

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДОВ $\omega, \rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

М. Н. Ачасов^{a,b}, *К. И. Белобородов*^{a,b}, *А. В. Бердюгин*^a, *А. Г. Богданчиков*^a,
А. Д. Бужин^{a,b}, *Д. А. Бужин*^a, *А. В. Васильев*^{a,b}, *В. Б. Голубев*^{a,b}, *Т. В. Димова*^{a,b*},
В. П. Дружинин^{a,b}, *И. А. Кооп*^{a,b}, *А. А. Король*^a, *С. В. Кошуба*^a,
Е. В. Пахтусова^a, *Е. А. Переведенцев*^a, *С. И. Середняков*^{a,b},
З. К. Силагадзе^{a,b}, *А. Н. Скринский*^a, *Ю. М. Шатунов*^{a,b}

^a Институт ядерной физики им. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
 630090, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный университет
 630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 18 февраля 2008 г.

В экспериментах со сферическим нейтральным детектором на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М проведено исследование процессов $e^+e^- \rightarrow \omega, \rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Измерена вероятность конверсионного распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$: $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (0.761 \pm 0.053 \pm 0.064) \cdot 10^{-3}$ и установлен верхний предел вероятности распада $\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$: $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 1.2 \cdot 10^{-5}$ (90 % CL). При трех значениях квадрата переданного 4-импульса измерена величина переходного формфактора.

PACS: 13.66.Bc, 14.40.Aq, 13.40.Gp, 12.40.Vv

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение конверсионных распадов вида $V \rightarrow P e^+ e^-$, где V — векторный, а P — псевдоскалярный мезоны, дает информацию об электромагнитной структуре V - P -перехода. На рис. 1 изображена диаграмма этих процессов. Количественно электромагнитная структура V - P -перехода описывается переходным формфактором $F(q^2)$, зависящим от квадрата 4-импульса q^2 виртуального фотона γ^* . Полная вероятность распада определяется преимущественно областью инвариантных масс e^+e^- -пары вблизи порога $q^2 = 4m_e^2$ (m_e — масса электрона), где отличие переходного формфактора от единицы пренебрежимо мало. Влияние переходного формфактора проявляется, в основном, в жесткой части спектра инвариантных масс e^+e^- -пар. Вероятность конверсионного распада составляет около 1 % от вероятности соответствующего радиационного распада $V \rightarrow P\gamma$.

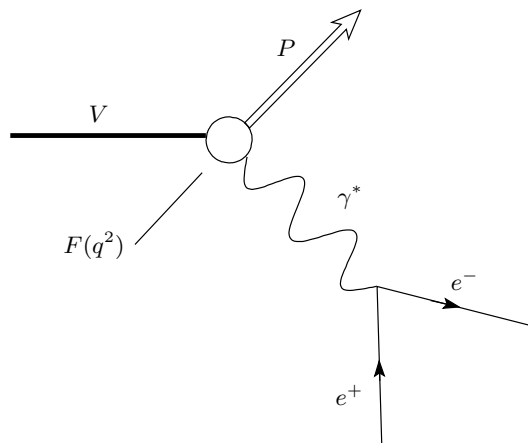


Рис. 1. Диаграмма конверсионного распада $V \rightarrow P e^+ e^-$

Целью данной работы является измерение вероятностей распадов $\omega, \rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, а также переходного формфактора $|F(q^2)|$. Ранее вероятность распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ измерялась на нейтральном де-

*E-mail: baiert@inp.nsk.su

Таблица 1. Результаты предыдущих измерений и теоретические расчеты вероятностей распадов $\omega, \rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Процесс	Результаты измерений	Теория [4, 5]
$\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	$(0.59 \pm 0.19) \cdot 10^{-3}$ [1] $(0.819 \pm 0.094) \cdot 10^{-3}$ [2]	$0.8 \cdot 10^{-3}$
$\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	$< 1.6 \cdot 10^{-5}$ [2]	$(0.5-0.6) \cdot 10^{-5}$

тектуре (НД) [1] и криогенном магнитном детекторе (КМД-2) [2], а для вероятности распада $\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ был установлен верхний предел [2]. Результаты этих экспериментов и теоретических расчетов приведены в табл. 1. Переходный формфактор $|F(q^2)|$ в процессе $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ был измерен ранее на КМД [2]. Кроме того, ранее он также измерялся в процессе $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ [3].

