

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И.Будкера СО РАН

В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов,  
А.В. Бердюгин, А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок,  
Д.А. Букин, А.В. Васильев, В.Б. Голубев,  
Т.В. Димова, В.П. Дружинин, А.А. Король,  
С.В. Кошуба, И.Н. Нестеренко, А.Е. Образовский,  
А.В. Отбоев, Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев,  
С.И. Середняков, З.К. Силагадзе, Ю.В. Усов,  
Ю.М. Шатунов

АНАЛИЗ ДАННЫХ СНД –  
СОСТОЯНИЕ ДЕЛ  
И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

ИЯФ 2004-53

НОВОСИБИРСК  
2004

*В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов, А.В. Бердогин,  
А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок, Д.А. Букин, А.В. Васильев,  
В.Б. Голубев, Т.В. Димова, В.П. Дружинин, А.А. Король,  
С.В. Кошуба, И.Н. Нестеренко, А.Е. Образовский, А.В. Отбоев,  
Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, С.И. Середняков,  
З.К. Силагадзе, Ю.В. Усов, Ю.М. Шатунов*

**Анализ данных СНД –  
состояние дел и предварительные результаты**

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера  
630090 Новосибирск, РФ

**Аннотация**

Приводятся статус и предварительные результаты обработки экспериментов, выполненных с помощью детектора СНД на ВЭПП-2М. Рассмотрены процессы  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L, K^+ K^-, \eta\gamma, \pi^+ \pi^-, \pi^+ \pi^- \gamma, e^+ e^- \gamma\gamma$  и распад  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ .

*M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin,  
A.G. Bogdanchikov, A.V. Bozhenok, D.A. Bukin, A.V. Vasiljev,  
V.B. Golubev, T.V. Dimova, V.P. Druzhinin, A.A. Korol,  
S.V. Koshuba, I.N. Nesterenko, A.E. Obrazovski A.V. Otboev,  
E.V. Pakhtusova, E.A. Perevedentsev, S.I. Serednyakov,  
Z.K. Silagadze, Yu.V. Usov, Yu.M. Shatunov*

**SND data analysis –  
present status and preliminary results**

**Abstract**

Status of the data analysis and preliminary results from SND experiments for VEPP-2M are presented. The following processes are considered:  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L, K^+ K^-, \eta\gamma, \pi^+ \pi^-, \pi^+ \pi^- \gamma, e^+ e^- \gamma\gamma$  and the decay  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ .

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Процесс <math>e^+e^- \rightarrow K_S K_L</math></b>	<b>5</b>
2.1	Введение . . . . .	5
2.2	Анализ и обработка данных . . . . .	6
2.3	Аппроксимация сечения . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Измерение сечения процесса <math>e^+e^- \rightarrow K^+K^-</math></b>	<b>8</b>
3.1	Введение . . . . .	8
3.2	Отбор событий . . . . .	9
3.3	Параметризация полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$	11
3.4	Результат аппроксимации полного сечения . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Изучение процесса <math>e^+e^- \rightarrow \eta\gamma</math></b>	<b>13</b>
4.1	Введение . . . . .	13
4.2	Канал распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ . Отбор событий . . . . .	14
4.3	Канал распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Отбор событий . . . . .	15
4.4	Анализ данных . . . . .	17
4.5	Канал распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ . Сечение процесса . . . . .	18
4.6	Канал распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Сечение процесса . . . . .	18
<b>5</b>	<b>Процесс <math>e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma</math></b>	<b>19</b>
<b>6</b>	<b>Изучение процесса <math>e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-</math></b>	<b>21</b>
<b>7</b>	<b>Процесс <math>e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma</math></b>	<b>22</b>
7.1	Введение . . . . .	22
7.2	Отбор событий . . . . .	23
7.3	Фоновые условия . . . . .	27
7.4	Заключение . . . . .	29
<b>8</b>	<b>Изучение процесса <math>e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma</math> в области энергий 1.04 – 1.38 ГэВ</b>	<b>30</b>
8.1	Введение . . . . .	30
8.2	Оценка сечения регистрации. Фоновые процессы . . . . .	30
8.3	Заключение . . . . .	33

<b>9</b>	<b>Изучение распада <math>\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-</math></b>	<b>33</b>
9.1	Введение . . . . .	33
9.2	Отбор событий . . . . .	34
9.3	Фоновые процессы . . . . .	34
9.4	Измерение вероятности . . . . .	35
9.5	Систематическая ошибка . . . . .	36
9.6	Вывод . . . . .	37
<b>10</b>	<b>Заключение</b>	<b>37</b>

---

# 1 Введение

В период с 1995 по 2000 гг. на коллайдере ВЭПП-2М проводились эксперименты с детектором СНД [1]. Интегральная светимость составила более  $30 \text{ пб}^{-1}$ . Большая часть экспериментальных данных обработана и опубликована, но анализ данных еще продолжается. В настоящей работе приводятся предварительные результаты по изучению процессов  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ ,  $K^+K^-$ ,  $\eta\gamma$ ,  $\eta\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^-\gamma$ ,  $e^+e^-\gamma\gamma$  и распада  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$ .

## 2 Процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$

### 2.1 Введение

В настоящее время сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  измерено с хорошей точностью только в интервале энергий, близких к  $\phi$ -резонансу. Первые измерения данного процесса в области энергии до  $\sim 2 \text{ ГэВ}$  были выполнены на детекторах ОЛЯ и ДМ1 [8, 9]. Результаты обоих экспериментов показали значимое превышение сечения  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  над предсказаниями Модели Векторной Доминантности, учитывающей  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$  резонансы. Однако малая точность полученных данных не позволяет определить параметры возбужденных состояний  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  резонансов. Недавнее измерение сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  на детекторе КМД2 в области энергии до  $1.4 \text{ ГэВ}$  [10] имеет большую точность. Предварительные данные по сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ , полученные в этой работе с детектором СНД [11], находятся в согласии с данными детектора КМД2 и имеют сравнимую точность.

В данной работе использована статистика экспериментов, проведенных в 1997 и 1999 годах. В 1997 году было выполнено два сканирования в области энергии от  $0.96$  до  $1.38 \text{ ГэВ}$  с шагом  $10 \text{ МэВ}$  и полной интегральной светимостью  $\sim 6^{-1}$ . Сканирование 1999 года выполнено в области энергии от  $1.02$  до  $1.34 \text{ ГэВ}$  с полной интегральной светимостью  $\sim 3.1^{-1}$ .

## 2.2 Анализ и обработка данных

Процесс

$$e^+e^- \rightarrow K_S K_L, \quad (1)$$

изучался в нейтральной моде распада  $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ . В виду того, что  $K_L$  имеет достаточно большое время жизни, доля заряженных распадов  $K_L$  мезона в объеме дрейфовой камеры не превышает  $\sim 1 \div 0.5\%$  в зависимости от энергии пучков. По этим причинам в анализе были использованы события, прошедшие по нейтральному триггеру. В качестве фоновых процессов были рассмотрены следующие процессы:

$$e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma, \quad (2)$$

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

$$e^+e^- \rightarrow \eta \gamma \rightarrow 3\pi^0 \gamma, \quad (4)$$

где процесс (2) – “возвращение” на  $\phi$ -мезонный резонанс с испусканием радиационного фотона начальными частицами. При отборе событий искомого процесса также учитывались вклады как от событий пучкового фона – событий, порожденных частицами, покинувшими пучок вследствие тушек-эффекта, так и событий, порожденных космическими частицами, в основном  $\mu$ -мезонами.

На предварительном этапе отбора событий были применены следующие критерии отбора:  $N_\gamma \geq 4$  – количество зарегистрированных фотонов,  $N_c = 0$  – количество зарегистрированных заряженных частиц, отбраковывались события с найденным в калориметре треком от космических частиц.

Для событий, прошедших предварительный отбор, применялась кинематическая реконструкция, предполагающая наличие распада  $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ , при этом на полную энергию  $K_S$  мезона не накладывалось никаких ограничений. Следующие критерии отбора применялись к событиям с  $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0} < 25$ :

1.  $\zeta_{max} < 0$  – параметр “качества” фотона, функция правдоподобия в гипотезе того, что поперечное распределение энергии кластера в кристаллах калориметра соответствует поперечному распределению для фотона [12, 13]. Данный параметр разделяет события с изолированными фотонными ливнями в калориметре от событий со слившимися ливнями или с кластерами от распадов или от ядерного взаимодействия  $K_L$  мезона.

2.  $\theta_{min} > 38^\circ$  – минимальный угол между направлением вылета фотона и направлением оси пучков. Данный параметр позволяет подавить существенную часть пучкового фона.
3.  $400 < M_{rec} < 550$  MeV – масса отдачи реконструированного  $K_S$ -мезона.
4.  $\chi_{\pi^0\pi^0\gamma}^2 > 60$  –  $\chi^2$  того, что событие удовлетворяет гипотезе  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Использовалось для подавления процесса  $\omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ .

Условия 1 и 2 основного отбора были построены с учетом фотонов от распада реконструированного  $K_S$ -мезона.

После применения всех вышеперечисленных условий отбора было отобрано 1667 событий во всей исследуемой области энергии, из них 480 событий относятся к области энергии  $\sqrt{s} \geq 1.1$  ГэВ.

Вклад фоновых процессов  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  определялся по моделированию. Уровень вклада событий пучкового фона был получен в области событий с доминированием данного фона.

### 2.3 Аппроксимация сечения

Борновское сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  может быть вычислено из следующего выражения:

$$\sigma_{vis} = \int dz \sigma_{born}(\sqrt{s(1-z)}) F(z, s) \varepsilon(z, s), \quad (5)$$

где  $\sigma_{born}$  – борновское сечение,  $F(z, s)$  – плотность вероятности потерять начальными частицами энергию  $z\sqrt{s}$  ([14]),  $\varepsilon$  – эффективность регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  в зависимости как от полной энергии  $\sqrt{s}$ , так и от энергии рад. фотона,  $\sigma_{vis} = \frac{N^{exp} - \sum N^{bkg}}{L}$  – видимое сечение,  $N^{exp}$  – события, прошедшие условия отбора,  $N^{bkg}$  – события фоновых процессов  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ ,  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  и пучкового фона,  $L$  – интеграл светимости.

