

ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДОВ $\rho, \omega, \phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ С ДЕТЕКТОРОМ СНД НА ВЭПП-2М

М.Н.Ачасов, С.Е.Бару, К.И.Белобородов, А.В.Бердюгин, А.В.Боженко, А.Г.Богданчиков, Д.А.Букин, С.В.Бурдин, А.В.Васильев, Ю.С.Великжанин, Т.В.Димова, В.П.Дружинин, М.С.Дубровин, Д.И.Ганюшин, И.А.Гапоненко, В.Б.Голубев, В.Н.Иванченко, И.А.Кооп, А.А.Король, С.В.Кошуба, Г.А.Кукарцев, Е.В.Пахтусова, А.А.Сальников, С.И.Середняков, В.В.Шарый, Ю.М.Шатунов, В.А.Сидоров, З.К.Силагадзе

Институт ядерной физики им.Г.И.Будкера Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 15 августа 2000 г.

В эксперименте с детектором СНД на e^+e^- колайдере ВЭПП-2М изучался процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ в диапазоне энергии $2E = 600 \div 1060$ МэВ. Измерены относительные вероятности распадов $B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.353 \pm 0.011 \pm 0.052) \cdot 10^{-2}$, $B(\omega \rightarrow \eta\gamma) = (4.62 \pm 0.71 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$ и $B(\rho \rightarrow \eta\gamma) = (2.73 \pm 0.31 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$.

PACS: 13.25.-k, 14.40.Aq

Радиационные распады легких векторных мезонов (ρ, ω, ϕ) важны для понимания низко-энергетического поведения сильного взаимодействия. Несмотря на достаточно большое число экспериментов по измерению вероятностей радиационных распадов, достигнутая точность [1] пока недостаточна для надежного определения параметров феноменологических моделей [2–4].

В данной работе представлены результаты изучения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ с последующим распадом $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$. Благодаря наличию 7 фотонов, в конечном состоянии удается существенно подавить фон по сравнению с другими каналами распада η -мезона и, следовательно, снизить систематическую погрешность.

Эксперимент проводился в 1998 г. [5] на e^+e^- колайдере ВЭПП-2М с детектором СНД [6]. Было проведено два сканирования в интервале энергий $2E_0 = 984 \div 1060$ МэВ (РНІ-98) с интегральной светимостью 8.0 pb^{-1} в 16 точках по энергии и полным числом рожденных ϕ -мезонов около $10 \cdot 10^6$. Кроме того, было выполнено сканирование (ОМЕ-98) в 38 точках по энергии $2E_0 = 360 \div 970$ МэВ с интегральной светимостью 3.5 pb^{-1} и числом рожденных ρ - и ω -мезонов около $3 \cdot 10^6$.

События изучаемого процесса

$$e^+e^- \rightarrow \eta\gamma, \eta \rightarrow 3\pi^0, \pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (1)$$

в конечном состоянии имеют семь фотонов, часть из которых, возможно, не будет зарегистрирована в детекторе. Также есть вероятность появления лишних фотонов из-за расщепления ливня в калориметре, излучения фотонов начальными частицами на большой угол или наложения пучкового фона. Основным фоновым процессом в области ϕ -резонанса является распад $\phi \rightarrow K_S K_L$, где K_S распадается на два нейтральных пиона, а K_L , взаимодействуя в калориметре, образует дополнительные "фотоны". Также есть фон от процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 + X$ с распадом $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, где X – дополнительные фотоны. Изучение экспериментальных данных показало, что КЭД

процесс $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$, накладываясь на другие события, также может дать искомую конфигурацию события.

Учитывая указанные фоновые процессы, отбор событий осуществлялся в две стадии. Вначале были отобраны события, в которых зарегистрировано шесть или более фотонов и нет заряженных частиц, со следующими условиями на полное энерговыделение в калориметре E_{tot} и суммарный импульс фотонов P_{tot} :

$$E_{tot}/2E_0 < 1.2, P_{tot}/2E_0 < 0.2/c, E_{tot}/2E_0 - cP_{tot}/2E_0 > 0.7.$$

