

**ПРОЦЕСС  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  ПРИ ЭНЕРГИИ НИЖЕ 1.0 ГэВ**

*М.Н.Ачасов, К.И.Белобородов, А.В.Бердюгин, А.Г.Богданчиков, А.В.Боженко,  
А.Д.Букин, Д.А.Букин, С.В.Бурдин, А.В.Васильев, Д.И.Ганюшин,  
В.Б.Голубев, Т.В.Димова, А.А.Дроздецкий, В.П.Дружинин<sup>1)</sup>, П.М.Иванов,  
В.Н.Иванченко, А.А.Король, М.С.Коростелев, С.В.Кошуба, Г.А.Кукарцев,  
Е.В.Пахтусова, А.А.Полунин, Е.Э.Пята, А.А.Сальников, С.И.Середняков,  
В.А.Сидоров, З.К.Силагадзе, В.В.Шарый, Ю.М.Шатунов*

*ИИЭХШХТХ ЯИУЭШСА ЪШЩЩШ ШПН ГНИНВТИЦУЭЕ С6 РАН  
НСМСЗШБШЭЗЦША ГСЭТИЕЭЗХМУШШЫА ТШШМУЭЗШХУХ  
630090 НСМСЗШБШЭЗЦЯ РСЗЗШЯ*

Поступила в редакцию 22 марта 2000 г.

В эксперименте с детектором СНД на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М в энергетическом диапазоне 0.36–0.97 ГэВ изучалась реакция  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Измерены вероятности распадов:  $B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7.8 \pm 2.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-5}$ ,  $B(\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (4.8^{+3.4}_{-1.8} \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$ .

PACS: 13.65.+i, 14.40.Cs

Настоящая работа посвящена изучению реакции

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \quad (1)$$

при энергии в системе центра масс  $E < 1$  ГэВ. В модели векторной доминантности этот процесс определяется переходами  $\rho^0 \rightarrow \omega\pi^0$  и  $\omega \rightarrow \rho^0\pi^0$  с последующим распадом  $\rho^0, \omega \rightarrow \pi^0\gamma$ . Рассчитанные в рамках этой модели вероятности распадов  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов составляют  $1.0 \cdot 10^{-5}$  и  $2.8 \cdot 10^{-5}$  [1], соответственно. Другим возможным механизмом распадов  $\rho, \omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  является электрический дипольный переход в скалярное  $\pi^0\pi^0$ -состояние. Этот механизм рассматривался в работах [2, 3] в рамках киральной теории возмущений с учетом пионных и каонных петель. Полученный вклад пионных петель для  $\rho$ -мезона  $\sim 10^{-5}$  сравним с амплитудой  $\omega\pi^0$ -механизма, для  $\omega$ -мезона пионные петлевые вклады подавлены по  $G$ -четности и поэтому незначительны. Из-за малости вероятностей распадов  $\rho, \omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  экспериментальные данные по реакции (1) в области  $E < 1$  ГэВ практически отсутствуют. Существует единственное измерение вероятности распада  $B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7.2 \pm 2.5) \cdot 10^{-5}$  [4], которое почти в три раза превышает предсказание векторной доминантности. Теоретическое объяснение этого расхождения отсутствует.

В работе анализировались данные эксперимента с детектором СНД [5], проведенного на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2М в 1998 г. в интервале энергий  $E = 360 - 970$  МэВ. Накопленная интегральная светимость  $3.6 \text{ пб}^{-1}$  соответствует около  $1.2 \cdot 10^6$  рожденных  $\omega$ -мезонов и около  $2 \cdot 10^6$   $\rho$ -мезонов.

Для анализа отбирались пятифотонные события с энерговыделением в калориметре, превышающим  $0.7 \cdot E$ , и полным импульсом, измеренным по калориметру, менее

<sup>1)</sup> e-mail: druzhinin@inp.nsk.su

0.15·E. Высокая загрузка детектора фоном от частиц, выбывающих из пучка, приводила к появлению дополнительных ложных фотонов в 4% событий. В результате происходила потеря полезных событий и возникал фон от процессов  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma, 3\gamma, 4\gamma$ . Наложения пучкового фона изучались по событиям, записанным со случайным запуском от внешнего генератора. Информация о сработавших каналах детектора в этих событиях использовалась при моделировании изучаемого и фоновых процессов для имитации наложений, которые имеют место в реальном эксперименте. Значительное подавление фона от событий с ложными фотонами было получено с помощью условий на энергию и полярный угол наименее энергичного в событии фотона:  $E_{min} > 30$  МэВ и  $30^\circ < \theta_{min} < 150^\circ$ . Другим источником фона являются события реакции  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 3\pi^0\gamma \rightarrow 7\gamma$ , которые переходят в класс пятифотонных в основном из-за слияния близких фотонов. Для подавления этого фона использовался параметр  $\chi_\gamma$ , характеризующий поперечные распределения энергодвыделений в ливнях зарегистрированных фотонов [6]. Ограничение  $\chi_\gamma < 5$  в два раза уменьшает фон от процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  при потере 5% истинных пятифотонных событий.

