

Измерение вероятности распада  $\phi \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ 

М. Н. Ачасов, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин, А. Г. Богданчиков, А. В. Боженок, А. Д. Букин, Д. А. Букин, С. В. Бурдин, А. А. Валишев, А. В. Васильев, В. Б. Голубев, Т. В. Димова<sup>1)</sup>, В. П. Дружинин, П. М. Иванов, В. Н. Иванченко, А. А. Король, С. В. Кошуба, А. А. Мамуткин, А. В. Отбоев, Е. В. Пахтусова, А. А. Сальников, С. И. Середняков, В. А. Сидоров, З. К. Силагадзе, А. Н. Скринский, А. Г. Скрипкин, В. В. Шарый, Ю. М. Шатунов

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН,  
Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 марта 2002 г.

В эксперименте на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД измерена вероятность конверсионного распада  $\phi \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ :  $Br(\phi \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (1.01 \pm 0.28 \pm 0.29) \cdot 10^{-5}$ .

PACS: 12.40.Vv, 14.40.Cs

1. Конверсионные распады векторных мезонов ( $V$ ) в псевдоскалярные ( $P$ )  $V \rightarrow Pe^+e^-$  тесно связаны с соответствующими радиационными распадами  $V \rightarrow P\gamma$ , так как они идут через промежуточное состояние  $P\gamma^*$ , где  $\gamma^*$  – виртуальный фотон. Вероятность испускания виртуального фотона с 4-импульсом  $q$  определяется структурой электромагнитного перехода  $V \rightarrow P$ , которая описывается соответствующим электромагнитным переходным формфактором. Влияние переходного формфактора проявляется, в основном, в жесткой части спектра инвариантных масс  $e^+e^-$ -пар, тогда как полная вероятность распада определяется областью инвариантных масс вблизи порога  $q^2 = 4m_e^2$  ( $m_e$  – масса электрона), где отличие переходного формфактора от единицы пренебрежимо мало. По порядку величины вероятность конверсионного распада составляет  $\sim 10^{-2}$  от соответствующего радиационного распада.

Данная работа посвящена изучению распада

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

Согласно формулам, приведенным в работе [1], его относительная вероятность должна составлять  $1.3 \cdot 10^{-5}$ . Экспериментально вероятность этого распада была измерена на детекторе КМД-2 [2].

2. Детектор СНД [3] представляет собой универсальный немагнитный детектор, главной частью которого является трехслойный электромагнитный калориметр, состоящий из 1632 кристаллов NaI(Tl). Калориметр имеет энергетическое разрешение для фотонов  $\sigma_E/E = 4.2\%/\sqrt[4]{E(\text{ГэВ})}$  и угловое разрешение около  $1.5^\circ$ . Телесный угол калориметра — 90% от  $4\pi$ . Углы заряженных частиц измеряются системой

из двух дрейфовых камер. Точность измерения азимутального угла составляет около  $0.5^\circ$ , полярного — около  $2^\circ$ . Телесный угол системы дрейфовых камер — 95% от  $4\pi$ .

В данной работе использовалась статистика, набранная в экспериментах по сканированию области  $\phi$ -мезонного резонанса 1996 и 1998 г. [4]. Использовались данные, записанные в интервале энергии  $2E_0 = 1016\text{--}1024$  МэВ в системе центра масс, с интегральной светимостью  $8.8 \text{ пб}^{-1}$ , соответствующей  $2.0 \cdot 10^7$  распадов  $\phi$ -мезона.

3. Большая часть событий изучаемого процесса характеризуется малым углом разлета электрон-позитронной пары. Поскольку детектор СНД не имеет магнитного поля, в дрейфовых камерах такая  $e^+e^-$ -пара регистрируется как одна заряженная частица.

Для отбора событий использовались следующие условия:

- в событии найдены 1 заряженный трек и 2 фотона с энергией больше 50 МэВ;
- расстояние между треком и осью пучка в  $R$ - $\phi$  плоскости лежит в пределах  $R < 0.5$  см,  $z$ -координата в точке, ближайшей к оси пучков, ограничена условием  $|Z| < 10$  см;
- полярный угол всех частиц находится в пределах  $36^\circ < \theta < 144^\circ$ ;
- нормированное полное энергосодержание в калориметре ограничено условием  $E_{\text{tot}}/2E_0 > 0.8$ ;
- нормированный полный импульс ограничен условием  $P_{\text{tot}}/E_{\text{tot}} < 0.15$ ;
- $\chi^2 < 15$  – параметр кинематической реконструкции, описывающий степень выполнения законов сохранения энергии и импульса в событии.

