

Сибирское отделение Российской Академии наук

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

В.М. Аульченко, 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.В. Васильев, В.Б. Голубев, Т.В. Димова,  
А.А. Дроздецкий, В.П. Дружинин, В.Н. Иванченко,  
А.А. Король, С.В. Кошуба, Г.А. Кукарцев,  
А.П. Лысенко, И.Н. Нестеренко, А.В. Отбоев,  
Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, В.М. Попов,  
А.А. Сальников, С.И. Середняков, А.Г. Скрипкин,  
В.А. Сидоров, З.К. Силагадзе, А.Н. Скринский,  
Ю.В. Усов, А.А. Чальцев, В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$   
НА ВЭПП-2М С ДЕТЕКТОРОМ СНД

ИЯФ 2000-35

НОВОСИБИРСК  
2000

**Изучение процессов  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$   
на ВЭПП-2М с детектором СНД**

*В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов,  
А.В. Бердюгин, А.Г. Богданчиков, А.В. Боженов,  
А.Д. Букин, Д.А. Букин, С.В. Бурдин,  
А.В. Васильев, В.Б. Голубев, Т.В. Димова,  
А.А. Дроздецкий, В.П. Дружинин, В.Н. Иванченко,  
А.А. Король, С.В. Кошуба, Г.А. Кукарцев,  
А.П. Лысенко, И.Н. Нестеренко, А.В. Отбоев,  
Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, В.М. Попов,  
А.А. Сальников, С.И. Средняков, А.Г. Скрипкин,  
В.А. Сидоров, Э.К. Силагадзе, А.Н. Скринский,  
Ю.В. Усов, А.А. Чальцев, В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов*  
Институт ядерной физики им.Г.И. Будкера

**Аннотация**

Настоящая работа посвящена изучению процессов  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД. Основные результаты, полученные в работе, следующие:

сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  измерено от порога до 1.4 ГэВ, измерены вероятности распадов:

$$\begin{aligned} B(\phi \rightarrow \omega\pi) &= (5.5_{-1.4}^{+1.6} \pm 0.3) \cdot 10^{-5}, \\ B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) &= (7.8 \pm 2.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-5}, \\ B(\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) &= (4.8_{-1.8}^{+3.4} \pm 0.2) \cdot 10^{-5}, \end{aligned}$$

получено отношение парциальных ширин  $\omega$  мезона:

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 0.0994 \pm 0.036 \pm 0.0038.$$

**Study of the reactions  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  and  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$   
with SND detector at VEPP-2M**

*V.M. Aulchenko, M.N. Achasov, K.I. Beloborodov,  
A.V. Berdyugin, A.G. Bogdanchikov, A.V.Bozhenok,  
A.D.Bukin, D.A.Bukin, S.V. Burdin,  
A.V. Vasiljev, V.B. Golubev, T.V. Dimova,  
A.A. Drozdetsky, V.P. Druzhinin, V.N. Ivanchenko,  
A.A. Korol, S.V. Koshuba, G.A. Kukartsev,  
A.P. Lysenko, I.N. Nesterenko, A.V. Otboev,  
E.V. Pakhtusova, E.A. Perevedentsev, V.M. Popov,  
A.A. Salnikov, S.I. Serednyakov, A.G. Skripkin,  
V.A. Sidorov, Z.K. Silagadze, A.N. Skrinsky,  
Yu.V. Usov, A.A. Chaltsev, V.V. Shary, Yu.M. Shatunov*

Budker Institute of Nuclear Physics  
630090, Novosibirsk, Russia

**Abstract**

This paper is devoted to study of the reactions  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  and  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  at VEPP-2M  $e^+e^-$  collider with SND detector. The main results obtained in the paper are the following:

the cross section of process  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  was measured from threshold to 1.4 GeV,

the branching ratios were measured:

$$\begin{aligned} B(\phi \rightarrow \omega\pi) &= (5.5_{-1.4}^{+1.6} \pm 0.3) \cdot 10^{-5}, \\ B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) &= (7.8 \pm 2.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-5}, \\ B(\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) &= (4.8_{-1.8}^{+3.4} \pm 0.2) \cdot 10^{-5}, \end{aligned}$$

the ratio of  $\omega$  meson partial widths was obtained:

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 0.0994 \pm 0.036 \pm 0.0038.$$

---

В данной работе представлены результаты изучения процессов  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД [1]. Процесс  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  анализировался в диапазоне энергий от порога реакции 0.92 ГэВ до 1.4 ГэВ, процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  — при энергии ниже 1.0 ГэВ. Главной причиной объединения двух этих анализов в одной работе является то, что механизм  $\omega\pi^0$  играет существенную роль и ниже 0.92 ГэВ. Таким образом два процесса дополняют друг друга, а результаты обработки процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  выше порога используются при исследовании распадов  $\rho, \omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ .

Структура настоящей работы следующая. Вначале дается краткая характеристика анализируемых экспериментов. Затем идут три главы, посвященные разным областям энергии: области  $\phi$  резонанса, диапазону 0.92 – 1.4 ГэВ и области ниже 1.0 ГэВ. Анализ данных в этих областях существенно отличается, главным образом, из-за различия фоновых условий. Каждая из глав предваряется описанием основных физических задач, решаемых при обработке.

Три главы, посвященные анализу данных, расположены в хронологическом порядке. К моменту времени, когда была закончена обработка эксперимента в области  $\phi$  резонанса, результатов, полученных в главе 3, еще не существовало. Поэтому заранее просим читателя извинить нас за возможные логические несоответствия между главами 2 и 3.

## 1 Детектор, эксперимент

Детектор СНД [1] представляет собой универсальный немагнитный детектор, главной частью которого является трехслойный калориметр на 1630 кристаллах 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 двух дрейфовых камер. Точность измерения азимутального угла составляет около  $0.5^\circ$ , полярного — около  $2^\circ$ . Телесный угол системы дрейфовых камер — 95% от  $4\pi$ .

Для анализа использовалась статистика четырех экспериментов, проведенных на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М в период с 1997 по 1999 г.:

- **МНАД97** Эксперимент проводился методом сканирования энергетического интервала  $E=1040-1380$  МэВ с шагом 10 МэВ. Суммарный интеграл светимости, набранный в этом диапазоне, составил около  $6 \text{ пб}^{-1}$ .  $130 \text{ нб}^{-1}$  было набрано дополнительно при энергии 980 МэВ, что обеспечило перекрытие с данными описанного ниже эксперимента ОМЕ98.
- **РНИ98** Эксперимент состоял из двух сканирований области  $\phi$  резонанса:  $E = 984 - 1060$  МэВ. Данные набирались при 16 значениях энергии пучков. Суммарный интеграл светимости, около  $8 \text{ пб}^{-1}$ , соответствовал  $1.2 \cdot 10^7$  рожденных  $\phi$  мезонов.
- **ОМЕ98** Эксперимент проводился в энергетическом интервале  $E = 360 - 970$  МэВ. В 37 энергетических точках был набран интеграл светимости  $3.6 \text{ пб}^{-1}$ , из которого треть приходилась на область  $\omega$  резонанса,  $E = 760 - 800$  МэВ. Полное число рожденных  $\omega$  мезонов в этом эксперименте составило  $\sim 1.2 \cdot 10^6$ , а  $\rho$  мезонов — около  $2 \cdot 10^6$ .
- **МНАД99** Интегральная светимость  $3.1 \text{ пб}^{-1}$  была набрана в 11 точках энергетического диапазона  $1060 - 1360$  МэВ.

Интегральная светимость измерялась по процессам  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Систематическая ошибка нормировки на светимость оценивалась в 2% для эксперимента РНИ98 и в 3% для экспериментов МНАД97, ОМЕ98 и МНАД99.

## 2 Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ в области $\phi$ резонанса

В последнее время значительный прогресс в изучении редких распадов  $\phi$  мезона был достигнут в экспериментах на ВЭПП-2М с детекторами СНД и КМД2. Среди редких распадов можно выделить класс OZI подавленных и нарушающих G-четность распадов  $\phi \rightarrow X$ , где  $X = \omega\pi^0$  [2],  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  [3],  $\pi^+\pi^-$  [3, 4]. Из-за относительно большой амплитуды соответствующих нерезонансных процессов  $e^+e^- \rightarrow X$  эти распады проявляют себя в виде интерференционной волны в энергетическом поведении

сечения вблизи  $\phi$  резонанса. Борновское сечение с учетом интерференции может быть представлено в следующем виде:

$$\sigma(E) = \sigma_0(E) \cdot \left| 1 - Z \frac{m_\phi \Gamma_\phi}{D_\phi} \right|^2, \quad (1)$$

где  $\sigma_0(E)$  — сечение нерезонансного процесса,  $Z$  — комплексный параметр интерференции, представляющий собой отношение амплитуды распада к амплитуде нерезонансного процесса,  $m_\phi, \Gamma_\phi$  — масса, ширина,  $D_\phi = m_\phi^2 - E^2 - iE\Gamma_\phi(E)$  — пропагатор  $\phi$  мезона,  $E$  — энергия  $e^+e^-$  в системе центра масс. В этой параметризации во втором слагаемом пренебрегается всеми энергетическими зависимостями кроме резонансной. Относительная вероятность распада  $\phi \rightarrow X$  пропорциональна квадрату модуля параметра интерференции и величине нерезонансного сечения в максимуме  $\phi$  резонанса:

$$B(\phi \rightarrow X) = \frac{\sigma_0(m_\phi) \cdot |Z|^2}{\sigma_\phi}, \quad (2)$$

здесь  $\sigma_\phi = 12\pi B(\phi \rightarrow e^+e^-)/m_\phi^2 = 4220 \pm 110$  нб — сечение рождения  $\phi$  мезона в  $e^+e^-$  столкновениях [6]. Из анализа экспериментально измеренного сечения можно извлечь мнимую и действительную части параметра интерференции, т.е. измерить не только вероятность распада, но и относительную фазу резонансной и нерезонансной амплитуд.

Наиболее простым и естественным механизмом нарушения G-четности в распадах  $\phi$  мезона является электромагнитный переход  $\phi \rightarrow \gamma - \rho, \rho'$ . Этот механизм дает вклад только в действительную часть параметра интерференции и одинаков для всех обсуждаемых процессов:  $\text{Re}(Z)_\gamma = 3B(\phi \rightarrow e^+e^-)/\alpha = 0.123$  (см., например, [5]). Другие механизмы распадов дают вклад как в действительную, так и в мнимую часть параметра  $Z$ . Экспериментальное разделение действительной и мнимой частей амплитуды дает возможность выяснить вопрос о вкладе различных механизмов распада.

В этой главе анализируется процесс  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  вблизи  $\phi$  резонанса. Единственное предыдущее измерение распада  $\phi \rightarrow \omega\pi^0$  было сделано в эксперименте на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД при изучении реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  [2]. Были измерены действительная и мнимая части параметра  $Z$  и получено следующее значение вероятности распада:  $(4.8_{-1.7}^{+1.9} \pm 0.8) \cdot 10^{-5}$ . Нейтральный канал  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  также изучался на детекторе СНД [7]. В этом канале наряду с распадом  $\phi \rightarrow \omega\pi^0$  вклад в интерференцию дает распад  $\phi \rightarrow \rho^0\pi^0, \rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ . В работе [7] интерференция в реакции

$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  наблюдалась на уровне трех стандартных отклонений, и ее величина не противоречила сумме двух упомянутых вкладов. Оба анализа [2, 7] были основаны на данных, накопленных детектором СНД в 1996 году. В этой работе мы представляем результат анализа данных 1998 года с целью проверки предыдущих измерений и улучшения точности.

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

### 2.1.1 Отбор событий

Предварительный отбор событий реакции

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

осуществлялся по следующим критериям:

- число фотонов больше или равно пяти и нет треков в дрейфовой камере;
- энерговыделение в калориметре больше  $0.7 \cdot E$ ;
- полный импульс в событии, измеренный по калориметру, меньше  $0.15 \cdot E$ ;

Кроме событий исследуемой реакции в этот класс попадают события процессов:

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_S K_L \rightarrow \text{neutrals}, \quad (4)$$

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma, \eta \rightarrow 3\pi^0, \quad (5)$$

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma. \quad (6)$$

Распад (6) несмотря на малую вероятность  $\sim 10^{-4}$  [8, 9] является одним из основных фоновых процессов, так как имеет то же конечное состояние, что и процесс (3). Для моделирования процесса (6) использовалась модель перехода через промежуточное состояние  $f_0\gamma$ , где  $f_0$  — скалярная частица, спектр фотона отдачи был взят из [8]. Поскольку в отличие от реакции (3) фотон отдачи в процессе (6) преимущественно мягкий, интерференция между процессами (6) и (3) мала.

Высокая загрузка калориметра фоном от частиц, выбывающих из пучка, приводит к появлению дополнительных ложных фотонов в части событий. Доля таких событий в эксперименте 1998 года составляла около 8%. Из-за наложений возникал дополнительный фон от процессов:

$$e^+e^- \rightarrow 2\gamma, 3\gamma. \quad (7)$$

Угловые и энергетические распределения ложных фотонов изучались по специальным событиям со случайным запуском от внешнего генератора, которые подмешивались к основному потоку событий во время эксперимента. Анализ этих событий показал, что большая часть ложных фотонов имеет энергию вблизи порога регистрации фотонов 20 МэВ и сосредоточена вблизи краев калориметра, под малым углом к оси пучка. Информация о сработавших каналах детектора в событиях с запуском от генератора была использована при моделировании изучаемого и фоновых процессов для имитации наложений, которые имеют место в реальном эксперименте.

К событиям, прошедшим предварительные условия отбора, применялась процедура кинематической реконструкции, то есть методом максимума правдоподобия находились такие параметры частиц (углы и энергии), при которых выполняются законы сохранения энергии и импульса, а также условия на наличие в событии промежуточных частиц. Кинематическая реконструкция проводилась для двух гипотез:

1. событие относится к процессу  $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ ;
2. событие относится к процессу  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ .

В событиях, в которых число фотонов превышало требование рассматриваемой гипотезы, лишние фотоны считались ложными. При реконструкции проверялись все возможные комбинации с правильным числом фотонов и выбиралась наилучшая, с минимальным значением функции  $\chi^2$ . В результате кинематической реконструкции вычислялись значения функций  $\chi^2$  для обеих гипотез:  $\chi_{3\gamma}$ ,  $\chi_{\pi\pi\gamma}$  и параметр  $M_{\pi\gamma}$  — масса отдачи  $\pi^0$ , ближайшая к массе  $\omega$  мезона, для гипотезы 2. Для подавления фона от процессов (7) использовалось требование

$$\chi_{3\gamma} > 25.$$

В дальнейшем события с числом фотонов равным и большим пяти анализировались отдельно. Распределение по параметру  $\chi_{\pi\pi\gamma}$  для экспериментальных событий и событий моделирования процессов (3) и (5)



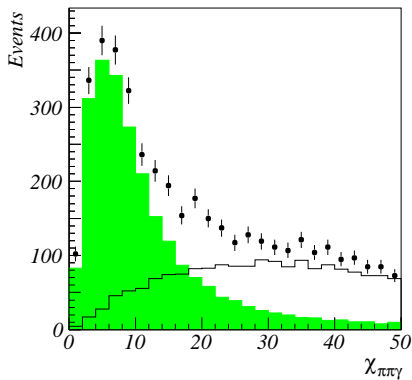


Рис. 1: Распределение по параметру  $\chi_{\pi\pi\gamma}$  для экспериментальных событий (точки с ошибками) и событий моделирования процессов (3) (заштрихованная область) и (5) (линия).

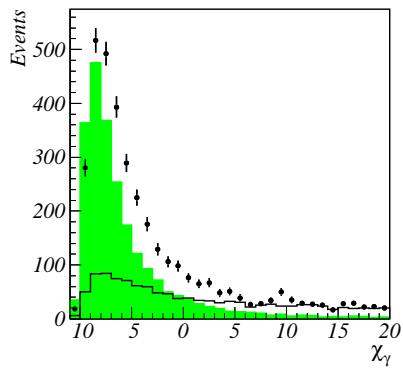


Рис. 2: Распределение по параметру  $\chi_\gamma$  для экспериментальных событий (точки с ошибками), событий моделирования процессов (3) (заштрихованная гистограмма) и (5) (линия).

с числом фотонов равным пяти приведено на рис.1. На параметр  $\chi_{\pi\pi\gamma}$  накладывалось следующее ограничение:

$$\chi_{\pi\pi\gamma} < 40.$$

Описанные выше критерии отбирают события, удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса. Поэтому прошедшие отбор события процесса (5), имеющего семь фотонов в конечном состоянии, переходят в класс пятифотонных большей частью за счет слияния близких фотонов. То же самое можно сказать и о процессе (4). Отбираются такие события этого процесса, в которых  $K_L$  мезон распался внутри калориметра на три  $\pi^0$  мезона ( $K_S$  мезон распадается на два  $\pi^0$  мезона внутри вакуумной камеры), получившиеся 10 фотонов с малой вероятностью могут дать конфигурацию, сходную с пятифотонным событием. Дополнительное подавление фона от процессов (4) и (5) было получено с помощью анализа поперечных распределений энерговыделения в ливнях от зарегистрированных фотонов. Для каждого из фотонов в событии строилась логарифмическая функция правдоподобия для поперечного распределения энерговыделения [10]. В качестве параметра отбора использовалась  $\chi_\gamma$  — максимальная величина логарифмической функции правдоподобия среди пяти фотонов. Распределения по этому параметру для экспери-

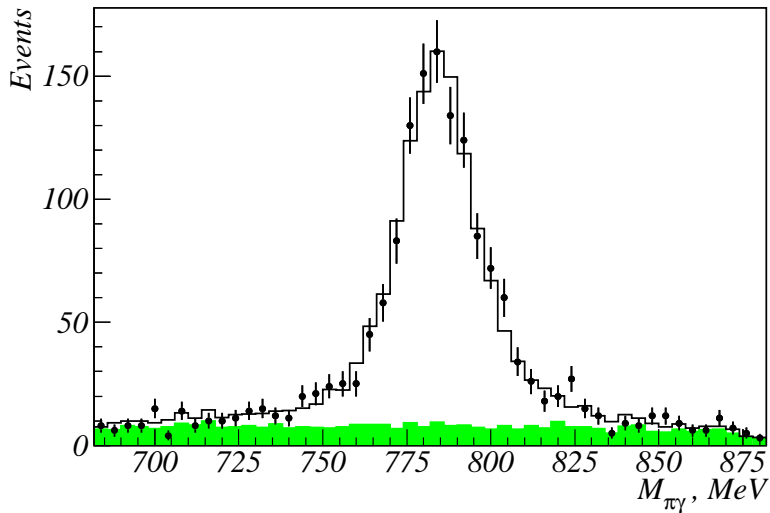


Рис. 3: Распределение по параметру  $M_{\pi\gamma}$  для экспериментальных событий (точки с ошибками), событий моделирования фоновых процессов (заштрихованная гистограмма). Линия — сумма процесса (3) и фона.

ментальных событий и событий моделирования, прошедших предыдущие отборы, приведено на рис.2. На этот параметр накладывалось довольно жесткое ограничение

$$\chi_\gamma < -4.$$

Согласие между экспериментом и моделированием вблизи значения  $\chi_\gamma = -4$  не очень хорошее, поэтому класс событий с  $\chi_\gamma > -4$  также анализировался, но с более жесткими условиями отбора по другим параметрам.

Распределение по параметру  $M_{\pi\gamma}$  для экспериментальных и моделированных событий приведено на рис.3. Видно хорошее согласие моделированных и экспериментальных распределений как в области подложки, так и в пике. При расчете распределения фоновых событий суммировались вклады всех описанных выше фоновых процессов. На этом этапе отбора фон определяется процессами (5) и (6), примерно в равной пропорции. Для дальнейшего анализа использовались события, удовлетворяющие ограничению:

$$|M_{\pi\gamma} - 782| < 50.$$

На события с числом фотонов больше пяти накладывались следующие условия:  $\chi_{\pi\pi\gamma} < 20$ ,  $|M_{\pi\gamma} - 782| < 25$ . Эти же ограничения использовались для пятифотонных событий с  $\chi_\gamma > -4$ .

Эффективность регистрации событий процесса (3) с условиями

$$\chi_{\pi\pi\gamma} < 40, |M_{\pi\gamma} - 782| < 50 \quad (8)$$

и числе фотонов более или равном пяти была вычислена по моделированию и составила  $\varepsilon = 38\%$ . Для оценки систематической ошибки этой величины с условиями отбора близкими к (8) обрабатывались события с семью и более фотонами. Ограничения накладывались на функцию правдоподобия и массу отдачи фотона, полученные при кинематической реконструкции в гипотезе  $e^+e^- \rightarrow 3\pi^0\gamma$ . Измеренное значение вероятности распада  $B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.26 \pm 0.01)\%$  совпало с табличным  $(1.26 \pm 0.06)\%$ , поэтому мы считаем, что систематическая ошибка определения эффективности регистрации процесса (3) с условиями (8) не превышает 5%, то есть суммарной ошибки измеренного и табличного значений  $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ .

### 2.1.2 Анализ данных

Отобранные по описанным выше критериям события разбивались на 6 классов:

1.  $N_\gamma = 5$ ,  $\chi_\gamma < -4$ ,  $\chi_{\pi\pi\gamma} < 20$ ,  $|M_{\pi\gamma} - 782| < 25$ ;
2.  $N_\gamma = 5$ ,  $\chi_\gamma < -4$ ,  $\chi_{\pi\pi\gamma} < 20$ ,  $|M_{\pi\gamma} - 782| > 25$ ;
3.  $N_\gamma = 5$ ,  $\chi_\gamma < -4$ ,  $\chi_{\pi\pi\gamma} > 20$ ,  $|M_{\pi\gamma} - 782| < 25$ ;
4.  $N_\gamma = 5$ ,  $\chi_\gamma < -4$ ,  $\chi_{\pi\pi\gamma} > 20$ ,  $|M_{\pi\gamma} - 782| > 25$ ;
5.  $N_\gamma = 5$ ,  $\chi_\gamma > -4$ ,  $\chi_{\pi\pi\gamma} < 20$ ,  $|M_{\pi\gamma} - 782| < 25$ ;
6.  $N_\gamma > 5$ ,  $\chi_{\pi\pi\gamma} < 20$ ,  $|M_{\pi\gamma} - 782| < 25$ .

В классе 1 находится около половины отобранных по условию (8) событий. Этот класс используется в качестве основного для определения параметров исследуемого процесса (3). В классе 2 число событий процесса (3) в 10 раз меньше, что позволяет определить из экспериментальных данных величину резонансного фона. Используя отношение уровней резонансного фона в классах 1 и 2, вычисленное по моделированию, можно оценить уровень фона в классе 1. Значение этого отношения оказалось близким к единице:  $k_{12} = 0.97 \pm 0.07$ . Приведенная ошибка определяется статистикой моделирования фоновых процессов. Систематическая

ошибка оценивалась при варьировании в широких пределах ограничений на параметры  $\chi_{\pi\pi\gamma}$  и  $\chi_\gamma$  и не превышала 3%. Поскольку для отбора событий в классы 1 и 2 используются довольно жесткие ограничения на параметры  $\chi_{\pi\pi\gamma}$  и  $\chi_\gamma$ , вероятность попадания событий изучаемого процесса в эти классы, определенная по моделированию, может содержать значительную систематическую ошибку. Для устранения влияния этого фактора использовались классы 3–6.

Сечение регистрации экспериментальных событий в каждом классе аппроксимировалось следующей формулой:

$$\sigma_{vis}(E) = \alpha_i \varepsilon \sigma_{\omega\pi}(E)(1 + \delta_{\omega\pi}) + \sigma_{\phi i}(E),$$

где  $\sigma_{\omega\pi}(E)$  — борновское сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ,  $\delta_{\omega\pi}$  — радиационная поправка к этому сечению [11],  $\sigma_{\phi i}(E)$  — сечение резонансного фона в  $i$ -том классе. Форма кривой возбуждения  $\phi$  мезона описывалась энергетической зависимостью сечения основного фонового процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma$  с учетом радиационных поправок.  $\varepsilon$  — эффективность регистрации событий процесса (3) с условиями (8);  $\alpha_i$  — вероятность попадания событий процесса (3), отобранных по условиям (8), в  $i$ -тый класс. Коэффициенты  $\alpha_i$  связаны между собой следующим соотношением:

$$(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4)\left(1 + \frac{\alpha_5 + \alpha_6}{\alpha_1}\right) = 1 \quad (9)$$

Второй множитель в этом соотношении представляет собой поправку на потерю событий из-за дополнительных по сравнению с отбором (8) требований:  $N_\gamma = 5$ ,  $\chi_\gamma < -4$ . Вычисление поправки таким способом предполагает, что распределения по параметрам  $N_\gamma$  и  $\chi_\gamma$  не зависят от ограничений на  $\chi_{\pi\pi\gamma}$  и  $M_{\pi\gamma}$ . На самом деле такая зависимость имеется, ее учет по моделированию приводит к изменению эффективности  $\varepsilon$  на 2%. Эта величина была также добавлена к систематической ошибке эффективности.

Сечение  $\sigma_{\omega\pi}(E)$  описывалось формулой (1). В нашей предыдущей работе [2] для параметризации нерезонансного сечения  $\sigma_0(E)$  были использованы линейная и квадратичная функции. Зависимость от выбора функции, описывающей нерезонансное сечение, давала наибольший вклад в систематическую ошибку измеренных параметров распада  $\phi \rightarrow \omega\pi$ . Поэтому в данной работе мы уделили особое внимание выбору модели для  $\sigma_0(E)$ . Известно, что процесс  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  в области энергий 1–2 ГэВ описывается суммой вкладов  $\rho(770)$  и  $\rho'$  мезонов с относительной фазой  $180^\circ$  [12], так что его сечение можно представить в следующем

виде:

$$\sigma_0(E) = \frac{4\pi\alpha^2}{E^3} \left( \frac{g_{\rho\omega\pi}}{f_\rho} \right)^2 \left| \frac{m_\rho^2}{D_\rho} + A \frac{m_{\rho'}^2}{D_{\rho'}} \right|^2 P_f(E), \quad (10)$$

где  $\alpha = 1/137$ ,  $g_{\rho\omega\pi}$  — константа перехода  $\rho \rightarrow \omega\pi$ ,  $f_\rho$  — константа связи  $\rho$  мезона с фотоном, которая может быть вычислена из ширины распада  $\rho \rightarrow e^+e^-$ :  $\Gamma_{\rho ee} = 4\pi m_\rho \alpha^2 / 3 f_\rho^2$ ;  $m_\rho, m_{\rho'}, D_\rho, D_{\rho'}$  — соответственно массы и пропагаторы  $\rho$  и  $\rho'$  мезонов:  $D_\rho = m_\rho^2 - E^2 - iE\Gamma_\rho(E)$ ;  $A = g_{\rho'\omega\pi} / g_{\rho\omega\pi} \cdot f_\rho / f_{\rho'}$  — отрицательное вещественное число. Фактор  $P_f(E)$  описывает энергетическую зависимость фазового объема конечного состояния. В приближении бесконечно узкого  $\omega$  мезона  $P_f(E) = 1/3 \cdot p_\omega^3 B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ , где  $p_\omega$  — импульс  $\omega$  мезона,  $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$  — относительная вероятность распада  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ . Однако в изучаемом нами энергетическом диапазоне, а особенно в области вблизи порога реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ , следует использовать более точные формулы, учитывающие конечную ширину  $\omega$  мезона. Нужно отметить, что энергетическое поведение фактора  $P_f(E)$  различно для двух изучаемых каналов распада  $\omega$  мезона из-за сильной зависимости ширины распада  $\omega \rightarrow \rho\pi$  от массы  $\omega$ . Для процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  энергетическая зависимость фактора  $P_f(E)$  вычислялась по формулам работы [7].

Основные параметры  $\rho'$  мезона такие, как масса, ширина и относительные вероятности распада в различные конечные состояния, известны очень плохо [6]. Это связано не только с отсутствием точных экспериментальных данных, но и с модельной неопределенностью в их описании. Например, полученные в недавней работе [13] значения массы и ширины  $\rho'$  существенно отличаются от табличных, причем разница значительно возрастает при учете зависимости ширины резонансов от массы. Мы использовали два варианта выбора параметров  $\rho'$  мезона:

1.  $m_{\rho'} = 1465$  МэВ,  $\Gamma_{\rho'} = 310$  МэВ [6].  
 $\Gamma_\rho(E) = \Gamma_\rho(m_\rho)(m_\rho/E)(p_\pi(E)/p_\pi(m_\rho))^3$ , где  $p_\pi(E)$  — импульс пиона в распаде  $\rho \rightarrow 2\pi$ . Зависимость  $\Gamma_{\rho'}$  от энергии не учитывалась.
2.  $m_{\rho'} = 1530$  МэВ,  $\Gamma_{\rho'} = 430$  МэВ.  
Зависимость  $\Gamma_\rho$  и  $\Gamma_{\rho'}$  от энергии не учитывалась.