Дальнейший отбор осуществлялся на основе кинематической реконструкции событий. Проверялись совместимость кинематики события с гипотезами о его принадлежности к процессам  $e^+e^- \rightarrow 5\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ . При проверке второй гипотезы два из пяти фотонов считались ложными. В результате кинематической реконструкции вычислялись значения функций  $\chi^2$  гипотез:  $\chi_{5\gamma}$  и  $\chi_{3\gamma}$ . Ограничение  $\chi_{3\gamma} < 20$  полностью исключает оставшийся фон от процессов  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma, 3\gamma$  при потере лишь 2.5% событий изучаемого процесса. Распределение по параметру  $\chi_{5\gamma}$  для экспериментальных и моделированных событий приведено на рис.1. На этот параметр накладывалось ограничение:  $\chi_{5\gamma} < 20$ .

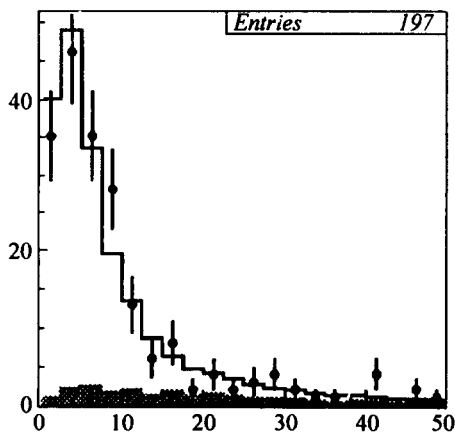


Рис.1. Распределение по параметру  $\chi_{5\gamma}$ . Точки с ошибками – эксперимент. Гистограмма – сумма событий моделирования процесса (1) и фоновых процессов. Вклад фоновых процессов показан заштрихованной гистограммой

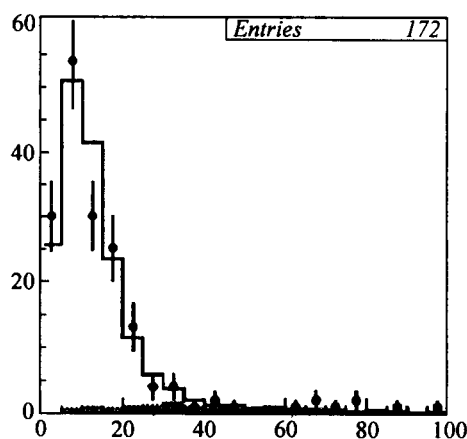


Рис.2. Распределение по параметру  $R_{min}$ . Точки с ошибками – эксперимент. Гистограмма – сумма событий моделирования процесса (1) и фоновых процессов. Вклад фоновых процессов показан заштрихованной гистограммой

Окончательный отбор осуществлялся требованием наличия в событии двух  $\pi^0$ -мезонов. Для каждой из 15 возможных для пятифотонного события пар двухфотон-

ных инвариантных масс ( $m_{1i}, m_{2i}$ ) вычислялась величина

$$R_i = \sqrt{(m_{1i} - m_{\pi^0})^2 + (m_{2i} - m_{\pi^0})^2}.$$

В качестве параметра отбора использовалась  $R_{min} = \min(R_1, R_2, \dots, R_{15})$ . Распределение по  $R_{min}$  для отобранных по описанным выше критериям событий приведено на рис.2. Там же приведено распределение для моделированных событий процесса (1) и расчетный фон. На параметр  $R_{min}$  накладывалось ограничение:  $R_{min} < 25$ .

