

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА $\phi \rightarrow \eta\gamma$ В КАНАЛЕ $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

М. Н. Ачасов, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин, А. В. Боженок, А. Д. Букин,
Д. А. Букин, С. В. Бурдин, А. В. Васильев, Д. И. Ганюшин, И. А. Гапоненко,
В. Б. Голубев, Т. В. Димова, С. И. Долинский, В. П. Дружинин, М. С. Дубровин,
А. С. Захаров, В. Н. Иванченко, П. М. Иванов, А. А. Король, С. В. Кошуба,
Г. А. Кукарцев, А. А. Мамуткин, 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 28 июля 1999 г.

В эксперименте со сферическим нейтральным детектором (СНД) на установке со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М измерена относительная вероятность распада $B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.259 \pm 0.030 \pm 0.059)\%$ в канале распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Результат согласуется с табличным значением и с измерением этой вероятности на детекторе СНД в других каналах распада η -мезона.

PACS: 13.65.+i, 14.40.Cs

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитно-дипольный переход $\phi \rightarrow \eta\gamma$ изучался в нескольких экспериментах, в основном на встречных электрон-позитронных пучках [1]. В последних экспериментах систематическая ошибка сравнима или превышает статистическую. Ввиду большей сложности оценок систематических ошибок для повышения экспериментальной точности усредненного результата важно независимо измерять эту величину на разных детекторах и в разных модах распада η -мезона. До сих пор в основном использовались нейтральные распады η -мезона: $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ [2, 3], $\eta \rightarrow 3\pi^0$ [4], лишь в последнем эксперименте на детекторе КМД-2 [5] использовался канал распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Для сферического нейтрального детектора (СНД) измерение величины распада $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ в канале $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ имеет дополнительную ценность для изучения систематических ошибок при регистрации событий не только с нейтральными, но и с заряженными частицами. Кроме того, к настоящему времени на детекторе СНД распад $\phi \rightarrow \eta\gamma$ измерен во всех значимых каналах распада η -мезона [3, 4], что позволяет практически

избавиться от ошибок измерения вероятностей распада η -мезона по разным каналам.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился в 1996 [6] и 1998 [7] годах на установке со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М [8] с детектором СНД [9]. Разрешение по энергии фотонов в калориметре детектора равно

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

угловое разрешение в зависимости от энергии фотона равно

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

Координатное разрешение дрейфовой камеры для заряженных частиц определяет угловое разрешение по азимутальному углу $\sigma_\varphi = 0.5^\circ$ и по полярному углу $\sigma_\theta = 1.8^\circ$ (полярная ось направлена по оси пучков в коллайдере).

Было проведено семь сканирований области энергии ϕ -мезона в 1996 г. и два сканирования в

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

1998 г. в интервале $2E = 980\text{--}1060$ МэВ. Полный интеграл светимости равен 13.2 пб^{-1} , полное число рожденных ϕ -мезонов $2.1 \cdot 10^7$. Далее для краткости сканирования будут условно называться РН9601, РН9602, . . . , РН9802. Светимость измерялась по процессу упругого рассеяния электрона и позитрона на большие углы, а также по процессу двухквантовой аннигиляции. Различие результатов измерения двумя методами не превышает 1%. В данной работе использована светимость, измеренная по упругому рассеянию как процессу, более близкому к исследуемому. Точность теоретических формул, использованных для моделирования упругого рассеяния, позволяет оценить точность измерения светимости около 2%.

3. ОТБОР СОБЫТИЙ

События изучаемого процесса $\phi \rightarrow \eta\gamma$, $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в конечном состоянии имеют две заряженные частицы (пионы) и три фотона. Для анализа отбирались события с двумя заряженными неколлинеарными частицами и тремя и более γ -квантами. Основной фоновый процесс — рождение $\pi^+\pi^-\pi^0$, когда в событии образуется «лишний» фотон путем одного из возможных механизмов: «расщепление» фотонов в калориметре, «шумовые» срабатывания кристаллов, излучение начальными частицами фотона на большой угол, «наложение» частиц из других событий, которые моделируются с плохой точностью. Однако за счет ошибочной реконструкции есть небольшая примесь событий от $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$, $\phi \rightarrow K^+ K^-$, $e e \rightarrow \omega \pi^0$.

