

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА $\phi \rightarrow \eta' \gamma$ В КАНАЛЕ $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0$, $\eta \rightarrow \gamma \gamma$

*В. М. Аульченко***, *М. Н. Ачасов*, *С. Е. Бару*, *К. И. Белобородов*, *А. В. Бердюгин***,
А. Г. Богданчиков, *А. В. Боженок***, *А. Д. Бужин**, *Д. А. Бужин*, *А. В. Васильев*,
В. Б. Голубев, *Т. В. Димова*, *В. П. Дружинин*, *В. Н. Иванченко*, *И. А. Кооп*,
А. А. Король, *С. В. Кошуба*, *А. П. Лысенко*, *А. В. Отбоев*, *Е. В. Пахтусова*,
А. А. Сальников, *С. И. Середняков*, *В. А. Сидоров*, *З. К. Силагадзе***,
*В. В. Шарый***, *Ю. М. Шатунов*

*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук*

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

Поступила в редакцию 25 февраля 2003 г.

В эксперименте с помощью детектора СНД на установке ВЭПП-2М со встречными электрон-позитронными пучками изучался процесс $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta' \gamma$, $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0$, $\eta \rightarrow \gamma \gamma$. Для вероятности распада в результате анализа экспериментальных данных получено значение $B(\phi \rightarrow \eta' \gamma) = (6.7_{-4.2}^{+5.0} \pm 1.5) \cdot 10^{-5}$. С учетом предыдущего измерения этой величины на детекторе СНД в канале распада $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$ в результате имеем $B(\phi \rightarrow \eta' \gamma) = (6.7_{-2.4}^{+2.8} \pm 0.8) \cdot 10^{-5}$.

PACS: 13.20.-v, 14.40.Aq

1. ВВЕДЕНИЕ

Распад $\phi \rightarrow \eta' \gamma$ является редким и трудно выделяемым на уровне фона, поэтому долгое время его характеристики не могли быть измерены экспериментально. Первое измерение вероятности B распада $\phi \rightarrow \eta' \gamma$ было проведено экспериментально с помощью детектора КМД-2 [1] в 1997 г.:

$$B(\phi \rightarrow \eta' \gamma) = (12_{-5}^{+7} \pm 2) \cdot 10^{-5}.$$

В последние годы сразу в нескольких экспериментах на встречных e^+e^- -пучках получены результаты для этого распада, что вызвало повышенный интерес теоретиков к η' -мезону [2–6], так как структура η -, η' -мезонов непосредственно определяет интенсивность радиационных распадов векторных мезонов. В теоретических работах анализу подвергается в основном η - η' -смешивание и примесь глюония в η' .

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

В настоящее время экспериментальное среднее значение вероятности распада $\phi \rightarrow \eta' \gamma$ [7],

$$B(\phi \rightarrow \eta' \gamma) = (6.7_{-1.4}^{+1.5}) \cdot 10^{-5},$$

основывается на результатах трех экспериментов, представленных в табл. 1.

Уже после выхода в печать обзора [7] было опубликовано наиболее точное на настоящий момент значение, измеренное с помощью детектора KLOE [11] в канале $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$, $\eta \rightarrow \gamma \gamma$:

$$B(\phi \rightarrow \eta' \gamma) = (6.10 \pm 0.61 \pm 0.43) \cdot 10^{-5}.$$

Данная работа посвящена измерению вероятности распада $\phi \rightarrow \eta' \gamma$ в чисто нейтральном канале $\eta' \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta$, $\eta \rightarrow \gamma \gamma$.

Таблица 1

$B(\phi \rightarrow \eta' \gamma) \cdot 10^5$	Канал распада	Эксперимент
$6.7^{+3.4}_{-2.9} \pm 1.0$	$\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-, \eta \rightarrow \gamma \gamma$	СНД, 1999 [8]
$8.2^{+2.1}_{-1.9} \pm 1.1$	$\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-, \eta \rightarrow \gamma \gamma$	КМД-2, 2000 [9]
$4.9^{+2.2}_{-1.8} \pm 0.6$	$\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-, \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	КМД-2, 2000 [10]

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился в 1996 [12] и 1998 [13] г.г. на установке ВЭПП-2М со встречными электрон-позитронными пучками [14] с помощью детектора СНД [15]. Разрешение по энергии фотонов в калориметре детектора составляло

$$\sigma_E/E = 4.2\% / \sqrt{E(\text{ГэВ})},$$

угловое разрешение в зависимости от энергии фотона —

$$\sigma_\varphi = \sqrt{(0.82^\circ)^2/E(\text{ГэВ}) + (0.63^\circ)^2}.$$

Было проведено семь сканирований области энергии ϕ -мезона в 1996 г. и два сканирования в 1998 г. в интервале $980 \text{ мэВ} < 2E < 1060 \text{ МэВ}$. Полная интегральная светимость равна 13 пб^{-1} , полное число рожденных ϕ -мезонов составляло $2.1 \cdot 10^7$. Светимость измерялась по процессу упругого рассеяния электрона и позитрона на большие углы, а также по процессу двухквантовой аннигиляции. Различия результатов измерения двумя методами не превышает 1%. В данной работе использована светимость, измеренная по двухквантовой аннигиляции, поскольку этот процесс по свойствам триггера наиболее близок к исследуемому.

3. ОТБОР СОБЫТИЙ

События изучаемого процесса

$$\phi \rightarrow \eta' \gamma, \quad \eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0, \quad \eta \rightarrow \gamma \gamma$$

имеют в конечном состоянии семь фотонов. Для исключения возможных потерь эффективности за счет наложения «лишних» фотонов (от «пучкового» фона, «расщепления» фотонов в калориметре, излучения начальными частицами фотона на большой угол, «наложения» частиц из других событий) отбирались события с семью и более фотонами.

Основной фоновый процесс

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

имеет тоже ровно семь фотонов в конечном состоянии, а его интенсивность в 200 раз больше, чем интенсивность исследуемого процесса, что и является основной трудностью при обработке данных.

