Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 2, с. 84 – 88

Измерение сечения процесса $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$ в области энергии $\sqrt{s} = 1.04{-}1.38$ ГэВ со сферическим нейтральным детектором на коллайдере ВЭПП-2М

М. Н. Ачасов[+*], *К. И. Белобородов*[+], *А. В. Бердюгин*[+*], *А. Г. Богданчиков*[+], *Д. А. Букин*[+], *А. В. Васильев*[+], *В. Б. Голубев*[+*], *Т. В. Димова*[+], *В. П. Дружинин*[+], *И. А. Кооп*[+], *А. А. Король*[+], *С. В. Кошуба*[+*], *Е. В. Пахтусова*[+], *С. И. Середняков*[+*], *З. К. Силагадзе*[+*], *А. Н. Скринский*[+], *Ю. М. Шатунов*[+], *Д. А. Штоль*[+1)]

[+]*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отд. РАН, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 16 июня 2010 г.

Измерено сечение процесса $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$ в канале $\eta \to 2\gamma$ в области энергии $\sqrt{s} = 1.04{-}1.38$ ГэВ. Использовались данные с интегральной светимостью 9.05 пб$^{-1}$, накопленные на коллайдере ВЭПП-2М со сферическим нейтральным детектором (СНД). Полученные результаты не противоречат данным BaBar и КМД2 и имеют более высокую статистическую точность.

1. Введение. Процесс $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$ представляет интерес с точки зрения исследования структуры изовекторной части электромагнитного адронного тока, а также измерения полного сечения аннигиляции e^+e^- в адроны. Энергетическая зависимость сечения может быть использована для проверки гипотезы сохранения векторного тока путем сравнения с распределением по массе адронной системы в распаде $\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$. Этот процесс изучался в нескольких экспериментах, в частности, на криогенных магнитных детекторах (КМД) [1] и BaBar [2]. В обоих экспериментах использовался канал распада $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$. В данной работе этот процесс изучается в канале $\eta \to \gamma\gamma$.

Основной диаграммой процесса в модели векторной доминантности является диаграмма рис.1, где

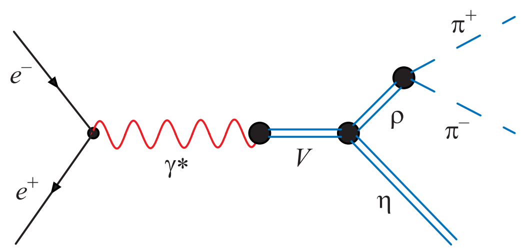

Рис.1. Диаграмма процесса $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$ в модели векторной доминантности

в качестве промежуточного векторного состояния V могут выступать резонансы $\rho(770)$, $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$. Существуют и другие диаграммы [3], но их вклад в рассматриваемой области энергии пренебрежимо мал.

2. Эксперимент. Эксперимент проводился на ускорительном комплексе ВЭПП-2М с СНД. Для обработки использовались данные трех сканирований в области энергий 1.04–1.38 ГэВ, выполненных в 1997 и 1999 гг. Анализ проводился для каждого сканирования по отдельности с последующим усреднением результатов. Полная интегральная светимость составила 9.05 пб$^{-1}$.

СНД [4] включает трековую систему, состоящую из двух дрейфовых камер, сцинтилляционный счетчик, трехслойный электромагнитный калориметр на основе кристаллов NaI(Tl), общая толщина которого составляет $13.4X_0$, и мюонную систему. Энергетическое разрешение калориметра описывается формулой $\sigma_E/E = 4.2\%/\sqrt[4]{E(\text{ГэВ})}$, а угловое – $\sigma_\phi = 0.82^\circ/\sqrt{E(\text{ГэВ})} \oplus 0.63^\circ$.

3. Отбор событий. Первичный отбор событий процесса $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \gamma\gamma$ производился с использованием следующих условий:

- число заряженных частиц равно 2 (заряженной частицей считается трек в трековой системе, которому соответствует кластер сработавших счетчиков в калориметре);

- число фотонов равно 2 (фотоном считается кластер сработавших счетчиков в калориметре, для которого нет трека в трековой системе);

- $0.5 < E_{\text{tot}}/\sqrt{s} < 0.9$, где E_{tot} – полное энерговыделение в калориметре;

1) e-mail: shtol@inp.nsk.su

- $22.5° < \theta_{1.2} < 157.5°$, где $\theta_{1,2}$ – полярные углы вылета заряженных частиц;
- $36° < \theta_{3,4} < 144°$, где $\theta_{3,4}$ – полярные углы вылета фотонов;
- $\xi_{3,4} < 0$ – параметр "качества" фотона, использующий поперечное распределение энергии в электромагнитном ливне в калориметре [5];
- $R_{1,2} < 1$ см, где $R_{1,2}$ – расстояния от треков до оси пучков;
- $|Z_{\rm k}| < 5$ см, где $Z_{\rm k}$ – координата вдоль оси пучков точки вылета заряженных частиц по результатам реконструкции треков в предположении, что треки исходят из одной вершины.