Для отобранных событий проводилась кинематическая реконструкция, использующая измеренные углы, энергии фотонов и законы сохранения энергии-импульса, в результате которой уточнялись энергии фотонов и определялись величины χ^2 , показывающие достоверность того или иного процесса:

$$\begin{aligned} \chi^2 & - \text{в предположении процесса } e^+e^- \rightarrow n\gamma \ (n \geq 6); \\ \chi_{3\gamma}^2 & - \text{событие является процессом } e^+e^- \rightarrow 2(3)\gamma + X; \\ \chi_{\omega\pi^0}^2 & - \text{событие является процессом } e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 + X. \end{aligned}$$

Дальнейший отбор проводился со следующими ограничениями:

$$\chi^2 < 30, \chi_{3\gamma}^2 > 20, \chi_{\omega\pi^0}^2 > 20.$$

Для отобранных событий строились распределения по массе отдачи $M_{rec \gamma}$ самого энергичного фотона (рис.1). Видно, что искомый процесс доминирует во всех сканированиях. События на рис.1b с $M_{rec \gamma} > 600$ МэВ определяются процессом

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_S K_L. \quad (2)$$

Окончательный отбор событий осуществлялся по условию $400 < M_{rec \gamma} < 600$ МэВ.

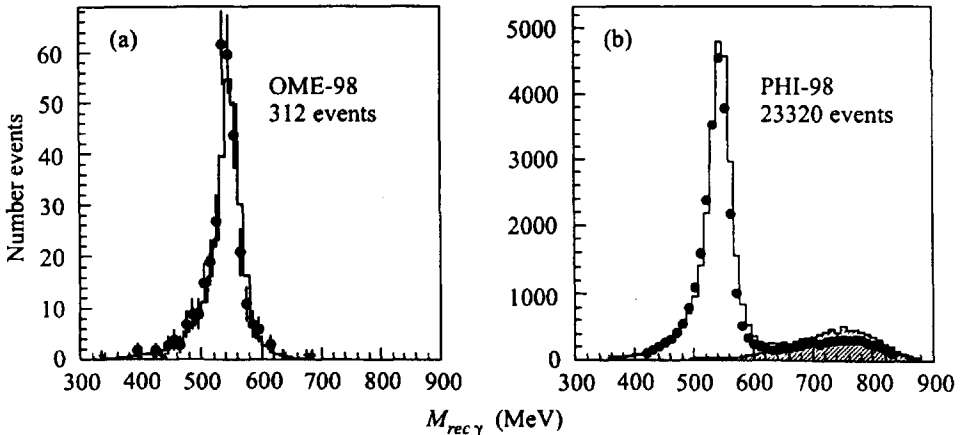


Рис.1. Распределения по массе отдачи наиболее энергичного фотона в событиях. Точки – эксперимент, гистограммы – моделирование; а) эксперимент OME-98, б) эксперимент PHI-98 (заштрихованная гистограмма – сумма моделирования фоновых процессов, сводящаяся здесь к (2))

Число наблюдаемых событий в данной точке по энергии $N(s)$ описано следующей формулой

$$N(s) = L(s) [\epsilon(s)\beta(s)\sigma(s) + \sigma_b(s)], \quad s = 4E_0^2, \quad (3)$$

где $L(s)$ – интегральная светимость, ϵ – эффективность регистрации, определенная по моделированию, β – фактор, описывающий радиационные поправки, σ_b – сечение фоновых процессов, σ – сечение искомого процесса (1).

При определении фона от процесса (2) возможна неточность в моделировании взаимодействия K_L -мезона с веществом калориметра. Из рис.1b видно, что вклад процесса (2) в области $M_{rec \gamma} > 600$ МэВ является доминирующим, а вкладом искомого процесса (1) можно пренебречь. Поэтому число событий процесса (2) в области $400 < M_{rec \gamma} < 600$ МэВ определялось из числа экспериментальных событий в интервале $600 < M_{rec \gamma} < 800$ МэВ и определенного из моделирования отношения числа событий $K_S K_L$, попадающих в интервалы масс $400 < M_{rec \gamma} < 600$ МэВ и $600 < M_{rec \gamma} < 800$ МэВ.