При обработке использовались следующие параметры событий: n_γ — полное число зарегистрированных фотонов; n_{ch} — полное число заряженных частиц; χ_{2E} — сумма квадратов отклонений экспериментальных углов и энергий фотонов от теоретических, нормированных на угловое и энергетическое разрешение калориметра, минимизированная по всем теоретическим параметрам частиц при условии, что они удовлетворяют законам сохранения энергии-импульса; R_{Emax} — энергия самого жесткого фотона в событии, нормированная на энергию пучка; $E_{p\tau}$ — энергия самого мягкого из семи фотонов (в МэВ); χ_γ — «качество» фотонов — параметр, характеризующий «правильность» поперечного распределения энергии фотонов в калориметре [16].

Отбирались события с $n_{ch} = 0$, $n_\gamma \geq 7$ и $\chi_{2E} < 40$. Для них проводилась кинематическая реконструкция, использующая измеренные углы и энергии фотонов: численной минимизацией логарифмической функции правдоподобия подбирались параметры частиц, наиболее близкие к измеренным и удовлетворяющие законам сохранения энергии-импульса и связям, возникающим при предположении наличия промежуточных нестабильных частиц. Реконструкция проводилась независимо в четырех разных гипотезах.

1. Событие принадлежит процессу

$$\phi \rightarrow X \gamma, \quad X \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0, \quad \eta \rightarrow \gamma \gamma, \quad \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma.$$

Система из семи фотонов описывается набором из двадцати одного параметра (например, энергия и два угла на каждую частицу). Законы сохранения энергии-импульса определяют четыре связи между

этим параметрами. Кроме того, массы промежуточных трех нестабильных частиц (η , π^0 , π^0) используются в еще трех уравнениях, связывающих исходные параметры. Каждая кинематическая связь убирает одну степень свободы, поэтому в данной модели остается $21 - 4 - 3 = 14$ свободных параметров для минимизации логарифмической функции правдоподобия (один из них — масса системы ($\eta\pi\pi$)). В результате процедуры реконструкции вычислялись поправленные параметры частиц, а, кроме того, полученное минимальное значение логарифмической функции правдоподобия $\chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2$ использовалось для отбора событий. В дальнейшем отборе событий использовались также получаемые попутно параметры $m_{\eta\pi\pi}$ и θ_{cm} . Последний параметр — угол вылета фотона относительно направления импульса η -мезона в распаде $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ в системе покоя η -мезона.

Несмотря на предпринятые меры по предварительной отбраковке большей части всевозможных сочетаний конечных частиц в промежуточные π^0 - и η -мезоны, процедура реконструкции события во всех моделях занимает большое время процессора ЭВМ. Поэтому, учитывая, что описанная выше модель реконструкции является основной, для дальнейшего анализа (и реконструкции в других моделях) оставались события с $\chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 < 20$.

2. Событие принадлежит процессу

$$\eta\gamma \rightarrow 3\pi^0\gamma \rightarrow 7\gamma.$$

Всего $21 - 4 - 4 = 13$ свободных параметров (четыре промежуточные нестабильные частицы с известными массами). В результате реконструкции получается минимальное значение логарифмической функции правдоподобия $\chi_{\eta\gamma}^2$.

3. Событие принадлежит процессу

$$\phi \rightarrow K_S K_L, \quad K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0.$$

Рассматриваются все возможные комбинации из пяти фотонов, и выбирается вариант, лучшим образом описываемый данной моделью. Четыре фотона в калориметре должны происходить от распада K_S -мезона, а от K_L -мезона требуется отметка в калориметре с более слабой привязкой по углу и энергии (распределение по углу и энергии этого «псевдофотона» получено на специально отобранных из экспериментальных данных событиях $K_S K_L$). Всего в этой модели $5 \times 3 - 4 - 3 = 8$ свободных параметров. В результате реконструкции получаем минимальное значение логарифмической функции правдоподобия $\chi_{K_S K_L}^2$.

4. В этой модели предполагается, что в реакции

$$e^+ e^- \rightarrow Y + \gamma$$

первичный фотон или вообще не зарегистрировался, или его измеренные характеристики далеки от истинных. Реконструкция в этой модели отвечает на вопрос: насколько вероятно, что в событии была частица, распавшаяся на три нейтральных пиона, и какова масса этой частицы? Кинематика соответствует распаду

$$Y \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma.$$

Величина импульса частицы Y не фиксирована, всего для системы из семи фотонов (один считается незарегистрированным, но его характеристики вычисляются) получается $7 \times 3 - 4 - 3 = 14$ свободных параметров. В результате реконструкции получается параметр $m_{3\pi}$ — масса системы ($\pi^0 \pi^0 \pi^0$). Данная модель реконструкции рассчитана на события $\eta\gamma$, в которых по какой-то причине плохо реконструируется все событие в целом.

Во всех процедурах кинематической реконструкции конкретных процессов в тех случаях, когда число фотонов превышает число фотонных, определенных в данной модели, выбиралась комбинация фотонов, обеспечивающая минимум соответствующей логарифмической функции правдоподобия; остальные фотоны игнорировались.

Для упрощения задачи численной минимизации в многомерном пространстве и для ускорения процедуры реконструкции аналитически находились минимум по трем угловым переменным, соответствующим вращению события как целого [17], что уменьшало число переменных параметров логарифмической функции правдоподобия на три.

Приведем полный список условий отбора:

$$\begin{aligned} n_\gamma &\geq 7, \quad n_{ch} = 0, \\ \chi_{2E} &< 12, \quad \theta_{cm} > 40^\circ, \\ R_{Emax} &< 0.7, \quad E_{p\tau} > 30 \text{ МэВ}, \quad \chi_\gamma < 0, \\ |m_{3\pi} - 540| &> 40 \text{ МэВ}, \quad \chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 < 10, \\ \Delta\chi_1 &= \chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 - \chi_{\eta\gamma}^2 < -10, \\ \Delta\chi_2 &= \chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 - \chi_{K_S K_L}^2 < -10. \end{aligned} \quad (1)$$

Приведенные условия отбора, существенно подавляя фоновые процессы, сохраняют достаточно высокую эффективность ϵ регистрации изучаемого процесса: $\epsilon_{\eta\gamma \rightarrow 7\gamma} = 7\%$ (геометрическая составляющая в этой эффективности может быть оценена как доля телесного угла, закрываемого детектором, в седьмой степени $0.9^7 \approx 50\%$).