2. ДЕТЕКТОР, ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент по изучению процессов $e^+ e^- \rightarrow \omega, \rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ проводился на $e^+ e^-$ -коллайдере ВЭПП-2М [6] со сферическим нейтральным детектором (СНД). СНД [7] представляет собой универсальный немагнитный детектор, главной частью которого является трехслойный электромагнитный калориметр, состоящий из 1632 счетчиков с кристаллами NaI(Tl). Энергетическое разрешение калориметра для фотонов составляет

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{4.2\%}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}}$$

угловое разрешение — около 1.5° , телесный угол — 90% от 4π . Углы вылета заряженных частиц измеряются трековой системой, состоящей из двух цилиндрических дрейфовых камер. Телесный угол трековой системы составляет 95% от 4π , угловое разрешение — 0.5° и 2° соответственно для азимутального и полярного углов.

В этой работе использовались данные двух экспериментов в области энергии 360–970 МэВ, проведенных в 1998 (ОМЕ 98) и 2000 (ОМЕ 00) гг. [8], с полной интегральной светимостью 9.8 пб^{-1} . Полное число рождений ω - и ρ -мезонов составляет соответственно $3.8 \cdot 10^6$ и $7.0 \cdot 10^6$.

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

3.1. Отбор событий

В большей части событий изучаемого процесса угол разлета электрона и позитрона настолько мал, что в трековой системе СНД электрон-позитронная пара регистрируется как один трек.

Для отбора таких событий процесса $e^+ e^- \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ использовались следующие критерии:

1) событие содержит одну заряженную частицу и два фотона;

2) расстояние R между треком заряженной частицы и пучком в плоскости $R-\phi$ не превышает 0.5 см, z -координата ближайшей к пучку точки трека ограничена условием $|z| < 10$ см;

3) полярные углы каждой из частиц находятся в пределах $36^\circ < \theta_i < 144^\circ$;

4) полное энерговыделение в калориметре E_{tot} не менее $0.8\sqrt{s}$, где $s = 4E_b^2$, E_b — энергия пучка;

5) величина суммарного импульса частиц P_{tot} в событии, измеренная по калориметру, ограничена условием $P_{tot}/E_{tot} < 0.15$;

6) энергия каждого из фотонов превышает 50 МэВ;

7) $\chi^2 < 20$, где χ^2 — параметр кинематической реконструкции события в гипотезе $e^+ e^- \rightarrow \{e^+ e^-\} \gamma \gamma$, где $\{e^+ e^-\}$ обозначает $e^+ e^-$ -пару, зарегистрированную в детекторе как одна частица;

8) инвариантная масса пары фотонов лежит в пределах $100 < M_{\gamma\gamma} < 200 \text{ МэВ}/c^2$;

9) ограничения на суммарную энергию $e^+ e^-$ -пары и квадрат массы отдачи π^0 -мезона

$$M_{rec}^2 = \sqrt{s} (\sqrt{s} - 2E_{\pi^0}) + m_{\pi^0}^2,$$

где $E_{\pi^0} = E_{\gamma,1} + E_{\gamma,2}$, а $E_{\gamma,i}$ — энергия i -го фотона, определенная по калориметру. На рис. 2 показаны двумерные распределения для процесса $e^+ e^- \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и основного фонового процесса $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и наложенные ограничения.

3.2. Фоновые процессы

Основными источниками резонансного фона для процесса $e^+ e^- \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ являются реакции $e^+ e^- \rightarrow \rho, \omega \rightarrow \eta \gamma$, $e^+ e^- \rightarrow \rho, \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и $e^+ e^- \rightarrow \rho, \omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ с конверсией фотона в веществе перед дрейфовой камерой. Их вклад определялся по моделированию.

Число событий моделирования процесса $e^+ e^- \rightarrow \eta \gamma$, прошедших описанные выше условия отбора,

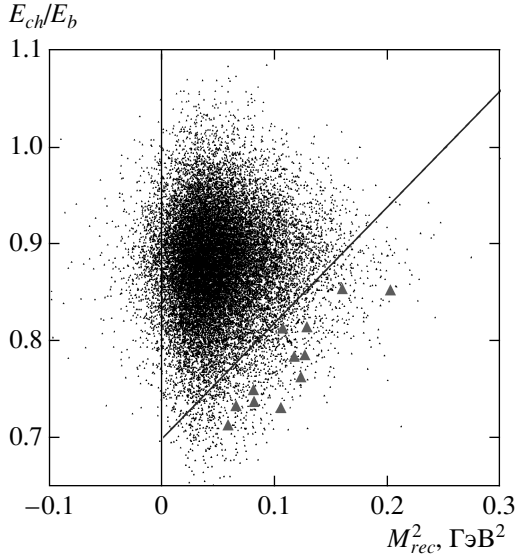


Рис. 2. Двумерное распределение моделированных событий по квадрату массы отдачи π^0 -мезона и энергосодержанию e^+e^- -пары: точки — процесс $e^+e^- \rightarrow \omega, \rho \rightarrow \pi^0 e^+e^-$, треугольники — фоновый процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, линией показано условие отбора

составило 31 при статистике, превышающей экспериментальную в 30 раз. Это соответствует ожидаемому фону от процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ около одного события.