Вторая модель хорошо описывает спектр инвариантных масс  $\omega\pi$  состояния в распаде  $\tau \rightarrow \omega\pi\nu_\tau$  в диапазоне от 0.9 до 1.7 ГэВ [13]. Использование двух моделей позволяет оценить систематическую ошибку, связанную с выбором параметров в формуле (10).

Аппроксимация сечения регистрации проводилась одновременно во всех шести классах. В каждом классе сечение измерялось в 16 точках по

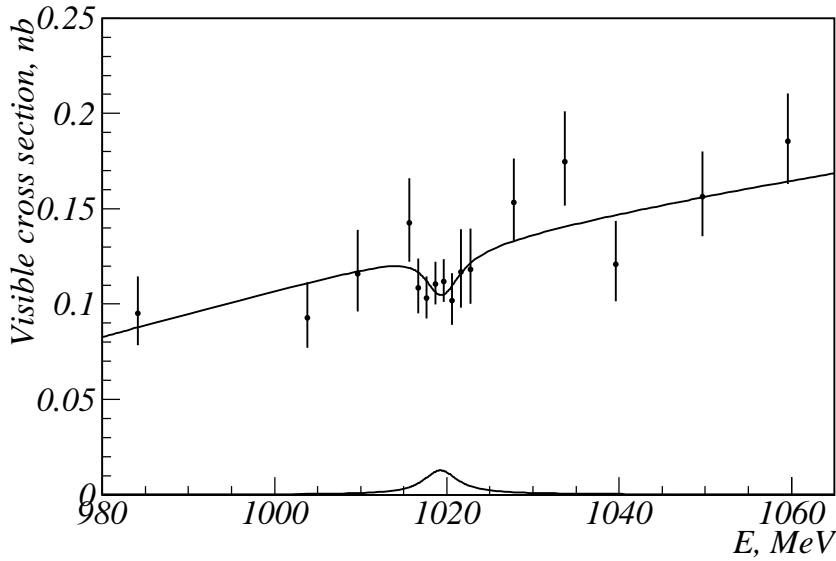


Рис. 4: Энергетическая зависимость сечения регистрации событий класса 1 и аппроксимирующая кривая. Нижняя кривая — полученное при аппроксимации сечение резонансного фона.

энергии. Дополнительно в аппроксимацию были включены наши предварительные данные по измерению сечения  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  в 24 точках области 920–1400 МэВ [14]. Свободными параметрами аппроксимации были  $\sigma_0(m_\phi)$ ,  $A$ ,  $\text{Re}(Z)$ ,  $\text{Im}(Z)$ ,  $\alpha_i$  и  $\sigma_{\phi_i}(m_\phi)$  за исключением  $\sigma_{\phi_1}(m_\phi)$  и  $\alpha_3$ . Величина  $\sigma_{\phi_1}(m_\phi)$  находилась из соотношения  $\sigma_{\phi_1}(m_\phi) = (0.97 \pm 0.08) \cdot \sigma_{\phi_2}(m_\phi)$ , а  $\alpha_3$  — из формулы (9). Эффективность регистрации  $\varepsilon$  и коэффициенты  $\alpha_i$  практически не зависят от энергии в исследуемом диапазоне. Всего при аппроксимации определялось 14 параметров. Значения четырех основных для обеих моделей приведены в таблице 1. Из всех параметров аппроксимирующей функции существен-

Таблица 1: Результаты аппроксимации сечения процесса (3)

	$\sigma_0(m_\phi)$ нб	$A$	$\text{Re}(Z)$	$\text{Im}(Z)$	$\chi^2/ND$
Модель 1	$0.744 \pm 0.021$	$-0.114 \pm 0.07$	$0.01 \pm 0.05$	$-0.19 \pm 0.07$	82.2/74
Модель 2	$0.745 \pm 0.023$	$-0.150 \pm 0.07$	$0.01 \pm 0.05$	$-0.19 \pm 0.07$	83.5/74

ную модельную зависимость имеет только  $A$ . Полученные величины резонансного сечения  $\sigma_{\phi i}(m_{\phi})$  статистически согласуются с расчетом по моделированию. Для коэффициентов  $\alpha_i$  согласие с моделированием хуже. Различие, в основном, связано с обсуждавшейся выше недостаточной точностью моделирования распределения по параметру  $\chi_{\gamma}$ . Экспериментальные данные и аппроксимирующие кривые для узкой энергетической области вблизи  $\phi$  мезона и полного интервала от 920 до 1400 МэВ приведены на рис.4 и 5. Кривые показывают результат аппроксимации в модели 2. Видно, что в обоих случаях аппроксимирующая функция хо-

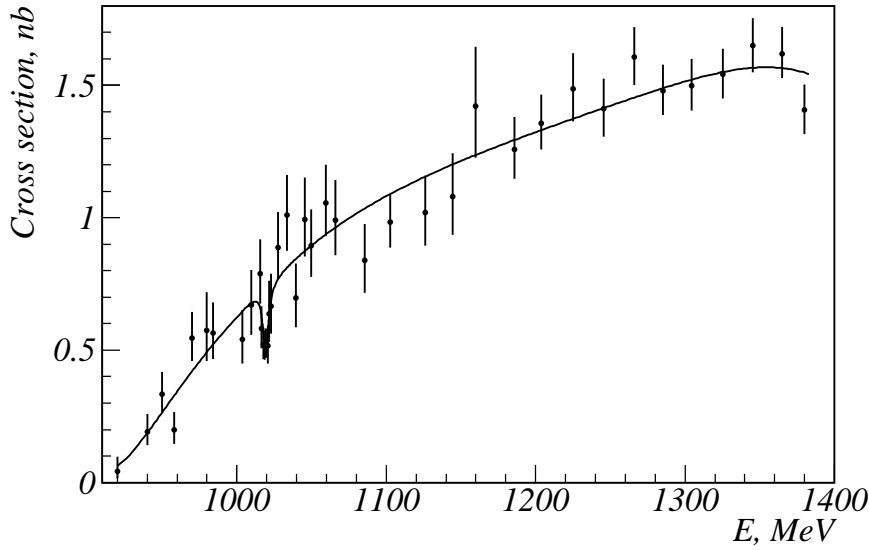


Рис. 5: Энергетическая зависимость борновского сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  и аппроксимирующая кривая.

рошо описывает экспериментальные данные. Из суммарного значения  $\chi^2$  можно выделить вклады, относящиеся к классу 1 и к энергетической области вне  $\phi$ -мезонного резонанса: 9.6/12 и 20/22, соответственно. Здесь при подсчете числа степеней свободы учитывалось, что данные класса 1 определяют, главным образом, значения четырех параметров:  $\text{Re}(Z)$ ,  $\text{Im}(Z)$ ,  $\sigma_0(m_{\phi})$  и  $\alpha_1$ , а область вне резонанса — двух:  $\sigma_0(m_{\phi})$  и  $A$ .

В качестве результата анализа мы приводим значения трех основных параметров, описывающих сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  вбли-

зи  $\phi$ -мезонного резонанса:

$$\begin{aligned}\sigma_0(m_\phi) &= (0.74 \pm 0.02 \pm 0.04)\text{нб}, \\ \text{Re}(Z) &= 0.01 \pm 0.05, \\ \text{Im}(Z) &= -0.19 \pm 0.07.\end{aligned}\tag{11}$$

Первая из приведенных ошибок для  $\sigma_0(m_\phi)$  является статистической, вторая — систематической, которая определяется, в основном, ошибкой эффективности регистрации. В полученных значениях параметров  $\text{Re}(Z)$  и  $\text{Im}(Z)$  статистическая ошибка доминирует над систематической. Из рис.4 видно, что, несмотря на жесткие условия отбора в классе 1, уровень резонансного фона составляет примерно половину амплитуды интерференционной волны. Точность его вычитания определяется статистической ошибкой величины резонансного фона во втором классе  $\sigma_{\phi 2}(m_\phi) = (0.013 \pm 0.04)$  нб. Основным источником систематической ошибки параметров интерференции, неопределенность коэффициента  $k_{12}$ , учитывался при аппроксимации и включен в вышеприведенные ошибки параметров  $\text{Re}(Z)$  и  $\text{Im}(Z)$ .

## 2.2 Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$

### 2.2.1 Отбор событий

Для изучения реакции

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\tag{12}$$

отбирались события с двумя заряженными частицами и четырьмя или пятью фотонами. Причиной появления дополнительных фотонов в событии является, во-первых, ядерное взаимодействие пионов в калориметре, во-вторых, наложение на события пучкового фона. Для изучаемого процесса вероятность найти в событии дополнительный ложный фотон составляла около 20%. Для подавления событий пучкового фона требовалось, чтобы восстановленная точка вылета заряженных частиц отстояла от места встречи не более, чем на 0.3 см в плоскости перпендикулярной оси пучков, и не более, чем на 7.5 см вдоль оси пучков.

Основным источником фона для процесса (12) являлись распады  $\phi$  мезона:

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K^+K^-;\tag{13}$$



$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_S K_L, K_S \rightarrow \pi^+\pi^-; \quad (14)$$

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0; \quad (15)$$

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma, \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0. \quad (16)$$

Для подавления фона от реакции (13), в которой заряженные  $K$  мезоны достаточно медленные ( $\beta \approx 0.25$ ), требовалось, чтобы для обеих заряженных частиц средние ионизационные потери в дрейфовой камере не превышали  $4 \cdot (dE/dx)_{min}$ , где  $(dE/dx)_{min}$  — средние ионизационные потери минимально ионизирующей частицы. Значительное подавление фона от процесса (14) обеспечивалось ограничением на пространственный угол между заряженными частицами:  $\Delta\psi < 140^\circ$ . В процессе (14) минимальный угол между заряженными пионами от распада  $K_S$  мезона составляет около 150 градусов при  $E = m_\phi$ .

К событиям, удовлетворяющим описанным выше условиям, применялась процедура кинематической реконструкции. Рассматривались три гипотезы:

1. Событие относится к процессу  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ;
2. Событие относится к процессу  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ ;
3. Событие относится к процессу  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ .

При проверке гипотезы  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  отбрасывались фотоны с энергией меньше 50 МэВ, лежащие вне интервала по полярному углу:  $30^\circ < \vartheta < 150^\circ$ . Это требование снижало вероятность неправильной реконструкции и уменьшало фон от процессов (15) и (16), возникающий из-за наложений пучкового фона на события этих процессов. В результате кинематической реконструкции вычислялись значения функций  $\chi^2$  для всех трех гипотез:  $\chi_{3\pi}$ ,  $\chi_{3\pi\gamma}$ ,  $\chi_{4\pi}$ , и параметры  $M_{rec}$  и  $M_{3\pi}$  — масса отдачи фотона в реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$  и масса отдачи  $\pi^0$  мезона, ближайшая к массе  $\omega$  для реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ . На эти параметры накладывались следующие условия:

$$\begin{aligned} \chi_{4\pi} &< 40, |M_{3\pi} - 782| < 100, \\ \chi_{3\pi} &> 25, M_{rec} > 620. \end{aligned} \quad (17)$$

Первые два условия отбирают правильно реконструированные события процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ , третье условие направлено против фона от процесса (15), четвертое подавляет события процесса (16). Распределения по параметру  $\chi_{3\pi}$  для экспериментальных событий и событий моделирования процессов (15) и (12) приведены на рис.6. В экспериментальном

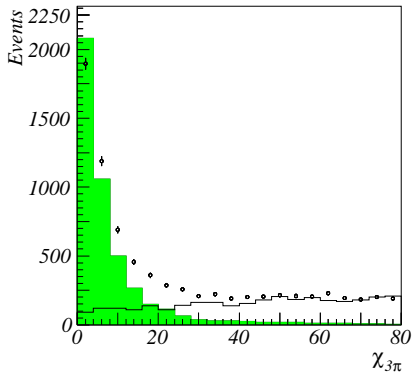


Рис. 6: Распределения по параметру  $\chi_{3\pi}$  для экспериментальных событий (точки с ошибками) и событий моделирования процессов (15) (заштрихованная гистограмма) и (12) (линия).

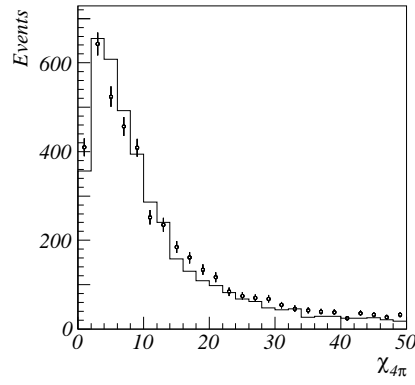


Рис. 7: Распределения по параметру  $\chi_{4\pi}$  для экспериментальных событий (точки с ошибками) и событий моделирования процесса (12) (линия).

распределении хорошо виден пик при малых значениях  $\chi_{3\pi}$ , соответствующий вкладу процесса (15). Полное расчетное число событий процесса (15) с точностью около 10% согласуется с экспериментом, однако формы распределений отличаются, особенно на краю, при  $\chi_{3\pi} \sim 20$ . Поэтому мы не предполагаем, что моделирование может дать корректную оценку фона с  $\chi_{3\pi} > 25$ . Распределения по параметру  $\chi_{4\pi}$  для экспериментальных событий и событий моделирования процесса (12) приведены на рис. 7. При получении распределений использовались энергетические точки на краях изучаемого диапазона, где резонансный фон незначителен. Видно неплохое согласие между экспериментальными данными и моделированием.

Спектры масс отдачи  $\pi^0$  мезона для экспериментальных и моделированных событий приведены на рис. 8. Заштрихованная гистограмма показывает вклад фоновых процессов. При расчете фона кроме описанных выше распадов  $\phi$  мезона учитывался вклад двух нерезонансных процессов:

$$e^+e^- \rightarrow \omega\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma; \quad (18)$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0 \text{ (не } \omega\pi\text{)}. \quad (19)$$

Для моделирования реакции (19) использовалась модель промежуточного состояния  $a_1(1260)\pi$ . Как показано в работе [15], это состояние до-

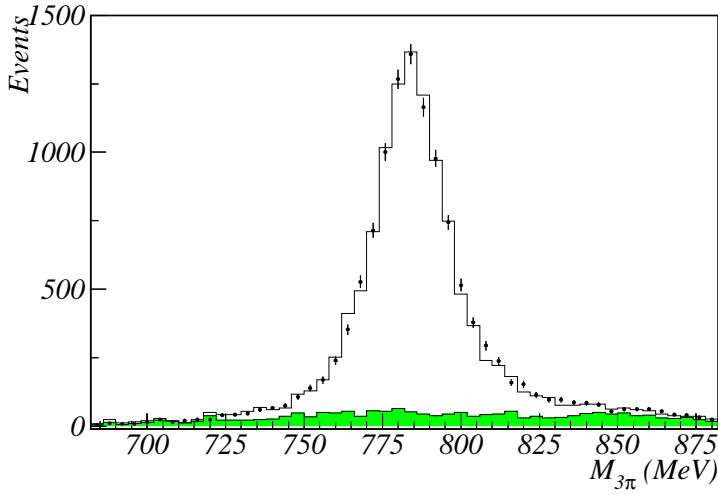


Рис. 8: Спектр масс отдачи  $\pi^0$  мезона для экспериментальных и моделированных событий. Точки с ошибками — эксперимент, заштрихованная гистограмма — моделирование фоновых процессов, линия — сумма вкладов процесса (12) и фона.