Борновское сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  рассматривалось в рамках модели векторной доминантности, которое может быть выражено формулой:

$$\sigma_{born}(s) = \frac{12\pi}{s^{3/2}} \left| \sum_{V=\rho, \omega, \phi, \dots} \frac{\sqrt{\Gamma_{V \rightarrow K_S K_L}(s) \Gamma_{V \rightarrow e e} m_V^3} e^{i\theta_V}}{s - m_V^2 + im_V \Gamma_V(s)} \right|^2. \quad (6)$$

Парциальные ширины и фазы для  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$  мезонов были взяты в рамках кварковой модели SU(3):

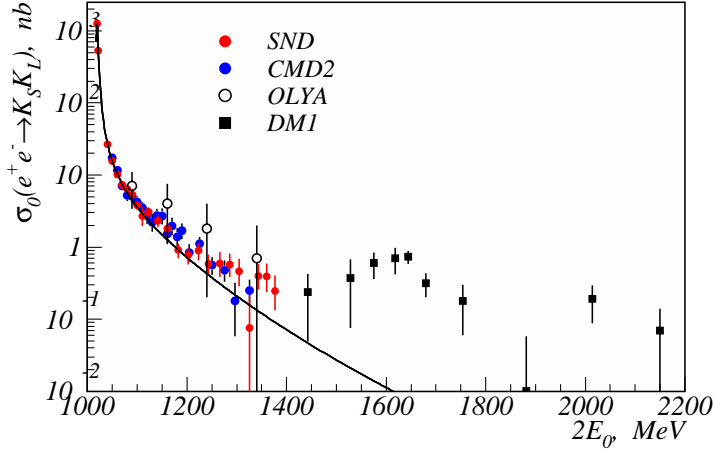


Рис. 1: Борновское сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ . Линия – модель векторной доминантности ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ).

$$\Gamma_{\rho \rightarrow K_S K_L}(s) = \Gamma_{\omega \rightarrow K_S K_L}(s) = 2\Gamma_{\phi \rightarrow K_S K_L}(s),$$

$$\theta_\rho = 0^0, \theta_\omega = 0^0, \theta_\phi = 180^0$$

Для уменьшения систематической ошибки значения основных относительных ширин распадов  $\phi$ -мезона, а также его масса и полная ширина взяты из работы, выполненной на детекторе SND [17]. Остальные значения параметров взяты из таблиц PDG [16]. Аппроксимация была выполнена с использованием пакета программ аппроксимации сечений FIT [15].

Полученное в результате аппроксимации сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  приведено на рис.1.

## 3 Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$

### 3.1 Введение

Первые указания на превышение экспериментальных значений фактора заряженного каона в области энергии от 1.18 до 1.34 ГэВ над предсказаниями модели векторной доминантности с учетом легких векторных мезонов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  были получены в работе [2]. Наиболее точные



измерения сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  в диапазоне энергии от 1.05 до 1.4 ГэВ, результаты которых опубликованы, выполнены на накопительном комплексе ВЭПП-2М с детектором ОЛЯ [3] (точность измерения сечения порядка 10% ). Остальные эксперименты [4, 5] имеют существенно худшую точность.

В работе [6] мы продемонстрировали возможность измерить форм-фактор заряженного каона в диапазоне энергии до 1.4 ГэВ в экспериментах с детектором СНД. В настоящей публикации описан статус этой работы.

## 3.2 Отбор событий

Предварительный отбор событий процесса

$$e^+e^- \rightarrow K^+K^- \quad (7)$$

осуществлялся по следующим условиям:

1. В событии зарегистрированы две коллинеарные заряженные частицы. Допустимое отклонение от коллинеарности полярного (относительно оси пучков) и азимутального углов составляет  $|\Delta\theta| < 30^\circ$  и  $|\Delta\varphi| < 15^\circ$  для энергии меньше 550 МэВ и  $|\Delta\theta| < 10^\circ$  и  $|\Delta\varphi| < 5^\circ$  для больших энергий.
2. Полярный угол каждой частицы удовлетворяет условию  $36^\circ < \theta < 144^\circ$ .
3. Расстояние от пучка до ближайшей к пучку координаты трека каждой частицы не превышает 0.3 см.
4. Координата точки вылета каждой частицы вдоль оси пучков находилась в диапазоне  $|z1| < 10$  см и  $|z2| < 10$  см.
5. Энерговыделение заряженных частиц в калориметре не превышает 0.7 Е, где Е – энергия  $e^+$  и  $e^-$  в системе центра масс.
6. Нет ограничений на количество зарегистрированных фотонов в калориметре.
7. Для подавления космического фона требовалось, чтобы система антисовпадения не сработала.
8. Значение вычисленного триггера не равно 0.

Перечисленным условиям удовлетворяют следующие основные фоновые процессы:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \quad (8)$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-, \quad (9)$$

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-. \quad (10)$$

Фон от процесса (8), в основном, обусловлен попаданием частиц в неработающий счетчик калориметра, поэтому такие события исключались из рассмотрения.

Для подавления фона от процессов (8), (9), (10) использовались параметры разделения частиц по сорту. Эти параметры были получены с помощью так называемых "нейронных сетей". В качестве входных параметров для "нейронной сети" являлись значения энерговыделений в слоях калориметра. На выходе "нейронной сети" создавался параметр, характеризующий принадлежность частицы к одному из двух выбранных сортов, причем такие параметры были построены для каждой из двух частиц в событии отдельно. Были созданы параметры разделения  $K - \pi$  ( $kp1$ ,  $kp2$ ),  $K - e$  ( $ke1$ ,  $ke2$ ),  $K - \mu$  ( $km1$ ,  $km2$ ) и др. Значения параметров варьировались от 0 до 1, причем значение "0" соответствовало частице, указанной первой в параметре разделения, "1" – второй частице. Обучение и контроль работы программы, имитирующей "нейронную сеть", проводились по событиям моделирования методом Монте-Карло отклика детектора СНД на события процессов (7), (8), (9), (10). Такие параметры создавались для каждой точки по энергии пучков в эксперименте.

В дальнейшем для отбора событий процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  были использованы дополнительные условия по параметрам разделения:

$$\begin{aligned} kp1 < 0.5, \quad kp2 < 0.5, \\ ke1 < 0.5, \quad ke2 < 0.5. \end{aligned} \quad (11)$$

Дополнительно введено ограничение на полярный угол каждой частицы  $50^\circ < \theta < 130^\circ$ .

На рис.2 приведено распределение событий по полярному углу  $\theta$  при энергии частиц в системе центра масс  $E=1240$  МэВ до использования ограничений (11) – *a*) и после – *b*). Сплошной линией изображено моделирование процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ , нормирование проводилось по количеству событий в гистограмме.

Вычитание фона проводилось в соответствии с процедурой, описанной в нашей работе [6]. Вклад фона от процесса (9) в отдельных точках

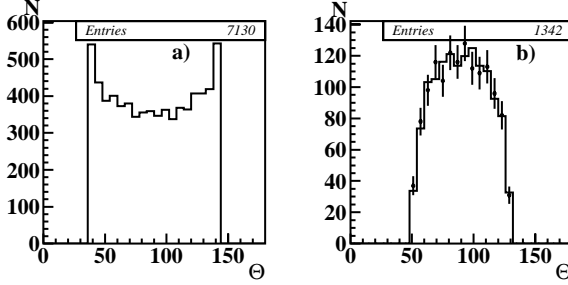


Рис. 2: *a*) – распределение событий в эксперименте по полярному углу  $\theta$  при энергии частиц в системе центра масс  $E = 1240$  МэВ до использования ограничений (11). *b*) – распределение событий, удовлетворяющих дополнительным условиям отбора (11). Точки с ошибками – экспериментальные события, сплошной линией изображено моделирование процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ .

по энергии достигал 20% от событий искомого процесса (11), фон от (8) не превышал 5% для всего эксперимента. Фон от процесса (10) был пренебрежимо мал.

Эффективность регистрации событий эффекта (11) задавалась в виде функции от энергии излученного первичными частицами  $e^+e^-$  фотона. Значения вероятностей зарегистрировать события процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  в отсутствии излученных фотонов менялись от 30 до 50% по мере увеличения энергии частиц в системе центра масс.

### 3.3 Параметризация полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$

Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  в рамках модели векторной доминантности (МВД) может быть записано в виде [7]:

$$\sigma_{K^+K^-}(s) = \frac{(4\pi\alpha)^2 \cdot q(s)^3}{3s^{3/2}} \left| \sum_V \frac{g_{\gamma V} \cdot g_{VK^+K^-}}{D_V(s)} \right|^2, \quad (12)$$

$$D_V(s) = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s), \quad (13)$$

$$q(s) = \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{m_K^2}{s}\right), \quad (14)$$

где  $V = \rho, \omega, \phi, \rho', \omega', \phi'$ ,  $m_V$  – массы резонансов,  $g_{\gamma V}$ ,  $g_{VK^+K^-}$  – константы связи,  $\Gamma_V(s)$  – ширины резонансов,  $\sqrt{s} = E$ ,  $E$  – энергия в системе центра масс. Используя формулы для констант связи

$$\Gamma_{Vee}(s) = \frac{4\pi\alpha^2 g_{\gamma V}^2}{3s^{3/2}}, \quad (15)$$

$$\Gamma_{VK^+K^-}(s) = \frac{|g_{VK^+K^-}|^2}{6\pi s} q_{K^+K^-}^3, \quad (16)$$

перепишем уравнение (12) в виде:

$$\sigma_{K^+K^-}(s) = \left| \sum_V A_V + \sum_{V'} A'_{V'} \right|^2, \quad (17)$$

где амплитуды для резонансов представим в виде, удобном для параметризации сечения. Для  $\rho, \omega, \phi$ :

$$A_V = \sqrt{12\pi \frac{m_V^3 B_{Vee} \Gamma_V \Gamma_{VK^+K^-}(s)}{s^{3/2} D_V}} f_V, \quad (18)$$

где  $B_{Vee}$  – относительная вероятность распада мезона  $V$  на  $e^+e^-$ ,  $\Gamma_V$  – полная ширина резонанса,  $\Gamma_{VK^+K^-}(s)$  – частичная ширина распада мезона на  $K^+K^-$ ,  $\Gamma_{\rho K^+K^-}(s) = \Gamma_{\omega K^+K^-}(s) = 0.5 \cdot \Gamma_{\phi K^+K^-}(s)$ . Амплитуды для  $\rho', \omega', \phi'$  запишем следующим образом:

$$A_{V'} = \sqrt{\frac{\sigma_{V'K^+K^-} F(s)}{F(m_{V'}^2)}} \frac{m_{V'} \Gamma_{V'}}{D_{V'}} f_{V'}, \quad (19)$$

где  $\sigma_{V'K^+K^-}$  – сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow V' \rightarrow K^+K^-$ ,  $F(s) = q^3(s)/s^{5/2}$ .