Количество событий моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ близко к числу экспериментальных событий. После применения к ним условий отбора не осталось ни одного события, что соответствует ожидаемому вкладу от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ менее трех событий на уровне достоверности 95%. Малость фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, имеющего большое сечение, объясняется тем, что конфигурации конечного состояния с малым углом между пионами динамически подавлены.

Величина фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ определяется вероятностью конверсии фотона в веществе перед дрейфовой камерой. Для оценки точности моделирования конверсии фотона был экспериментально изучен процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ с конверсией фотона в веществе перед дрейфовой камерой. При анализе также учитывались вклады следующих процессов: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ с малым углом разлета e^+e^- -пары, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ с незарегистрированным мягким электроном и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ с одним из электронов, ошибочно идентифицированным как фотон. Вклад первого процесса вычитался по моделирова-

нию, а двух последних — подавлялся с помощью условий на число сработавших проволочек в дрейфовой камере и величину dE/dx в слоях дрейфовой камеры. В результате проведенного сравнения с моделированием определена поправка к вероятности конверсии в веществе перед дрейфовой камерой

$$\kappa = \frac{N_{exp}^{conv}}{N_{mc}^{conv}} = 0.82 \pm 0.04.$$

При этом характерная величина вероятности конверсии фотонов составляет около 1% при нормальном падении.

Кроме описанного фона от резонансных процессов имеется фон от процессов квантовой электродинамики (КЭД): $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ с одним электроном, ошибочно идентифицированным как фотон, или с фоновым фотоном, наложившимся на событие с малым углом между заряженными частицами, $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ с конверсией одного из фотонов в веществе перед дрейфовой камерой, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ с малым углом разлета e^+e^- -пары. Суммарный вклад от этих процессов, отличающихся от изучаемого энергетической зависимостью сечения, определялся при аппроксимации наблюдаемого сечения.

3.3. Параметризация сечения

Зависимость видимого сечения от s параметризовалась следующим образом:

$$\sigma_{tot}(s) = \epsilon\sigma_{\pi^0 e^+e^-}(s)(1 + \delta_{\pi^0 e^+e^-}) + \kappa\epsilon_{\pi^0\gamma}\sigma_{\pi^0\gamma}(s)(1 + \delta_{\pi^0\gamma}) + \sigma_{QED}^{vis}(E_0)\frac{E_0^2}{s},$$

где ϵ — эффективность регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 e^+e^-$, $\epsilon_{\pi^0\gamma}$ — эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$, κ — поправка к вероятности конверсии фотона в моделировании, $\delta_{\pi^0 e^+e^-}$, $\delta_{\pi^0\gamma}$ — радиационные поправки к сечениям соответствующих процессов, $E_0 = 760$ МэВ. Первый член суммы описывает сечение исследуемого процесса, второй член — сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ с конверсией фотона в веществе перед дрейфовой камерой, третий член — вклад процессов квантовой электродинамики.

В модели векторной доминантности сечение процесса $\sigma_{\pi^0 e^+e^-}(s)$ описывается следующим образом:

$$\sigma_{\pi^0 e^+e^-}(s) = \frac{F(s)}{s^{3/2}} \left| \sum_{V=\rho,\omega,\phi} A_V \right|^2, \\ F(s) = \left(\frac{s - m_{\pi^0}^2}{2\sqrt{s}} \right)^3,$$

$$A_V = \sqrt{12\pi \frac{m_V^3 \mathcal{B}(V \rightarrow e^+e^-) \mathcal{B}(V \rightarrow \pi^0 e^+e^-)}{F(m_V^2)} \frac{\Gamma_V e^{i\varphi_V}}{D_V(s)}}$$

где

$$D_V(s) = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s),$$

m_V — масса мезона V , φ_V — относительная фаза векторного мезона, $\Gamma_V(s)$ — полная ширина векторного мезона как функция энергии. Энергетическая зависимость $\Gamma_V(s)$ вычислялась в соответствии с работой [9]. Массы, ширины и вероятности распадов векторных мезонов в e^+e^- , используемые в приведенных выше формулах, были взяты из работы [10]. Фазы были заданы следующим образом: $\varphi_\omega = 0$, $\varphi_\rho = -13^\circ$, $\varphi_\phi = 155^\circ$ [11]. Сечение процесса $\sigma_{\pi^0\gamma}(s)$ задавалось аналогичным образом. Радиационные поправки вычислялись согласно работе [12].