Изменение числа событий в моделировании разных процессов и в эксперименте при последовательном наложении условий отбора из приведенного списка показано в табл. 2.

Таблица 2. Изменение числа событий в моделировании основных процессов, а также в эксперименте при последовательном наложении условий (1)

	Исходное число собы- тий	$n_\gamma \geq 7$ $n_{ch} = 0$	$\chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 < 20$ $\chi_{2E} < 40$	$\theta_{cm} > 40^\circ$ $R_{Emax} < 0.7$ $\chi_\gamma < 0$ $\chi_{2E} < 12$	$E_{p\tau} > 30$ МэВ $ m_{3\pi} - 540 > 40$ $\Delta\chi_1 < -10$ $\Delta\chi_2 < -10$	$\chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 < 10$
$\phi \rightarrow \eta\gamma$	1223844	98350	59644	5557	58	44
$\phi \rightarrow K_S K_L$	2294939	1861	246	14	0	0
$\phi \rightarrow K^+ K^-$	1371963	35	0	0	0	0
$\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	2185331	1	0	0	0	0
$e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0$	142795	1	0	0	0	0
$\phi \rightarrow \eta' \gamma$	415000	9398	8568	3411	2167	2030
Эксперимент	$19.3 \cdot 10^6 \phi$ 12 пб^{-1}	165940	14016	1171	29	23

Отношение исходного числа событий моделирования к количеству таких событий в эксперименте для разных процессов различно. Для $\phi \rightarrow \eta' \gamma$ в моделировании в пять раз больше событий, чем в эксперименте, так как это основной фоновый процесс. Для основных мод распада ϕ -мезона, несмотря на то что исходное число событий очень большое, в эксперименте событий $K_S K_L$ в три раза, $K^+ K^-$ в семь раз, $\pi^+ \pi^- \pi^0$ в 1.4 раза больше, чем в моделировании. Событий моделирования $\omega \pi^0$ в двадцать раз больше, чем в эксперименте.

Из таблицы видно, что даже предварительные условия отбора

$$\chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 < 20, \quad \chi_{2E} < 40$$

не проходит ни одно событие моделирования процессов $\phi \rightarrow K^+ K^-$, $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, $e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0$, что свидетельствует о пренебрежимо малом вкладе этих процессов в конечный результат. Двадцать три экспериментальных события удовлетворяют полному набору условий (1).

4. НОРМИРОВКА НА ПРОЦЕСС $\eta\gamma$ И ПРОВЕРКА ПРАВИЛЬНОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ СОБЫТИЯ

Большое количество фоновых событий $\eta\gamma$ и близость сигнатуры этих событий изучаемому процессу создают большие трудности в борьбе с этим фоном,

но, с другой стороны, предоставляют хорошие возможности для проверки соответствия моделирования эксперименту.

Для такой проверки отбирались экспериментальные события, удовлетворяющие условиям, при которых вклад событий $\eta\gamma$ должен быть доминирующим:

$$n_\gamma = 7, \quad \chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 < 20, \quad \chi_{2E} < 40. \quad (2)$$

Всего этим условиям удовлетворяют 12457 экспериментальных событий, в числе которых, по оценке из моделирования, содержится 0.2 % событий $\eta' \gamma$ и 1.8 % событий $K_S K_L$. Такой уровень примеси очень мал, и на приведенных ниже рисунках не отображается.

Для основных параметров из набора (1) на рис. 1, 2 представлены распределения экспериментальных событий и событий моделирования $\eta\gamma$ (экспериментальные данные приведены с нормировкой на интегральную светимость). На этих распределениях в большей или меньшей степени заметны отличия моделирования от эксперимента. Наибольшие различия видны в распределении по $\Delta\chi_2 = \chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 - \chi_{K_S K_L}^2$ (рис. 2з). При этом для событий $\eta\gamma$ и $\eta' \gamma$ (рис. 3) распределения достаточно близки, для того чтобы этот параметр отбора использовать в процедуре нормировки.

Близость многих характеристик событий $\eta\gamma$ и $\eta' \gamma$ позволяет провести процедуру нормировки, в результате которой можно ввести суммарную поправ-

