектора KLOE-2 [9–13] готовятся к реализации обширные программы по двухфотонной физике, нацеленные, в частности, на продолжение прецизионных исследований процессов  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$  и  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$  в области  $\sigma(600)$ -,  $f_0(980)$ - и  $a_0(980)$ -резонансов.

Подобные опыты возможны также на ускорителе ВЭПП-4М с помощью детектора КЕДР [14] и ускорителе ВЭПП-2000 (со светимостью  $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) с помощью детекторов КМД-3 [15] и СНД [16].

В области инвариантной массы  $\gamma\gamma$ -системы  $\sqrt{s} \sim 1 \text{ ГэВ}$  пока еще не хватает высокостатистических данных о процессах  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  и  $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$ . Ожидается, что в них  $f_0(980)$ - и  $a_0(980)$ -резонансы будут проявлять свою четырехкварковую структуру весьма своеобразно [17–19].

Как показывает опыт, сечения реакций  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  [20–25] и  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0K_S^0$  [20, 24, 26–31] в области  $1.2 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 1.7 \text{ ГэВ}$  фактически

насыщаются вкладами классических тензорных резонансов  $f_2(1270)$ ,  $a_2(1320)$  и  $f_2'(1525)$ , рождающихся в состояниях со спиральностью  $\lambda = \pm 2$ . В согласии с  $q\bar{q}$ -моделью [32] в  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  наблюдается конструктивная, а в  $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$  — деструктивная интерференция между вкладами  $f_2(1270)$ - и  $a_2(1320)$ -резонансов. Область энергий вблизи  $K\bar{K}$ -порогов,  $2m_K < \sqrt{s} < 1.1 \text{ ГэВ}$ , чувствительная к  $S$ -волновым вкладам, осталась в этих реакциях почти не изученной. Так, в эксперименте ARGUS [23] эффективность регистрации  $K^+K^-$ -событий при  $2m_{K^+} < \sqrt{s} < 1.1 \text{ ГэВ}$  была близка к нулю, а статистика в эксперименте L3 [30] по реакции  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0K_S^0$  при  $2m_{K^0} < \sqrt{s} < 1.1 \text{ ГэВ}$  составила всего около 10 событий. Опубликованные данные других экспериментов относятся к области  $\sqrt{s} > 1.2 \text{ ГэВ}$ . Отметим, что вклады тензорных резонансов при  $2m_K < \sqrt{s} < 1.1 \text{ ГэВ}$  сильно подавлены за счет  $D$ -волнового порогового фактора  $p_K^5(s) = (s/4 - m_K^2)^{5/2}$ . Простая оценка показывает, что сечение  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ , отвечающее всем тензорным вкладам (включая борновский вклад), при  $2m_{K^+} < \sqrt{s} < 1.1 \text{ ГэВ}$  составляет  $\approx [p_{K^+}^5(s)/p_{K^+}^5(1.21 \text{ ГэВ}^2)] \cdot 2 \text{ нбн}$  [23]. Сечение  $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$ , обусловленное в области  $2m_{K^0} < \sqrt{s} < 1.1 \text{ ГэВ}$  хвостами тензорных мезонов, по крайней мере еще в 20 раз меньше. Рисунок иллюстрирует масштаб сечения  $K^+K^-$ -рождения, наблюдаемого в  $\gamma\gamma$ -столкновениях в районе тензорных мезонов.

Отсутствие заметного нерезонансного фона в сечении  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  на первый взгляд представляется весьма удивительным, так как в этом канале обязан присутствовать борновский вклад, обусловленный механизмом заряженного однокаонного обмена и сравнимый по величине с вкладом от тензорных резонансов (сплошные кривые на рисунке). Из рисунка