3.4. Аппроксимация сечения

В описанной выше параметризации сечения параметрами аппроксимации являются вероятности распадов $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-)$, $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+e^-)$ и величина видимого сечения КЭД-процессов $\sigma_{QED}^{vis}(E_0)$ при некоторой фиксированной энергии E_0 . Параметры $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+e^-)$ и $\sigma_{QED}^{vis}(E_0)$ являются коррелированными, поэтому при определении $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-)$ было зафиксировано отношение

$$\frac{\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+e^-)}{\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-)} = r,$$

где

$$r = \frac{\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 \gamma)}{\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)},$$

что эквивалентно предположению равенства отношений вероятностей распадов $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-)/\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)$ и $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+e^-)/\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 \gamma)$.

Аппроксимация сечения проводилась с помощью программы [13]. Результаты, полученные для экспериментов ОМЕ98 и ОМЕ00, приведены на рис. 3, 4 и в табл. 2.

События от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ с конверсией фотона составляют примерно половину от всех событий в пике (рис. 3 и 4). Различие в уровнях фона от процессов квантовой электродинамики в двух экспериментах связано с тем, что в эксперименте ОМЕ00 загрузка трековой системы пучковым фоном была значительно выше, чем в ОМЕ98, из-за чего несколько понизилась эффективность реконструкции треков. В результате увеличился фон от имеющего большое сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$.

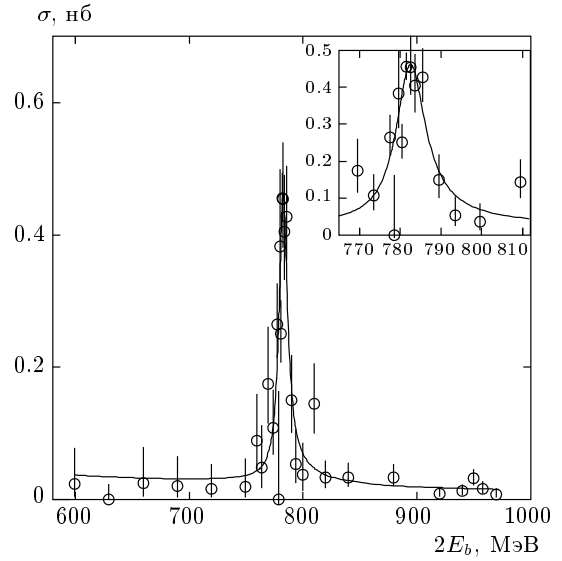


Рис. 3. Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 e^+e^-$ в эксперименте ОМЕ98. Точки с ошибками — экспериментальные данные, сплошная кривая — результат аппроксимации

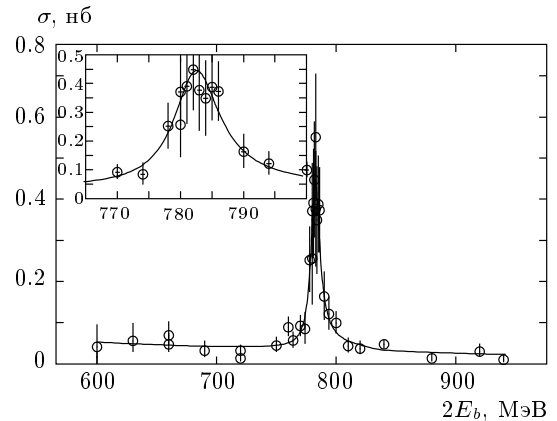


Рис. 4. Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 e^+e^-$ в эксперименте ОМЕ00. Точки с ошибками — экспериментальные данные, сплошная кривая — результат аппроксимации

Таблица 2. Результаты аппроксимации измеренного сечения

Эксперимент	$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-) \cdot 10^3$	$\sigma_{QED}^{vis}(E_0)$ нб	χ^2/ndf
ОМЕ98	0.807 ± 0.092	0.017 ± 0.003	31.9/29
ОМЕ00	0.734 ± 0.064	0.025 ± 0.003	18.8/29