В формулах (18) и (19) параметр  $f_V$  для  $\phi, \rho', \omega', \phi'$  равен  $e^{i\varphi_V}$ , для  $\rho$  и  $\omega$  мезонов этот параметр равен  $-e^{i\varphi_V}$ .

### 3.4 Результат аппроксимации полного сечения

На рис.3 приведены результаты измерения полного сечения исследуемого процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  в трех сканированиях диапазона энергии 1050 – 1100 МэВ. Оцениваемая систематическая погрешность измерения сечения составляет около 6%.

Аппроксимация сечения формулой (17) в предположении вклада только  $\rho, \omega, \phi, \phi'$  при табличных значениях масс и ширин резонансов дает следующие значения параметров  $\phi'$  мезона:

$$\begin{aligned} \sigma_{\phi'K^+K^-} &= (43 \pm 7) \text{ nb}, \\ \varphi_{\phi'} &= 18^\circ \pm 7^\circ. \end{aligned} \quad (20)$$

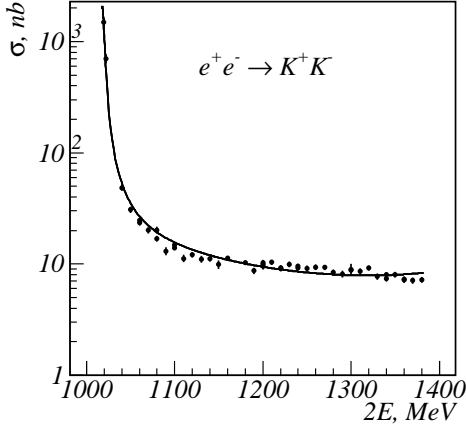


Рис. 3: Полное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ .

При этом значения  $\chi^2$  для трех сканирований в эксперименте равны: 10.7 (6 точек по энергии), 101.2 (26), 32.7 (14).

Полученные большие значения  $\chi^2$  для трех сканирований, связанные с большим разбросом экспериментальных точек и отклонением относительно оптимальной кривой, могут означать, что у нас существуют дополнительные систематические ошибки в определении сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  и что применена упрощенная модель зависимости полного сечения от энергии в системе центра масс. Более детальное исследование вкладов дополнительных резонансов предполагается провести после уточнения всех систематических ошибок.

## 4 Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$

### 4.1 Введение

Радиационные распады легких векторных мезонов ( $\rho, \omega, \phi$ ) важны для понимания низкоэнергетического поведения сильного взаимодействия.

В данной работе приводятся результаты измерения сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  на основе данных с интегральной светимостью  $27 \text{ пб}^{-1}$ , записанных с детектором СНД в 1997-2000 годах. Процесс изучался в каналах распада  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  и  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

## 4.2 Канал распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ . Отбор событий

Благодаря наличию 7 фотонов в конечном состоянии процесса

$$e^+e^- \rightarrow \eta\gamma, \quad (21)$$

с последующим распадом  $\eta$ -мезона в три нейтральный пиона, удается существенно подавить фон по сравнению с другими каналами распада и, следовательно, снизить систематическую погрешность.

Часть фотонов процесса, возможно, будет не зарегистрирована, 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  $\phi$ -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 процессов  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$ , с распадом  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ . 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 энергосодержание в калориметре  $E_{tot}$  и суммарный импульс фотонов  $P_{tot}$ :

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

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  $\chi^2$ , показывающие достоверность того или иного процесса:

- $\chi_{n\gamma}^2$  – в предположении процесса  $e^+e^- \rightarrow n\gamma$  ( $n \geq 6$ ),
- $\chi_{3\gamma}^2$  – событие является процессом  $e^+e^- \rightarrow 2(3)\gamma$ ,
- $\chi_{\omega\pi^0}^2$  – событие является процессом  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ ,
- $\chi_{\omega\pi^0\pi^0}^2$  – событие является процессом  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$ ,
- $\chi_{\eta\gamma}^2$  – событие является процессом  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ .

В области энергий ниже 1060 МэВ дальнейший отбор проводился со следующими ограничениями:

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

Для отобранных событий строились распределения по массе отдачи самого энергичного фотона  $M_{rec \gamma}$  (рис.4).

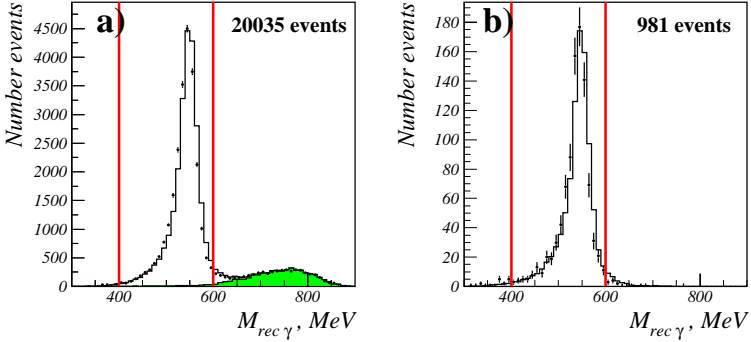


Рис. 4: Инвариантная масса отдачи наиболее энергичного фотона. а) – область  $\phi$ -резонанса, б) – область  $\rho, \omega$ -резонансов.

Видно, что искомым процесс доминирует во всех сканированиях. События на рис.1b с  $M_{rec \gamma} > 600$  МэВ определяются процессом

$$\phi \rightarrow K_S K_L. \quad (22)$$

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

В области энергий выше 1060 МэВ существенно возрастает вклад фоновое процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$ , поэтому для выделения искомого процесса требуются более жесткие условия отбора:

$$N_\gamma = 7, \quad \chi_{\eta\gamma}^2 < 60, \quad \chi_{3\gamma}^2 > 20, \quad \chi_{\omega\pi^0}^2 > 20, \quad \chi_{\omega\pi^0\pi^0}^2 - \chi_{\eta\gamma}^2 < 0.$$

### 4.3 Канал распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Отбор событий

В конечном состоянии процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  с распадом  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  должно быть два заряженных пиона и три фотона, два из которых являются продуктами распада  $\pi^0$ -мезона.

Основным фоновым процессом является процесс

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\gamma), \quad (23)$$

с излучением фотонов начальными или конечными частицами. В случаях, когда один из радиационных фотонов будет зарегистрирован детектором или в событии процесса (23) из-за наложения образуется “дополнительный” фотон, то конфигурации событий искомого и фонового процессов будут близки.

Предварительно отбирались события с двумя заряженными частицами и тремя или более фотонами с условиями на центральность заряженных зарегистрированных пионов:

$$R_{\pi_1} < 0.25 \text{ см}, \quad R_{\pi_2} < 0.25 \text{ см}, \quad |Z_{\pi_1}| < 10 \text{ см}, \quad |Z_{\pi_2}| < 0.25 \text{ см}.$$

Далее проводилась реконструкция событий в предположении выполнения законов сохранения энергии-импульса и конечного состояния:

- $\chi_{3\pi}^2$  – в предположении  $\pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ ,
- $\chi_{3\pi\gamma}^2$  – в предположении  $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma\gamma$ .

Окончательный отбор событий (21) проводился в соответствии со следующими критериями:

$$\chi_{3\pi}^2 < 25, \quad \chi_{3\pi\gamma}^2 > 50.$$

Для определения числа зарегистрированных событий проводилась аппроксимация распределения по инвариантной массе отдачи для фотона, не вошедшего в реконструированный в событии  $\pi^0$  для гипотезы  $\chi_{3\pi\gamma}^2$  (рис.5). Распределение аппроксимировалось суммой двух ассиметричных распределений Гаусса, описывающих распады  $\eta$ -мезона и полинома первой степени, описывающего фоновые процессы.

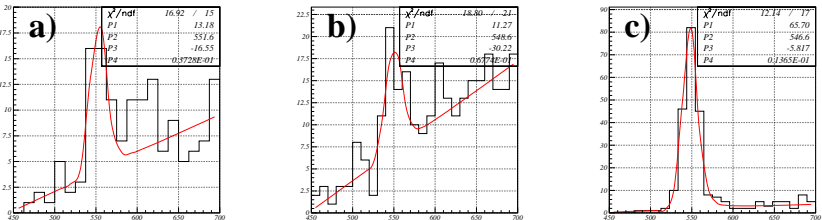


Рис. 5: Инвариантная масса отдачи фотона, не вошедшего в  $\pi^0$  при реконструкции события. а) –  $E_0 = 382, 385$  и  $387$  МэВ. б) –  $E_0 = 392$  МэВ, в) –  $E_0 = 511$  МэВ.



## 4.4 Анализ данных

Число отобранных событий  $N(s)$  может быть описано следующей формулой

$$N(s) = L(s) [\epsilon(s)\beta(s)\sigma(s) + \sigma_b(s)] , \quad s = 4E_{beam}^2 ,$$

где  $L(s)$  интеграл светимости;  $\epsilon$  – эффективность,  $\beta$  – радиационная поправка,  $\sigma$  – сечение изучаемого процесса.  $\sigma_b$  – сечение фоновых процессов, которые также можно представить в виде

$$\sigma_b(s) = \sum_i \epsilon_{b_i}(s)\beta_{b_i}(s)\sigma_{b_i}(s) ,$$

$$\epsilon(s) = \frac{\frac{2E_{max}}{\sqrt{s}} \int_0^{\frac{2E_{max}}{\sqrt{s}}} \epsilon_r(\sqrt{s}, \frac{x\sqrt{s}}{2}) F(x, s) \sigma((1-x)s) dx}{\frac{2E_{max}}{\sqrt{s}} \int_0^{\frac{2E_{max}}{\sqrt{s}}} F(x, s) \sigma((1-x)s) dx} ,$$

$$\beta(s) = \frac{\frac{2E_{max}}{\sqrt{s}} \int_0^{\frac{2E_{max}}{\sqrt{s}}} F(x, s) \sigma((1-x)s) dx}{\sigma(s)} ,$$

где  $\epsilon_r$  – эффективность регистрации (рис.6) в зависимости от энергии радиационных фотонов.  $F(x, s)$  функция определена в [14].