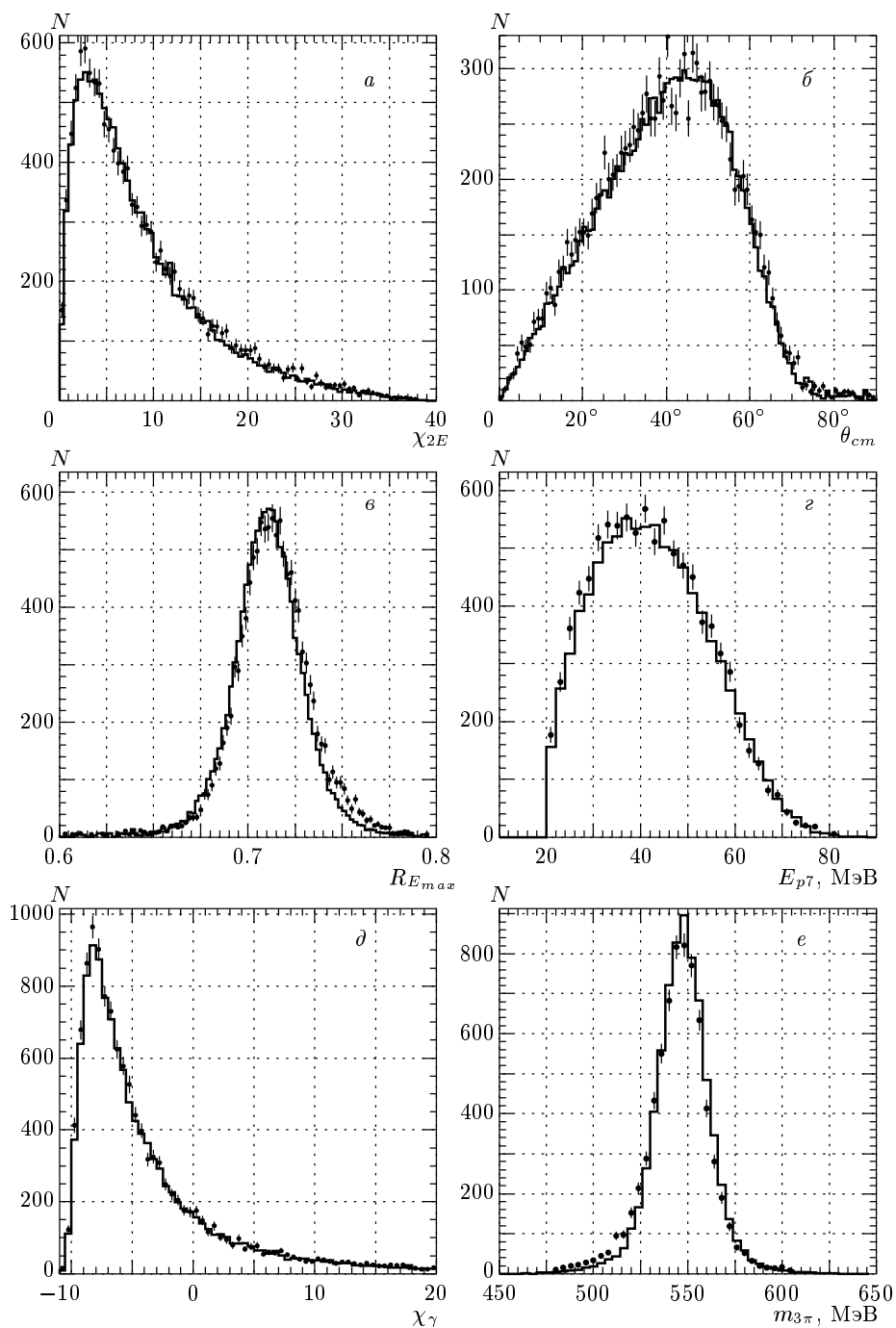


Рис. 1. Распределение событий моделирования $\eta\gamma$ (гистограмма) и эксперимента (точки с указанием ошибок), отобранных по условиям (2), по следующим параметрам χ^2_E (а), θ_{cm} (б), $R_{E_{max}}$ (в), E_{pT} (г), χ_γ (д), $m_{3\pi}$ (е). Нормировка на интегральную светимость

ку на несколько источников систематических ошибок. К таким эффектам можно отнести следующие: неточности моделирования триггера и измерения интегральной светимости, потеря событий из-за наложения фоновых заряженных треков, возможный

неправильный учет конверсии фотонов до трековой системы, неточности моделирования параметров события χ_γ , χ^2_E , $\Delta\chi^2$. Естественно, из процедуры нормировки следует исключить параметры, распределения по которым событий $\eta'\gamma$ и $\eta\gamma$ совершенно раз-