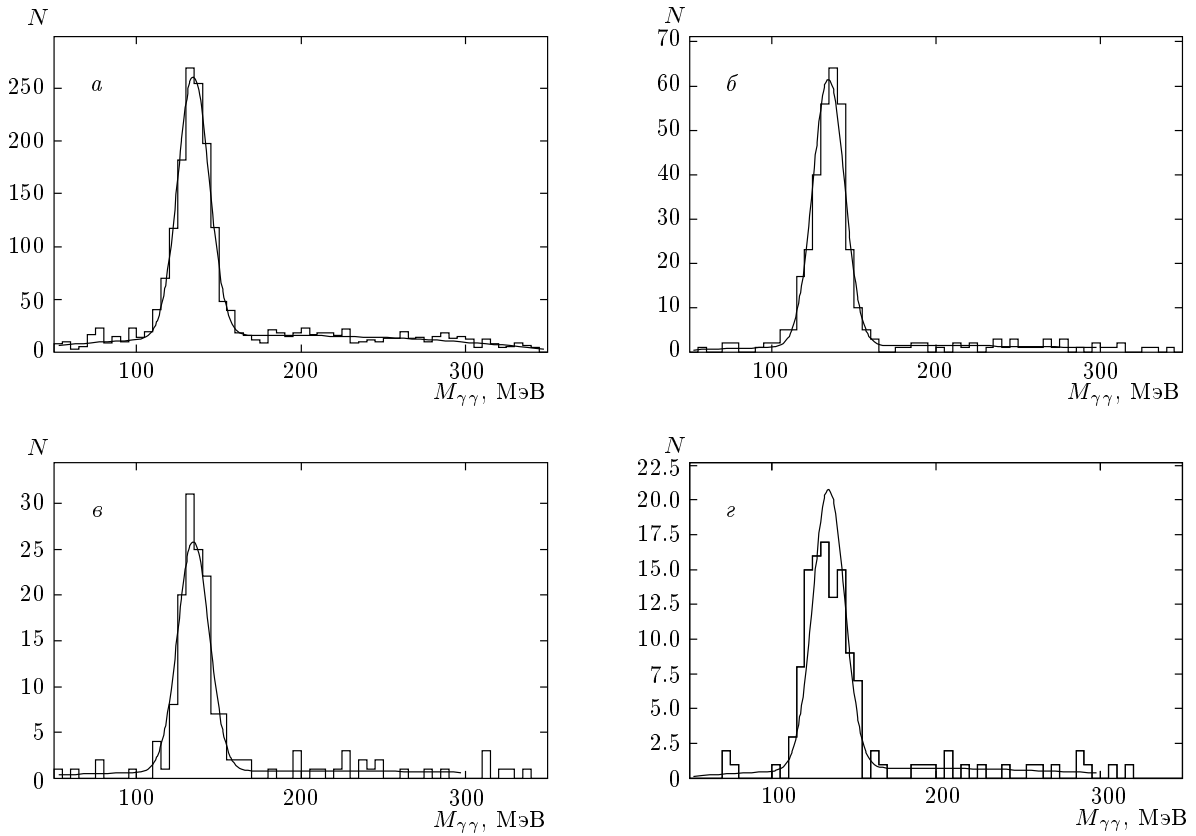


Рис. 5. Распределения по инвариантной массе двух фотонов $M_{\gamma\gamma}$ при разных значениях энергии в с.с.м.: *a* — полный энергетический интервал, *б* — $E_b = 391$ МэВ, *в* — $E_b = 392$ МэВ, *г* — $E_b = 393$ МэВ. Гистограмма — экспериментальные события, кривая — результат аппроксимации

Также была изучена зависимость полученной вероятности распада $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ от предположений о величине $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$. Для этого проводилась аппроксимация со значениями $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = 0$ и $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = 1.1 \cdot 10^{-5}$, соответствующими верхнему пределу, полученному в данной работе и описанному ниже в п. 3.5. При этом величина $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ изменялась менее чем на одно стандартное отклонение.

3.5. Поиск распада $\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

При наличии заметного фона от процессов КЭД результаты аппроксимации для величин $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ и $\sigma_{QED}^{vis}(E_0)$ сильно коррелированы. Поэтому для измерения вероятности распада $\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ необходимо полностью подавить фон от событий процессов КЭД. События искомого процесса можно отделить от фона, считая инвариантную массу фотонов равной массе π^0 -мезона. Для этого в каждой точке по энергии спектр инва-

риантной массы фотонов $M_{\gamma\gamma}$ аппроксимировался суммой гауссова распределения, соответствующего событиям с π^0 -мезоном, и полинома второй степени, описывающего фон от процессов КЭД:

$$f(x) = \frac{N_{\pi^0}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right) + (a_0 + a_1 x + a_2 x^2).$$

Свободными параметрами аппроксимации являлись полное число событий в пике N_{π^0} и параметры полинома a_i . Параметры σ и x_0 фиксировались на значениях, полученных при аппроксимации суммарного спектра $M_{\gamma\gamma}$ для всех энергий. Результаты аппроксимации для нескольких точек по энергии показаны на рис. 5.

В результате описанной выше процедуры в каждой энергетической точке было получено число событий $\pi^0 e^+ e^-$. Аппроксимация полученного видимого сечения была проведена с использованием параметризации, описанной в п. 3.3. Результаты приведены в табл. 3 и на рис. 6.