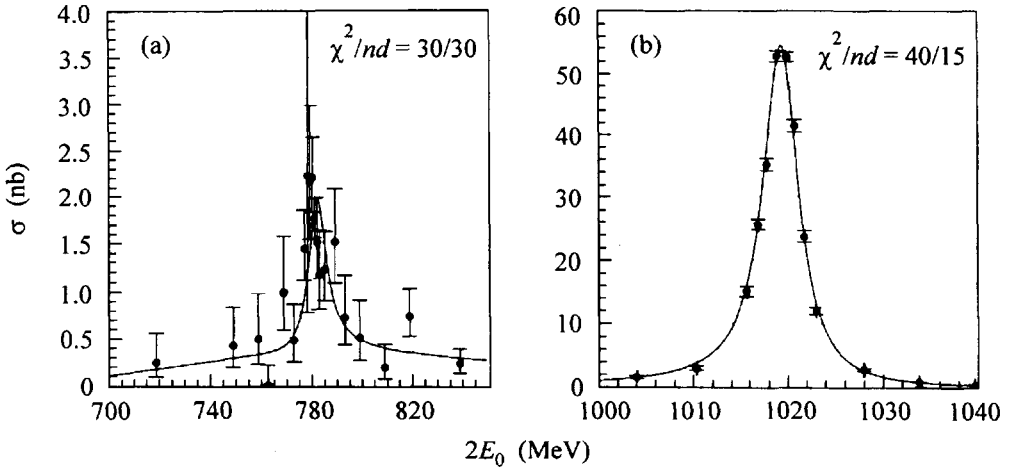


Рис.2. Измеренное полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$: а) область ρ, ω -мезонов, б) область ϕ -мезона

Параметризация полученного сечения в зависимости от энергии (рис.2) производилась по формулам модели векторной доминантности [7] с учетом вклада ρ, ω и ϕ резонансов:

$$\sigma(s) = \frac{F(s)}{s^{3/2}} \left| \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \sqrt{12\pi \prod_{BVP} \frac{m_V^3}{F(m_V^2)} \frac{\Gamma_V e^{i\varphi_V}}{D_V(s)}} \right|^2, \quad (4)$$

где $F(s) = [(s - m_\eta^2)/2\sqrt{s}]^3$ и $D(s) = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s)$. Свободными параметрами аппроксимации были произведения

$$\prod_{BVP} = Br_{V \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{V \rightarrow \eta\gamma} \cdot Br_{\eta \rightarrow 3\pi^0} \cdot Br_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma}.$$

Относительные фазы резонансов были фиксированы: $\varphi_\rho = \varphi_\omega = 0, \varphi_\phi = \pi$. В результате аппроксимации получены следующие результаты:

$$\begin{aligned} Br_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} \cdot Br_{\eta \rightarrow 3\pi^0} &= (1.249 \pm 0.011 \pm 0.035) \cdot 10^{-6}, \\ Br_{\omega \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\omega \rightarrow \eta\gamma} \cdot Br_{\eta \rightarrow 3\pi^0} &= (1.01 \pm 0.16 \pm 0.03) \cdot 10^{-8}, \\ Br_{\rho \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\rho \rightarrow \eta\gamma} \cdot Br_{\eta \rightarrow 3\pi^0} &= (3.77 \pm 0.45 \pm 0.11) \cdot 10^{-9}. \end{aligned} \quad (5)$$

Первая ошибка в приведенных величинах статистическая, вторая ошибка систематическая, обусловленная вкладами ошибок определения эффективности регистрации и неточностью измерения светимости. Светимость измерялась по процессу упругого рассеяния электрона и позитрона на большие углы, а также по процессу двухквантовой аннигиляции. Различие результатов измерения двумя методами не превышает 1%. Точность теоретических формул, использованных для моделирования упругого рассеяния, а также экспериментальных условий позволяют оценить точность измерения светимости в нашем случае около 2%. Для оценки систематических ошибок эффективности регистрации была исследована устойчивость результатов при изменении условий отбора: добавлялись ограничения на полярный угол фотонов и число частиц $N_\gamma = 7$; использовались только полностью реконструированные события $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$. Как обсуждалось выше, из-за излучения начальных частиц на большие углы и наложения предыдущих событий в калориметре СНД появляются дополнительные "ложные" фотоны. Поэтому в одной из проверок из кинематической реконструкции были исключены фотоны с энергией меньше 50 МэВ и имеющие полярный угол меньше 36° . Кроме того, были обработаны независимо два сканирования ϕ -мезона. Все проверки показали устойчивость результатов, и суммарная систематическая ошибка эффективности с учетом всех эффектов оценивается на уровне 2%. Она считается независимой от систематической ошибки светимости.