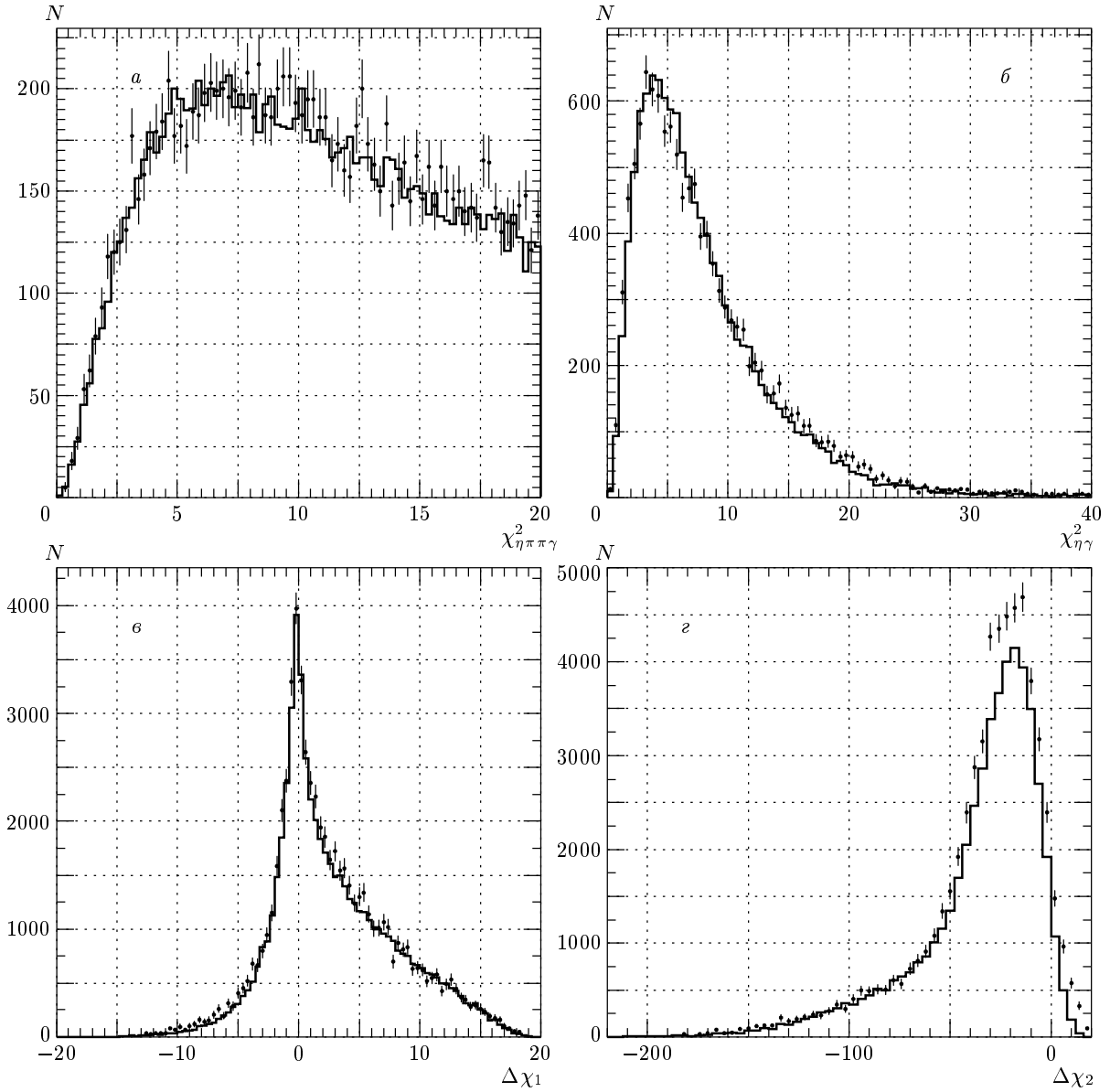


Рис. 2. То же, что на рис. 1, по параметрам $\chi^2_{\eta\pi\pi\gamma}$ (а), $\chi^2_{\eta\gamma}$ (б), $\Delta\chi_1 = \chi^2_{\eta\pi\pi\gamma} - \chi^2_{\eta\gamma}$ (в), $\Delta\chi_2 = \chi^2_{\eta\pi\pi\gamma} - \chi^2_{K_S K_L}$ (г)

личные, такие как θ_{cm} , R_{Emax} , $E_{p\bar{p}}$, $m_{3\pi}$. По этой же причине следовало бы исключить и параметр $\chi^2_{\eta\pi\pi\gamma}$, однако, как было указано выше, он был использован для предварительного отбора событий, чтобы обработка данных не была затруднительна из-за необходимости терять время процессора ЭВМ на кинематическую реконструкцию заведомо фоновых событий. Однако граница отбора по этому параметру в процедуре нормировки установлена так высоко, что это вносит пренебрежимо малую систематическую ошибку. Нельзя также не использовать параметр $\Delta\chi_1$, так как именно с его помощью мы отделяем

события $\eta\gamma$ от $\eta'\gamma$.

Для целей нормировки из полного набора условий (1) оставались только те, по которым распределения событий $\eta\gamma$ и $\eta'\gamma$ близки:

$$\chi_{2E} < 12, \quad \chi_\gamma < 0, \quad \Delta\chi_2 < -10, \quad (3)$$

а также, как было указано выше,

$$\chi^2_{\eta\pi\pi\gamma} < 20$$

для оптимизации времени обработки.

Условиям (3) удовлетворяют 7234 экспериментальных событий. На рис. 4 приведено распределение отобранных экспериментальных событий и событий моделирования $\eta\gamma$ по параметру $\Delta\chi_1 = \chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 - \chi_{\eta\gamma}^2$ с нормировкой на интегральную светимость. На рисунке стрелкой указана граница $\Delta\chi_1 = -10$ отбора событий $\eta'\gamma$, ниже которой нахо-

дится 73 % этих событий, а события $\eta\gamma$ в основном (98.7 %) находятся выше этой границы. Используя количество $N_{\eta\gamma}$ экспериментальных событий выше границы отбора $\Delta\chi_1 > -10$ или $\Delta\chi_1 > -5$ и количество рожденных ϕ -мезонов $N_\phi = 19.36 \cdot 10^6$, соответствующее интегральной светимости, можно получить относительную вероятность распада:

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = \frac{N_{\eta\gamma}}{N_\phi \cdot \epsilon_{\eta\gamma}} = \begin{cases} \frac{7064}{19.36 \cdot 10^6 \cdot 2.69 \cdot 10^{-2}} = 1.36 \pm 0.02 \%, & \Delta\chi_1 > -10, \\ \frac{6838}{19.36 \cdot 10^6 \cdot 2.62 \cdot 10^{-2}} = 1.35 \pm 0.02 \%, & \Delta\chi_1 > -5. \end{cases} \quad (4)$$

При этих двух значениях границы отбора по $\Delta\chi_1$ эффективность регистрации событий $\eta\gamma$ меняется на 3 %, в то время как вероятность $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ — только на 0.7 %. Это различие в 0.7 % можно считать систематической ошибкой калибровки, связанной с неточностью моделирования параметра $\Delta\chi_1$. Поправку к результатам, получаемым с помощью детектора СНД по семифотонным событиям и с условиями отбора (3), можно найти, сравнивая наш результат с табличным [7]:

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.299 \pm 0.026) \%$$

Отсюда поправочный множитель

$$q = \frac{1.299 \pm 0.026}{1.36 \pm 0.02} = 0.955 \cdot (1 \pm 0.025). \quad (5)$$

Кроме указанной ошибки в 2.5 % в систематическую ошибку нормировки нужно включить 0.7 % (точность моделирования параметра $\Delta\chi_1$) и 0.9 % (точность табличного значения $B(\eta \rightarrow 3\pi^0)$). В результате получается

$$2.5 \% \oplus 0.7 \% \oplus 0.9 \% = 2.7 \%$$

(знак « \oplus » означает квадратичное сложение ошибок).