минирует в реакции  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  в диапазоне 1.0–1.4 ГэВ. В модели  $a_1\pi$  величина сечения реакции (19) однозначно связана с величиной сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ , которое измерено в интересующем нас энергетическом интервале [3]. Интерференция между процессами (19) и (12) практически отсутствует. По нашей оценке, сделанной в предположении модели  $a_1\pi$  для реакции (19), величина интерференционного вклада не превышает 0.2% от величины сечения реакции (12). Из  $1.2 \cdot 10^4$  отобранных событий около 85% приходится на долю процесса (12), 6.5% составляет вклад резонансного фона, доли процессов (19) и (18) — 6.5% и 1.7%, соответственно. Уровень резонансного фона, вычисленный по моделированию, оказался в  $(1.8 \pm 0.2)$  раза меньше, чем величина, определенная из экспериментальных данных при аппроксимации сечения. Поэтому в распределение моделированных событий, приведенное на рис.8, резонансный фон включен с фактором 1.8.

Как и в случае анализа нейтрального канала для оценки систематической ошибки эффективности изучался распад  $\phi \rightarrow \eta\gamma$ . Отбирались события с двумя заряженными частицами и тремя или четырьмя фотонами с теми же предварительными условиями, что и события процесса

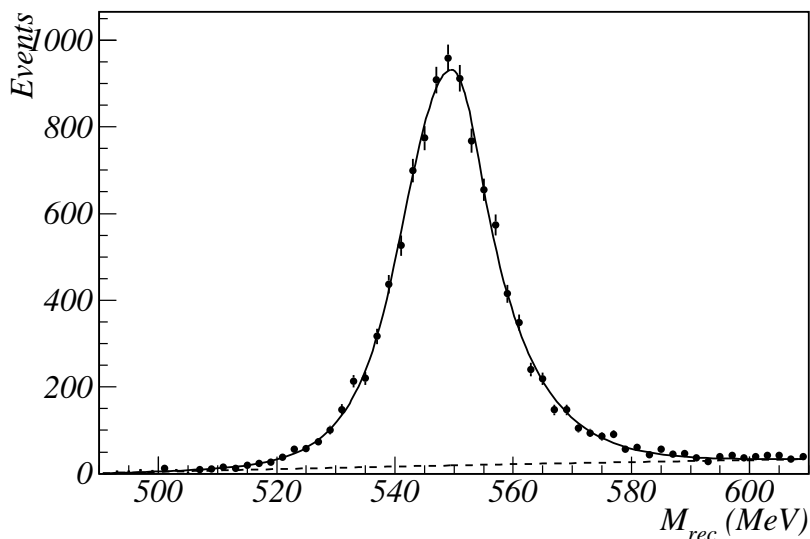


Рис. 9: Спектр масс отдачи фотона  $M_{rec}$  для экспериментальных событий реакции  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ . Линия — результат аппроксимации спектра, точечная линия — вклад фоновых процессов.

(12). Для них проводилась кинематическая реконструкция в гипотезах  $e^+e^- \rightarrow 3\pi\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ . С помощью ограничения  $\chi_{3\pi} > 25$  подавлялся фон от распада  $\phi \rightarrow 3\pi$ . На параметр  $\chi_{3\pi\gamma}$  ставилось ограничение:  $\chi_{3\pi\gamma} < 35$ . Спектр масс отдачи фотона  $M_{rec}$  для отобранных таким образом событий приведен на рис.9. В интервале  $520 < M_{rec} < 580$  находится около  $10^4$  событий из которых, 95% составляют события процесса  $\phi \rightarrow \eta\gamma$ . Уровень фона определялся при аппроксимации спектра масс отдачи фотона. Вероятность распада  $\phi \rightarrow \eta\gamma$ , полученная с учетом эффективности регистрации, вычисленной по моделированию, составила:  $(1.25 \pm 0.02)\%$ . Приведенная ошибка определяется, в основном, неточностью вычитания фона, статистическая ошибка составляет около 1%. Табличное значение вероятности равно  $(1.26 \pm 0.06)\%$ . Поскольку условия отбора событий распада  $\phi \rightarrow \eta\gamma$  были близки к использованным при отборе событий изучаемой реакции (12), мы вводили в полученную по моделированию эффективность регистрации процесса (12) поправку  $0.99 \pm 0.05$ . С учетом этой поправки эффективность регистрации процесса (12) составила  $\varepsilon = 0.21 \pm 0.01$ .

### 2.2.2 Анализ данных

Анализ заряженной моды  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  похож на описанный выше анализ нейтральной моды  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Отобранные события разбивались на 4 класса:

1.  $\chi_{4\pi} < 20, |M_{3\pi} - 782| < 35;$
2.  $\chi_{4\pi} < 20, |M_{3\pi} - 782| > 35;$
3.  $\chi_{4\pi} > 20, |M_{3\pi} - 782| < 35;$
4.  $\chi_{4\pi} > 20, |M_{3\pi} - 782| > 35.$

В классе 1 находится около 80% событий реакции (12), отобранных по условиям (17). Этот класс является основным для определения параметров интерференции. Отличие отношения уровней нерезонансных сечений в классах 1 и 2 от ожидаемого для процесса (12) позволяет оценить вклад фонового процесса (19). При аппроксимации сечения в классах 2–4 можно определить суммарные сечения фоновых резонансных процессов:  $\sigma_{\phi 2}, \sigma_{\phi 3}, \sigma_{\phi 4}$ . Сечение резонансного фона в первом классе оценивалось по следующей формуле:  $\sigma_{\phi 1} = \sigma_{\phi 2}(\sigma_{\phi 3}/\sigma_{\phi 4})$ . Этот способ использует естественное предположение о независимости распределений по параметрам  $\chi_{4\pi}$  и  $M_{3\pi}$  для фона от распадов (13)–(16) и не опирается на моделирование. Справедливость используемой формулы была проверена по событиям моделирования и специально отобранным экспериментальным событиям фоновых процессов со статистической точностью около 15%.

Сечение регистрации экспериментальных событий в каждом классе аппроксимировалось следующей формулой:

$$\begin{aligned} \sigma_{vis}(E) &= \alpha_i \varepsilon \sigma_{\omega\pi}(E)(1 + \delta_{\omega\pi}) + R_{4\pi} \beta_i \varepsilon_{4\pi} \sigma_{4\pi}(E)(1 + \delta_{4\pi}) \\ &+ \sigma_{\omega\gamma i}(E) + \sigma_{\phi i}(E), \end{aligned}$$

где  $\sigma_{\omega\pi}(E), \sigma_{4\pi}(E)$  — борновские сечения процессов (12) и (19),  $\sigma_{\phi i}(E)$  — сечение резонансного фона в  $i$ -том классе,  $\sigma_{\omega\gamma i}(E)$  — видимое сечение процесса (18) в  $i$ -том классе, вычисленное по моделированию,  $\varepsilon, \varepsilon_{4\pi}$  — эффективности регистрации процессов (12) и (19) с условиями (17),  $\delta_{\omega\pi}, \delta_{4\pi}$  — радиационные поправки. Коэффициенты  $\alpha_i, \beta_i$  — вероятности попадания событий процессов (12) и (19) в  $i$ -тый класс ( $\sum \alpha_i = 1, \sum \beta_i = 1$ ). Сечения  $\sigma_{\omega\pi}(E)$  описывались формулами (1) и (10). Энергетическая зависимость фактора  $P_f(E)$  для процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  вычислялась по формулам работы [16]. Борновское сечение процесса (19) также

Таблица 2: Результаты аппроксимации сечения процесса (12)

	$\sigma_0(m_\phi)$ нб	$A$	$\text{Re}(Z)$	$\text{Im}(Z)$	$\chi^2/ND$
Модель 1	$7.34 \pm 0.14$	$-0.08 \pm 0.07$	$0.112 \pm 0.019$	$-0.129 \pm 0.025$	38.1/54
	$7.32 \pm 0.14$	$-0.114 \pm 0.007$	$0.110 \pm 0.019$	$-0.127 \pm 0.025$	38.4/55
Модель 2	$7.34 \pm 0.14$	$-0.11 \pm 0.08$	$0.113 \pm 0.019$	$-0.129 \pm 0.025$	38.1/54
	$7.32 \pm 0.14$	$-0.150 \pm 0.007$	$0.110 \pm 0.019$	$-0.127 \pm 0.025$	38.4/55

представлялось в виде (1). Оно получалось умножением сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  на фактор 0,4, вычисленный в предположении  $a_1\pi$  доминантности в реакции  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  [15]. Параметры нерезонансного сечения и значения  $\text{Re}(Z)(0.080 \pm 0.024)$  и  $\text{Im}(Z) - (0.150 \pm 0.022)$  для процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  были взяты из работы [3]. Поскольку результаты [3] — предварительные, мы использовали также значения  $\text{Re}(Z) = 0.123$  и  $\text{Im}(Z) = 0$ , соответствующие однофотонному механизму распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  (см. обсуждение на стр. 7). Разница между результатами вносилась в систематическую ошибку. Параметр  $R_{4\pi}$  показывает отличие величины сечения процесса (19), полученной при аппроксимации экспериментальных данных, от расчетной.

Аппроксимация проводилась во всех четырех классах одновременно. Свободными параметрами были  $\sigma_0(m_\phi)$ ,  $A$ ,  $\text{Re}(Z)$ ,  $\text{Im}(Z)$ ,  $R_{4\pi}$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_3$  и  $\sigma_{\phi i}(m_\phi)$  за исключением  $\sigma_{\phi 1}$ . Параметры  $\alpha_2, \beta_1, \beta_2, \beta_3$  вычислялись из соотношений:  $\alpha_2 = 0.06\alpha_1$ ,  $\beta_2 = 1.13\beta_1$ ,  $\beta_3/\beta_1 = \beta_4/\beta_2 = (\alpha_3 + \alpha_4)/(\alpha_1 + \alpha_2)$ . Первые два соотношения были получены по моделированию, третье соотношение основано на естественных предположениях, что распределение по параметру  $\chi_{4\pi}$  одинаково для процессов (19) и (12), и что для процесса (19) распределение по параметру  $\chi_{4\pi}$  не зависит от  $M_{3\pi}$ . Справедливость этих предположений была проверена на моделированных событиях со статистической точностью лучше 5%. Коэффициенты  $\alpha_i$  и  $\beta_i$  слабо изменяются с энергией, их энергетические зависимости вычислялись по моделированию и аппроксимировались линейными функциями.

Аппроксимация сечения проводилась в тех же двух моделях, которые применялись для описания данных в нейтральном канале реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$ . Результаты аппроксимации приведены в таблице 2. Вторая и четвертая строчки в таблице соответствуют случаям, когда значения параметра  $A$  фиксировались на значениях, полученных при анализе нейтральной моды. Все параметры, кроме  $A$ , несущественно меняются при изменении модели. Полученные при аппроксимации значения  $\alpha_1$  и  $\alpha_3$  хорошо согласуются с расчетом по моделированию. Сечения резонансного

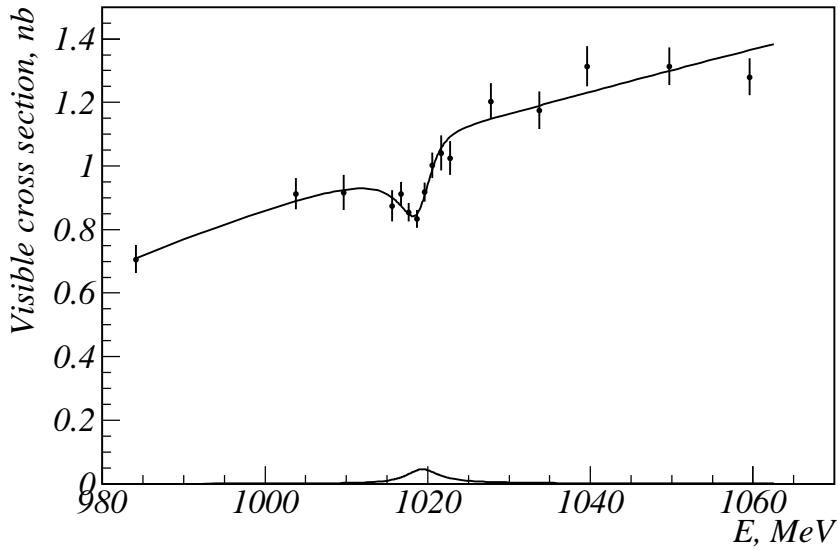


Рис. 10: Энергетическая зависимость сечения регистрации событий класса 1 и аппроксимирующая кривая. Нижняя кривая — полученное при аппроксимации сечение резонансного фона.

фона в классах 2–4, как уже упоминалось, оказались примерно в два раза выше оценок по моделированию. Уровень фона от процесса (19) совпал с расчетным:  $R_{4\pi} = 1.0 \pm 0.2$ . Видимое сечение экспериментальных событий в классе 1 и аппроксимирующая кривая, полученная во второй модели с  $A = -0.150 \pm 0.007$  приведены на рис.10. Значение  $\chi^2/ND$  для этой кривой равно 8.7/11. При  $E = m_\phi$  уровень резонансного фона в 1-ом классе составляет 5% от сечения изучаемого процесса (12), уровень фона от процесса (19) — 2.3%, от процесса (18) — около 1%. В качестве результата мы приводим значения трех основных параметров:

$$\begin{aligned}
 \sigma_0(m_\phi) &= (7.32 \pm 0.14 \pm 0.38)\text{нб}, \\
 \text{Re}(Z) &= 0.110 \pm 0.019 \pm 0.003, \\
 \text{Im}(Z) &= -0.127 \pm 0.025 \pm 0.005.
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Первая из приведенных ошибок статистическая, вторая — систематическая. Основным источником систематической ошибки в величине нерезонансного сечения  $\sigma_0(m_\phi)$  является погрешность определения эффек-

тивности регистрации 5%. Следующим по величине фактором является неопределенность в сечении регистрации фонового процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\gamma$ . При изменении этой величины в 2 раза величина нерезонансного сечения меняется на 1%. В систематические ошибки  $\text{Re}(Z)$  и  $\text{Im}(Z)$  включены модельная зависимость, неопределенность в расчете сечения  $e^+e^- \rightarrow \omega\gamma$  и возможная неточность в оценке резонансного фона в классе 1.