Точность определения вероятности распада

Таблица 3. Результаты аппроксимации сечения для измерения вероятности распада $\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Эксперимент	$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) \cdot 10^3$	$\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) \cdot 10^6$	$\sigma_{QED}^{vis}(E_0)$, нб	$\chi^2/n df$
ОМЕ98 + 00	0.756 ± 0.123	$\mathcal{B}_{\rho \rightarrow \pi^0 ee} = r \mathcal{B}_{\omega \rightarrow \pi^0 ee}$	0.0 ± 0.0005	43.6/55
ОМЕ98 + 00	0.802 ± 0.154	0.0 ± 6.2	0 (фиксир.)	42.6/55

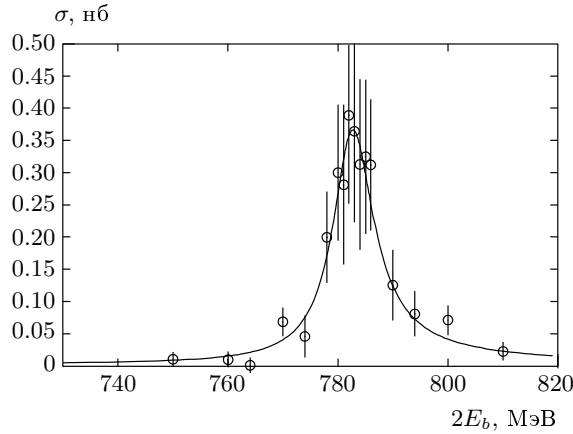


Рис. 6. Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ для определения $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$. Точки с ошибками — экспериментальные данные, сплошная кривая — результат аппроксимации

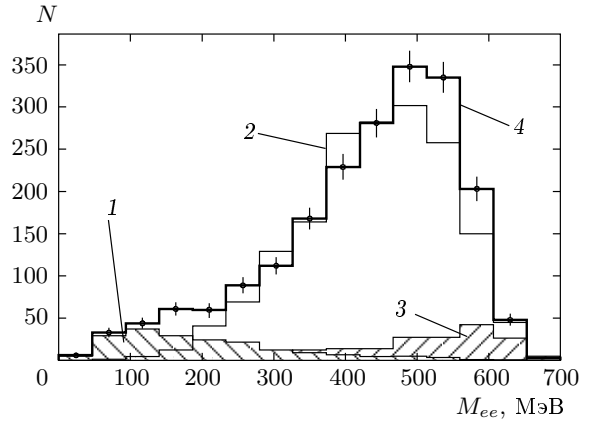


Рис. 7. Распределения по инвариантной массе e^+e^- -пары для процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ (1), $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (2), $e^+e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ (3) и эксперимента (4). Моделирование нормировано на светимость в эксперименте

$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ в данном методе ниже, чем в описанном выше, поскольку вычитание фона из процессов КЭД проводится независимо в каждой энергетической точке, что ведет к увеличению статистической погрешности. Результат аппроксимации полученного таким образом видимого сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ (табл. 3) при фиксированном отношении вероятностей распадов r подтверждает отсутствие остаточного фона от процессов КЭД.

Систематическая ошибка в определении эффективности регистрации процесса $\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ составляет примерно 5%. Для определения вклада ошибки эффективности регистрации в систематическую ошибку вероятности распада $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ была проведена аппроксимация с разными значениями эффективности ($\pm 5\%$). В итоге было получено значение

$$\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (0.0 \pm 6.2 \pm 3.2) \cdot 10^{-6},$$

что позволяет установить верхний предел (согласно работе [14]): $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 1.2 \cdot 10^{-5}$ (90% CL).

3.6. Систематические погрешности $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$

Полная систематическая погрешность измерения вероятности распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ определяется следующими источниками: точность измерения светимости — 2%, статистическая погрешность моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ — 2%, статистическая точность определения вероятности конверсии на основе моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ — 4%, точность определения экспериментальной поправки к вероятности конверсии — 5%, неопределенность формы энергетической зависимости фона от процессов КЭД при аппроксимации сечения — 1%.

Для оценки систематической погрешности $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$, связанной с выбором формы КЭД-подложки, была проведена аппроксимация в предположении постоянного сечения КЭД. Изменение величины вероятности распада $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ составило около 1%, что и было учтено в полной систематической погрешности.