Для отобранных событий проводилась кинематическая реконструкция, использующая измеренные углы всех частиц и энергии фотонов, в двух гипотезах:

- 1) событие является распадом

$$\phi \rightarrow X\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma\gamma,$$
- 2) событие является фоновым событием

$$\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0.$$

В обоих случаях из всех зарегистрированных фотонов в событии выбирались те, которые лучше удовлетворяют гипотезе, остальные фотоны игнорировались (в отобранных событиях эффекта в эксперименте 27% событий имеют «лишний» фотон, в то время как в моделировании $\phi \rightarrow \eta\gamma$ — всего 13%). В обеих гипотезах масса π^0 фиксировалась, а в первой гипотезе масса η -мезона (инвариантная масса системы $\pi^+\pi^-\pi^0$) была свободным параметром. В результате кинематической реконструкции получалось три параметра, которые использовались для дальнейшего отбора: две функции правдоподобия $L_{\eta\gamma}$ и $L_{3\pi}$ и инвариантная масса m_η системы

$\pi^+\pi^-\pi^0$. Для упрощения профиля функции правдоподобия в многомерном пространстве и повышения надежности результатов численной минимизации минимум по трем угловым переменным, соответствующим вращению события как целого, находился аналитически [10]. Приведем полный список условий отбора:

$$\begin{aligned} R_1 < 0.5 \text{ см}, & & R_2 < 0.5 \text{ см}, \\ \alpha_{12} < 130^\circ, & & L_{\eta\gamma} < 7, \\ L_{\eta\gamma} - L_{3\pi} < -1, & & |m_\eta - 550| < 50 \text{ МэВ}, \\ 27^\circ < \theta_i < 153^\circ. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $R_{1,2}$ — минимальное расстояние от траектории заряженной частицы до оси пучков (ширина распределения на полувысоте примерно 0.1 см, 50% событий имеют $R_{1,2} < 0.06$ см), α_{12} — пространственный угол между заряженными частицами (условие позволяет подавить фон от коллинеарных событий, в основном от K^+K^- , а также от событий $K_S^0 K_L^0$). Кинематическая реконструкция событий в основной гипотезе $\phi \rightarrow X\gamma$ проводилась с использованием только частиц с полярным углом $27^\circ < \theta_i < 153^\circ$, остальные частицы игнорировались. Этот отбор проводился как по причине выделенности малых углов для фоновых частиц, так и в силу меньшей надежности в моделировании краев детектора.

Приведенные условия отбора являются слабыми для изучаемого процесса. Вероятность регистрации получилась равной (16–21)% (доля телесного угла в пятой степени при этом равна $0.891^5 = 56\%$).

Несмотря на то, что распределения событий по параметрам, указанным в списке условий отбора, достаточно хорошо согласуются с экспериментальными распределениями, для каждого параметра можно указать границу отбора событий моделирования, более соответствующую экспериментальной границе отбора. При этих уточненных границах отбора получается некоторая эффективность регистрации событий процесса. Изменение эффективности при замене стандартных условий отбора на уточненные явилось основанием для введения поправки к эффективности и мерой систематической ошибки, определяемой различием распределений при моделировании и в эксперименте. Проще всего выбор таких поправок к границам отбора проводится для распределения по массе m_η , где в результате фитирования распределения можно получить в виде параметров пика его полную ширину на полувысоте и координату максимума распределения.