### 2.3 Обсуждение результатов.

Основные результаты проведенного анализа и результаты предыдущих измерений [2, 7] приведены в таблице 3. Сравнение показывает, что все параметры для двух экспериментов хорошо согласуются между собой. Примененный подход с нормировкой на процесс  $\phi \rightarrow \eta\gamma$  позволил значительно снизить систематическую ошибку в измерении величин нерезонансного сечения. Улучшена точность измерения  $\text{Re}(Z)$  и  $\text{Im}(Z)$  для заряженной моды. Несмотря на большой интеграл светимости в эксперименте 1998 года параметры интерференции, измеренные в нейтральном канале, имеют худшую точность, чем результат предыдущего эксперимента. Это связано с тем, что из-за большей вероятности появления в событиях ложных фотонов в настоящем анализе не удалось подавить резонансный фон до уровня, полученного в обработке данных 1996 года.

Поскольку значительная часть систематической ошибки в величинах нерезонансных сечений в заряженной и нейтральной модах — общая и связана с точностью табличного значения  $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ , интересно привести измеренное отношение этих сечений:

$$\frac{\sigma_0^{\pi^0\pi^0\gamma}(m_\phi)}{\sigma_0^{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}(m_\phi)} = 0.1017 \pm 0.0037 \pm 0.0039 \quad (21)$$

Это отношение отличается от отношения соответствующих парциальных ширин  $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)/\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$  множителем 0.977, возникающим из-за различия в поведении фазовых объемов для распадов  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$  и  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в зависимости от массы  $\omega$  мезона. С учетом множителя 0.977 можно получить отношение парциальных ширин

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 0.0994 \pm 0.036 \pm 0.0038, \quad (22)$$

которое согласуется с табличным значением  $0.096 \pm 0.006$  [6] и является наиболее точным на настоящий момент измерением этой величины. Полное нерезонансное сечение  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  при  $E = m_\phi$  равно

$$\sigma_0(m_\phi)_{\omega\pi} = (8.25 \pm 0.14 \pm 0.43)\text{нб}. \quad (23)$$



Эта величина получена как сумма измеренных сечений в заряженной и нейтральной модах с учетом вклада других мод распада  $\omega$  мезона:  $(2.3 \pm 0.3)\%$ . Результат для параметра интерференции в заряженном канале можно привести в другом виде  $Z = |Z|e^{i\psi}$ :

$$\begin{aligned} |Z| &= 0.168 \pm 0.022 \pm 0.004 \\ \psi &= (-49 \pm 7 \pm 1)^\circ \end{aligned}$$

Из величины  $|Z|$  и значения нерезонансного сечения (23) по формуле (2) можно вычислить вероятность распада:

$$B(\phi \rightarrow \omega\pi) = (5.5_{-1.4}^{+1.6} \pm 0.3) \cdot 10^{-5}. \quad (24)$$

Результат предыдущего измерения [2] равен  $B(\phi \rightarrow \omega\pi) = (4.8_{-1.7}^{+1.9} \pm 0.8) \cdot 10^{-5}$ . Поскольку значения вероятностей распада в двух экспериментах согласуются, можно привести среднее значение, полученное по всем данным, накопленным детектором СНД в области  $\phi$  резонанса:

$$B(\phi \rightarrow \omega\pi) = (5.2_{-1.1}^{+1.3}) \cdot 10^{-5}. \quad (25)$$

Средние по двум экспериментам значения параметров интерференции приведены в таблице 3.

Как уже упоминалось в начале главы, вклад в интерференцию в нейтральном канале дает распад  $\phi \rightarrow \rho\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Расчет этого вклада в модели векторной доминантности сделан в [7]: ( $\text{Re}(Z) = -0.079$ ,  $\text{Im}(Z) = -0.053$ ). Сумма этих величин с параметрами интерференции, измеренными в заряженной моде (20), равна ( $\text{Re}(Z) = 0.032 \pm 0.016$ ,  $\text{Im}(Z) = -0.180 \pm 0.020$ ) и хорошо согласуется с измерением в нейтральной моде.

Основные диаграммы для распада  $\phi \rightarrow \omega\pi$ , рассматриваемые в теоретических работах [5, 17, 18], показаны на рис.11. Диаграмма *a* описывает  $\phi - \rho$  переход. Кроме однофотонного механизма для этой диаграммы учитывался последовательный  $\phi - \omega - \rho$  переход. Между обсуждаемыми теоретическими работами существуют значительные расхождения. Для расчета нерезонансного сечения  $\rho \rightarrow \omega\pi$  в работах [5, 18] использовано значение  $g_{\rho\omega\pi} = 14.3 \text{ ГэВ}^{-1}$ , вычисленное из распада  $\omega \rightarrow 3\pi$ . Получающееся при этом нерезонансное сечение  $\sim 5$  нб существенно меньше измеренной величины (23). В работе [17] использовано  $g_{\rho\omega\pi} = 16.5 \text{ ГэВ}^{-1}$ . Наше значение  $g_{\rho\omega\pi}$ , полученное в модели 2, которая хорошо описывает сечение  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$  в широкой области энергий, равно  $15.5 \text{ ГэВ}^{-1}$ , при этом вклад  $\rho'$  в сечение в области  $\phi$  мезона составляет около 25%. Вклад  $\rho'$  мезона не учитывался ни в одной из работ [5, 17, 18]. Большие отличия существует и в вычислении вкладов диаграмм *b, c, d*. Они, в

Таблица 3: Значения основных параметров для процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ . Приведены результаты настоящего анализа, результаты наших предыдущих измерений и средние величины по двум измерениям.

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$$

	$\sigma_0(m_\phi)$ нб	$\text{Re}(Z)$	$\text{Im}(Z)$
1998	$7.32 \pm 0.14 \pm 0.38$	$0.110 \pm 0.019 \pm 0.003$	$-0.129 \pm 0.025 \pm 0.005$
1996 [2]	$7.28 \pm 0.18 \pm 0.80$	$0.104 \pm 0.028 \pm 0.006$	$-0.118 \pm 0.030 \pm 0.009$
1996+1998		$0.108 \pm 0.016$	$-0.125 \pm 0.020$

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$$

	$\sigma_0(m_\phi)$ нб	$\text{Re}(Z)$	$\text{Im}(Z)$
1998	$0.74 \pm 0.02 \pm 0.04$	$0.01 \pm 0.05$	$-0.19 \pm 0.07$
1996 [7]	$0.64 \pm 0.08$	$0.04 \pm 0.05$	$-0.19 \pm 0.06$
1996+1998		$0.025 \pm 0.035$	$-0.19 \pm 0.05$

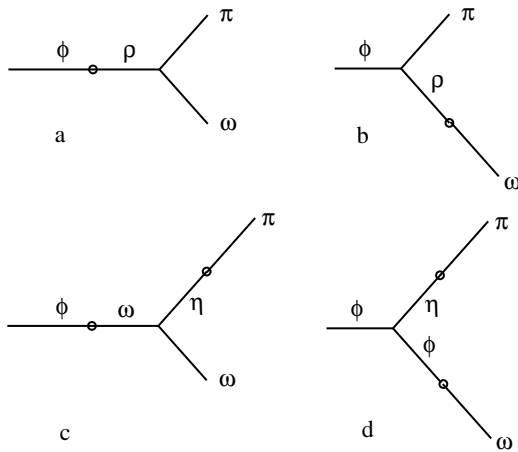


Рис. 11: Диаграммы, описывающие вклады в амплитуду распада  $\phi \rightarrow \omega\pi$ .

основном, связаны с различной трактовкой  $\phi - \omega$  смешивания и учетом зависимости ширины резонансов от массы. Вероятности распада  $\phi \rightarrow \omega\pi$ , полученные в работах [5, 17], составляют  $8 \div 9 \cdot 10^{-5}$  и превышают измеренное значение. В работе [18] проводится совместный анализ распадов  $\phi \rightarrow \omega\pi$  и  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$  и даются предсказания для параметров  $\text{Re}(Z)$  и  $\text{Im}(Z)$ . Ни один из предложенных наборов параметров не согласуется с нашим измерением. Использование большей величины нерезонансного сечения может существенно увеличить вклад диаграммы  $a$  в работах [5, 18] и изменить предсказания. На основе теоретических работ можно сделать еще один вывод. Согласно [5, 17, 18] вклады диаграмм  $b, c, d$  и  $\phi - \omega - \rho$  перехода должны увеличивать  $\text{Re}(Z) = 0.123$ , получающуюся при учете только однофотонного механизма. Для объяснения малой экспериментальной величины  $\text{Re}(Z) = 0.108 \pm 0.016$  требуется, на наш взгляд, либо наличие дополнительного вклада в  $\phi - \rho$  переход, сравнимого с однофотонным, либо существование прямого распада  $\phi \rightarrow \omega\pi$ .

### 3 Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ в интервале энергии 0.9 – 1.4 ГэВ

Изучение  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны в области выше 1 ГэВ представляет интерес в связи со спектроскопией возбужденных  $\rho$  и  $\omega$   $\phi$  состояний. Параметры этих состояний плохо определены, в основном, из-за малой точности экспериментальных данных. В последнее время экспериментальная ситуация стала меняться. На  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М измерены сечения реакций  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$  [19] и  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  [15] до энергии в центре масс 1.4 ГэВ. Существенно возросла точность измерения структурных функций в распадах  $\tau \rightarrow 2\pi\nu_\tau$  и  $\tau \rightarrow 4\pi\nu_\tau$  [20, 13, 21], которые в силу сохранения векторного тока связаны с сечением  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны в изовекторном канале.

Реакция  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  является одним из доминирующих процессов в области энергий 1–2 ГэВ. Анализ данных по этой реакции в работах [12] в значительной степени определил табличные параметры  $\rho'(1450)$  мезона [6]. Наиболее точные на настоящий момент измерения сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  сделаны в работах [15, 22]. Структурная функция для распада  $\tau \rightarrow \omega\pi\nu_\tau$  измерена в [13]. Во всех перечисленных экспериментах использовалось конечное состояние  $4\pi$ , в которое кроме  $\omega\pi$  дают вклад другие промежуточные состояния, например  $a_1\pi$ . Представленный в этой статье анализ сделан в другом канале  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ , в котором  $\omega\pi$  состояние доминирует. Это позволяет избежать системати-

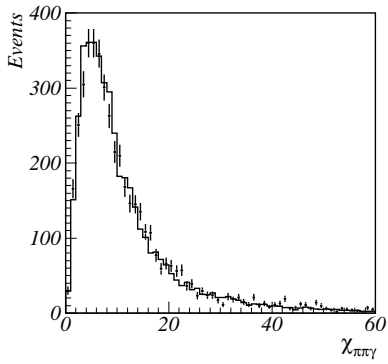


Рис. 12: Распределение по параметру  $\chi_{\pi\pi\gamma}$  для событий с  $|M_\omega - 782| < 50$ . Точки с ошибками — эксперимент. Гистограмма — моделирование процесса (26)

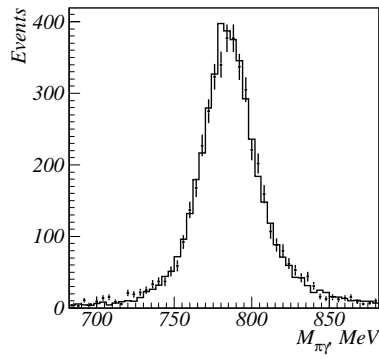


Рис. 13: Распределение по параметру  $M_{\pi\gamma}$  для событий с  $\chi_{\pi\pi\gamma} < 30$ . Точки с ошибками — эксперимент. Гистограмма — моделирование процесса (26)

ческих ошибок, связанных с вычитанием вклада других промежуточных состояний и интерференционными эффектами. Предыдущее измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  [23] имело статистическую точность около 20%.

### 3.1 Отбор событий

Предварительный отбор событий реакции

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \quad (26)$$

осуществлялся по критериям, описанным в разделе 2.1.1. В отличие от области  $\phi$  резонанса в изучаемом диапазоне энергий нет существенных источников фона, кроме событий двух- и трехквантовой аннигиляции:  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma, 3\gamma$ . Этот фон легко устраняется ограничениями на параметры  $\chi_{\pi\pi\gamma}$  и  $M_{\pi\gamma}$ , вычисленные в результате кинематической реконструкции (раздел 2.1.1):

$$\chi_{\pi\pi\gamma} < 30, |M_\omega - 782| < 50. \quad (27)$$

Распределения по этим параметрам, приведенные на рисунках 12 и 13, демонстрируют хорошее согласие между экспериментом и моделированием и отсутствие значимых вкладов от каких-либо иных, кроме (26),

процессов. Для оценки возможного вклада фоновых процессов спектр масс отдачи  $\pi^0$  мезона описывался суммой моделированного распределения и линейного фона. Полученное в результате число фоновых событий не превышает 1.5% от полного числа событий, отобранных по условиям (27).

Таблица 4: Энергия, ее среднеквадратичный разброс, интегральная светимость, эффективность регистрации, число отобранных событий, радиационная поправка и измеренное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$

$E$ , MeV	$\Delta E$ , MeV	$IL$ , nb	$\varepsilon$	$N$	$\delta$	$\sigma_0$ , nb
920	0.2	328	0.169	3	-0.148	$0.06 \pm 0.04$
940	0.2	289	0.312	15	-0.168	$0.20 \pm 0.05$
954	2.0	496	0.332	39	-0.157	$0.28 \pm 0.05$
973	4.3	373	0.352	68	-0.140	$0.60 \pm 0.07$
1020	–	–	–	–	–	$0.74 \pm 0.02$
1045	5.0	152	0.390	51	-0.100	$0.96 \pm 0.13$
1063	4.4	371	0.390	124	-0.093	$0.95 \pm 0.09$
1081	3.5	666	0.390	253	-0.086	$1.07 \pm 0.07$
1102	3.8	524	0.390	180	-0.080	$0.96 \pm 0.07$
1123	4.4	420	0.390	171	-0.074	$1.13 \pm 0.09$
1142	4.0	358	0.390	142	-0.070	$1.09 \pm 0.09$
1160	0.4	316	0.390	158	-0.066	$1.37 \pm 0.11$
1183	4.6	587	0.390	280	-0.061	$1.30 \pm 0.08$
1203	4.4	569	0.390	284	-0.057	$1.36 \pm 0.08$
1223	4.6	465	0.390	232	-0.054	$1.35 \pm 0.09$
1243	4.8	562	0.390	309	-0.050	$1.48 \pm 0.08$
1266	5.1	397	0.390	241	-0.046	$1.63 \pm 0.11$
1285	5.2	492	0.390	268	-0.043	$1.46 \pm 0.09$
1304	5.0	459	0.390	249	-0.040	$1.45 \pm 0.09$
1325	5.0	516	0.390	301	-0.038	$1.55 \pm 0.04$
1344	5.8	676	0.390	387	-0.036	$1.52 \pm 0.08$
1363	4.6	857	0.390	497	-0.034	$1.54 \pm 0.07$
1380	0.5	470	0.390	234	-0.033	$1.32 \pm 0.09$

Распределение набранной интегральной светимости  $IL$  и числа отобранных событий  $N$  в зависимости от энергии в системе центра масс  $E$  приведено в таблице 4. При заполнении таблицы данные, набранные в нескольких энергетических точках, объединялись. Во втором столбце

таблицы приведен среднеквадратичный разброс энергии, получающийся в результате этого объединения. Эффективность регистрации событий процесса (26) определялась по моделированию. Для моделирования использовались формулы из работы [7], учитывающие ненулевую ширину  $\omega$  мезона. В интервале энергий 1050–1400 МэВ эффективность постоянна и составляет около 40%. При приближении энергии к порогу реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  в спектре масс отдачи  $\pi^0$  мезона возрастает число событий с массами меньшими массы  $\omega$ , и эффективность регистрации быстро падает. Зависимость эффективности регистрации  $\varepsilon$  от энергии приведена в таблице 4.