Всего по перечисленным условиям было отобрано 153 события при расчетном фоне  $3 \pm 1$  событие. Фон определялся процессами  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow 4\gamma$ . Отобранные события сосредоточены, в основном, в двух энергетических областях: вблизи  $\omega$ -мезона (63 события) и в диапазоне 920–970 МэВ (83 события). Спектр фотонов для отобранных событий реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  из области  $\omega$ -резонанса (760–800 МэВ) приведен на рис.3. Форма спектра хорошо согласуется с расчетом по механизмам  $\rho \rightarrow \omega\pi$  и  $\omega \rightarrow \rho^0\pi^0$ , хотя число экспериментальных событий значительно превосходит ожидаемое в этой модели. Значимых отличий от расчета не было найдено и в угловых распределениях фотона и  $\pi^0$ -мезонов. Тем не менее, из-за сильной интерференции всех обсуждаемых механизмов исключить даже значительный,  $\sim 50\%$ , вклад в амплитуду распада  $\omega$ -мезона промежуточного скалярного состояния на нашем уровне статистики нельзя. Область 920–970 МэВ находится выше порога реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ , ожидаемое число событий для этой области и распределения по кинематическим параметрам согласуются с этой моделью.

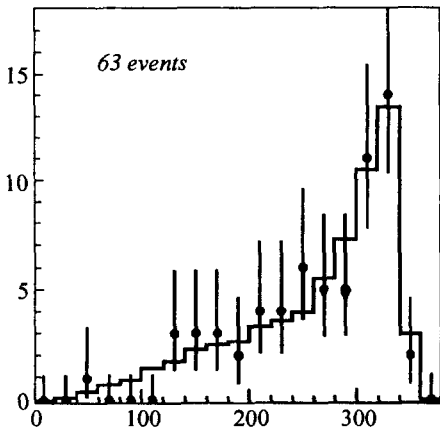


Рис.3. Спектр фотонов для экспериментальных событий реакции (1) из области  $\omega$ -резонанса (точки с ошибками) и результат моделирования в модели векторной доминантности (гистограмма)

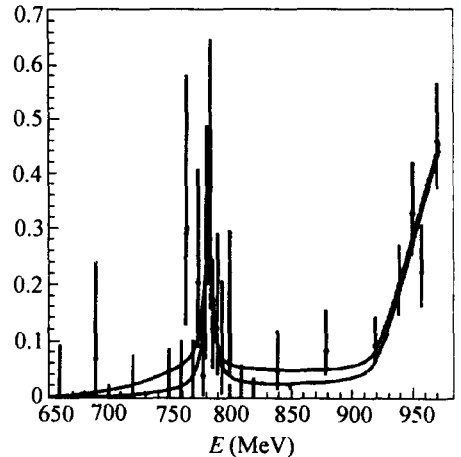


Рис.4. Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Точки с ошибками – экспериментальные данные. Кривые – результаты аппроксимации сечения в двух описанных в статье моделях

Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  в каждой точке по энергии рассчитывалось по формуле  $\sigma = N/\epsilon L(1 + \delta)$ , где  $N$  и  $L$  – число событий и интеграл светимости,  $\epsilon$  – эффективность регистрации,  $\delta$  – радиационная поправка [7]. Эффективность регистрации событий процесса (1) была вычислена по моделированию. Для расчета использовалось дифференциальное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  в модели векторной доминантности [8]. Эффективность регистрации слабо зависит от энергии и составляет

27–30%. Систематическая ошибка эффективности, в том числе и модельная ошибка за счет возможного вклада скалярного состояния, оценивается в 10%. Зависимость полученного сечения от энергии приведена на рис.4. При энергии меньше 650 МэВ не было зарегистрировано ни одного события. Для аппроксимации сечения амплитуда процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  параметризовалась следующим образом:

$$A_{\pi\pi\gamma} = A_{\rho \rightarrow \omega\pi} + \beta A_{\rho \rightarrow S\gamma} + \alpha A_{\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma}, \quad (2)$$

где  $A_{\rho \rightarrow \omega\pi}$ ,  $\beta A_{\rho \rightarrow S\gamma}$  – амплитуды распада  $\rho$ -мезона через промежуточные  $\omega\pi$ - [8] и скалярное  $S\gamma$ -состояния [2],  $\alpha A_{\omega}$  – амплитуда распада  $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Параметры для амплитуды  $A_{\rho \rightarrow \omega\pi}$  извлекались из данных по процессу  $e^+e^- \rightarrow \rho$ ,  $\rho' \rightarrow \omega\pi$  при энергии выше 1 ГэВ [9]. Величина этой амплитуды определяется константой связи  $g_{\rho\omega\pi}$ , которая при аппроксимации варьировалась от 15.5 до 16.1 ГэВ<sup>-1</sup> в зависимости от параметров  $\rho'$ -мезона. Если не учитывать вклад  $\rho'$ -мезона, константу  $g_{\rho\omega\pi}$  можно определить и без привлечения данных из области энергии выше 1 ГэВ:  $15.5 \pm 1.2$  ГэВ<sup>-1</sup>. Комплексный множитель  $\beta$  в амплитуде перехода через скалярное состояние определялся при аппроксимации. Амплитуда нормировалась таким образом, чтобы  $|\beta| = 1$  соответствовал вероятности распада  $\rho \rightarrow S\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ , равной  $10^{-5}$ . Чтобы оценить модельную зависимость параметра  $\alpha$ , рассматривались два механизма распада  $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ : чистый  $\rho^0\pi^0$ -переход и сумма  $\rho^0\pi^0$  и  $\sigma\gamma$  промежуточных состояний, где  $\sigma$  – скалярный резонанс с массой 600 МэВ и шириной 400 МэВ. В последнем случае использовалась расчетная величина вклада  $\rho^0\pi^0$  [1]. Амплитуда нормировалась таким образом, чтобы  $|\alpha| = 1$  соответствовал табличному значению вероятности распада  $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  [4].