<sup>1)</sup> e-mail: achasov@math.nsc.ru

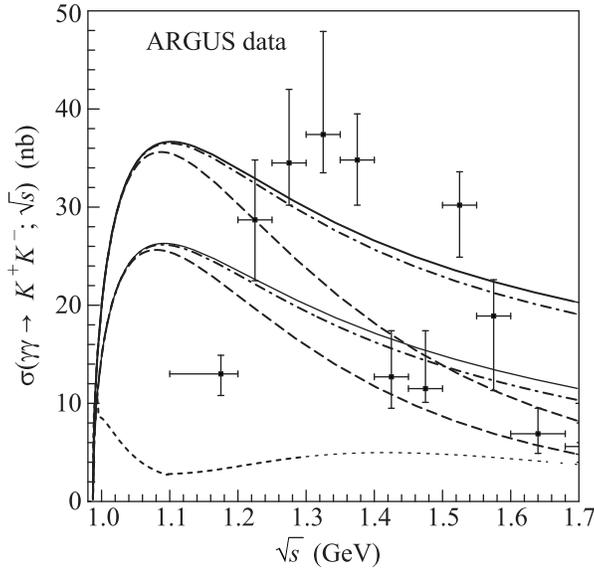


Иллюстрация масштаба сечения  $K^+K^-$ -рождения в  $\gamma\gamma$ -столкновениях [23]. Верхние штриховая, штрихпунктирная и сплошная кривые соответствуют борновским сечениям  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  для элементарного (точечного) однокаонного обмена с  $\lambda J = 00$ ,  $|\lambda|J = (00 \text{ и } 22)$  и полному сечению (вклад с  $\lambda J = 02$  пренебрежимо мал) (здесь  $\lambda$  – суммарная спиральность начальных фотонов,  $J$  – их полный момент). Нижние штриховая, штрих-пунктирная и сплошная кривые показывают те же сечения, модифицированные формфактором [1, 18, 19]. Пунктирной кривой показана наша оценка для  $S$ -волнового сечения  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  [1]

также видно, что в борновском сечении (как для механизма элементарного (точечного)  $K^\pm$ -обмена, так и для  $K^\pm$ -обмена с учетом формфактора) в области  $2m_{K^+} < \sqrt{s} < 1.5$  ГэВ доминирует вклад  $S$ -волны. Поэтому в  $K^+K^-$ -канале под пиками тензорных мезонов можно было бы ожидать наличия большого некогерентного фона. Однако учет резонансного взаимодействия между  $K^+$ - и  $K^-$ -мезонами в конечном состоянии приводит к компенсации значительной части этого фона [18, 19]. Компенсация возникает следующим образом. Борновская  $S$ -волновая амплитуда  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  благодаря вкладу амплитуды перерасеяния  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow K^+K^-$  с реальными каонами в промежуточном состоянии приобретает множитель  $\xi(s) = [1 + ip_{K^+}(s)T_{K^+K^- \rightarrow K^+K^-}(s)]$ , где  $\rho_{K^+}(s) = 2p_{K^+}(s)/\sqrt{s}$ . Вблизи  $K^+K^-$ -порога в  $S$ -волновой амплитуде  $T_{K^+K^- \rightarrow K^+K^-}(s)$  доминируют вклады  $f_0(980)$ - и  $a_0(980)$ -резонансов. В случае их сильной связи с  $K\bar{K}$ -каналами, которая естественным образом реализуется в четырехкварковой схеме, амплитуда  $T_{K^+K^- \rightarrow K^+K^-}(s)$  обладает значительной мнимой частью. В результате сразу выше  $K^+K^-$ -

порога фактор  $|\xi(s)|^2$  оказывается заметно меньше 1 и затравочный  $S$ -волновой борновский вклад компенсируется в широкой области  $\sqrt{s}$ . Пунктирной кривой на рисунке показана полученная нами оценка для  $S$ -волнового сечения  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  [1]. Она хорошо согласуется с оценками, полученными ранее в [18, 19]. На справедливость этих оценок можно рассчитывать по крайней мере в области  $\sqrt{s} \lesssim 1.3$  ГэВ (см. рисунок).

Таким образом, в сечении реакции  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  при  $2m_{K^+} < \sqrt{s} < 1.1$  ГэВ можно надеяться обнаружить скалярные вклады на уровне 5–10 нбн. Что касается реакции  $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$ , то в ее амплитуде нет борновского вклада, а вклад  $a_0(980)$ -резонанса имеет знак иной, чем в  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ . В результате в  $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$  вклады  $S$ -волновых амплитуд перерасеяния  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow K^0\bar{K}^0$  с изоспином  $I=0$  и 1 практически уничтожают друг друга и соответствующее сечение следует ожидать на уровне  $\lesssim 1$  нбн.