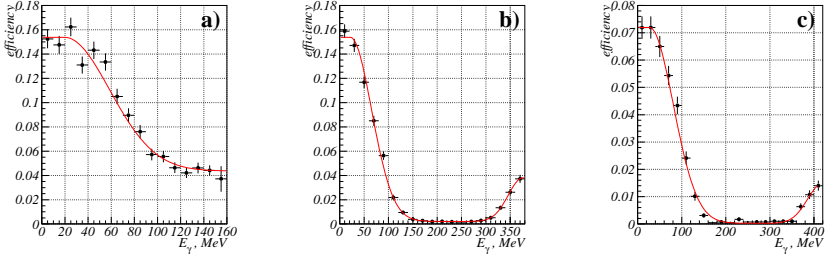


Рис. 6: Эффективность регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  для канала распада  $\eta \rightarrow 3\pi^0$ , определенная по моделированию, в зависимости от энергии радиационного фотона. **a)**  $\sqrt{s} < 880$  МэВ, **b)**  $880 \leq \sqrt{s} \leq 1060$  МэВ, **c)**  $\sqrt{s} > 1060$  МэВ.

Параметризация полученного сечения в зависимости от энергии производилась по модели векторной доминантности с учетом вклада только легких векторных мезонов ( $\rho, \omega, \phi$ ).

## 4.5 Канал распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ . Сечение процесса

В результате аппроксимации получены следующие результаты:

- $Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (1.341 \pm 0.012 \pm 0.051) \cdot 10^{-2}$ ,
- $Br_{\omega \rightarrow \eta\gamma} = (4.22 \pm 0.47 \pm 0.17) \cdot 10^{-4}$ ,
- $Br_{\rho \rightarrow \eta\gamma} = (2.77 \pm 0.26 \pm 0.16) \cdot 10^{-4}$ .

Первая ошибка в приведенных величинах статистическая, вторая ошибка систематическая, обусловленная вкладами ошибок определения эффективности регистрации и неточностью измерения светимости.

Сечение процесса приведено на рис.7.

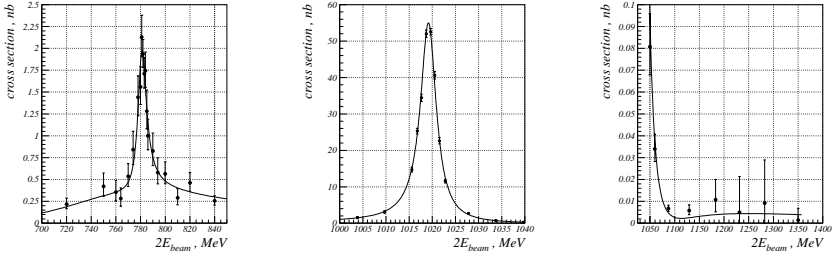


Рис. 7: Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ . Канал распада  $\eta \rightarrow 3\pi^0$ .

## 4.6 Канал распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Сечение процесса

В результате аппроксимации получены следующие результаты:

- $Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (1.296 \pm 0.022 \pm 0.070) \cdot 10^{-2}$
- $Br_{\rho \rightarrow \eta\gamma} = (2.56 \pm 1.00 \pm 0.19) \cdot 10^{-4}$

Первая ошибка в приведенных величинах статистическая, вторая ошибка систематическая, обусловленная вкладами ошибок определения эффективности регистрации, ошибкой определения числа экспериментальных событий эффекта по аппроксимации экспериментального спектра инвариантной массы отдачи фотона и неточностью измерения светимости.

Сечение процесса приведено на рис.8.

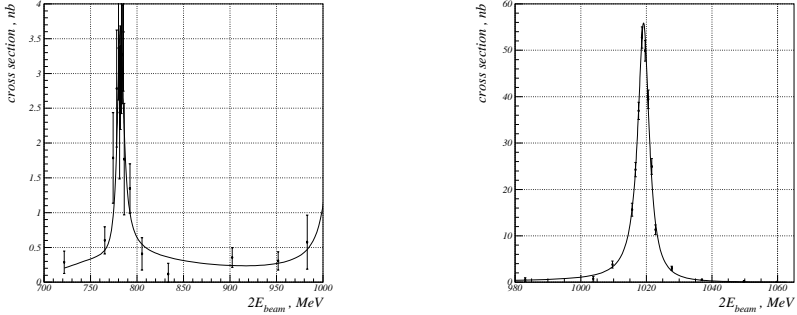


Рис. 8: Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ . Канал распада  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

## 5 Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$

В модели доминантности векторных мезонов (VMD) процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  можно рассматривать как переход  $e^+e^- \rightarrow \rho^0, \omega, \phi \rightarrow \pi^0\gamma$ . В этой модели параметры соответствующих распадов связаны с параметрами распадов  $\omega, \phi \rightarrow \rho^0\pi^0$  и  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  [18]. С другой стороны, эти распады можно интерпретировать в рамках нерелятивистской кварковой модели (NQM), как переход с переворотом спина кварка (магнито-дипольный переход) [19]. Изучение подобных распадов играет важную роль в понимании структуры легких векторных мезонов и исследовании сильных взаимодействий в области низких энергий.

В данной работе продолжена обработка данных СНД, начатая в работах [20, 21], с использованием дополнительной статистики набранной в экспериментах 1998 и 2000 гг. [22]:

- РН198: диапазон энергий 0.98 – 1.06 ГэВ, интеграл светимости  $7.83 \text{ пб}^{-1}$  ( $\sim 1.2 \cdot 10^7$   $\phi$ -мезонов).
- ОМЕ00: диапазон энергий 0.60 – 0.97 ГэВ, интеграл светимости  $5.93 \text{ пб}^{-1}$  ( $\sim 2.5 \cdot 10^6$   $\omega$ -мезонов).

Процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  анализировался в  $3\gamma$  конечном состоянии. Для расчета светимости использовались события  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$  электродинамического происхождения.

Из записанных первичным триггером события (2 или более кластеров в калориметре, отсутствует сигнал в трековой и мюонной системах, энерговыделение больше порога, составлявшего не более  $0.4\sqrt{s}$ ) отбирались

события с числом кластеров  $N_{np} \geq 3$ , энерговыделением в калориметре  $E_{cal} \geq 0.65\sqrt{s}$ , полным импульсом по калориметру  $P_{cal} \leq 0.3\sqrt{s}$ , углом к оси пучка для двух наиболее энергичных частиц  $36^\circ \leq \theta_{1,2} \leq 144^\circ$ , углом третьей по энергии частицы  $27^\circ \leq \theta_3 \leq 153^\circ$ , и ее же энерговыделением в калориметре  $E_{cal3} \geq 0.1\sqrt{s}$ . Далее проводилась кинематическая реконструкция в гипотезе 3-х фотонов. Отбирались события с параметром качества реконструкции  $\chi_{3\gamma}^2 < 20$  и инвариантной массой двух фотонов  $108 \text{ MeV} \leq m_{\gamma\gamma} \leq 162 \text{ MeV}$ . События, не прошедшие в ворота для массы  $\pi^0$ , использовались для контроля уровня фона электродинамического происхождения и фона от процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ .

Сечение процесса параметризовалось формулой Брейт-Вигнера с переменной шириной, параметрами аппроксимации были сечения переходов  $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \pi^0\gamma$  на массе резонансов ( $V = \rho^0, \omega, \phi$ ) и относительные фазы  $\varphi_{\rho^0\omega}, \varphi_{\phi\omega}$ . Относительная фаза  $\varphi_{\rho^0\omega}$  параметризовалась двумя способами – (1) как константа и (2) расчет из модели электромагнитного  $\rho^0 - \omega$  смешивания [23, 24]. Для учета модельной неопределенности, связанной с вкладом высших резонансов проводилась также аппроксимация с дополнительной вещественной амплитудой.

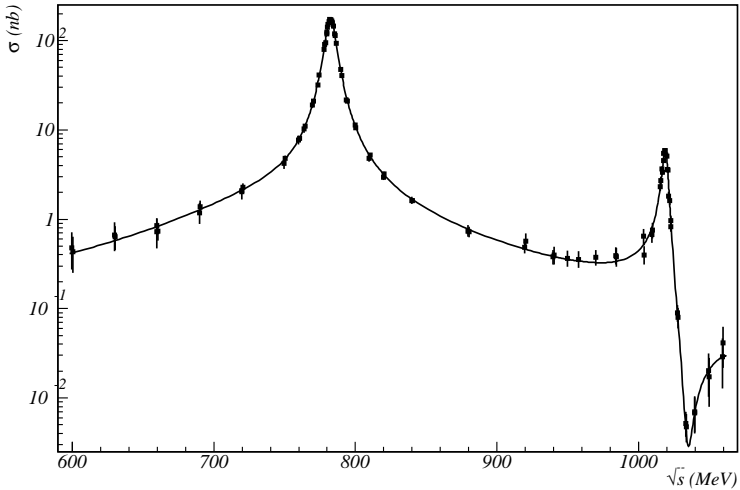


Рис. 9: Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  (логарифмический масштаб).

Получены относительные вероятности и фазы распадов:

$$\begin{aligned}
 B_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma} &= (8,49 \pm 0,08 \pm 0,25)\%, \\
 B_{\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma} &= (5,02 \pm 0,56 \pm 0,47) \times 10^{-4}, \\
 B_{\phi \rightarrow \pi^0 \gamma} &= (1,36 \pm 0,07 \pm 0,07) \times 10^{-3}, \\
 \varphi_{\rho^0 \omega} &= (-9,3 \pm 3,0 \pm 2,4)^\circ, \\
 \varphi_{\phi \omega} &= (152 \pm 9 \pm 11)^\circ
 \end{aligned}$$

График зависимости сечения от энергии приведен на рис.9.