Существует также модельная зависимость эффективности регистрации, связанная с неопределен-

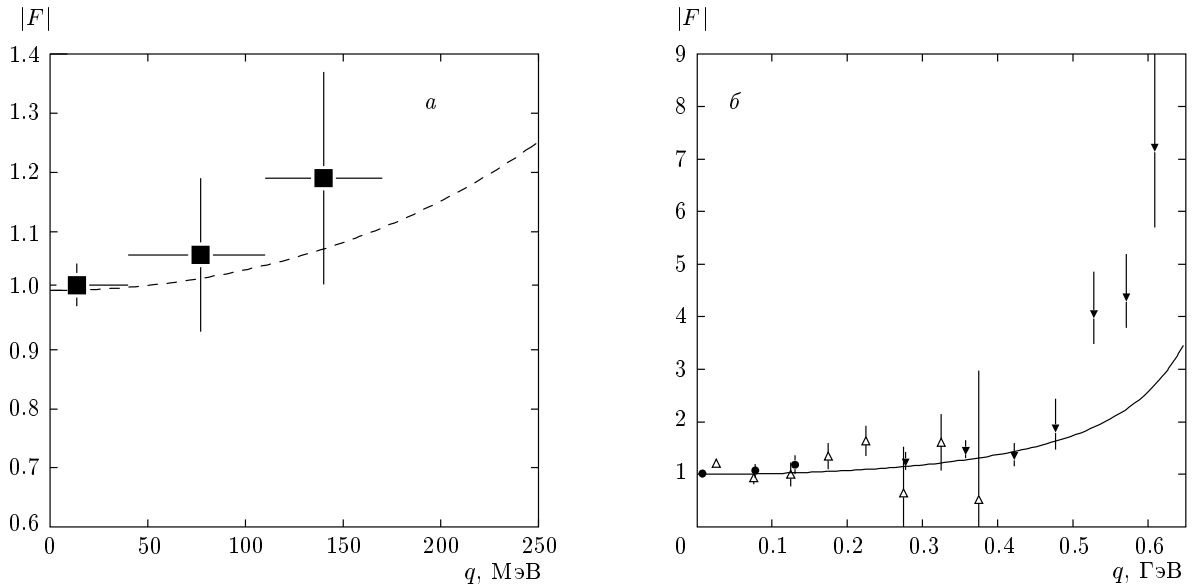


Рис. 8. а) Переходный формфактор $|F(q)|$, точки — результат настоящей работы, кривая — теоретическое ожидание [4]. б) Сравнение результатов измерений переходного формфактора $|F(q)|$: • — данная работа (СНД), Δ — КМД-2 [2], ∇ — измерение в распаде $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ [3], кривая — теоретическое ожидание [4]

ностью величины переходного формфактора $F(q)$. В моделировании использовалась следующая параметризация формфактора:

$$F(q) = \frac{1}{1 - q^2/\Lambda^2},$$

$1/\Lambda^2 = 1.7 \text{ ГэВ}^{-2}$ [4]. Для оценки влияния величины Λ на определение вероятности распада $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ было проведено моделирование при разных значениях Λ :

- 1) $|F| = 1$ (формфактор отсутствует);
- 2) $1/\Lambda^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^{-2}$ (соответствует результату, полученному в работе [2]).

При этом изменение эффективности регистрации составило 2.5%. Таким образом, систематическая ошибка, связанная с неопределенностью переходного формфактора, составляет 2.5%.

Кроме того, имеется вклад в систематическую ошибку, связанный с моделированием критериев отбора событий. Из-за малого количества экспериментальных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ исследование вкладов в систематическую ошибку по каждому из параметров, использованному при отборе, проводилось на событиях КЭД-процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$, который имеет большое сечение и сходное конечное состояние. Погрешность определялась из изменения отношения числа отобранных событий в эксперименте и моделировании при

варьировании ограничений на соответствующий параметр. Таким образом, было показано, что ограничение на полное нормированное энергосодержание в событии E_{tot}/\sqrt{s} дает вклад в систематическую погрешность 0.15%, на полный нормированный импульс $P_{tot}/E_{tot} - 0.2\%$, на полярный угол заряженной частицы — 1.3%, на полярные углы фотонов — 1.5%, на энергию заряженной частицы — 0.6%, на энергию фотонов — 2%, на величину χ^2 кинематической реконструкции — 2%. В итоге суммарная систематическая ошибка, связанная с условиями отбора, составила 3.8%, а полная систематическая погрешность — 8.4%.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ФОРМФАКТОРА

Для измерения переходного формфактора необходимо провести изучение событий с большим углом разлета электрон-позитронной пары, при этом в трековой системе СНД регистрируются два трека от заряженных частиц. В данной конфигурации событий присутствует фон от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, который имеет полное сечение в 1500 раз больше, чем процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$.