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

Однако среди событий, удовлетворяющих описанным условиям отбора, присутствуют события не только процесса (1), но и следующих фоновых процессов:

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \quad (2)$$

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

(с конверсией фотона на веществе).

Для подавления фона от процесса (2) было построено двумерное распределение моделированных событий по квадрату массы отдачи пары фотонов и энерговыделению  $e^+e^-$ -пары (рис.1). В результате было выбрано дополнительное условие отбора, изобра-

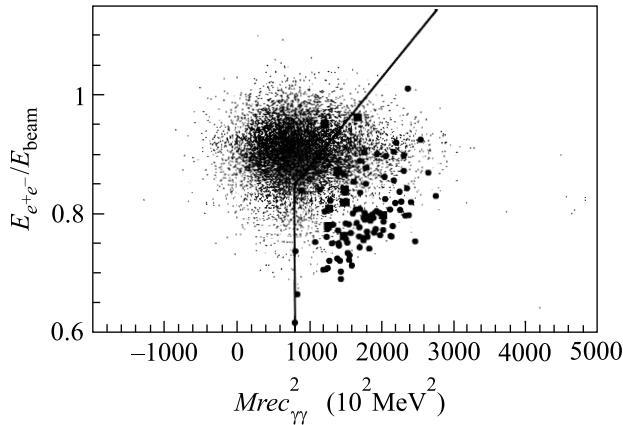


Рис.1. Распределение моделированных событий по квадрату массы отдачи пары фотонов  $Mrec_{\gamma\gamma}^2$  и энерговыделению  $e^+e^-$ -пары, нормированному на энергию пучка  $E_{e^+e^-}/E_{beam}$ ; серые точки – изучаемый процесс, маркеры – фон от  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  с использованием всех условий отбора (квадраты) и с ослабленными условиями отбора ( $\chi^2 < 50$ ) (кружки); линией показано выбранное условие отбора

женное графически на рис.1. После использования этого условия количество фоновых событий процесса (2), определенное по моделированию, составило  $N_{3\pi} = 1 \pm 1$ . Для оценки погрешности моделирования ядерного взаимодействия пионов проводилось сравнение спектров энерговыделения заряженных пионов в эксперименте и моделировании. В результате был сделан вывод, что в эксперименте количество фона от процесса (2) отличается от количества фона, определенного по моделированию, не более, чем в 3 раза. Поэтому в качестве оценки фона использовалась величина  $N_{3\pi} = 3 \pm 3$ .

Для событий, удовлетворяющих всем условиям отбора, было построено распределение по инвариантной массе пары фотонов (рис.2). В спектре имеется

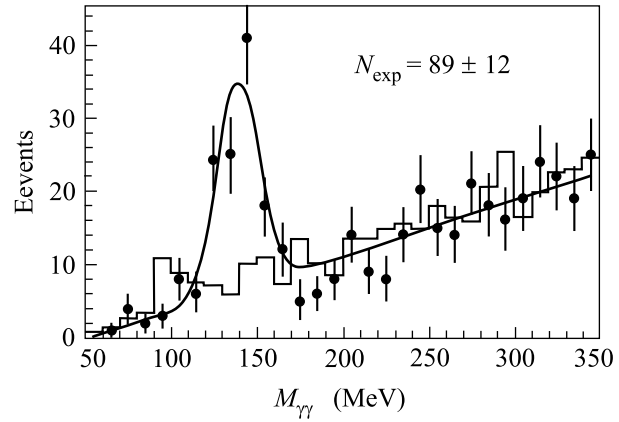


Рис.2. Распределение по инвариантной массе пары фотонов: точки – экспериментальные данные, гистограмма – расчетный фон от распада  $\phi \rightarrow \eta\gamma$ ,  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  и процессов КЭД, линия – результат фитирования экспериментальных точек суммой гауссова распределения и линейной функции, причем количество событий в пике было одним из параметров аппроксимации

пик в области массы  $\pi^0$ -мезона. Количество событий в пике определялось с помощью аппроксимации спектра суммой функции Гаусса и линейной функции. В результате число экспериментальных событий составило  $N_{exp} = 89 \pm 12$ .