### 3.2 Аппроксимация сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$

Сечение регистрации экспериментальных событий  $\sigma_{vis} = N/IL$  связано с борновским сечением процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  следующим соотношением:

$$\sigma_{vis}(E) = \varepsilon(E)\sigma_0(E)(1 + \delta(E)), \quad (28)$$

где  $\delta(E)$  — радиационная поправка, которая вычислялась из борновского сечения по формулам работы [11]. Радиационные поправки при различных энергиях и вычисленные по формуле (28) значения борновского сечения приведены в таблице 4. Значение радиационной поправки слегка меняется в зависимости от модели, примененной для описания сечения. Для всех использованных нами моделей отклонение радиационной поправки от приведенных в таблице значений не превышало 0.005. В таблице показаны только статические ошибки сечения, систематическая ошибка оценивается в 5% и определяется ошибкой в измерении светимости 3%, неопределенностью эффективности регистрации 4%, возможным вкладом фона 1.5% и неточностью вычисления радиационной поправки 1%. Значение сечения при  $E = m_\phi$ , приведенное в таблице, получено в предыдущей главе. Сравнение наших результатов с наиболее точными на настоящий момент измерениями экспериментов CMD2 [15], CLEO [13] и DM2 [22] демонстрируется на рис.14. Сечения [15, 22], измеренные в конечном состоянии  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ , были пересчитаны с учетом  $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ . Сечение [13] было получено из спектральной функции распада  $\tau \rightarrow \omega\pi\nu_\tau$ , используя CVC гипотезу [24]. Данные CLEO хорошо согласуются с нашими результатами. Сечение, измеренное детектором КМД2, проходит примерно на 10% ниже, но не противоречит нашему измерению в пределах приведенной в [15] систематической ошибки 15%. Данные DM2 [22] и CLEO [13] существенно различаются. При аппроксимации сечения, кроме

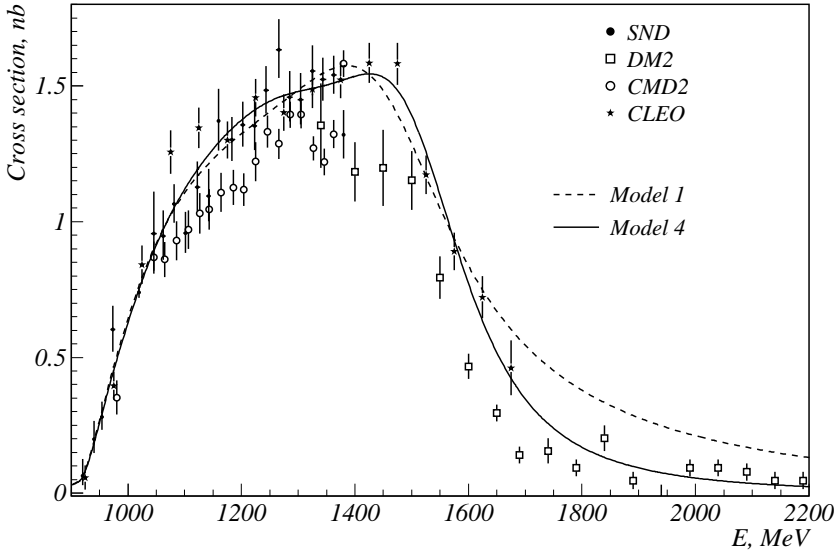


Рис. 14: Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Приведены данные экспериментов SND (эта работа), DM2 [22], CMD [15], CLEO [13]. Кривые — результаты аппроксимации сечения в моделях 1 и 3.

приведенных в таблице 4 значений, были использованы данные эксперимента CLEO.

Энергетическая зависимость сечения процесса (26) описывалась суммой вкладов  $\rho(770)$  и двух его возбужденных состояний  $\rho'$  и  $\rho''$ :

$$\sigma_0(E) = \frac{4\pi\alpha^2}{E^3} \left( \frac{g_{\rho\omega\pi}}{f_\rho} \right)^2 \left| \frac{m_\rho^2}{D_\rho} C_{\rho\omega\pi} + A_1 \frac{m_{\rho'}^2}{D_{\rho'}} C_{\rho'\omega\pi} + A_2 \frac{m_{\rho''}^2}{D_{\rho''}} C_{\rho''\omega\pi} \right|^2 P_f(E), \quad (29)$$

где параметры  $A_i = g_{\rho_i\omega\pi}/g_{\rho\omega\pi} \cdot f_\rho/f_{\rho_i}$  считались вещественными,  $C_{\rho_i\omega\pi}$  — факторы Блатта-Вайскопфа, ограничивающие рост парциальных ширин распадов  $\rho_i \rightarrow \omega\pi$ , остальные обозначения — такие же, как в формуле (10). Факторы  $C_{\rho_i\omega\pi}$  выбирались в виде [12]:

$$C_{\rho\omega\pi} = \frac{1}{1 + (Rq_\omega(E))^2}, \quad C_{\rho_i\omega\pi} = \frac{1 + (Rq_\omega(m_{\rho_i}))^2}{1 + (Rq_\omega(E))^2}, \quad i = \rho', \rho'', \quad (30)$$

где  $q_\omega(E)$  — импульс  $\omega$  мезона в процессе  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ , параметр  $R$  характеризует размер области взаимодействия и предполагался одинако-

Таблица 5: Параметры, полученные при аппроксимации сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ .

	Модель 1	Модель 2	Модель 3	Ошибка
$R, \text{ГэВ}^{-1}$	0–2	0–2	0–2	
$g_{\rho\omega\pi}, \text{ГэВ}^{-1}$	16.1–13.3	15.6–13.2	15.6–12.9	0.3–0.4
$m_{\rho'}, \text{МэВ}$	1460–1520	–	$\equiv 1400.$	10
$\Gamma_{\rho'}, \text{МэВ}$	380–500	–	$\equiv 500.$	20–30
$A_1$	-(0.22–0.24)	$\equiv 0.$	-(0.04–0.08)	0.01–0.02
$m_{\rho''}, \text{МэВ}$	–	1710–1580	1620–1550	15–20
$\Gamma_{\rho''}, \text{МэВ}$	–	1040–490	580–350	70–20
$A_2$	$\equiv 0.$	-(0.22–0.20)	-(0.18–0.13)	0.1
$\chi^2/ND$	52–48/35	47–48/35	43–44/34	

вым для  $\rho$ ,  $\rho'$  и  $\rho''$  мезонов. Зависимость полной ширины  $\rho(770)$  мезона от энергии описывалась следующей формулой:

$$\Gamma_{\rho}(E) = \Gamma_{\rho}(m_{\rho}) \left( \frac{m_{\rho}}{E} \right)^2 \left( \frac{q_{\pi}(E)}{q_{\pi}(m_{\rho})} \right)^3 C_{\rho\pi\pi}^2 + \frac{g_{\rho\omega\pi}^2}{12\pi} q_{\omega}^3(E) C_{\rho\omega\pi}^2, \quad (31)$$

где  $q_{\pi}$  — импульс пиона,  $C_{\rho\pi\pi}$  — фактор, ограничивающий рост парциальной ширины в распаде  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$  [25]:

$$C_{\rho\pi\pi}(E) = \sqrt{\frac{1 + (Rq_{\pi}(m_{\rho}))^2}{1 + (Rq_{\pi}(E))^2}}. \quad (32)$$

Для описания энергетической зависимости полных ширин  $\rho'$  и  $\rho''$ , которые входят в пропагаторы, не существует общепринятого подхода. В работе [12] эти ширины считались постоянными, в работе [26] описывались суммой парциальных ширин всех основных мод распада резонансов. Чтобы изучить модельную зависимость получающихся при аппроксимации параметров мы использовали оба подхода.

Результаты аппроксимации энергетической зависимости сечения показаны в таблице 5. Было рассмотрено три класса моделей. Для всех моделей параметры  $m_{\rho}$ ,  $\Gamma_{\rho}$  и  $f_{\rho}$  фиксировались на табличных значениях [6]. В качестве результатов аппроксимации в таблице приведены интервалы значений параметров, полученных при варьировании параметра  $R$ , используемого в факторах Блатта-Вайскопфа, в пределах от 0 до 2  $\text{ГэВ}^{-1}$ .



Характерные ошибки параметров, получающиеся при аппроксимации в каждой конкретной модели приведены в четвертом столбце таблицы.

В модели 1 ширины  $\rho'$  и  $\rho''$  считались постоянными. Поскольку все параметры возбужденных состояний не могут быть извлечены из аппроксимации, для массы и ширины  $\rho''$  мезона использовались табличные значения:  $m_{\rho''} = 1700$  МэВ,  $\Gamma_{\rho''} = 235$  МэВ [6]. Полученные значения параметра  $A_2$  в пределах ошибок согласовались с нулем, поэтому для модели 1 результаты аппроксимации приведены при  $A_2 = 0$ . Следует обсудить, влияние на результаты величины параметра  $R$ . При увеличении  $R$  получающаяся при аппроксимации константа  $g_{\rho\omega\pi}$  уменьшается. Малые  $g_{\rho\omega\pi} < 13$  ГэВ<sup>-1</sup> противоречат экспериментальному значению 14.4 ГэВ<sup>-1</sup>, следующему из распада  $\omega \rightarrow 3\pi$  в предположении  $\omega \rightarrow \rho\pi$  механизма, и теоретическому значению 16 ГэВ<sup>-1</sup> [27], полученному с помощью правил сумм. Поэтому область изменения  $R$  была ограничена:  $R < 2$  ГэВ<sup>-1</sup>. Значения массы и ширины совместимые с табличными для  $\rho'$  мезона [6] получались только при  $R \sim 0$ , согласие гипотезы с данными в этом случае — наихудшее:  $P(\chi^2) = 3\%$ .

В моделях 2 и 3 была сделана попытка учесть зависимость ширин  $\rho'$  и  $\rho''$  от энергии. Использовалась следующая формула:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\rho_i}(E) = \Gamma_{\rho_i}(m_{\rho_i}) & \left[ (1 - B_{\rho_i \rightarrow \pi\pi}) \left( \frac{q_{\omega}(E)}{q_{\omega}(m_{\rho_i})} \right)^3 C_{\rho_i\omega\pi}^2 \right. \\ & \left. + B_{\rho_i \rightarrow \pi\pi} \left( \frac{m_{\rho_i}}{E} \right)^2 \left( \frac{q_{\pi}(E)}{q_{\pi}(m_{\rho'})} \right)^3 C_{\rho'\pi\pi}^2 \right], \end{aligned} \quad (33)$$

в которой парциальная ширина распада  $\rho' \rightarrow \pi\pi$  выделена отдельно, а сумма всех остальных парциальных ширин описывается энергетической зависимостью распада  $\rho' \rightarrow \omega\pi$ . Поскольку для другой значимой моды распада  $\rho' \rightarrow 4\pi$  также характерен быстрый рост фазового объема с энергией, мы считаем, что выражение (33) качественно правильно описывает энергетическую зависимость полной ширины. Экспериментальные данные по относительным вероятностям распадов  $\rho'$  и  $\rho''$  мезонов отсутствуют. Для  $\rho''$  мезона была использована теоретическая оценка  $B_{\rho'' \rightarrow \pi\pi} = 10\%$  [28]. Для  $\rho'$  было выбрано значение  $B_{\rho' \rightarrow \pi\pi} = 50\%$ , более точно, на наш взгляд, отражающее экспериментальную ситуацию, чем предсказанное значение 25% [28]. В модели 2 сечение описывалось с помощью только одного возбужденного состояния, то есть она отличалась от модели 1 только учетом энергетической зависимости полной ширины возбужденного состояния от энергии. Тем не менее, результаты аппроксимации в двух моделях существенно отличаются. В частности,

масса возбужденного состояния в модели 2 близка к табличному значению для  $\rho''$  мезона. С другой стороны, экспериментальные данные по формфактору  $\pi$  мезона [20, 21] указывают на существование  $\rho'$  мезона с массой 1320–1400 МэВ и шириной 400–500 МэВ. Поэтому в модели 3 мы рассмотрели вариант с двумя возбужденными состояниями. Масса и ширина  $\rho'$  мезона фиксировались на значениях  $m_{\rho'} = 1400$  МэВ и  $\Gamma_{\rho'} = 500$  МэВ. Эта модель дает наилучшее описание экспериментальных данных:  $P(\chi^2) \approx 13\%$ . Кривые, полученные при аппроксимации в моделях 1 и 3 при  $R = 0$  приведены на рис. 14.

Основные выводы, которые можно сделать из проведенных аппроксимаций, следующие. Применение моделей с фиксированной шириной и с шириной, зависящей от энергии, приводит к существенно различным параметрам резонансов. Причиной такого различия является сильное изменение фазовых объемов конечных состояний в основных модах распада  $\rho'$  и  $\rho''$  мезонов. Поэтому, на наш взгляд, при определении параметров возбужденных  $\rho$  состояний зависимость ширины от энергии следует учитывать при любом уровне точности экспериментальных данных. Неплохое описание экспериментального сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$  дает модель с двумя возбужденными состояниями с массами  $m_{\rho'} = 1400$  МэВ и  $m_{\rho''} \approx 1600$  МэВ, причем вклад более высокого состояния доминирует. Этот результат, однако, плохо согласуется с теоретическими работами [28, 29], предсказывающими обратное соотношение для  $2S$  и  $1D$  состояний. Таким образом, несмотря на появление новых более точных экспериментальных данных, ситуация в изовекторном канале остается неясной. Главной проблемой, на наш взгляд, является отсутствие в настоящее время общепринятой феноменологической модели для описания формы широких возбужденных состояний.