Однако в области инвариантных масс e^+e^- -пары $M_{ee} < 170 \text{ МэВ}$ количество событий от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ превышает количество событий фо-

Таблица 4. Количество зарегистрированных событий и расчетных фоновых событий в двух областях по инвариантной массе e^+e^- -пары

	$40 \text{ МэВ} < M_{ee} < 110 \text{ МэВ}$	$110 \text{ МэВ} < M_{ee} < 170 \text{ МэВ}$
Число эксперим. соб. N_{exp}	53 ± 7	67 ± 8
Фон от $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	5 ± 3	18 ± 5
Фон от $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$	5 ± 1	8 ± 2
Фон от $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$	9 ± 1	0
Результ. число $e^+e^- \rightarrow \pi^0e^+e^-$	34 ± 8	41 ± 10

Таблица 5. Результат измерения переходного формфактора $|F|$ в трех областях по инвариантной массе e^+e^- -пары

	$M_{ee} < 40 \text{ МэВ}$	$40 \text{ МэВ} < M_{ee} < 110 \text{ МэВ}$	$110 \text{ МэВ} < M_{ee} < 170 \text{ МэВ}$
$ F $	1.01 ± 0.06	1.06 ± 0.13	1.19 ± 0.18

новых процессов (рис. 7) и можно измерить величину переходного формфактора. Эта область была разбита на три части: $M_{ee} < 40 \text{ МэВ}$ (эта область соответствует событиям с одним треком), $40 \text{ МэВ} < M_{ee} < 110 \text{ МэВ}$ и $110 \text{ МэВ} < M_{ee} < 170 \text{ МэВ}$. Для событий с $M_{ee} < 40 \text{ МэВ}$ количество событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0e^+e^-$ определялось из результатов аппроксимации сечения (см. п. 3.4) и составило $N = 493 \pm 34$ событий. Для событий с $40 \text{ МэВ} < M_{ee} < 110 \text{ МэВ}$ и $110 \text{ МэВ} < M_{ee} < 170 \text{ МэВ}$ применялись условия отбора, аналогичные описанным в п. 3.1, но требовалось наличие двух заряженных центральных треков. Количество зарегистрированных экспериментальных событий и количество событий от фоновых процессов, определенное с помощью моделирования, приведены в табл. 4.

Используя измеренное количество экспериментальных и фоновых событий в каждом диапазоне по M_{ee} в приведенной ниже формуле, можно получить значения переходного формфактора:

$$|F|^2 = \frac{N_{exp} - N_{bg}}{N_{\omega} \mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) \int_{q_{min}}^{q_{max}} w(q) \epsilon(q) dq},$$

где N_{exp} — число зарегистрированных событий, N_{bg} — суммарное число фоновых событий, N_{ω} — число рожденных в эксперименте ω -мезонов, $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ — вероятность распада, измеренная в данной работе, $q = M_{ee}$, $w(q)$ — плотность вероятности, взятая из результатов моделирования,

проведенного согласно формулам из работы [4] при условии $|F| = 1$, $\epsilon(q)$ — зависимость эффективности регистрации процесса $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ от инвариантной массы e^+e^- -пары в данном диапазоне по M_{ee} . Полученные значения переходного формфактора $|F(q)|$ приведены в табл. 5 и на рис. 8а. Данные согласуются с предыдущими измерениями [2, 3] и теоретическим расчетом. Результаты сравнения измеренного формфактора $|F(q)|$ с полученными ранее значениями показано на рис. 8б.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе измерена вероятность распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$:

$$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (0.761 \pm 0.053 \pm 0.064) \cdot 10^{-3}.$$

Полученный результат хорошо согласуется с теоретическими расчетами [4, 5] и результатами предыдущих измерений [1, 2]. Установлен верхний предел вероятности распада $\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$:

$$\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ (90 \% CL)}.$$

В трех диапазонах по инвариантной массе e^+e^- -пары измерена величина переходного формфактора, значение которого не противоречит теоретическому ожиданию [4].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 06-02-16294-а, 06-02-16192-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Долинский и др., ЯФ **48**, 442 (1988).
2. R. R. Akhmetshin et al., Phys. Lett. B **613**, 29 (2005).
3. R. I. Dzhelyadin, Phys. Lett. B **102**, 296 (1981).
4. L. G. Landsberg, Phys. Rep. **128**, 301 (1985).
5. M. Hashimoto, arXiv:hep-ph/9605422.
6. I. A. Koop et al., Physics and Detectors for DAPHNE, Frascati (1999), p. 393.
7. M. N. Achasov et al., Nucl. Instr. Meth. A **449**, 125 (2000).
8. M. N. Achasov et al., Phys. Rev. D **68**, 052006 (2003).
9. N. N. Achasov et al., Int. J. Mod. Phys. A **7**, 3187 (1992).
10. S. Eidelman et al., Phys. Lett. B **592**, 1 (2004).
11. M. N. Achasov et al., Phys. Lett. B **559**, 171 (2003).
12. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985).
13. A. V. Bozhenok et al., Preprint BINP 99-103 (1999).
14. G. I. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).