События процесса (3) могут удовлетворять условиям отбора из-за конверсии фотонов на веществе перед дрейфовой камерой. Конверсия фотонов в веществе детектора изучалась в работе [5], где было показано, что моделирование конверсии хорошо описывает экспериментальные данные. Поэтому количество фоновых событий от процесса (3) определялось из моделирования и составило  $N_{con} = 34 \pm 6$ .

Анализ энергетической зависимости сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ , аналогичного изучаемому процессу, показывает, что в области  $\phi$ -мезонного резонанса в сечение дают вклад амплитуды перехода  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  через  $\rho$ - и  $\omega$ -мезоны. Однако для процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0e^+e^-$  из-за малой статистики построить энергетическую зависимость сечения невозможно. Поэтому для вычисления вероятности распада  $\phi \rightarrow \pi^0e^+e^-$  использовался расчетный коэффициент  $K$ , который учитывает амплитуды перехода через  $\rho$ - и  $\omega$ -мезоны. Этот коэффициент вычислялся на основе экспериментально измеренного сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  [6]:

$$K = \frac{\sum_i \sigma(E_i) \delta(E_i) L(E_i)}{N_{\phi} Br(\phi \rightarrow \pi^0\gamma)}, \quad (4)$$

где  $\sigma(E_i)$  – значения борновского сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  в каждой точке по энергии  $E_i$ ,  $\delta(E_i)$  –

значения радиационной поправки,  $L(E_i)$  – интегральная светимость в каждой точке,  $N_\phi$  – число зарегистрированных  $\phi$ -мезонов в данном интервале. В итоге величина поправочного коэффициента составила  $K = 1.24 \pm 0.12$ . Ошибка, в основном, определяется точностью измерения сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ .

Эффективность регистрации определялась по моделированию и составила  $\epsilon = (17.8 \pm 0.2)\%$  (ошибка статистическая). Относительная вероятность распада (1) вычислялась по формуле

$$Br(\phi \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = \frac{(N_{\text{exp}} - N_{\text{zpi}})/K - N_{\text{con}}}{N_\phi \epsilon Br(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)}. \quad (5)$$

В результате была получена следующая величина вероятности распада:  $Br(\phi \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (1.01 \pm \pm 0.28) \cdot 10^{-5}$ , причем приведенная ошибка является статистической и в нее входят ошибки величин  $N_{\text{exp}}$  и  $N_{\text{zpi}}$ .

При вычислении систематической ошибки учитывались следующие ее источники: ошибка в числе  $\phi$ -мезонов (3%), ограниченная статистика моделирования процесса (1)(1%), ошибки определения эффективности регистрации (5%), ошибка определения поправочного коэффициента  $K$  (10%), статистичес-

кая ошибка числа конвертировавшихся на веществе перед дрейфовой камерой фотонов (17%), ограниченная точность знания количества вещества перед дрейфовой камерой (5%), погрешности вероятностей распадов  $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$  (8%). Суммарная ошибка составила 27%.

4. Измеренная вероятность  $B(\phi \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (1.01 \pm 0.28 \pm 0.29) \cdot 10^{-5}$  в пределах двух стандартных отклонений согласуется как с расчетом ( $1.3 \cdot 10^{-5}$ [1]), так и с предыдущим экспериментом, проведенным на детекторе СМД-2  $B(\phi \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (1.22 \pm 0.34 \pm 0.21) \cdot 10^{-5}$  [2].

1. L. G. Landsberg, Phys. Rep. **128**, 301 (1985).
2. R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, M. Arpagaus et al., Phys. Lett. **B503**, 237 (2001).
3. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru et al., Nucl. Inst. M. **A449**, 125 (2000).
4. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru et al., Preprint Budker INP 98-65, Novosibirsk, 1998.
5. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, K. I. Beloborodov et al., Phys. Lett. **B504**, 275 (2001).
6. M. N. Achasov, A. V. Berdyugin, A. V. Bozhenok et al., Eur. Phys. J. **C12**, 25 (2000).