Наибольший эффект в подавлении фона дает

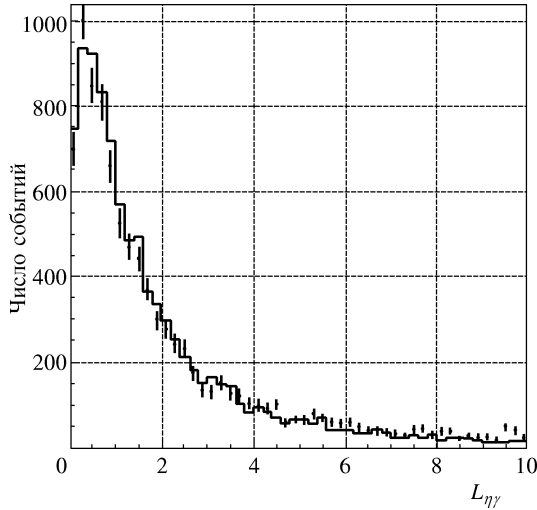


Рис. 1. Распределение по параметру $L_{\eta\gamma}$ событий моделирования (гистограмма) и эксперимента (точки с ошибками)

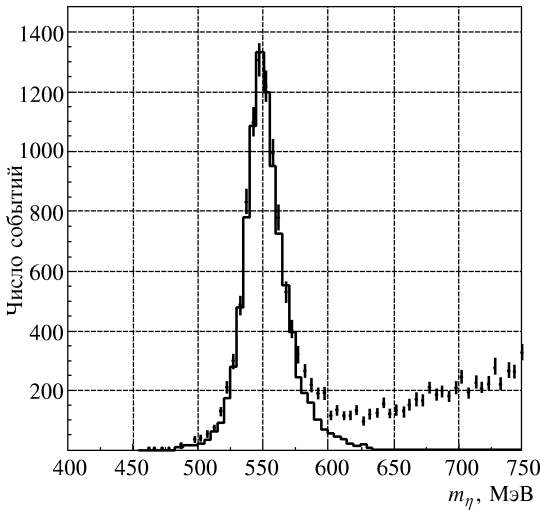


Рис. 2. Распределение по параметру m_{η} событий моделирования $\phi \rightarrow \eta\gamma$ (гистограмма) и эксперимента (точки с ошибками)

отбор по параметру $L_{\eta\gamma}$ (рис. 1), требующий выполнения законов сохранения энергии-импульса и равенства инвариантной массы двух фотонов массе пиона. Фон от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\gamma)$, в основном, подавляется отбором по $L_{\eta\gamma}$ и $L_{\eta\gamma} - L_{3\pi}$, а на оставшуюся часть (около 10%) делалась поправка на основе распределения по m_{η} (рис. 2). На этом рисунке представлена гистограмма: моделирование $\eta\gamma$, точки с ошибками — эксперимент (сканирование РНІ9801). Полная ширина на полувысоте распределения по m_{η} в моделировании равна $h_{\eta} = 29.5 \pm 0.6$ МэВ, для экспериментального

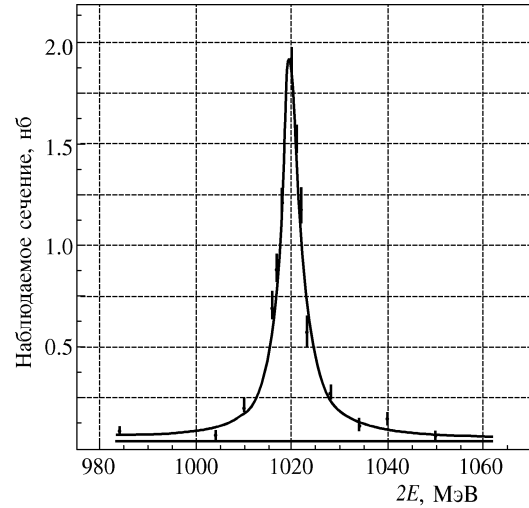


Рис. 3. Результат подгонки кривой возбуждения ϕ -мезонного резонанса для сканирования РНІ9801

распределения событий всех сканирований 1996 г. $h_{\eta} = 34.7 \pm 0.9$ МэВ, для сканирования РНІ9801 имеем $h_{\eta} = 29.3 \pm 1.0$ МэВ, для РНІ9802 имеем $h_{\eta} = 29.8 \pm 1.4$ МэВ.