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СОБЫТИЙ $\eta'\gamma$ ПО МАССЕ $m_{\eta\pi\pi}$ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

До сих пор мы еще никак не использовали один из основных параметров реконструкции событий $\eta'\gamma$ — массу системы ($\eta\pi\pi$). Распределение событий моделирования $\eta'\gamma$ по этому параметру приведено на рис. 5. Здесь же показана аппроксимирующая функция, которая зависит от нескольких параметров: положения пика, ширины пика на полувысоте,

параметра асимметрии, площади под кривой. Кроме того, около трети событий не попадают в область пика, а образуют гладкое основание, аппроксимированное кубическим сплайном. Появление такого основания связано как с длинными «хвостами» в распределениях по энергосодержанию в калориметре от фотонов, так и с неправильной реконструкцией каскада распадов

$$\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0, \quad \eta \rightarrow \gamma\gamma, \quad \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma.$$

При аппроксимации экспериментального распределения по массе $m_{\eta\pi\pi}$ форма распределения для событий $\eta'\gamma$ использовалась из моделирования и свободным параметром оставалось только количество событий $\eta'\gamma$, равное площади под кривой распределения. К сожалению, распределение фоновых событий далеко от равномерного или даже линейного, хотя и не имеет такого узкого пика при $m_{\eta\pi\pi} = 960$ МэВ.

Эффективность регистрации процесса $\phi \rightarrow \eta'\gamma$ по данным моделирования получается равной

$$\epsilon = 5.4 \cdot 10^{-3} \cdot (1 \pm 0.020),$$

где указана только статистическая точность. Вообще говоря, поправка, полученная в процедуре нормировки на процесс $\eta\gamma$, должна быть приписана эффективности регистрации (почти все эффекты, кроме ошибки измерения интегральной светимости, связаны с неточностью определения эффективности регистрации по моделированию). С этой поправкой эффективность регистрации становится равной

$$\epsilon = 5.4 \cdot 10^{-3} \cdot (1 \pm 0.020) / 0.955 = 5.7 \cdot 10^{-3} \cdot (1 \pm 0.020). \quad (6)$$

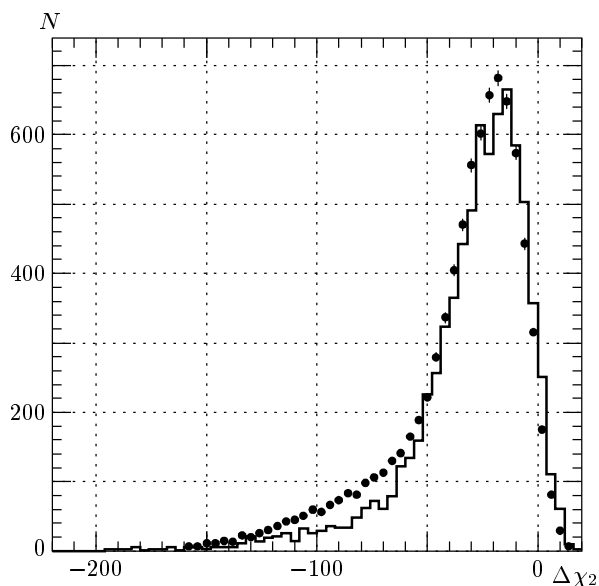


Рис. 3. Распределение по параметру $\Delta\chi_2 = \chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 - \chi_{K_S K_L}^2$ событий моделирования $\eta'\gamma$ (гистограмма) и $\eta\gamma$ (точки с указанием ошибок), отобранных по условиям (2). Нормировка на площадь гистограммы

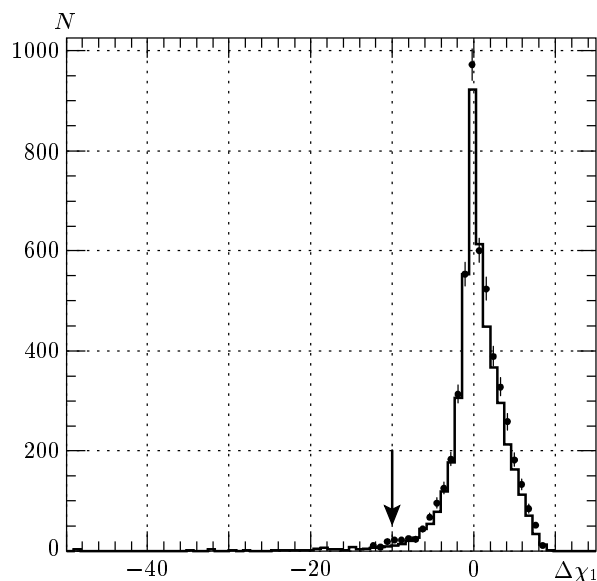


Рис. 4. Распределение по параметру $\Delta\chi_1 = \chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2 - \chi_{\eta\gamma}^2$ экспериментальных событий $\eta\gamma$ (точки с указанием ошибок) и событий моделирования $\eta'\gamma$ (гистограмма), отобранных по условиям (3). Нормировка на интегральную светимость

В это значение вошли известные вероятности в цепочке распадов $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Если исключить эти вероятности, то получим вероятность регистрации семифотонного состояния $\eta'\gamma \rightarrow 7\gamma$:

$$\epsilon = \frac{0.57\%}{0.209 \cdot 0.393} = 6.9\%.$$

6. ФОРМА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ ПО $m_{\eta\pi\pi}$

Со стороны малых значений масс распределение фоновых событий по $m_{\eta\pi\pi}$ ограничено порогом, определяемым суммой масс $m_\eta + 2m_\pi \approx 830$ МэВ. С другой стороны, распределение ограничено как суммарной энергией позитрона и электрона, так и условиями отбора $E_{p\gamma} > 30$ и $R_{Emax} < 0.7$. Форма фоновое распределения была выбрана на основе распределения событий моделирования $\eta\gamma$, составляющих основной фон (рис. 6). Чтобы повысить статистическую значимость, в условиях отбора (1) было ослаблено условие $\Delta\chi_1 < 0$. Форма фоновое распределения была аппроксимирована кубическим сплайном и зафиксирована, проверка статистической совместности этой формы фоновое распределения для разных вариантов экспериментальных выборок и моделирования дала удовлетворительное согласие