Напомним, что если для классических тензорных мезонов  $f_2(1270)$ ,  $a_2(1320)$  и  $f_2'(1525)$  связь с фотонами осуществляется за счет прямых переходов  $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ , то для легких скалярных мезонов  $\sigma(600)$ ,  $f_0(980)$  и  $a_0(980)$  она осуществляется благодаря четырехкварковым переходам (механизмам перерасеяния) типа  $\sigma(600) \rightarrow \pi^+\pi^- \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $f_0(980) \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $a_0(980) \rightarrow (K^+K^-, \pi^0\eta) \rightarrow \gamma\gamma$ , а прямые константы связи  $\sigma(600)$ ,  $f_0(980)$  и  $a_0(980)$  с фотонами малы [1]. Возможность объяснить подавление большого  $S$ -волнового борновского вклада в  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  вкладами  $f_0(980)$ - и  $a_0(980)$ -резонансов,  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow [f_0(980) + a_0(980)] \rightarrow K^+K^-$ , свидетельствует в пользу такой картины и, следовательно, в пользу  $q^2\bar{q}^2$ -природы  $f_0(980)$ - и  $a_0(980)$ -состояний.

Количество событий  $N_{eeX}$  двухфотонного образования адронной системы  $X$  в реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ , когда рассеянные лептоны  $e^+$  и  $e^-$  не регистрируются, можно оценить по формуле (см., например, [8–10])

$$N_{eeX} = L_{ee} \int_{\Delta\sqrt{s}} \frac{dF}{d\sqrt{s}} \sigma(\gamma\gamma \rightarrow X; \sqrt{s}) d\sqrt{s}. \quad (1)$$

Здесь  $L_{ee}$  – интегральная светимость  $e^+e^-$ -соударений,  $\Delta\sqrt{s}$  – область интегрирования по инвариантной массе  $\gamma\gamma$ -системы,  $dF/d\sqrt{s}$  – эффективная светимость  $\gamma\gamma$ -соударений, приходящаяся на единичный интервал  $\sqrt{s}$ :

$$\frac{dF}{d\sqrt{s}} = \frac{1}{\sqrt{s}} \left( \frac{2\alpha}{\pi} \right)^2 \left( \ln \frac{E_{cm}}{2m_e} \right)^2 f(z), \quad (2)$$

где  $E_{cm}$  – энергия в системе центра масс  $e^+e^-$ ,  $f(z) = -(z^2 + 2)^2 \ln z - (1 - z^2)(3 + z^2)$ ,  $z = \sqrt{s}/E_{cm}$ .

Оценки числа событий  $N_{eeK^+K^-}$  двухфотонного рождения  $K^+K^-$ -пар в  $S$ -волне при рабочих значениях  $E_{cm}$  для детекторов КМД-3 и СНД (ВЭПП-2000, 2 ГэВ), КЛОЕ-2 (ДФНЕ, 2.4 ГэВ), BES-III (ВЕРС II, 3.77 ГэВ), Belle (КЕКВ, 10.58 ГэВ) и BABAR (РЕР-II, 10.58 ГэВ) и соответствующих ориентировочных значениях интегральной светимости  $L_{ee}$  приведены в таблице. Они показывают, что исследования скалярных вкладов в реакции  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  вблизи порога на современных коллайдерах могут стать вполне состоятельными (в настоящее время данные об этих вкладах отсутствуют).

Оценки  $N_{eeK^+K^-}$  для областей интегрирования в (1)

$$(\Delta\sqrt{s})_1: 2m_{K^+} < \sqrt{s} < 1.05 \text{ ГэВ} \text{ и } (\Delta\sqrt{s})_2: \\ 2m_{K^+} < \sqrt{s} < 1.1 \text{ ГэВ}$$

$E_{cm}$ , ГэВ	$L_{ee}$	$(\Delta\sqrt{s})_1$	$(\Delta\sqrt{s})_2$
2	$1 \text{ фб}^{-1}$	$0.56 \cdot 10^3$	$0.74 \cdot 10^3$
2.4	$5 \text{ фб}^{-1}$	$4.1 \cdot 10^3$	$5.5 \cdot 10^3$
3.77	$5 \text{ фб}^{-1}$	$8.7 \cdot 10^3$	$11.7 \cdot 10^3$
10.58	$100 \text{ фб}^{-1}$	$5.1 \cdot 10^5$	$6.9 \cdot 10^5$

В канале  $K_S^0\bar{K}_S^0$  число событий следует ожидать по крайней мере на порядок меньше. Однако даже установление надежного верхнего предела на  $S$ -волновое сечение  $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$  около порога является важным для отбора теоретических моделей, с помощью которых должны одновременно описываться реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  и  $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$  в районе  $f_0(980)$ - и  $a_0(980)$ -резонансов.