По данным условиям было отобрано 4014 событий. Далее выполнялась кинематическая реконструкция событий в гипотезе $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ без дополнительных предположений о промежуточных состояниях, и производился отбор по условиям:

- $\chi^2_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma} < 20$, где χ^2 – параметр кинематической реконструкции события;
- 300 МэВ/c^2 $\le m^{\rm corr}_{\gamma\gamma} \le$ 700 МэВ/c^2, где $m^{\rm corr}_{\gamma\gamma}$ – инвариантная масса фотонов по результату кинематической реконструкции.

В результате было отобрано 2471 событие.

4. Определение числа событий. Основными источниками фона являются процессы: $e^+e^- \to \to \omega\pi \to 4\pi$, $e^+e^- \to a_1\pi \to 4\pi$, $e^+e^- \to 3\pi$ и $e^+e^- \to \to e^+e^-\gamma\gamma$. Для проверки правильности учета фоновых процессов была проведена оценка числа событий фоновых процессов и сравнение экспериментального и моделированного спектров инвариантных масс фотонов в интервале 1300 МэВ $\le \sqrt{s} \le$ 1380 МэВ. В этом интервале суммарная интегральная светимость составила 3.06 пб$^{-1}$.

Ожидаемое число событий фоновых процессов оценивалось, исходя из их экспериментальных сечений для адронных процессов [6, 7] и расчетным способом для процесса $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$.

На рис.2 приведены результаты сравнения моделированных спектров инвариантных масс фотонов $m_{\gamma\gamma}$, нормированных на светимость, со спектром экспериментальных событий. Показаны вклады адронного и электромагнитного фонов, вклад изучаемого процесса и суммарный спектр для изучаемого процесса и фона. Видно, что суммарный моделированный спектр удовлетворительно согласуется с экспериментальным.

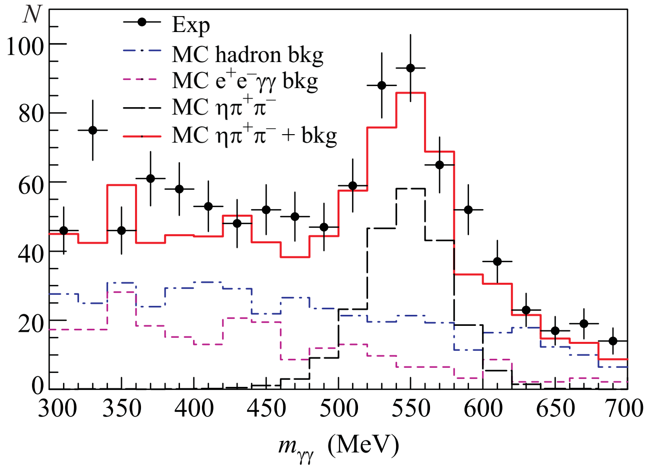

Рис.2. Распределение по $m_{\gamma\gamma}$ для области энергий $1300 \le \sqrt{s} \le 1380$ – эксперимент, моделированные фон и эффект и структура фона по моделированию

Для отобранных событий строился спектр инвариантных масс $m^{\rm corr}_{\gamma\gamma}$, который аппроксимировался функцией

$$F(x) = F_{\rm peak}(x) + P_2(x), \tag{1}$$

где $F_{\rm peak}(x)$ описывает форму пика, а полином второй степени $P_2(x)$ – подложку.

Для аппроксимации пика использовалась сумма двух распределений Гаусса:

$$\begin{gathered} F^0_{\rm peak}(x) = N[kG(x,m_1,\sigma_1)+ \\ +(1-k)G(x,m_2,\sigma_2)], \\ G(x,m,\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left(-\frac{(x-m)^2}{\sigma^2}\right). \end{gathered} \tag{2}$$

При такой нормировке параметр N имеет смысл полного числа событий в пике.

Так как экспериментальная статистика слишком мала для определения всех параметров пика, эти параметры, кроме числа событий, были определены на основе моделирования и зафиксированы при обработке экспериментальных данных. Определение параметров производилось следующим образом: для опорной точки $\sqrt{s} = 1350$ МэВ была произведена подгонка моделированного спектра функцией $F^0_{\rm peak}(x)$, на основании чего были определены значения параметров $m^0_1, m^0_2, k_0, \sigma^0_1, \sigma^0_2$. В дальнейшем все эти параметры фиксируются на найденных оптимальных значениях.