Аппроксимируя экспериментальное распределение по m_{η} и предполагая, что распределение фоновых событий близко к прямой линии в области $m_{\eta} \sim 550$ МэВ, можно получить оценку полного числа фоновых событий в интервале $500 \text{ МэВ} < m_{\eta} < 600 \text{ МэВ}$. Используя результаты подгонки распределения этих же экспериментальных событий по энергии $2E$ (рис. 3), можно получить количество нерезонансных фоновых событий. Теперь количество резонансных фоновых событий определяется как разность полного числа фоновых событий и количества нерезонансных событий. Итоговая ошибка вычисления такой поправки в нашем случае в большей мере определяется статистической ошибкой нерезонансного сечения. Поправки на резонансный остаточный фон были определены для каждого сканирования отдельно. Статистически они все согласуются с их средним значением $(9.4 \pm 0.7)\%$. В итоге для всех сканирований была применена указанная средняя поправка на остаточный резонансный фон.

Коэффициент подавления основных фоновых процессов, связанных с ϕ -мезонным резонансом, очень большой (вероятность регистрации $\varepsilon_{K^+K^-} \sim 4 \cdot 10^{-5}$, $\varepsilon_{K_S^0 K_L^0} \sim 3 \cdot 10^{-5}$, $\varepsilon_{3\pi} \sim 2.4 \cdot 10^{-4}$) и не дает оснований для вычитания оставшегося фона по данным моделирования. Нерезонансный фон вычитался автоматически при подгонке резонансной кривой ϕ -мезона со свободным фоном.

4. ПОДГОНКА РЕЗОНАНСНОЙ КРИВОЙ

Состояние детектора (наличие неработающих каналов calorиметра, условия запуска детектора и т. п.) заметно менялось от сканирования к сканированию. Поэтому результат получался по каждому сканированию отдельно, что давало возможность не только получить в итоге средний результат, но и оценить систематическую ошибку неизвестной природы, которая могла проявиться в нестабильности результата от сканирования к сканированию. Параметризация сечения проводилась в соответствии со стандартными формулами для фазовых объемов и зависимости ширины резонанса от энергии $\Gamma(s)$ из работы [11] с учетом вклада ω - и ρ -мезонов:

$$\sigma(s) = \frac{12\pi}{\sqrt{s}} \left(\frac{m_e r_e}{\alpha} \right)^2 \left| \sqrt{\frac{F(s)}{s}} b + \sum_{V=\rho, \omega, \phi} \frac{\sqrt{\Gamma_{V \rightarrow ee} \Gamma_{V \rightarrow \eta\gamma}(s)} m_V e^{i\varphi_V}}{s - m_V^2 + im_V \Gamma_V(s)} \right|^2. \quad (2)$$

Здесь возможный нерезонансный вклад, в соответствии с работой [13], записан с произвольной комплексной константой b . Фазовый объем $F(s)$ равен

$$F(s) = [(s - m_\eta^2) / 2\sqrt{s}]^3.$$

При подгонке наблюдаемого сечения реакции учитывались радиационные поправки [12] и разброс энергий частиц в пучке. Зависимостью эффективности регистрации от энергии пренебрегали: в окрестности ϕ -мезона ± 20 МэВ оценки по событиям моделирования дают

$$d\varepsilon/d\sqrt{s} = (6.5 \pm 8.5) \cdot 10^{-5} \text{ МэВ}^{-1},$$

что совместимо с нулем. Кроме того, при слабой зависимости эффективности от энергии в первом порядке вклад в величину сечения нулевой.

Подгонка резонансной кривой даже в сканированиях РИ9801 и РИ9802, в которых имеется наибольшее число точек по энергии и большой интеграл светимости, дала значения константы b , совместимые с нулем:

$$\begin{aligned} \text{РИ9801: } \operatorname{Re}(b) &= (-0.9 \pm 1.9) \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-1}, \\ \operatorname{Im}(b) &= (0.4 \pm 5.5) \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-1}, \\ \text{РИ9802: } \operatorname{Re}(b) &= (-0.1 \pm 2.4) \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-1}, \\ \operatorname{Im}(b) &= (0.3 \pm 14.8) \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Поэтому в дальнейшем значение этой константы было зафиксировано на нуле и параметризация сече-

ния проводилась в простой модели векторной доминантности. По-видимому, для изучения этого аномального вклада необходимы более точные эксперименты и, возможно, в более широкой энергетической области.