## 4 Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ при энергии ниже 1 ГэВ

Данная глава посвящена изучению реакции

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

при энергии в системе центра масс  $E < 1$  ГэВ. В модели векторной доминантности этот процесс определяется переходами  $\rho^0 \rightarrow \omega\pi^0$  и  $\omega \rightarrow \rho^0\pi^0$  с последующим распадом  $\rho^0, \omega \rightarrow \pi^0\gamma$ . Расчетные в рамках этой модели вероятности распадов  $\rho^0$  и  $\omega$  мезонов составляют  $1.0 \cdot 10^{-5}$  и  $2.8 \cdot 10^{-5}$  [30], соответственно. Другим возможным механизмом распадов  $\rho, \omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$

является электрический дипольный переход в скалярное  $\pi^0\pi^0$  состояние. Этот механизм рассматривался в работах [31, 32] в рамках киральной теории возмущений с учетом пионных и каонных петель. Полученный вклад пионных петель для  $\rho$  мезона  $\sim 10^{-5}$  сравним с амплитудой  $\omega\pi^0$  механизма, для  $\omega$  мезона пионные петлевые вклады подавлены по G-четности. Из-за малости вероятностей распадов  $\rho, \omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  экспериментальные данные по реакции (34) в области  $E < 1$  ГэВ практически отсутствуют. Существует единственное измерение вероятности распада  $B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7.2 \pm 2.5) \cdot 10^{-5}$  [33], которое почти в три раза превышает предсказание векторной доминантности. Теоретическое объяснение этого расхождения отсутствует.

#### 4.1 Отбор событий

Для анализа отбирались пятифотонные события по предварительным условиям описанным в разделе 2.1.1. Высокая загрузка детектора фоном от частиц, выбывающих из пучка, приводила к появлению дополнительных ложных фотонов в 4% событий. В результате происходила потеря полезных событий и возникал фон от процессов  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma, 3\gamma, 4\gamma$ . Значительное подавление этого фона было получено с помощью условий на энергию и полярный угол наименее энергичного в событии фотона:  $E_{min} > 30$  МэВ и  $30^\circ < \theta_{min} < 150^\circ$ . Другим источником фона являются события реакции  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 3\pi^0\gamma \rightarrow 7\gamma$ , которые переходят в класс пятифотонных, в основном, из-за слияния близких фотонов. Для подавления этого фона использовался параметр  $\chi_\gamma$ , характеризующий поперечные распределения энерговыделений в ливнях зарегистрированных фотонов [10]. Ограничение  $\chi_\gamma < 5$  в два раза уменьшает фон от процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  при потере 5% истинных пятифотонных событий.

Дальнейший отбор осуществлялся на основе кинематической реконструкции событий. Проверялись совместимость кинематики события с гипотезами о его принадлежности к процессам  $e^+e^- \rightarrow 5\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ . При проверке второй гипотезы два из пяти фотонов считались ложными. В результате кинематической реконструкции вычислялись значения функций  $\chi^2$  гипотез:  $\chi_{5\gamma}$  и  $\chi_{3\gamma}$ . Ограничение  $\chi_{3\gamma} > 20$  полностью исключает оставшийся фон от процессов  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma, 3\gamma$  при потере лишь 2.5% событий изучаемого процесса. Распределение по параметру  $\chi_{5\gamma}$  для экспериментальных и моделированных событий приведено на рис.15. На этот параметр накладывалось ограничение:  $\chi_{5\gamma} < 20$ .

Окончательный отбор осуществлялся требованием наличия в событии двух  $\pi^0$  мезонов. Для каждой из 15 возможных для пятифотонного

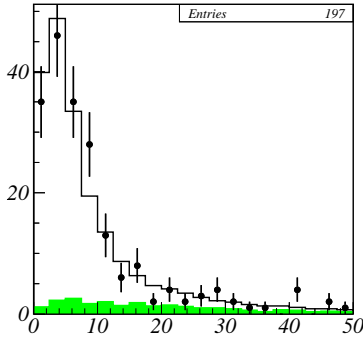


Рис. 15: Распределение по параметру  $\chi_{5\gamma}$ . Точки с ошибками — эксперимент. Гистограмма — сумма событий моделирования процесса (34) и фоновых процессов. Вклад фоновых процессов показан заштрихованной гистограммой.

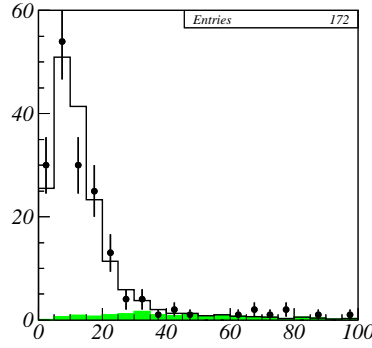


Рис. 16: Распределение по параметру  $R_{min}$ . Точки с ошибками — эксперимент. Гистограмма — сумма событий моделирования процесса (34) и фоновых процессов. Вклад фоновых процессов показан заштрихованной гистограммой.

события пар двухфотонных инвариантных масс  $(m_{1i}, m_{2i})$  вычислялась величина:

$$R_i = \sqrt{(m_{1i} - m_{\pi^0})^2 + (m_{2i} - m_{\pi^0})^2}.$$

В качестве параметра отбора использовалась  $R_{min} = \min(R_1, R_2, \dots, R_{15})$ . Распределение по  $R_{min}$  для отобранных по описанным выше критериям событий приведено на рис.16. Там же приведено распределение для моделированных событий процесса (34) и расчетный фон. На параметр  $R_{min}$  накладывалось ограничение:  $R_{min} < 25$ .

## 4.2 Анализ данных

Всего по перечисленным условиям было отобрано 153 события при расчетном фоне  $3 \pm 1$  события. Фон определялся процессами  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow 4\gamma$ . Отобранные события сосредоточены, в основном, в двух энергетических областях: вблизи  $\omega$  мезона (63 события) и в диапазоне 920–970 МэВ (83 события). Спектр фотонов для отобранных событий реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  из области  $\omega$  резонанса (760–800 МэВ) приведен на рис.17. Форма спектра хорошо согласуется с расчетом по механизмам  $\rho \rightarrow \omega\pi$  и  $\omega \rightarrow \rho^0\pi^0$ , хотя число экспериментальных событий значительно превосходит ожидаемое в этой модели. Значимых отличий от расчета не было найдено и в угловых распределениях фотона и  $\pi^0$  мезонов.

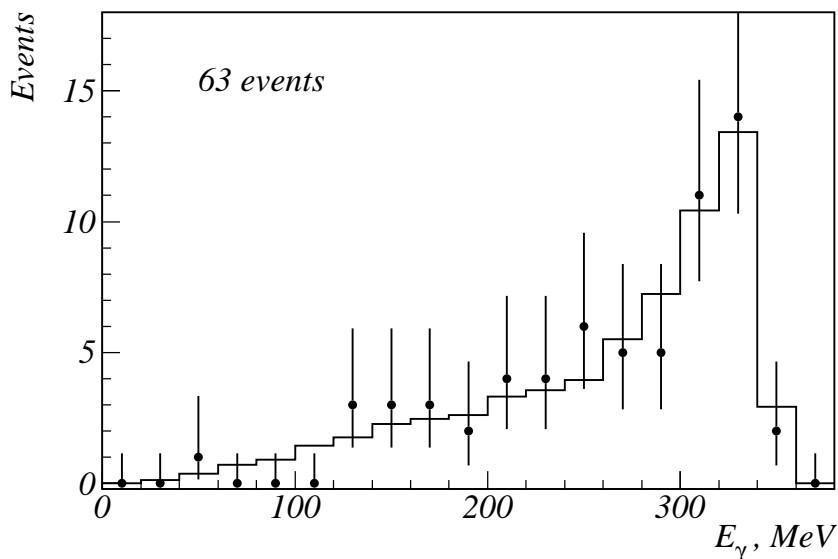


Рис. 17: Спектр фотонов для экспериментальных событий реакции (34) из области  $\omega$  резонанса (точки с ошибками) и результат моделирования в модели векторной доминантности (гистограмма).

Тем не менее, из-за сильной интерференции всех обсуждаемых механизмов исключить даже значительный,  $\sim 50\%$ , вклад в амплитуду распада  $\omega$  мезона промежуточного скалярного состояния на нашем уровне статистики нельзя. Область 920–970 МэВ находится выше порога реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ , ожидаемое число событий для этой области и распределение по кинематическим параметрам согласуются с этой моделью.

Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  в каждой точке по энергии рассчитывалось по формуле  $\sigma = N/(\varepsilon L(1 + \delta))$ , где  $N$  и  $L$  — число событий и интеграл светимости,  $\varepsilon$  — эффективность регистрации,  $\delta$  — радиационная поправка [11]. Эффективность регистрации событий процесса (34) была вычислена по моделированию. Для расчета использовалось дифференциальное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  в модели векторной доминантности [7]. Эффективность регистрации слабо зависит от энергии и составляет 27–30%. Систематическая ошибка эффективности, в том числе и модельная ошибка за счет возможного вклада скалярного состояния, оценивается в 10%. Зависимость полученного сечения от энергии приве-

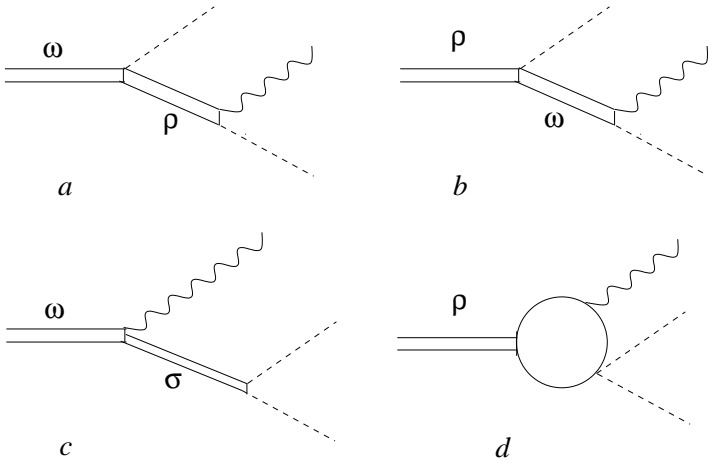


Рис. 18: Диаграммы, описывающие возможные механизмы для распадов  $\omega, \rho \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ .

дена на рис.19. При энергии меньше 650 МэВ не было зарегистрировано ни одного события.

Сложность описания сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$  заключается в том, что в нее дают вклад несколько интерферирующих амплитуд, имеющих различные зависимости от кинематических переменных. Мы учитывали переходы через промежуточные состояния  $\omega\pi$  (рис.18b) и  $\rho^0\pi^0$  (рис.18a), амплитуды которых приведены в работах [7, 30], и переходы через скалярное состояние  $S\gamma$ . Амплитуду для перехода векторного мезона  $V \rightarrow S\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$  можно записать в следующем калибровочно инвариантном виде [34]:

$$A_{V \rightarrow S\gamma} = H(p^2, q^2) \cdot [(e^* e)(pk) - (e^* k)(ep)], \quad (35)$$

где  $e^*$ ,  $e$  и  $p$ ,  $k$  — векторы поляризации и четырех-импульсы векторного мезона и фотона,  $q^2 = (p - k)^2$  — квадрат инвариантной массы системы  $\pi^0 \pi^0$ . Для распада  $\omega$  мезона формфактор  $H(p^2, q^2)$  был выбран в виде:

$$H(p^2, q^2) = \frac{A}{m_\sigma^2 - q^2 - im_\sigma \Gamma_\sigma}, \quad (36)$$

который соответствует прямому распаду  $\omega \rightarrow \sigma\gamma$ , изображенному на рис.18c. Поскольку табличные значения массы и ширины  $\sigma$  резонанса

плохо определены [6], мы использовали часто встречающиеся в последнее время в литературе значения:  $m_\sigma = 600$  МэВ и  $\Gamma_\sigma = 400$  МэВ[35]. Для  $\rho$  мезона рассматривались два варианта. В первом для формфактора  $H(p^2, q^2)$  использовалось выражение (36), во втором формфактор был взят из работы [31], в которой рассматривается переход через пионную петлю (рис.18d). Разница в результатах, полученных для двух вариантов, включалась в систематическую ошибку. Полная амплитуда процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  записывалась как сумма четырех упомянутых выше вкладов:

$$A_{\gamma^* \rightarrow \pi\pi\gamma} = A_{\rho \rightarrow \omega\pi} \frac{e}{f_\rho} \left( \frac{m_\rho^2}{D_\rho} + A_1 \frac{m_{\rho'}^2}{D_{\rho'}} \right) + \alpha A_{\rho \rightarrow S\gamma} \frac{e}{f_\rho} \frac{m_\rho^2}{D_\rho} + (\beta A_{\omega\rho\pi} + \gamma A_{\omega\sigma\gamma}) \frac{e}{f_\omega} \frac{m_\omega^2}{D_\omega}, \quad (37)$$

где  $f_\rho, f_\omega, D_\rho, D_\omega$  — константы связи с фотоном и пропагаторы  $\rho$  и  $\omega$  мезонов. Величина амплитуды  $A_{\rho \rightarrow \omega\pi}$  определяется константой связи  $g_{\rho\omega\pi}$ . Значение этой константы, а также параметры  $\rho'$  мезона ( $A_1, m_{\rho'}, \Gamma_{\rho'}$ ) извлекались из данных по процессу  $e^+e^- \rightarrow \rho, \rho' \rightarrow \omega\pi$  при энергии выше 1 ГэВ. Были использованы результаты аппроксимаций сечения этого процесса в моделях 1 и 2, описанных в предыдущей главе, в которых  $g_{\rho\omega\pi}$  менялась от 13.2 до 16.1 ГэВ<sup>-1</sup>, соответственно. Если не учитывать вклад  $\rho'$  мезона, константу  $g_{\rho\omega\pi}$  можно определить и без привлечения данных из области энергии выше 1 ГэВ:  $(15.5 \pm 1.2)$  ГэВ<sup>-1</sup>. Комплексные параметры  $\alpha$  и  $\gamma$  характеризуют относительные вклады скалярного состояния в распады  $\rho$  и  $\omega$  мезонов. Амплитуды нормировались таким образом, чтобы при  $|\alpha| = 1$  и  $|\gamma| = 1$  вероятности распадов  $\rho \rightarrow S\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  и  $\omega \rightarrow \sigma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  равнялись  $10^{-5}$ . Значение  $|\beta| = 1$  соответствует расчетной при выбранном значении константы  $g_{\rho\omega\pi}$  вероятности распада  $\omega \rightarrow \rho^0\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  можно записать в следующем виде:

$$\sigma(E) = \sum_{i,j=1,4} (F_{ij}(E)\text{Re}(a_i a_j^*) - \tilde{F}_{ij}(E)\text{Im}(a_i a_j^*)) \quad (38)$$