Используя величины $Br_{V \rightarrow e^+e^-}$, $Br_{\eta \rightarrow 3\pi^0}$ и $Br_{\rho \rightarrow 2\gamma}$ из PDG [1] из (5), можно получить:

$$\begin{aligned}
 Br_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} &= (4.049 \pm 0.033 \pm 0.153) \cdot 10^{-6}, \\
 Br_{\omega \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\omega \rightarrow \eta\gamma} &= (3.29 \pm 0.50 \pm 0.12) \cdot 10^{-8}, \\
 Br_{\rho \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\rho \rightarrow \eta\gamma} &= (1.22 \pm 0.14 \pm 0.07) \cdot 10^{-8}, \\
 Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} &= (1.353 \pm 0.011 \pm 0.052) \cdot 10^{-2}, \\
 Br_{\omega \rightarrow \eta\gamma} &= (4.62 \pm 0.71 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}, \\
 Br_{\rho \rightarrow \eta\gamma} &= (2.73 \pm 0.31 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}, \\
 \sigma_{\phi \rightarrow \eta\gamma} &= (57.16 \pm 0.46 \pm 1.64) \text{ nb}, \\
 \sigma_{\omega \rightarrow \eta\gamma} &= (0.79 \pm 0.12 \pm 0.02) \text{ nb}, \\
 \sigma_{\rho \rightarrow \eta\gamma} &= (0.303 \pm 0.035 \pm 0.009) \text{ nb},
 \end{aligned} \tag{6}$$

где $\sigma_{V\eta\gamma} = 12\pi Br_{V \rightarrow e^+e^-} Br_{V \rightarrow \eta\gamma} / m_V^2$, ошибки табличных величин включены в систематические. Используя полученные данные (5), результаты предыдущих измерений СНД [8, 9] и данные по ширинам ρ - и ω -мезонов [1], можно получить значения отношений

$$\begin{aligned}
 \frac{B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{B(\eta \rightarrow \gamma\gamma) + B(\eta \rightarrow 3\pi^0)} &= 0.309 \pm 0.012, \\
 B(\eta \rightarrow 3\pi^0) / B(\eta \rightarrow \gamma\gamma) &= 0.796 \pm 0.026, \\
 \Gamma_{\rho \rightarrow \eta\gamma} / \Gamma_{\omega \rightarrow \eta\gamma} &= 10.6 \pm 2.2.
 \end{aligned} \tag{7}$$

Данные нашей работы (5) – (7) находятся в согласии с данными других экспериментов [8–12]. Вероятности распадов ϕ , $\omega \rightarrow \eta\gamma$ измерены с точностью, близкой к табличной [1], а для вероятности распада $\rho \rightarrow \eta\gamma$ точность улучшена более чем в 2 раза. Отметим, что $Br_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} \cdot Br_{\eta \rightarrow 3\pi^0}$ (5) измерено заметно точнее, чем

$Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma}$ (6), поскольку лептонная ширина ϕ -мезона известна с точностью 2.7%, что заметно хуже статистической точности нашего измерения.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда "Университеты России" (грант # 3Н-339-00) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 99-02-16813, 00-02-17478 и 00-02-17481).

-
1. A.Caso et al., Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C3**, (1998).
 2. P.O'Donnel, Rev. Mod. Phys. **53**, 673 (1981).
 3. G.Morpurgo, Phys. Rev. **D42**, 1497 (1990).
 4. M.Benayoun et al., Phys. Rev. **D59**, 114027 (1999).
 5. M.N.Achasov et al., Preprint Budker INP 98-65, Novosibirsk, 1998.
 6. M.N.Achasov et al., Nucl. Instrum. Meth. **A449**, 125, (2000).
 7. N.N.Achasov et al., J. of Modern Physics **7A**, 3187 (1992).
 8. N.N.Achasov et al., Eur. Phys. J. **C12**, 25 (2000).
 9. N.N.Achasov et al., JETP **90**, 17 (2000).
 10. М.Н.Ачасов и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 573 (1998).
 11. R.R.Akhmetshin et al., Phys. Lett. **B460**, 242 (1999); hep-ex/9907003.
 12. T.Cose et al., Phys. Rev. **D61**, 032002 (200).