Работа частично поддержана грантом РФФИ # 10-02-00016 и Междисциплинарным проектом # 102 Сибирского отделения РАН.

1. Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, УФН **181**, 827 (2011) [N. N. Achasov, G. N. Shestakov, Physics–Uspekhi **54**, 799 (2011)].
2. T. Mori, S. Uehara, Y. Watanabe et al., Phys. Rev. D **75**, 051101(R) (2007).
3. T. Mori, S. Uehara, Y. Watanabe et al., J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 074102 (2007).
4. S. Uehara, Y. Watanabe, I. Adachi et al., Phys. Rev. D **78**, 052004 (2008).
5. S. Uehara, Y. Watanabe, H. Nakazawa et al., Phys. Rev. D **80**, 032001 (2009).
6. S. Uehara, Y. Watanabe, H. Nakazawa et al., Phys. Rev. D **82**, 114031 (2010).
7. P. del Amo Sanchez, J. P. Lees, V. Poireau et al., Phys.

- Rev. D **84**, 052001 (2011).
8. D. M. Asner, T. Barnes, J. M. Bian et al., Int. J. Mod. Phys. A **24**, S1 (2009).
9. G. Venanzoni, Chinese Phys. C **34**(6), 918 (2010).
10. G. Amelino-Camelia, F. Archilli, D. Babusci et al., Eur. Phys. J. C **68**, 619 (2010).
11. D. Babusci, C. Bini, F. Bossi et al., arXiv:1007.5219 [hep-ex].
12. E. Czerwinski, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **207**, **208**, 137 (2010).
13. F. Archilli, D. Babusci, D. Badoni et al., arXiv:1107.3782 [hep-ex].
14. V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al., Chinese Phys. C **34**(6), 650 (2010).
15. E. P. Solodov, arXiv:1108.6174 [hep-ex].
16. П. М. Астигеевич, В. М. Аульченко, М. Н. Ачасов и др., Препринт ИЯФ 2011-21, Новосибирск, 2011; <http://vepp2k.inp.nsk.su>.
17. Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, УФН **161**(6), 53 (1991) [N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Sov. Phys. Usp. **34**(6), 471 (1991)].
18. Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, ЯФ **55**, 2999 (1992) [N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Sov. J. Nucl. Phys. **55**, 1677 (1992)].
19. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Mod. Phys. Lett. A **9** 1351 (1994).
20. M. Althoff, R. Brandelik, W. Braunschweig et al., Phys. Lett. B **121**, 216 (1983).
21. R. P. Johnson, Ph. D. Thesis, Stanford University, SLAC-Report-294, 1986.
22. H. Aihara, M. Alston-Garnjost, R. E. Avery et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 404 (1986).
23. H. Albrecht, H. Ehrlichmann, G. Harder et al., Z. Phys. C **48**, 183 (1990).
24. M. Feindt and J. Harjes, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **21**, 61 (1991).
25. K. Abe, K. Abe, T. Abe et al., Eur. Phys. J. C **32**, 323 (2004).
26. M. Althoff, W. Braunschweig, F. J. Kirschfink et al., Z. Phys. C **29**, 189 (1985).
27. Ch. Berger, H. Genzel, W. Lackas et al., Z. Phys. C **37**, 329 (1988).
28. H.-J. Behrend, L. Criegee, J. B. Dainton et al., Z. Phys. C **43**, 91 (1989).
29. S. Braccini, Acta Phys. Polon. B **31**, 2143 (2000).
30. M. Acciarri, P. Achard, O. Adriani et al., Phys. Lett. B **501**, 173 (2001).
31. H. C. Huang, arXiv:hep-ex/0104024.
32. D. Faïman, H. J. Lipkin, and H. R. Rubinstein, Phys. Lett. B **59**, 269 (1975).