где

$$a_1 = \frac{m_\rho^2}{D_\rho} + A_1 \frac{m_{\rho'}^2}{D_{\rho'}}, \quad a_2 = \alpha \frac{m_\rho^2}{D_\rho(E)}, \quad a_3 = \beta \frac{m_\omega^2}{D_\omega(E)}, \quad a_4 = \gamma \frac{m_\omega^2}{D_\omega(E)}. \quad (39)$$

Функции  $F_{ij}(E)$  и  $\tilde{F}_{ij}(E)$  были вычислены численным интегрированием произведений соответствующих амплитуд по фазовому объему конечного состояния  $\pi^0\pi^0\gamma$ . Энергетические зависимости фазовых объемов для

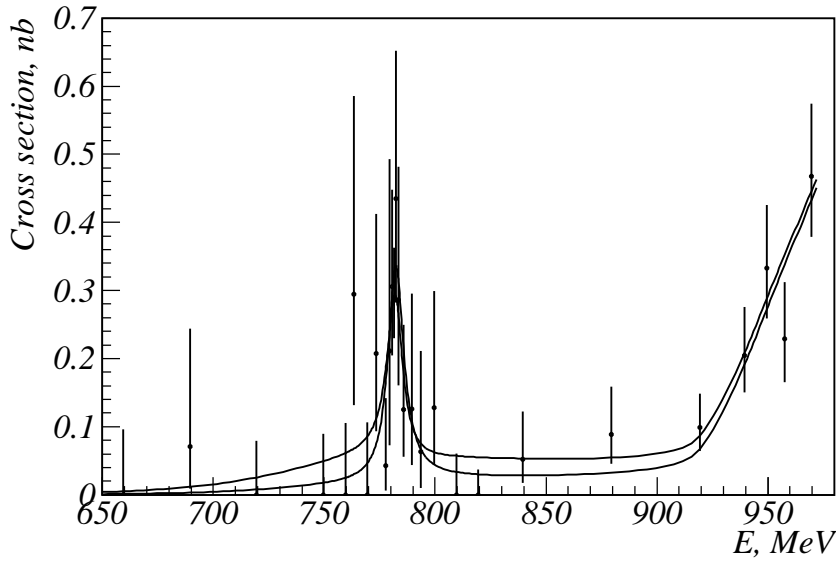


Рис. 19: Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Точки с ошибками — экспериментальные данные. Кривые — результаты аппроксимации сечения в двух описанных в статье моделях.

промежуточных  $\omega\pi^0$  и  $S\gamma$  состояний, которые описываются функциями  $F_{11}(E)$  и  $F_{22}(E)$ , сильно отличаются. Произведение  $F_{11}(E) \cdot m_\rho^4/|D_\rho|^2$  в отличие от такого же произведения для перехода  $\rho \rightarrow S\gamma$  не имеет резонансного вида. Это позволяет разделить по измеренной энергетической зависимости сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  два вклада в распад  $\rho$  мезона и определить параметр  $\alpha$ . Иная ситуация для распада  $\omega$  мезона. На ширине  $\omega$  резонанса изменение фазовых объемов невелико, и независимое определение параметров  $\beta$  и  $\gamma$  невозможно. Поэтому при аппроксимации сечения определялись суммарная вероятность распада  $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Для оценки модельной зависимости этой величины использовались два варианта выбора параметров  $\beta$  и  $\gamma$ . В первом —  $\gamma = 0$ , то есть предполагалось, что распад полностью описывается  $\rho^0\pi^0$  механизмом. Во втором —  $\beta = 1$ , то есть для механизма  $\rho^0\pi^0$  использовалось расчетное по модели векторной доминантности значение.

На рис.19 приведены результаты аппроксимации сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  в двух моделях. Нижняя кривая соответствует модели, не



учитывающей вклад распада  $\rho \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$  через скалярное состояние, т.е.  $\alpha = 0$ . Для вероятности распада  $\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$  в этой модели было получено значение:  $B(\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = (12.7 \pm 2.3 \pm 0.8) \cdot 10^{-5}$ . Первая из приведенных ошибок — статистическая, вторая — систематическая. Основной вклад в систематическую ошибку дает разница между результатами, полученными для двух описанных выше предположений о механизме распада  $\omega$ . Полученное значение вероятности распада больше табличного на 1.5 стандартных отклонения.  $P(\chi^2)$  для этой модели равен 5%.

Верхняя кривая на рис.19 соответствует модели, когда параметр  $\alpha$  определялся при аппроксимации. Согласие этой гипотезы с данными существенно лучше:  $P(\chi^2) = 24\%$ . Параметр  $|\alpha| = 1.4_{-0.5}^{+1.4} \pm 0.1$  определяется с точностью  $\sim 100\%$ , тем не менее полученное для него значение на 2.5 стандартных отклонения отлично от нуля. Поэтому в качестве окончательного результата мы приводим значения параметров во второй модели. Полученная вероятность распада

$$B(\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = (7.8 \pm 2.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-5}, \quad (40)$$

в три раза превосходит расчет по модели векторной доминантности для  $\rho^0 \pi^0$  механизма [30] и подтверждает единственное предыдущее измерение  $B(\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = (7.2 \pm 2.5) \cdot 10^{-5}$  [33]. Результаты аппроксимации можно рассматривать как свидетельство существования распада  $\rho \rightarrow S\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ . Полученное значение вероятности распада по этому механизму  $B(\rho \rightarrow S\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = (1.9_{-1.2}^{+6.0}) \cdot 10^{-5}$  по порядку величины согласуется с расчетами в киральных моделях  $(1.0 - 1.4) \cdot 10^{-5}$  [31, 32]. Суммарная вероятность распада  $\rho$  мезона по обоим механизмам ( $\omega \pi^0$  и  $S\gamma$ ) равна

$$B(\rho \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = (4.8_{-1.8}^{+3.4} \pm 0.2) \cdot 10^{-5}. \quad (41)$$

Этот результат является первым измерением вероятности распада  $\rho \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ .

## 5 Заключение

В заключение перечислим основные результаты полученные в настоящей работе.

Сечение процесса  $e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$  измерено в энергетическом диапазоне 0.92–1.38 ГэВ. Систематическая ошибка измерения сечения составляет 5%. Проведена совместная аппроксимация полученных данных с результатами эксперимента CLEO [13]. Получающиеся при аппроксимации параметры возбужденных состояний  $\rho'$  и  $\rho''$  имеют сильную

модельную зависимость от предположений об энергетической зависимости ширин резонансов.

В энергетической области  $\phi$  мезона процесс  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  изучался также в конечном состоянии  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ . Как в нейтральной  $\pi^0\pi^0\gamma$ , так и в заряженной  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  модах измерены параметры интерференционной волны, наблюдающейся в сечении вблизи  $\phi$  резонанса. Параметры интерференции соответствуют вероятности распада

$$B(\phi \rightarrow \omega\pi) = (5.5_{-1.4}^{+1.6} \pm 0.3) \cdot 10^{-5}.$$

Полученный результат уточняет и подтверждает единственное предыдущее измерение, также выполненное на СНД [2]. Из отношения сечений в заряженной и нейтральной модах было получено отношение парциальных ширин  $\omega$  мезона:

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 0.0994 \pm 0.036 \pm 0.0038,$$

наиболее точное в настоящий момент значение этой величины.

В работе впервые измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  при энергии ниже 1 ГэВ. Из анализа энергетической зависимости сечения этого процесса получены вероятности распадов:

$$B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7.8 \pm 2.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-5},$$

$$B(\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (4.8_{-1.8}^{+3.4} \pm 0.2) \cdot 10^{-5}.$$

Вероятность распада  $\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  измерена впервые.

Результаты по энергетической области  $\phi$  резонанса и выше получены по полной накопленной детектором СНД статистике. В области ниже 1 ГэВ в настоящее время проводится эксперимент, в котором предполагается увеличить имеющуюся статистику по распадам  $\omega$  и  $\rho$  мезонов в 2–3 раза.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда STP ‘Интеграция’, грант №274, и Российского фонда фундаментальных исследований, гранты №99-02-16815, 99-02-16813 и 00-02-17481.

## Список литературы

- [1] M.N. Achasov et al., Препринт ИЯФ 99-16, Новосибирск, 1999, e-print hep-ex/9909015, to be published in Nucl. Instr. Meth.
- [2] M.N. Achasov et al., Phys. Lett. B 449 122 (1999).
- [3] R.R. Akhmetshin et al., Preprint Budker INP 99-11, Novosibirsk, 1999.
- [4] M.N. Achasov et al., Phys. Lett. B 474 188 (2000).
- [5] V.A. Karnakov, Yad. Fiz. 42 1001 (1985).
- [6] Review of Particles Physics, The Eur. Phys. J. C 3, (1998).
- [7] M.N. Achasov et al., Nucl. Phys. B 569 158 (2000).
- [8] M.N. Achasov et al., Phys. Lett. B 440 442 (1998).
- [9] R.R. Akhmetshin et al., Phys.Lett. B 462 380 (1999).
- [10] A.V. Bozhenok, V.N. Ivanchenko, Z.K. Silagadze, Nucl. Instr. Meth. A 379 507 (1996).
- [11] E.A. Kuraev, V.S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. 41 466 (1985).
- [12] A.B. Clegg, A. Donnachie, Z.Phys. C 62 455 (1992).
- [13] K.W. Edwards et al, Phys. Rev. D 61 (2000).
- [14] M.N. Achasov et al., Talk given at HADRON99, Beijing, August 24-28, 1999, e-print hep-ex/9910057.
- [15] R.R. Akhmetshin et al., Phys. Lett. B 466 392 (1999).
- [16] E.L. Bratkovskaya, E.A. Kuraev, Z.K. Silagadze, O.V.Teryaev, Phys. Lett. B 338 471 (1994).
- [17] H. Genz, S. Tatur, Phys. Rev. D 50 3263, (1994).
- [18] N.N. Achasov, A.A. Kozhevnikov, Int. J. Mod. Phys. A 7 4825 (1992).
- [19] M.N.Achasov et al., Phys. Lett. B 462 365 (1999).
- [20] S. Anderson et al., e-print hep-ex/9910046.
- [21] R. Barate et al., Z.Phys. C 76 15 (1997).

- [22] D. Bisello et al., Preprint LAL-90-71, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 21 111 (1991).
- [23] S.I. Dolinsky et al., Phys.Lett. B 174, 453 (1986).
- [24] Y.S. Tsai, Phys. Rev. D 4 2821 (1971).
- [25] J. Pisut and M. Roos, Nucl. Phys. B 6, 325 (1968).
- [26] N.N. Achasov, A.A. Kozhevnikov, Phys. Rev. D 55 2663 (1997).
- [27] M. Lublinsky. Phys. Rev. D 55, 249 (1996).
- [28] T. Barnes, F.E. Close, P.R. Page, E.S. Swanson, Phys. Lett. B 385 391 (1996).
- [29] S. Godfrey, N. Isgur, Phys. Rev. D 32 189 (1985).
- [30] A. Bramon, A. Grau, G. Pancheri, Phys. Lett. B 283 416 (1992).
- [31] A. Bramon, A. Grau, G. Pancheri, Phys. Lett. B 289 97 (1992). p6
- [32] E. Marco, S. Hirenzaki, E. Oset, H. Toki, Phys. Lett. B 470 20 (1999).
- [33] D. Alde et al, Phys. Lett. B 340 122 (1994).
- [34] N.N. Achasov, V.N.Ivanchenko, Nucl. Phys. B 315 465 (1989).
- [35] M. Ishida et al., Proc. Workshop on Hadron Spectroscopy (WHS99), Frascati, 1999, p.115, e-print hep-ph/9905261.

# Содержание

<b>1 Детектор, эксперимент</b>	<b>5</b>
<b>2 Процесс <math>e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0</math> в области <math>\phi</math> резонанса</b>	<b>6</b>
2.1 Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . . . . .	8
2.1.1 Отбор событий . . . . .	8
2.1.2 Анализ данных . . . . .	12
2.2 Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ . . . . .	17
2.2.1 Отбор событий . . . . .	17
2.2.2 Анализ данных . . . . .	22
2.3 Обсуждение результатов. . . . .	25
<b>3 Процесс <math>e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma</math> в интервале энергии 0.9 – 1.4 ГэВ</b>	<b>28</b>
3.1 Отбор событий . . . . .	29
3.2 Аппроксимация сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . .	31
<b>4 Процесс <math>e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma</math> при энергии ниже 1 ГэВ</b>	<b>35</b>
4.1 Отбор событий . . . . .	36
4.2 Анализ данных . . . . .	37
<b>5 Заключение</b>	<b>42</b>

*В.М. Аульченко, 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.В. Васильев, В.Б. Голубев, Т.В. Димова,  
А.А. Дроздецкий, В.П. Дружинин, В.Н. Иванченко, А.А. Король,  
С.В. Кошуба, Г.А. Кужарцев, А.П. Лысенко, И.Н. Нестеренко,  
А.В. Отбоев, Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, В.М. Попов,  
А.А. Сальников, С.И. Середняков, А.Г. Скрипкин, В.А. Сидоров,  
З.К. Силагадзе, А.Н. Скринский, Ю.В. Усов, А.А. Чальцев,  
В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов*

**Изучение процессов  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$   
на ВЭПП-2М с детектором СНД**

*V.M. Aulchenko, M.N. Achasov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin,  
A.G. Bogdanchikov, A.V.Bozhenok, A.D.Bukin, D.A.Bukin,  
S.V. Burdin, A.V. Vasiljev, V.B. Golubev, T.V. Dimova,  
A.A. Drozdetsky, V.P. Druzhinin, V.N. Ivanchenko, A.A. Korol,  
S.V. Koshuba, G.A. Kukartsev, A.P. Lysenko, I.N. Nesterenko,  
A.V. Otboev, E.V. Pakhtusova, E.A. Perevedentsev, V.M. Popov,  
A.A. Salnikov, S.I. Serebnyakov, A.G. Skripkin, V.A. Sidorov,  
Z.K. Silagadze, A.N. Skrinsky, Yu.V. Usov, A.A. Chaltsev,  
V.V. Shary, Yu.M. Shatunov*

**Study of the reactions  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  and  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$   
with SND detector at VEPP-2M**

ИЯФ 2000-35

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 20.04.2000 г.

Сдано в набор 24.04.2000 г.

Подписано в печать 25.04.2000 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.3 печ.л., 1.9 уч.-изд.л.

Тираж 130 экз. Бесплатно. Заказ ь 35

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