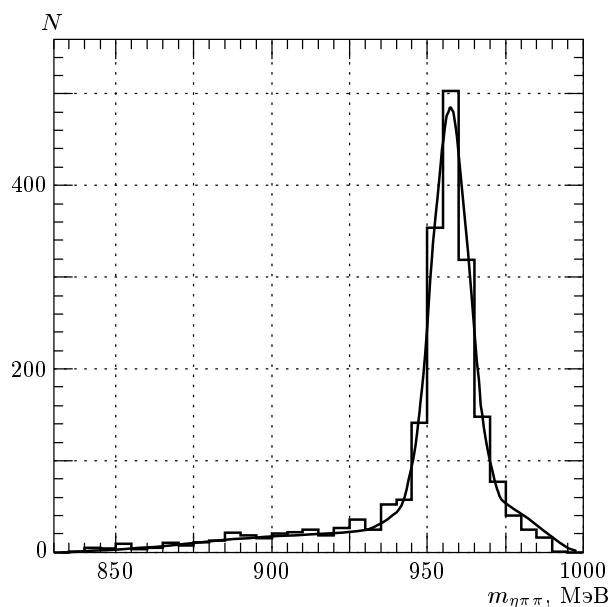


Рис. 5. Распределение по параметру $m_{\eta\pi\pi}$ событий моделирования $\eta'\gamma$, отобранных по условиям (1)

по критерию χ^2 (в самых плохих случаях с высокой статистикой результат был $\chi^2/n_D \lesssim 35/25$). Так как при таких больших коэффициентах подавления фона нельзя полностью доверять результатам моде-

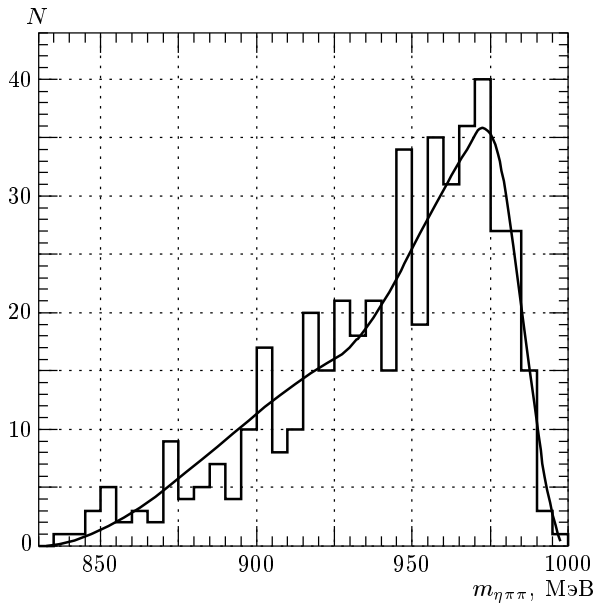


Рис. 6. Распределение по параметру $m_{\eta\pi\pi}$ событий моделирования $\eta\gamma$, отобранных по условиям (1) с ослаблением условия $\Delta\chi_1 < 0$ для повышения статистической значимости

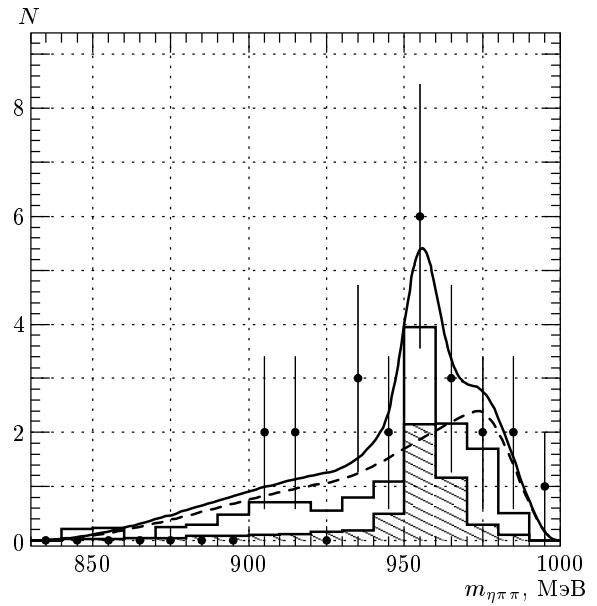


Рис. 7. Фитирование экспериментального распределения событий по параметру $m_{\eta\pi\pi}$ теоретической кривой с формой фонового распределения (штрихи), полученной по данным моделирования

лирования и возможна некоторая примесь фона от других процессов (наиболее вероятно от $K_S K_L$), при получении окончательного результата форма фона варьировалась, что и определило основную составляющую систематической ошибки.

7. ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА $\phi \rightarrow \eta'\gamma$

Среди отобранных условиями (1) двадцати трех экспериментальных событий (рис. 7) имеется большой процент фоновых событий, хотя коэффициент подавления основных фоновых процессов очень большой. Если бы при получении результата нам надо было бы вычитать оставшийся фон исключительно на основании результатов моделирования, то возникла бы дополнительная трудно оцениваемая систематическая ошибка. Фиксируя форму фонового распределения по $m_{\eta\pi\pi}$ и распределения событий $\eta'\gamma$ на основе данных моделирования и оставляя свободными только числа событий эффекта ($N_{\eta'\gamma}$) и фона (N_{BG}), получаем оценку числа событий:

$$N_{\eta'\gamma} = 7.4^{+5.5}_{-4.6}, \quad N_{BG} = 15.6^{+6.2}_{-5.4}. \quad (7)$$

Отсюда для относительной вероятности распада имеем

$$B(\phi \rightarrow \eta'\gamma) = \frac{N_{\eta'\gamma}}{N_{\phi} \cdot \epsilon_{\eta'\gamma}} = \frac{7.4^{+5.5}_{-4.6}}{19.36 \cdot 10^6 \cdot 5.7 \cdot 10^{-3}} = (6.7^{+5.0}_{-4.2}) \cdot 10^{-5}. \quad (8)$$

Здесь приведена только статистическая ошибка.