## 6 Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$

Начат анализ процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  с использованием данных, набранных в 1998 г в области энергии ниже 1 ГэВ в системе центра масс. Интегральная светимость, набранная в этом эксперименте, составила  $3.5 \text{ пб}^{-1}$ .

Отбирались события, в которых в области углов  $55^\circ < \theta < 125^\circ$  были зарегистрированы две коллинеарные  $|\Delta\phi| < 10^\circ$ ,  $|\Delta\theta| < 10^\circ$  заряженные частицы с энерговыделениями в калориметре выше порогового. Порог на энерговыделение частицы в калориметре зависел от энергии в системе центра масс и изменялся от 100 до 50 МэВ. Для подавления фона от космических частиц требовалось, чтобы в отобранных событиях мюонная система детектора не сработала. Далее рассчитывался и вычитался вклад от процессов  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  и  $\pi^+\pi^-\pi^0$  и определялось  $\sigma_{\pi\pi\gamma}^{eud}(s)$  видимое сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ .

Сечение аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  вычислялось, как

$$\sigma_{\pi\pi}(s) = \frac{\sigma_{\pi\pi\gamma}^{eud}(s)}{\varepsilon_{\pi\pi\gamma}(s) \cdot \delta_{rad}(s)},$$

где  $\varepsilon_{\pi\pi\gamma}(s)$  – эффективность регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ , определенная по моделированию,  $\delta_{rad}(s)$  – поправка, учитывающая излучение начальных и конечных частиц. При моделировании  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  и вычислении поправки  $\delta_{rad}(s)$  использовались выражения, приведенные в работе [25]. Полученное сечение  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  приведено на Рис.10. Приведенный результат является предварительным.

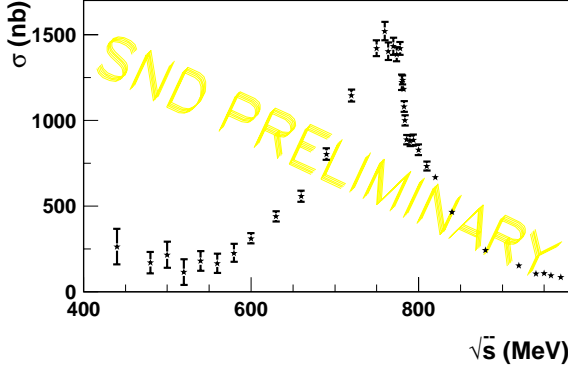


Рис. 10: Сечение  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  измеренное СНД.

## 7 Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

### 7.1 Введение

В области  $\rho$  и  $\omega$  мезонов, реакция  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  может идти через два разных механизма:

$$e^+e^- \rightarrow V\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma, \quad (24)$$

где  $V = \rho, \omega$ , и

$$e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma. \quad (25)$$

Первый из них, (24), описывает излучение фотона начальными частицами в хорошо изученной реакции  $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \pi^+\pi^-$  и его сечение вычисляется методами квантовой электродинамики достаточно точно [26, 27, 28]. Второй механизм более интересен, так как содержит распад  $V \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ .

Распад  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  ранее экспериментально изучался с детектором НД [29, 30]. Было получено следующее значение относительной вероятности данного распада [30]:

$$B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = (0.99 \pm 0.04 \pm 0.15)\% \quad \text{для } E_\gamma > 50 \text{ МэВ}. \quad (26)$$

Возможные механизмы распада  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  представлены на Рис.11 [31]. Диаграммы 11(а) соответствуют тормозному механизму излучения фотона пионами в конечном состоянии и, согласно экспериментальному

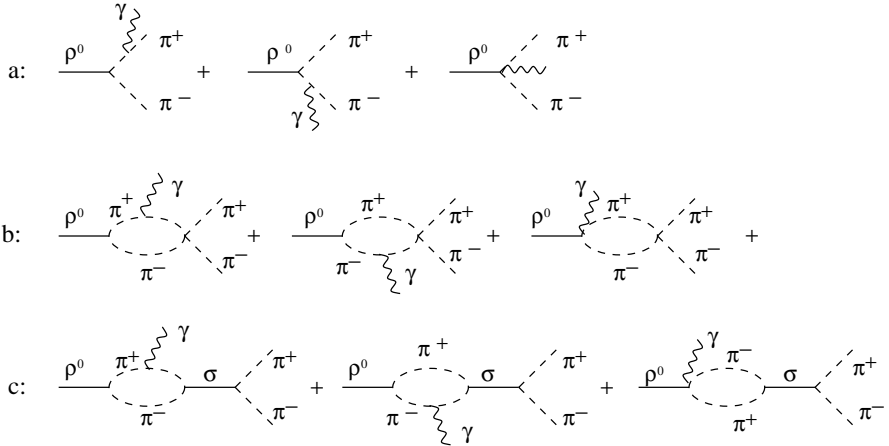


Рис. 11: Фейнмановские диаграммы для распада  $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ .

результату [29, 30], они доминируют. Но более интересным представляется вклад так называемого структурного излучения, которое соответствует остальным диаграммам на Рис.11, так как они включают в себя электро-дипольный переход  $\rho \rightarrow \sigma \gamma$  и, следовательно, могут дать информацию о  $\sigma$ -мезоне, о промежуточном скалярном состоянии. Изучение свойств  $\sigma$ -мезона является важным для теории сильных взаимодействий [31]. В экспериментах с детектором НД [29, 30] был получен только верхний предел  $B(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) < 5 \times 10^{-3}$  на вероятность распада  $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  через структурное излучение.

$\sigma$ -мезон может давать вклад и в распаде  $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , как показано на Рис.12 [31]. Распад  $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  пока экспериментально не обнаружен. Существует только верхний предел  $B(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) < 3.6 \times 10^{-3}$  [16], полученный в экспериментах протон-антипротонной аннигиляции в покое [33].

## 7.2 Отбор событий

Использовалась статистика, набранная в эксперименте ОМЕ98. Во время этого эксперимента в 38 точках энергетического диапазона  $E = 360 - 970$  МэВ был набран интеграл светимости  $3.6 \text{ пб}^{-1}$ , что соответствует рождению примерно  $1.2 \times 10^6$   $\omega$ -мезонов и примерно  $2 \times 10^6$   $\rho$ -мезонов.

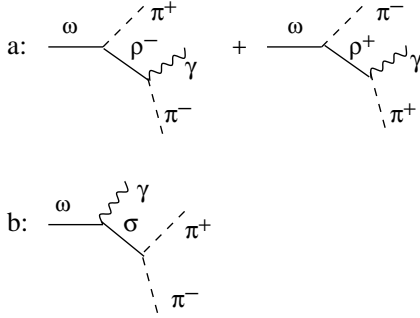


Рис. 12: Фейнмановские диаграммы для распада  $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ .

Предварительный отбор событий реакции

$$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma \quad (27)$$

осуществлялся по следующим критериям:

- в конечном состоянии имеются три частицы, две из которых заряженные.
- угол расколлинearности заряженных частиц  $\Delta\phi > 2^\circ$ .
- оба трека в дрейфовой камере центральные: расстояние между треком и осью пучка в  $r - \phi$  плоскости лежит в пределах  $r < 1$  см, z-координата трека в точке, ближайшей к оси пучков, ограничена условием  $|z| < 10$  см.
- полярный угол для заряженных частиц находится в пределах  $36^\circ < \theta < 144^\circ$ .

В итоге были отобраны 730 370 экспериментальных событий. Среди них, кроме искомого процесса (27), имеются фоновые события от реакции:

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma, \quad (28)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \quad (29)$$

и

$$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0. \quad (30)$$

При этом фон от реакции (28) значителен. Для его подавления использовалась процедура  $e/\pi$  разделения, основанная на сегментации калориметра СНД в продольном направлении и на том факте, что электроны и



пионы имеют при данной энергии разные конфигурации энерговыделения в трех слоях калориметра [34, 35]. Распределение отобранных предварительным отбором экспериментальных событий по соответствующему параметру разделения  $K_{e/\pi}$  показано на Рис.13. Для отбора искомого

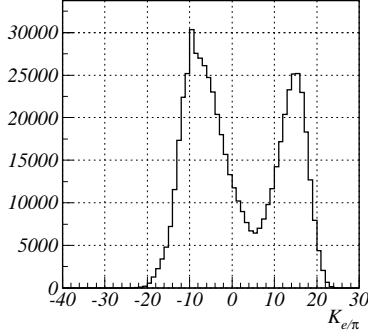


Рис. 13: Распределение экспериментальных событий по параметру  $e/\pi$  разделения после первичного отбора.

процесса (27) было выбрано условие

$$K_{e/\pi} < 10. \quad (31)$$

Кроме того, проводилась кинематическая реконструкция и требовались следующие условия отбора

$$\chi_e^2 > 20, \quad \chi_\pi^2 < 40, \quad (32)$$

где  $\chi_e^2$  соответствует гипотезе, что экспериментальное событие есть событие процесса (28), а  $\chi_\pi^2$  – гипотезе, что имеем событие процесса (27). Второе условие (на  $\chi_\pi^2$ ) подавляет также пучковой фон и фон от космических частиц с маленьким энерговыделением. Этот фон явно виден на распределении экспериментальных событий по полному энерговыделению (Рис.14, пик при  $E_T < 0.3$ ).

Фоновые события данного типа характеризуются также плохой центральностью треков в дрейфовой камере. Поэтому для их дополнительного подавления условия на центральность треков были несколько ужесточены:

$$r < 0.2 \text{ см}, \quad |z| < 6 \text{ см} \quad (33)$$

и было добавлено условие на полное энерговыделение  $E_T > 0.3$ . Наконец, требовались еще следующие критерий:

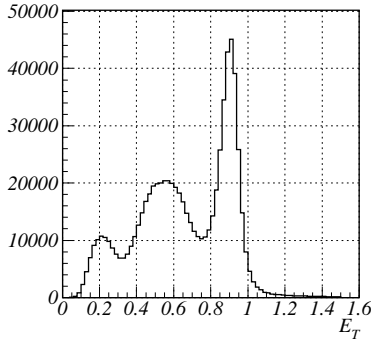


Рис. 14: Распределение экспериментальных событий по нормированному полному энергывыделению после первичного отбора.