Кроме перечисленных параметров подгонки можно сконструировать еще один параметр

$$\sigma(\phi \rightarrow \eta\gamma) = 12\pi \left(\frac{m_e r_e}{m_\phi \alpha} \right)^2 B(\phi \rightarrow ee) B(\phi \rightarrow \eta\gamma), \quad (4)$$

который является сечением реакции при энергии $\sqrt{s} = m_\phi$, если положить равными нулю $\Gamma(\rho \rightarrow \eta\gamma)$ и $\Gamma(\omega \rightarrow \eta\gamma)$.

В таблице приведены результаты подгонки для каждого сканирования. Графический пример результата подгонки приведен на рис. 3.

При минимизации функции правдоподобия свободными параметрами были масса ϕ -мезона, вероятность распада $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ и уровень нерезонансного фона. Если ширину ϕ -резонанса оставлять свободным параметром, то ее статистическая ошибка для сканирований РИ9801 и РИ9802 получается порядка 0.3 МэВ (для сканирований 96-го года еще больше), в то время как табличное значение ширины имеет значительно большую точность. Распределение оптимальных значений ширины в разных сканированиях вокруг табличного значения не противоречит предположению о статистическом характере этих флуктуаций, поэтому ширина наряду с двумя другими параметрами подгонки фиксировалась с учетом экспериментальной точности измерений [1]:

$$\begin{aligned} \Gamma_\phi &= 4.43 \pm 0.05 \text{ МэВ}, \\ B(\rho \rightarrow \eta\gamma) &= (2.4 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}, \\ B(\omega \rightarrow \eta\gamma) &= (6.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}. \end{aligned}$$

Учет табличной точности этих параметров был стандартный: параметр считался свободным, но в логарифмическую функцию правдоподобия добавлялась половина квадрата отклонения параметра от табличного значения в единицах ошибки измерения.

Оптимальные значения массы в разных сканированиях имеют разброс значительно больший, чем статистическая ошибка. Это объясняется неточностью воспроизведения энергии после перестройки магнитных полей в коллайдере перед началом сканирования. Наблюдаемый разброс значений массы согласуется с величиной этой дополнительной ошибки порядка 0.3 МэВ (учет такой ошибки делает $\chi^2/n_D = 1$). Если добавить эту ошибку при усредне-

Сводная таблица результатов обработки каждого сканирования области энергии ϕ -мезона (ошибки статистические)

Сканир.	L , пб $^{-1}$	χ^2/n_D	m_ϕ , МэВ	ε , %	$B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$, %	$\sigma(\phi \rightarrow \eta\gamma)$, нб
PHI9601	0.459	6.4/7	1018.96 ± 0.23	3.877	1.380 ± 0.098	58.4 ± 4.1
PHI9602	0.494	6.4/7	1019.420 ± 0.030	4.044	1.247 ± 0.074	52.6 ± 3.1
PHI9603	0.807	20.8/9	1019.366 ± 0.023	3.652	1.379 ± 0.050	58.2 ± 2.1
PHI9604	0.707	7.0/10	1019.130 ± 0.070	3.630	1.180 ± 0.068	49.8 ± 2.9
PHI9605	1.037	5.0/10	1019.053 ± 0.050	3.666	1.333 ± 0.060	56.4 ± 2.5
PHI9606	0.666	8.0/8	1019.08 ± 0.26	3.641	1.165 ± 0.083	49.3 ± 3.5
PHI9608	0.222		1019.413	3.770	1.294 ± 0.074	54.7 ± 3.1
PHI9801	4.226	16.0/13	1019.830 ± 0.108	4.750	1.179 ± 0.032	49.8 ± 1.4
PHI9802	4.541	17.3/13	1019.848 ± 0.091	4.709	1.251 ± 0.032	52.8 ± 1.4