8. СИСТЕМАТИЧЕСКАЯ ОШИБКА

Список основных систематических ошибок приведен в табл. 3. Ошибка моделирования указанных в таблице параметров определялась по следующей схеме: для данного параметра на «чистых» экспериментальных событиях $\eta\gamma$ и событиях моделирования $\eta\gamma$ оценивалась поправка к границе отбора событий $\eta\gamma$ в моделировании, которая дает такую же эффективность регистрации, как и граница отбора в экспериментальном распределении. При применении поправленной границы отбора к событиям моделирования $\eta'\gamma$ получается поправленная эффективность регистрации событий $\eta'\gamma$. Величина изменения этой эффективности принималась в качестве оценки систематической ошибки из-за неточного моделирования распределения по данному параметру.

Таблица 3

Источник ошибки	Систематическая ошибка, %
Ошибка нормировки на процесс $\eta\gamma$ (статистика моделирования $\eta\gamma$, ошибка в табличных значениях $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ и $B(\eta \rightarrow 3\pi^0)$, точность моделирования параметра $\Delta\chi_1$)	2.7
Точности моделирования $\chi_{\eta\pi\pi\gamma}^2, \chi_{\eta\gamma}^2$	3.1
Точность моделирования параметра θ_{ct}	3.1
Точность моделирования параметра R_{Emax}	0.2
Точность моделирования параметра $m_{3\pi}$	0.8
Точность моделирования энергии $E_{p\gamma}$ самого мягкого фотона	3.7
Ошибка в табличном значении $B(\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0)$	5.7
Ошибка в табличном значении $B(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$	0.6
Статистическая ошибка в эффективности регистрации, полученной по моделированию $\eta'\gamma$	2.0
Неопределенность в ширине пика распределения по массе системы $\eta\pi^0\pi^0$	10
Неопределенность формы распределения фоновых событий по массе $m_{\eta\pi\pi}$	17
Всего	22

Ошибка из-за неточного моделирования ширины пика по массе $m_{\eta\pi\pi}$ оценивалась по смещению результата при фитировании экспериментального распределения аппроксимирующей кривой с увеличенной на 15% шириной на полувысоте. Неточности моделирования ширины пика оценивались по аналогичному распределению событий $\eta\gamma$ по параметру $m_{3\pi}$ (рис. 3). Расхождение моделирования с экспериментом составило 12%.

Основной вклад в систематическую ошибку дает неопределенность в форме фонового распределения. Для проверки устойчивости результата проводилось фитирование с различными вариантами описания формы фонового распределения по $m_{\eta\pi\pi}$. В качестве оценки ошибки принято смещение результата при фитировании с линейным фоном.

9. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведем окончательный результат измерения вероятности распада $\phi \rightarrow \eta'\gamma$ в канале $\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$,

$\eta \rightarrow \gamma\gamma$:

$$B(\phi \rightarrow \eta'\gamma) = (6.7_{-4.2}^{+5.0} \pm 1.5) \cdot 10^{-5}. \quad (9)$$

Точность определения этой величины невелика по сравнению с данными, полученными с помощью детекторов КМД-2 и КЛОЕ в других каналах распада η' -мезона. Однако описанный эксперимент является независимым измерением вероятности распада в чисто нейтральном канале $\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, а также представляет ценность в плане изучения систематических ошибок в многофотонных конечных состояниях. Кроме того, усредняя определенную вероятность (9) с ранее полученными с помощью детектора СНД данными [8], для суммарного результата с использованием детектора СНД имеем

$$B(\phi \rightarrow \eta'\gamma) = (6.7_{-2.4}^{+2.8} \pm 0.8) \cdot 10^{-5}, \quad (10)$$

что сравнимо по точности с данными, полученными на детекторе КМД-2.

В систематической ошибке суммарного результата составляющие от общего источника сохранены без изменения (2% для интеграла светимости и

0.6% для $B(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$, остальные квадратично усреднены.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 00-02-17478).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, M. Arpagaus et al., Phys. Lett. **415B**, 445 (1997).
2. B. Bagchi, P. Bhattacharyya, S. Sen, and J. Chakrabarti, Phys. Rev. D **60**, 074002 (1999).
3. A. Bramon, R. Escribano, and M. D. Scadron, Phys. Lett. **503B**, 271 (2001).
4. N. Beisert and B. Borasoy, Eur. Phys. J. A **11**, 329 (2001).
5. Tsung-Wen Yeh, Phys. Rev. D **65**, 0940019 (2002).
6. Emi Kou, Phys. Rev. D **63**, 054027 (2001).
7. *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **66**, 1 (2002).
8. В. М. Аульченко, М. Н. Ачасов, А. В. Боженко и др., Письма в ЖЭТФ **69**, 87 (1999).
9. R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, M. Arpagaus et al., Phys. Lett. **473B**, 337 (2000).
10. R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, M. Arpagaus et al., Phys. Lett. **494B**, 26 (2000).
11. A. Aloisio, F. Ambrosino, A. Antonelli et al., Phys. Lett. **541B**, 45 (2002).
12. M. N. Achasov, M. G. Beck, K. I. Beloborodov et al., Preprint Budker INP 97-78, Novosibirsk (1997); M. N. Achasov, K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin et al., in *Proc. HADRON-97 Conf.*, BNL, Brookhaven (1997), p. 26.
13. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru et al., Preprint Budker INP 98-65, Novosibirsk (1998).
14. Г. М. Тумайкин, в *Труды 10-й Междунар. конф. по ускорителям частиц высокой энергии*, т. 1, Серпухов (1977), с. 443.
15. V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, T. V. Baier et al., in *Proc. Workshop on Physics and Detectors for DAPHNE, the Frascati Phi-factory*, Frascati, Italy, April 1991, p. 605; M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru et al., in *Proc. Int. Workshop on e^+e^- Collisions from ϕ to J/Ψ* , Novosibirsk, Russia, March, 1999.
16. A. V. Bozhenok, V. V. Ivanchenko, and Z. K. Silagadze, Nuclear Instr. Methods A **379**, 507 (1996).
17. A. D. Bukin, Preprint Budker INP 97-50, Novosibirsk (1997); A. D. Bukin, Report at CHEP-97 (Computing in High Energy Physics), April 7-11, Berlin (1997), <http://www.ifh.de/CHEP97/paper/126.ps>.