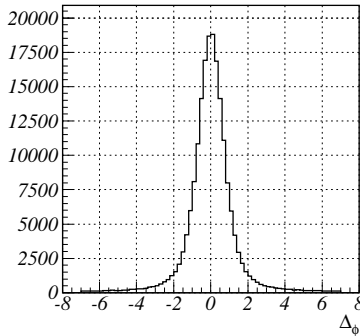


Рис. 15: Распределение экспериментальных коллинеарных событий процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\pi^+\pi^-$  по углу расколлинеарности  $\Delta\phi$ .

- полярный угол фотона находится в пределах  $27^\circ < \theta_\gamma < 153^\circ$ ;
- фотон достаточно энергичный  $E_\gamma > 50$  МэВ
- угол расколлинеарности заряженных частиц  $\Delta\phi > 3^\circ$ .

Последнее условие несколько ужесточает условие предварительного отбора на расколлинеарность треков и направлено против фона от коллинеарных событий процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ , в которых дополнительный фиктивный фотон возникает из-за расщепления ливня, ядерного взаимодействия пионов или рассеяния на большой угол. Разумность выбора численного значения для этого критерия отбора подтверждается распределением экспериментальных коллинеарных событий по параметру  $\Delta\phi$ , которое показано на Рис.15.

После применения описанных выше условий отбора осталось 88017 события для последующего анализа.

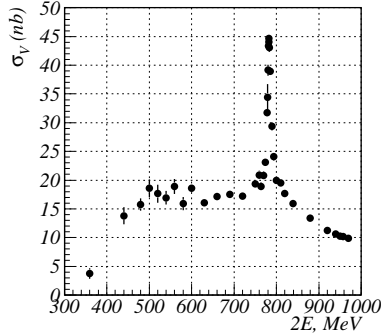


Рис. 16: Сечение регистрации событий, удовлетворяющих условиям отбора для процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ .

### 7.3 Фоновые условия

Сечение регистрации событий, удовлетворяющих условиям отбора, описанным выше, показано на Рис.16. Видно, что в области  $\omega$ -мезона доминирует фон от распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Этот фон плохо подавляется условиями отбора. Согласно моделированию, вероятность того, что фоновые события от процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  ( $\gamma$ ) пройдут условия отбора составляет  $(2.46 \pm 0.08)\%$ .

Фоновые события от процессов (28) и (29) тоже присутствуют. Оценки показывают, что в районе  $\omega$ -мезона вклад фона от процесса (28) невелик – не превышает одного процента. Вклад фонового процесса (29) составляет около 20% на подступах  $\omega$ -мезона и около 7% в самом пике.

В районе  $\omega$ -мезона, энергетические спектры фотона довольно сильно отличаются для искомого процесса (27) и для фоновых процессов. Можно попытаться использовать этот факт для разделения вкладов от отдельных источников, подгоняя экспериментальный нормированный энергетический спектр фотона суммой моделированных распределений для процессов (27), (29), (28) и (30). В результате подгонки получают относительные вклады отдельных процессов. При этом относительный вклад фонового процесса (29) пришлось зафиксировать во время подгонки на его ожидаемое согласно моделирования значения. Вклад от процесса (28) тогда не превышал одного процента. Вклад от фонового процесса (30) со-

ставляет около 20-30% на подступах  $\omega$ -мезона и возрастает до 75% в самом пике. Результаты подгонки для нескольких точек по энергии пучка показаны на Рис.17.

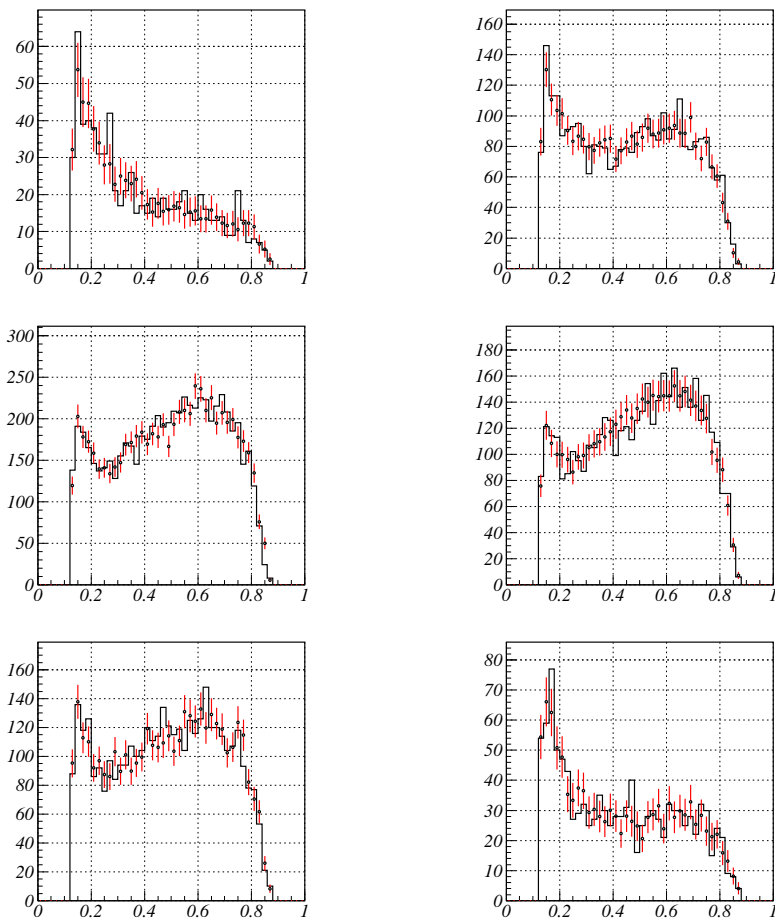


Рис. 17: Нормированный энергетический спектр фотона для разных энергий в области  $\omega$ -мезона. Гистограмма – эксперимент, точки с ошибками – результат подгонки.

Оценив таким образом число фоновых событий от процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\gamma)$  и зная из моделирования вероятность пропуска такого фона через выбранные условия отбора ( $(2.46 \pm 0.08)\%$ ), можно вычислить сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\gamma)$ . Результат показан на Рис.18 и он на 30% выше, чем экспериментальное сечение (с учетом радиационной поправки) из работы [36]. Такая разница не может быть объяснена наличием распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ , который не был учтен при моделировании процесса (27).

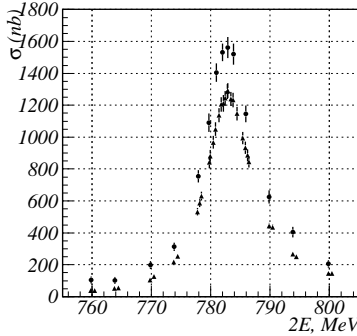


Рис. 18: Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\gamma)$ . Треугольники –  $\sigma_B(1+\delta)$ , где экспериментальное борновское сечение  $\sigma_B(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$  и радиационная поправка  $(1 + \delta)$  взяты из работы [36]. Кружочки – данная работа.

## 7.4 Заключение

Отмеченное выше 30%-ое отличие в оценке фона от процесса (30), возможно, связано с некоторой некорректностью обработки моделированных событий, которое было замечено слишком поздно. Сейчас ведется работа по исправлению этой ошибки. После нахождения надежной процедуры вычитания фона от процесса (30) планируется изучение распада  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  и его механизма. Наблюдение распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  кажется маловероятным из-за большой величины фона от распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Здесь многое будет зависеть от того, насколько точно и надежно удастся оценить этот фон.

## 8 Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ в области энергий 1.04 – 1.38 ГэВ

### 8.1 Введение

Двойное тормозное излучение (ДТИ)  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$  является процессом квантовой электродинамики (КЭД) 4 порядка по электромагнитной константе  $\alpha$ . Его изучение представляет интерес по следующим причинам:

- Проверка квантовой электродинамики в изучении процессов высоких порядков.
- ДТИ является фоновым процессом для некоторых процессов  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны (например,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ) и для процессов распада векторных мезонов с фотонами и лептонами в конечном состоянии (например,  $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$ ).
- Необходимость учета ДТИ при определении светимости коллайдера с точностью  $\sim 1\%$ .

Ранее в работе группы СНД [37] было измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$  с детектором СНД в области энергий 0.98–1.04 ГэВ с точностью 10.3 %. Целью данной работы является экспериментальное изучение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$  в области энергий 1.04–1.38 ГэВ с детектором СНД.

### 8.2 Оценка сечения регистрации. Фоновые процессы

В качестве фоновых процессов рассматривались следующие адронные процессы:

- $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , в конечном состоянии также содержатся 2 заряженные частицы и 2 фотона.
- $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ , доминирующий адронный процесс при энергиях  $\sqrt{s} \geq m_\phi$ .

Для оценки сечений регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$  и фоновых процессов использовалось моделирование методом Монте-Карло. Первичное моделирование каждого процесса производилось в соответствии с результатами работ [38, 39]. Выражение для дифференциального сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ , полученное в работе [39], применимо при

высоких энергиях ( $\gamma = E/m_e \gg 1$ ), больших углах вылета конечных частиц ( $\theta \gg 1/\gamma$ ), больших углах между конечными частицами ( $\theta_{ij} \gg 1/\gamma$ ) и имеет точность  $\sim 10\%$ . Для моделирования регистрации процессов детектором СНД использовался пакет программ UNIMOD2 [40]. Моделирование проводилось в 15 точках по энергии с шагом 20 МэВ в диапазоне 1.1–1.38 ГэВ.

При первичном моделировании процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$  накладывались дополнительные ограничения:

- Минимальная энергия электрона и позитрона  $E_{min} = 50$  МэВ.
- Минимальная энергия фотонов  $\omega_{min} = 10$  МэВ.
- Полярный угол конечных частиц  $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ .
- Минимальный угол между электроном и позитроном  $\theta_{min}^{ee} = 9^\circ$ .
- Минимальный угол между лептоном и фотоном в конечном состоянии  $\theta_{min}^{e\gamma} = 9^\circ$ .