Поскольку, однако, ширина пика зависит от $\sqrt{s}$, необходимо учесть эту зависимость при аппроксимации экспериментальных данных. С этой целью функция для аппроксимации пика в экспериментальном спектре была задана следующим образом:

$$F_{\text{peak}} = aF^0_{\text{peak}}(a(x - m_1 - S) + m_1). \tag{3}$$

Таким образом, a имеет смысл поправки к ширине, а S — сдвига. При этом N сохраняет смысл полного числа событий в пике. Этой функцией были подогнаны спектры инвариантных масс во всех точках по моделированию (со свободными параметрами N, a, S). Была построена зависимость a от энергии пучка, которая описывается квадратичной функцией. Изменение a на изучаемом интервале составляет 30%.

Далее была проведена аппроксимация экспериментального спектра инвариантных масс для точки $\sqrt{s} = 1377$ МэВ. По ее результатам были определены ширина и положение пика (которые значимо не отличаются от расчетных). При аппроксимации экспериментальных спектров в остальных точках по энергии значение a фиксировалось по результатам аппроксимации зависимости $a(\sqrt{s})$, а положение пика – на экспериментальном значении для $\sqrt{s} = 1377$ МэВ (547 МэВ). Таким образом, свободным параметром было только число событий N. Пример фитированного спектра показан на рис.3.

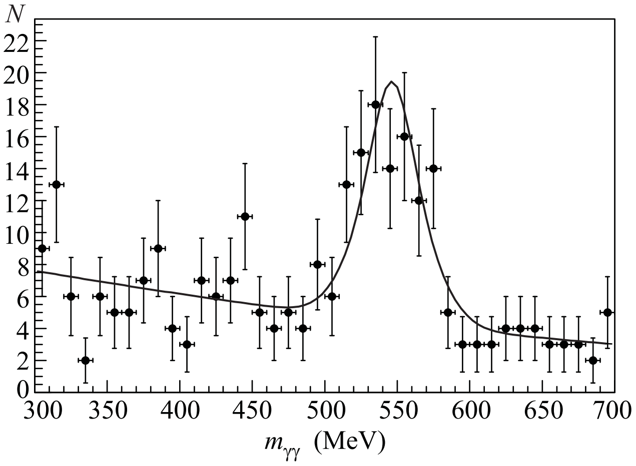

Рис.3. Экспериментальный спектр инвариантных масс для $\sqrt{s} = 1377$ МэВ и его аппроксимация

Эффективность регистрации определялась на основе моделирования с использованием программы UNIMOD [8] и находится в пределах 9.1%–10.2% в зависимости от энергии.

5. Видимое сечение. Видимое сечение вычислялось для каждого сканирования в отдельности как $\sigma_{\text{vis}} = N_{\text{eff}}/IL\epsilon$, где N_{eff} – число событий эффекта, IL – интегральная светимость, а ϵ – эффективность регистрации в данном интервале энергий для данного эксперимента. Затем видимое сечение усреднялось с весами, обратно пропорциональными квадратам погрешностей для каждого интервала энергии по всем трем экспериментам. Результаты приведены в таблице.

Борновское сечение процесса $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$, измеренное в данной работе. Здесь σ_{vis} – видимое сечение, σ_{B} – борновское сечение, δ – радиационная поправка

$\sqrt{s}$, МэВ	σ_{vis}, нб	σ_{B}, нб	$1+\delta$
1080.43	$\le$0.065 CL=95%	$\le$0.075 CL=95%	0.875
1167.29	0,074 $\pm$ 0.047	0.084 $\pm$ 0.054	0.876
1237.63	0,220 $\pm$ 0.081	0.252 $\pm$ 0.093	0.872
1289.71	0,336 $\pm$ 0.100	0.387 $\pm$ 0.115	0.868
1325.54	0,599 $\pm$ 0.165	0.692 $\pm$ 0.191	0.866
1351.41	0,644 $\pm$ 0.114	0.742 $\pm$ 0.134	0.867
1376.52	1,105 $\pm$ 0.188	1.269 $\pm$ 0.218	0.871

6. Борновское сечение. Борновское сечение вычислялось с помощью программы аппроксимации сечений с учетом радиационных поправок FIT [9]. Борновское сечение связано с видимым следующим образом:

$$\sigma_{\text{vis}} = \int\limits_0^{\frac{2E_{\max}}{\sqrt{s}}} \sigma_{\text{B}}(\sqrt{s(1-z)})F(z,s)dz = \sigma_{\text{B}}(1+\delta), \tag{4}$$

где $F(z,s)$ – функция излучения фотона, δ – радиационная поправка, $E_{\max}$ – верхний предел энергии фотонов, излучение которых учитывается.