На рис.4 приведены результаты аппроксимации сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  в двух моделях. Нижняя кривая соответствует модели, не учитывающей вклад распада  $\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  через скалярное состояние, то есть  $\beta = 0$ . Получающееся при этом значение параметра  $|\alpha| = 1.33 \pm 0.12 \pm 0.04$  соответствует  $B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (12.7 \pm 2.3 \pm 0.8) \cdot 10^{-5}$ . Первая из приведенных ошибок – статистическая, вторая – систематическая. Основной вклад в систематическую ошибку дает разница между результатами, полученными для двух описанных выше предположений о механизме распада  $\omega$ . Значение вероятности распада больше табличного на 1.5 стандартных отклонения.  $P(\chi^2)$  для этой модели равен 5%.

Верхняя кривая на рис.4 соответствует модели, когда параметр  $\beta$  определялся при аппроксимации. Согласие этой гипотезы с данными существенно лучше:  $P(\chi^2) = 24\%$ . Введение дополнительной амплитуды  $\rho \rightarrow S\gamma$  значительно увеличило ошибки параметра  $|\alpha| = 1.04 \pm 0.18 \pm 0.13$ . Параметр  $|\beta| = 1.4_{-0.5}^{+1.4} \pm 0.1$  определяется с точностью  $\sim 100\%$ , тем не менее полученное для него значение на 2.5 стандартных отклонения отлично от нуля. Поэтому в качестве окончательного результата мы приводим значения параметров во второй модели. Полученная вероятность распада  $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$

$$B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7.8 \pm 2.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-5} \quad (3)$$

в три раза превосходит расчет по модели векторной доминантности для  $\rho^0\pi^0$ -механизма [1] и подтверждает единственное предыдущее измерение  $B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7.2 \pm 2.5) \cdot 10^{-5}$  [4]. Результаты аппроксимации можно рассматривать как свидетельство существования распада  $\rho \rightarrow S\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Полученное значение вероятности распада по этому механизму  $B(\rho \rightarrow S\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (1.9_{-1.2}^{+6.0}) \cdot 10^{-5}$  по порядку

величины согласуется с расчетами в киральных моделях  $(1.0 - 1.4) \cdot 10^{-5}$  [2, 3]. Суммарная вероятность распада  $\rho$ -мезона по обоим механизмам ( $\omega\pi^0$  и  $S\gamma$ ) равна

$$B(\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (4.8_{-1.8}^{+3.4} \pm 0.2) \cdot 10^{-5}. \quad (4)$$

Этот результат является первым измерением вероятности распада  $\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда STP "Интеграция" (грант #274) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант #00-02-17481).

- 
1. A.Bramon, A.Grau, and G.Pancheri, Phys. Lett. **B283**, 416 (1992).
  2. A.Bramon, A.Grau, and G.Pancheri, Phys. Lett. **B289**, 97 (1992).
  3. E.Marco, S.Hirezaki, E.Oset, and H.Toki, Phys. Lett. **B470**, 20 (1999).
  4. D.Alde, F.G.Binon, M.Boutemeur et al., Phys. Lett. **B340**, 122 (1994).
  5. M.N.Achasov, V.M.Aulchenko, S.E.Baru et al., e-print hep-ex/9909015. To be published in Nucl. Instr. Meth.
  6. A.V.Bozhenok, V.N.Ivanchenko, and Z.K.Silagadze, Nucl. Instr. Meth. **A379**, 507 (1996).
  7. E.A.Kuraev and V.S.Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985).
  8. M.N.Achasov, V.M.Aulchenko, A.V.Berdyugin et al., Nucl. Phys. **B569**, 158 (2000).
  9. V.M.Aulchenko, M.N.Achasov, K.I.Beloborodov et al., to be published in JETP.