При отборе событий накладывались следующие условия:

1. Сработал первичный триггер. Конфигурация первичного триггера соответствует эксперименту МНАD9702.
2. Число заряженных частиц в событии  $N_c = 2$ .
3. Число нейтральных частиц в событии  $N_n = 2$ .

Сечение регистрации определялось как  $\sigma = \sigma_0(1 + \delta)N_{ev}/N$ , где  $\sigma_0$  – борновское сечение процесса (для ДТИ – сечение, вычисляемое методом Монте-Карло с использованием результатов работы [39]),  $\delta$  – радиационная поправка (для процесса ДТИ не учитывается),  $N$  – полное число событий моделирования процесса,  $N_{ev}$  – число событий моделирования, прошедших условия отбора (1)–(3). Данные по борновским сечениям процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  взяты из работ [41, 42], радиационная поправка вычислялась с использованием результатов работы [14]. Энергетические зависимости сечений регистрации, вычисляемых при последовательном наложении условий отбора (1)–(3), показаны на рис.19,20.

Ожидаемое число событий в каждой энергетической точке определялось как  $N_{exp}(E) = \sigma L_{int}(E)$ , где  $L_{int}(E)$  – интегральная светимость в точке с энергией  $E$ . В таблице 1 приведены оценки ожидаемого числа событий процесса ДТИ и основных фоновых процессов.

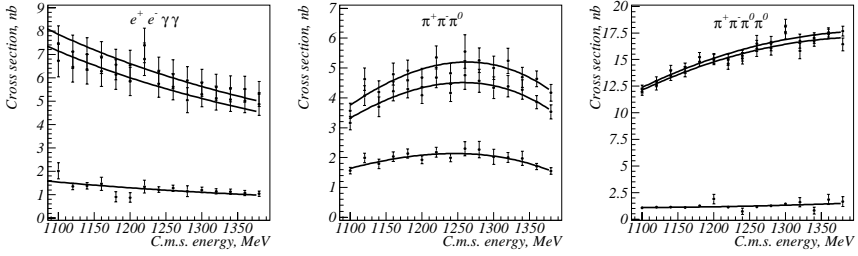


Рис. 19: Сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$  (слева),  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  (посередине) и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  (справа) в зависимости от энергии. Верхние кривые – борновские сечения с радиационной поправкой (для процесса ДТИ – сечение, вычисляемое методом Монте-Карло, радиационная поправка не учитывается). Посередине – сечения регистрации, условие отбора событий (1). Нижние кривые – сечения регистрации, условия отбора событий (1)–(3).

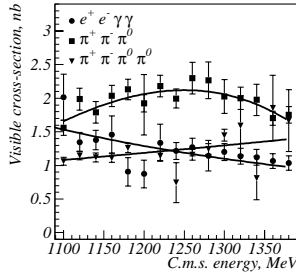


Рис. 20: Видимые сечения процесса двойного тормозного излучения и основных фоновых процессов. Условия отбора событий (1)–(3).

Таблица 1: Ожидаемое число событий ДТИ и основных фоновых процессов при  $\sqrt{s} \geq 1.1$  ГэВ в условиях отбора событий (1)–(3).

Эксперимент	$L_{int}, \text{пб}^{-1}$ ( $\sqrt{s} \geq 1.1$ ГэВ)	Ожидаемое число событий, тыс.		
		$e^+e^-\gamma\gamma$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$
МНAD9701	0.3	0.4	0.5	0.3
МНAD9702	5.2	6.0	10.2	6.6
МНAD9901	2.4	3.0	4.6	2.9
Всего	7.9	9.4	15.3	9.8



### 8.3 Заключение

По данным моделирования проведено изучение энергетической зависимости видимых сечений ДТИ и основных фоновых адронных процессов в области энергии 1.1 – 1.38 ГэВ. Получены оценки видимых сечений и ожидаемого числа событий процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$  и фоновых процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ . Основным фоновым адронным процессом является процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

В дальнейшем планируется рассмотрение фоновых процессов квантовой электродинамики, учет фоновой загрузки детектора, разработка предварительных условий отбора событий.

## 9 Изучение распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

### 9.1 Введение

В данной работе приведены предварительные результаты по измерению вероятности распада

$$\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma. \quad (34)$$

Согласно формулам, приведенным в работе [43], выражение для спектра масс  $e^+e^-$  пары в распаде  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dq^2} \frac{Br(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{Br(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)} &= \frac{\alpha}{3\pi} \frac{|F_{\omega\pi^0}(q^2)|^2}{q^2} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{q^2}} \left(1 + \frac{2m^2}{q^2}\right) \\ &\times \left[ \left(1 + \frac{q^2}{m_\omega^2 - m_\pi^2}\right)^2 - \frac{4m_\omega^2 q^2}{(m_\omega^2 - m_\pi^2)^2} \right]^{3/2}, \quad (35) \end{aligned}$$

где  $m$  – масса электрона,  $m_\omega$ ,  $m_\pi$  – массы  $\omega$  и  $\pi^0$ -мезонов,  $\sqrt{q^2} = m_{ee}$  – инвариантная масса  $e^+e^-$ -пары,  $F_{\omega\pi^0}$  – переходный формфактор. Приближенную оценку отношения вероятности процесса (34) к вероятности распада  $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$  можно получить, положив переходный формфактор равным единице. Тогда, интегрируя приведенную выше формулу, получаем

$$\frac{Br(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{Br(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)} = 0.0086.$$

Экспериментально вероятность распада (34) была впервые измерена на детекторе ND[44]. Анализ, проводился на основе данных, записанных в 1998 и 2000 годах в области энергии 2E от 360 МэВ до 970 МэВ с интегральной светимостью около  $10 \text{ пб}^{-1}$ .

## 9.2 Отбор событий

В большей части событий изучаемого процесса угол разлета электрон-позитронной пары мал, поэтому в дрейфовых камерах СНД электрон и позитрон регистрируются как одна заряженная частица.

Для отбора событий использовались следующие условия:

- в событии найдены 1 заряженная частица и 2 фотона;
- найден центральный трек в дрейфовой камере; расстояние между треком и осью пучка в  $R-\phi$  плоскости лежит в пределах  $R < 0.5\text{см}$ ,  $z$ -координата в точке ближайшей к оси пучков ограничена условием  $|Z| < 10\text{ см}$ ;
- полярный угол всех частиц находится в пределах  $36^\circ < \theta < 144^\circ$ ;
- нормированное полное энергосодержание в калориметре ограничено условием  $E_{tot}/2E_0 > 0.8$ ;
- нормированный полный импульс ограничен условием  $P_{tot}/E_{tot} < 0.15$ ;
- минимальная энергия фотона  $E_{\gamma\ min}$  превышает 50 МэВ;
- $\chi^2 < 20$ , где  $\chi^2$  – параметр кинематической реконструкции;
- инвариантная масса двух фотонов  $M_{\gamma\gamma}$  лежит в области от 100 МэВ до 200 МэВ.

## 9.3 Фоновые процессы

Описанным условиям отбора удовлетворяют не только события процесса (34), но и следующих фоновых процессов:

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \quad (36)$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma, \pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad (37)$$

(с конверсией фотона на вещество),

$$e^+e^- \rightarrow 3\gamma, e^+e^-\gamma, e^+e^-\gamma\gamma\dots \quad (38)$$

Для подавления фона от процесса (36) использовались параметры:

- масса отдачи пары фотонов, причем подразумевается, что они происходят от распада  $\pi^0$ :

$$M_{rec}^2 = (2 \cdot E_0)^2 - 4E_0E_{\pi^0} + m_{\pi^0}^2,$$

где  $E_{\pi^0} = E_{\gamma,1} + E_{\gamma,2}$ , а  $E_{\gamma,i}$  – энергосодержание в калориметре  $i$ -го фотона до реконструкции;

- полное энергосодержание пары электронов:  $TE1 = E_1 + E_2$ .

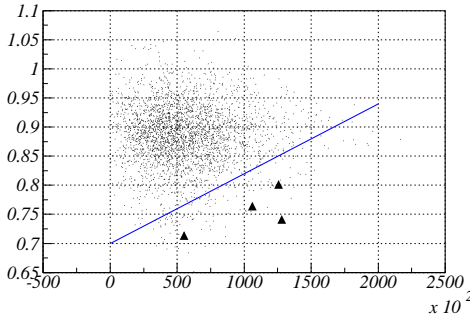


Рис. 21: По оси X отложен параметр  $M_{rec}^2$ , по оси Y – параметр TE1, точки – моделирование процесса (34), круги – процесса (36), линией показано выбранное условие отбора

На основе этих параметров было построено графическое условие отбора (рис.21).

Вклад фона от процесса (37) вычитался по моделированию. Соответствие моделирования процесса конверсии на веществе перед дрейфовой камерой эксперименту было изучено в работе [45], однако аналогичная проверка была выполнена и для энергий в области массы  $\omega$ -мезона. Кроме того, для проверки правильности моделирования конверсии была измерена вероятность распада  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ , с рождением  $\pi^0$  мезона в реакции  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ . В результате полученная вероятность  $Br(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = (1.01 \pm 0.17) \cdot 10^{-2}$  (ошибка статистическая) с точностью до  $1\sigma$  согласуется с табличной  $Br(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = (1.198 \pm 0.032) \cdot 10^{-2}$  [16].