Аппроксимация сечения проводилась с использованием функции, описанной в работе [3]:

$$\sigma_{\text{B}}(e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-) = \int\limits_{4m_\pi^2}^{(\sqrt{s}-m_\eta)^2} \frac{d\sigma}{dq^2}dq^2,$$

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4\alpha^2}{3}\frac{1}{s\sqrt{s}}\frac{\sqrt{q^2}\Gamma_\rho(q^2)p_\eta^3(s,q^2)}{(q^2-m_\rho^2)^2 + (\sqrt{q^2}\Gamma_\rho(q^2))^2}|F(s)|^2,$$

$$P_\eta^2 = \frac{(s-m_\eta^2-q^2)^2 - 4m_\eta^2 q_2}{4s}, \tag{5}$$

где q – суммарный 4-импульс системы $\pi^+\pi^-$, $F(s)$ – формфактор вершины $V\rho\eta$. Зависимость ширины $\rho(770)$ от передачи 4-импульса задается формулой

$$\Gamma_\rho(q^2) = \Gamma_\rho(m_\rho^2)\frac{m_\rho^2}{q^2}\left(\frac{p_\pi^2(q^2)}{p_\pi^2(m_\rho^2)}\right)^{3/2}, \tag{6}$$
$$p_\pi^2(q^2) = q^2/4 - m_\pi^2.$$

Для $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$ ширины считались фиксированными: $\Gamma_{\rho(1450)} = 400$ МэВ и $\Gamma_{\rho(1700)} = 250$ МэВ.

Формфактор $F(s)$ описан как

$$F(s) = \sum_V \frac{m_V^2}{g_{V\gamma}} \frac{g_{V\rho\eta}}{s - m_V^2 + i\sqrt{s}\Gamma_V(s)}. \qquad (7)$$

В [3] под V понимаются $\rho(770)$ и $\phi(1020)$, но в исследуемой нами области вклад ϕ несуществен, зато ожидается существенный вклад от $\rho(1450)$ и менее значительный от $\rho(1700)$. Так что в нашем случае V принимает значения $\rho(770)$, $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$. Величину $g_{V\rho\eta}$ можно записать как $|g_{V\rho\eta}|\exp(i\phi_V)$. Для $\rho(770)$ принимается $\phi_{\rho(770)} = 0$. Для фаз $\phi_{\rho(1450)}$ и $\phi_{\rho(1700)}$ допускались значения $0,\pi$. Обозначим $g_V = g_{V\rho\eta}/g_{V\gamma}$.

Программа FIT аппроксимирует измеренное видимое сечение функцией (4), где $\sigma_{\rm B}$ описывается формулой (5).

Значения $|g_{\rho\rho\eta}|$ и $g_{\rho\gamma}$ вычислялись из данных PDG [10] по формулам из [11]:

$$g_{\rho\gamma}^2 = \frac{4\pi}{3}\alpha^2 \frac{m_\rho}{\Gamma_{\rho\to e^+e^-}},$$
$$g_{\rho\eta\gamma}^2 = \frac{24}{\alpha} m_\rho^3 \frac{\Gamma_{\rho\to\eta\gamma}}{(m_V^2 - m_\eta^2)^3}, \qquad (8)$$
$$g_{\rho\rho\eta} = g_{\rho\gamma} g_{\rho\eta\gamma}.$$

Численные значения составляют: $g_{\rho\rho\eta} = 0.0078$ МэВ$^{-1}$, $g_{\rho\gamma} = 4.97$ на основе данных [10]. Таким образом, свободными параметрами подгонки являются $g_{\rho(1450)}$ и $g_{\rho(1700)}$, принимающие действительные значения с произвольным знаком.

Фитирование данных производилось в двух вариантах: фитирование только данных СНД (рис.4) и фитирование данных СНД совместно с данными BaBar [2] (рис.5). В последнем случае использовались только данные BaBar в области $\sqrt{s}$ выше 1400 МэВ. Численные значения сечения по данным СНД приведены в таблице, $g_{\rho(1450)} = -52.2 \pm 3.4$ МэВ$^{-1}$. Измерить $g_{\rho(1700)}$ на основе одних только данных СНД невозможно, поэтому при их фитировании $g_{\rho(1700)}$ была принята равной нулю.