## 9.4 Измерение вероятности

Для отобранных событий была построена зависимость сечения от энергии. Данное сечение подгонялось по следующей формуле

$$\begin{aligned} \sigma_{vis} = & \sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma} \cdot \epsilon_c + \sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma} \cdot \frac{Br(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{Br(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)} \cdot \epsilon \\ & + \sigma_{QED} \cdot (E_0^2/E^2), \end{aligned} \quad (39)$$

где  $\epsilon_c$  – вероятность конверсии фотона на веществе,  $\epsilon$  – эффективность регистрации процесса (34),  $\sigma_{QED}$  – сечение фоновых процессов квантовой электродинамики при энергии  $E_0 = 780$  МэВ, параметрами подгонки являлись  $Br(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$  и  $\sigma_{QED}$ . Результат аппроксимации приведен на рис.22. В итоге были получены следующие значения вероятности распада процесса (34) (ошибка статистическая):

$$\begin{aligned} \text{OMEG 1998:} & \quad (5.54 \pm 0.86) \cdot 10^{-4} , \\ \text{OMEG 2000:} & \quad (5.09 \pm 0.59) \cdot 10^{-4} . \end{aligned}$$

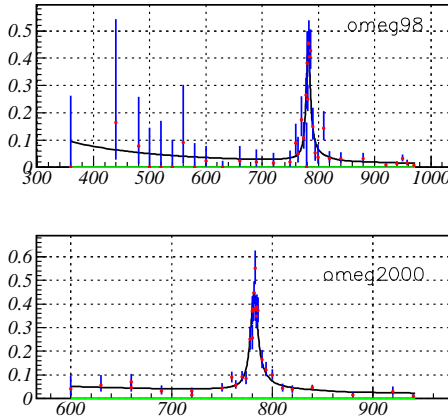


Рис. 22: Результат аппроксимации видимого сечения формулой (39), верхний график – статистика 1998 года ( $3.7 \text{ пб}^{-1}$ ), нижний – 2000 года ( $6.2 \text{ пб}^{-1}$ ).

## 9.5 Систематическая ошибка

Изучались следующие источники систематической ошибки:

- неточность светимости (3%);
- ошибка вероятности распада  $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$  (3%);
- ошибка определения эффективности регистрации (5.1%):
  - статистическая ошибка моделирования (1%),
  - условия отбора (5%) (Эта ошибка возникает из-за различий между экспериментальными и моделированными распределениями по параметрам, используемым при отборе событий. Изучение распределений и влияния критериев отбора проводилось как на событиях процесса (34), так и на событиях процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ . В данном анализе основные вклады дают: параметр кинематической реконструкции  $\chi^2$  – 4%, ограничение на энергию мягкого фотона – 2%, “графическое” условие отбора – 2%, ограничение на полярные углы – 1%);
- ошибка определения вероятности конверсии фотона на веществе перед дрейфовой камерой (8.4%);

- статистическая ошибка моделирования (4.5%),
- неточность описания в моделировании вещества перед дрейфовой камерой (5%),
- условия отбора (5%) (Происхождение данной ошибки и ее величина совпадают с ошибкой условий отбора при определении эффективности регистрации).

## 9.6 Вывод

Измеренная величина вероятности распада  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  приведена ниже в таблице 2. Она хорошо согласуется с предыдущим измерением, проведенном на детекторе НД, но отличается от теоретических предсказаний примерно на 2.5 стандартных отклонения.

Таблица 2: Сравнение величины вероятности распада  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ , полученной в данной работе, с предыдущим измерением и теоретическими предсказаниями; использовалось, что  $Br(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = (0.0865 \pm 0.0045)\%$  [36]

СНД ( $\cdot 10^{-4}$ )	НД ( $\cdot 10^{-4}$ )	Теоретические предсказания ( $\cdot 10^{-4}$ )
$5.23 \pm 0.49 \pm 0.86$	$5.9 \pm 1.9$	7.4 ( $ F_{\omega\pi^0}  = 1$ ) 7.9 ( $F_{\omega\pi^0}$ из VDM [43]) $12.7 \pm 4.5$ ( $F_{\omega\pi^0}$ из $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ [46]) $7.9 \pm 0.26$ (HLS) [47]

## 10 Заключение

В настоящей работе рассмотрены процессы

- $e^+ e^- \rightarrow K_S K_L$
- $e^+ e^- \rightarrow K^+ K^-$
- $e^+ e^- \rightarrow \eta \gamma$
- $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$
- $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ ,
- $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$
- $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Приведенные в тексте результаты являются предварительными.

Работа частично поддержана грантами Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-1335.2003.2, РФФИ 03-02-16581-а, 04-02-16184-а, 04-02-16181-а и Фонда содействия отечественной науке.

## Список литературы

- [1] M.N. Achasov et al., Nucl. Instrum. Meth. A **449**, 125 (2000).
- [2] V.E. Balakin et al. Phys. Lett. **41B**, 205 (1972).
- [3] P.M. Ivanov et al. Phys. Lett. B **107**, 297 (1981).
- [4] B. Delcourt et al. Phys. Lett. **99B**, 257 (1981).
- [5] B. Esposito et al. Lett. Nuovo Chim. **28**, 337 (1980).
- [6] M.N. Achasov et al. Review of Recent Results from SND Experiments for VEPP-2M, Preprint Budker INP 2003-52. Novosibirsk, 2003.
- [7] N.N. Achasov et al. Sov. J. Nucl. Phys. **54**, 664 (1991); Yad. Fiz. **54**, 1027 (1991); Int. J. Mod. Phys. **A5**, 3187 (1992).
- [8] P.M. Ivanov et al. Pisma v JETP, **36**, 91 (1982) (in Russian).
- [9] F. Mané et al. Phys. Lett. **B99**, 261 (1981).
- [10] R.R. Akhmetshin et al. Phys. Lett. **B551**, 27 (2003).
- [11] V.M. Aulchenko et al. Proc. Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, Italy, April 9–12 (1991), p.605.
- [12] A.V. Bozhenok, V.N. Ivanchenko and Z.K. Silagadze Nucl. Instr. and Meth. **A379**, 507 (1996).
- [13] M.N. Achasov et al. arXiv:hep-ex/9711023.
- [14] E.A. Kuraev, V.S. Fadin. Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985).
- [15] A.B. Боженок, Д.А. Букин, В.Н. Иванченко и др. Пакет программ аппроксимации сечений в эксперименте СНД, Препринт ИЯФ 99-103, Новосибирск, 1999.
- [16] K. Hagiwara et al. [Particle Data Group Collaboration], Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).
- [17] M.N. Achasov et al. Phys. Rev. D **63**, 072002 (2001).
- [18] M. Gell-Mann et al. Phys. Rev. Lett. **8**, 261 (1962).
- [19] D.A. Geffen and W. Wilson. Phys. Rev. Lett. **44**, 370 (1980).
- [20] M.N. Achasov et al. Eur. Phys. J. C **12**, 25 (2000).
- [21] M.N. Achasov et al. Phys. Lett. B **559**, 171 (2003).

- [22] *M.N. Achasov et al.* AIP Conf. Proc. **619**, 30 (2002).
- [23] *N.N. Achasov and A.A. Kozhevnikov.* Sov. J. Nucl. Phys. **55**, 449 (1992).
- [24] *H.B. O'Connell et al.* Prog. Part. Nucl. Phys. **39**, 201 (1997).
- [25] *A.B. Arbuzov, et al.* ЖЭТФ **9710**, 006 (1997).
- [26] *В.Н. Байер, В.А. Хозе.* ЖЭТФ **48**, 1708 (1965).
- [27] *M.J. Creutz and M.B. Einhorn.* Phys. Rev. D **1**, 2537 (1970).
- [28] *G. Vonneau and F. Martin.* Nucl. Phys. B **27**, 381 (1971).
- [29] *И.Б. Вассерман и др.* ЯФ **47**, 1635 (1988).
- [30] *S.I. Dolinsky et al.* Phys. Rept. **202**, 99 (1991).
- [31] *A. Gokalp, A. Kucukarlan, S. Solmaz and O. Yilmaz.* Acta Phys. Polon. B **34**, 4095 (2003).
- [32] *M.R. Pennington.* Talk given at Workshop on Hadron Spectroscopy (WHS 99), Rome, Italy, 8-12 Mar 1999. arXiv:hep-ph/9905241.
- [33] *P. Weidenauer et al.* Z. Phys. C **47**, 353 (1990).
- [34] *С.В. Бурдин.* распады  $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  и  $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 2000.
- [35] *V.P. Druzhinin et al.* in Proc. of Third Intern. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, 1984, p.77.
- [36] *M.N. Achasov et al.* Phys. Rev. D **68**, 052006 (2003).
- [37] *M.N. Achasov et al.* Eur. Phys. J. C **12**, 369 (2000).
- [38] *E.L. Bratkovskaya et al.* Phys. Lett. B **338**, 471 (1994).
- [39] *Э.А. Кураев, А.Н. Перышкин.* ЯФ **42**, 1195 (1985).
- [40] *А.Д. Бужин и др.* Препринт ИЯФ 94–20. Новосибирск, 1994.
- [41] *M.N. Achasov et al.* Phys. Rev. D **66**, 032001 (2002).
- [42] *М.Н. Ачасов и др.* ЖЭТФ **123**, 899 (2003).
- [43] *L.G. Landsberg.* Phys. Rep. **128**, 301 (1985).
- [44] *С.И. Долмнцкий и др.* Ядерная Физика **48**, 442 (1988).
- [45] *M.N. Achasov et al.* Phys. Lett. B **504**, 275 (2001).
- [46] *R.I. Dzhelyadin et al.* Phys. Lett. B **102**, 296 (1981).
- [47] *M. Hashimoto.* arXiv:hep-ph/9605422.

*В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин,  
А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок, Д.А. Букин, А.В. Васильев,  
В.Б. Голубев, Т.В. Димова, В.П. Дружинин, А.А. Король,  
С.В. Кошуба, И.Н. Нестеренко, А.Е. Образовский, А.В. Отбоев,  
Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, С.И. Середняков,  
З.К. Силагадзе, Ю.В. Усов, Ю.М. Шатунов*

**Анализ данных СНД –  
состояние дел и предварительные результаты**

*M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin,  
A.G. Bogdanchikov, A.V. Bozhenok, D.A. Bukin, A.V. Vasiljev,  
V.B. Golubev, T.V. Dimova, V.P. Druzhinin, A.A. Korol,  
S.V. Koshuba, I.N. Nesterenko, A.E. Obrazovski A.V. Otboev,  
E.V. Pakhtusova, E.A. Perevedentsev, S.I. Serednyakov,  
Z.K. Silagadze, Yu.V. Usov, Yu.M. Shatunov*

**SND data analysis –  
present status and preliminary results**

ИЯФ 2004-53

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев  
Работа поступила 12.07.2004 г.

---

Сдано в набор 14.07.2004 г.

Подписано в печать 15.07.2004 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.5 печ.л., 2.0 уч.-изд.л.

Тираж 145 экз. Бесплатно. Заказ № 53

---

Обработано на IBM PC и отпечатано на  
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.