Использование данных BaBar в аппроксимации приводит к изменению радиационной поправки и, соответственно, борновского сечения на доли процента.

7. Систематические погрешности. При определении систематических погрешностей учитывались следующие источники: неточность моделирования множественности фотонов, неточность моделирования распределения по χ^2, неточность моделирования спектра полного энерговыделения, неточность воспроизведения распределения по углам вылета фотонов, неточность воспроизведения распределения по "качеству" фотонов, неточность реконструкции точки вылета, погрешности фиксированных констант связи, погрешность ширины $\rho(1450)$.

Существенным является только вклад погрешности моделирования распределения по χ^2 (10,5%). Вклады остальных источников несущественны (составляют единицы процентов и менее).

8. Заключение. В работе измерено сечение процесса $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$ в канале $\eta \to \gamma\gamma$ на e^+e^--коллайдере ВЭПП-2М в области энергии $\sqrt{s} = 1.04-1.38$ ГэВ с СНД. Результаты данной работы согласуются с результатами BaBar и КМД2 и при этом имеют более высокую точность. Все данные

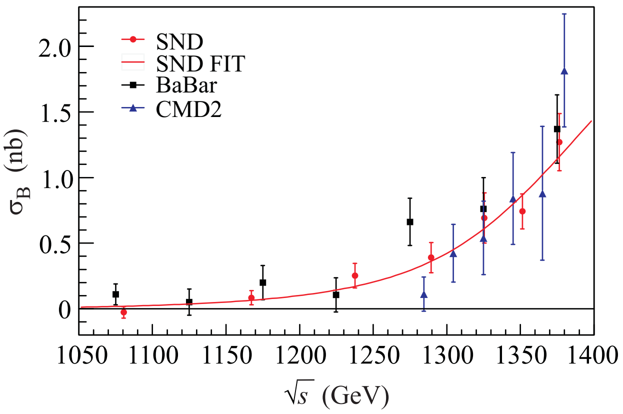

Рис.4.Борновское сечение процесса $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$, измеренное в данной работе и по результатам предыдущих измерений (BaBar, КМД2) и описанная в тексте аппроксимирующая кривая

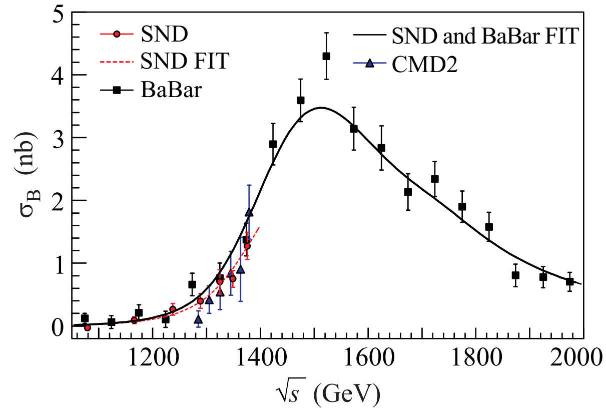

Рис.5. Борновское сечение процесса $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$, измеренное в данной работе и по результатам предыдущих измерений (BaBar, КМД2), аппроксимирующая кривая для результатов СНД (штриховая линия) и совместная аппроксимирующая кривая для результатов СНД и BaBar (сплошная линия). Данные BaBar ниже $\sqrt{s} = 1400$ МэВ не использованы

удовлетворительно описываются в рамках модели векторной доминантности вкладами $\rho(770)$, $\rho(1450)$, $\rho(1700)$.

---

1. R. R. Akhmetshin et al., Phys. Lett. B **489**, 125 (2000).
2. B. Aubert et al., Phys. Rev. D **76**, 092005 (2007).
3. Н. Н. Ачасов, В. А.Карнаков, Письма в ЖЭТФ **39**, 285 (1984).
4. В. М. Аульченко и др., Препринт ИЯФ 99-16, Новосибирск 1999 г.
5. A. V. Bozhenok et al., Nucl. Instr. Meth. A **379**, 507 (1996).
6. М. Н. Ачасов и др., ЖЭТФ **123**, 899 (2003).
7. M. N. Achasov et al., Phys. Rev. D **66**, 032001 (2002).
8. А. Д. Букин и др., Препринт ИЯФ 94-40, Новосибирск, 1994.
9. А. В. Боженок и др., Препринт ИЯФ 99-103, Новосибирск, 1999.
10. C. Amster et al., Phys. Lett. B **667**, (2008).
11. M. N. Achasov et al., J. Exp. Theor. Phys. **101**, 1053 (2005).