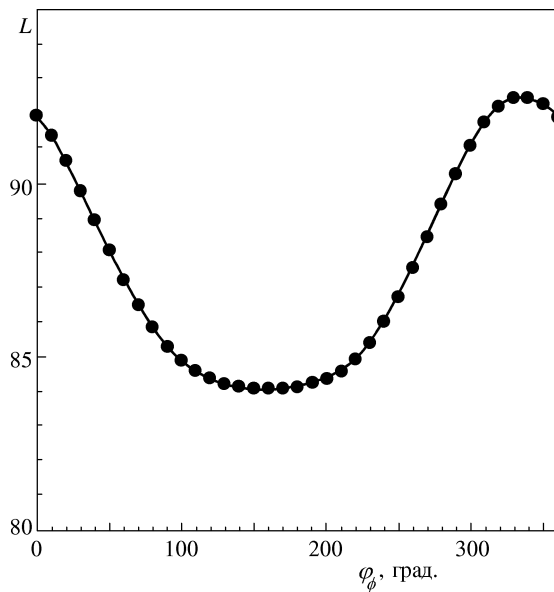


Рис. 4. График функции правдоподобия в зависимости от фазы φ_ϕ для сканирования PHI9801

нии значений массы по разным сканированиям, то получится результат

$$m_\phi = 1019.36 \pm 0.12 \text{ МэВ},$$

который согласуется с табличным значением.

Фазы резонансов в (2) были выбраны следующие: $\varphi_\omega = \varphi_\rho = 0$, $\varphi_\phi = \pi$. График функции правдоподобия в зависимости от фазы φ_ϕ на рис. 4 показывает, что интерференцию с ρ и ω обязательно надо учитывать, но статистики на данном уровне недостаточно, чтобы фазу делать свободным параметром.

Эффективность регистрации в таблице приведена с учетом $B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 0.231 \pm 0.005$. Раз-

личные значения эффективности для разных сканирований получаются из-за изменений в триггере и различий в списке неисправных кристаллов калориметра.

В сканировании PHI9608 измерения проводились только в максимуме резонанса, поэтому значение массы и уровня фона фиксировались. Ввиду трудностей с правильным выбором значений этих параметров и малой доли статистики в этом сканировании окончательный результат сканирование PHI9608 не включено.

Если усреднить значения $\sigma(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ и $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ по всем сканированиям (кроме PHI9608), то получим

$$\begin{aligned} \sigma(\phi \rightarrow \eta\gamma) &= 52.77 \pm 0.75 \text{ нб}, \\ B(\phi \rightarrow \eta\gamma) &= (1.248 \pm 0.017) \% \end{aligned}$$

с $\chi^2/n_D = 17/7$. Уровень статистического согласия по критерию χ^2 ($P(\chi^2) = 1.7\%$) удовлетворительный, однако можно в какой-то степени учесть наблюдаемый значительный разброс результатов от сканирования к сканированию в статистической ошибке. Пусть имеется неизвестный случайный сдвиг порядка 5%. Если неизвестную статистическую ошибку такой величины квадратично складывать с собственной статистической ошибкой каждого сканирования, то тогда отношение $\chi^2/n_D = 7/7$, а в результате усреднения получим

$$\begin{aligned} \sigma(\phi \rightarrow \eta\gamma) &= 53.2 \pm 1.2 \text{ нб}, \\ B(\phi \rightarrow \eta\gamma) &= (1.259 \pm 0.030) \%. \end{aligned}$$

Для получения окончательного результата необходимо учесть ряд систематических ошибок. Статистическая ошибка моделирования (1%), систематическая ошибка в моделировании распределений, по которым отбирались события (1%), системати-

ческая ошибка в измерении светимости (2%), ошибки реконструкции и неэффективность камер (1%), триггер (1%), неопределенность фазы φ_ϕ (1%), поправка на остаточный резонансный фон (0.5%) вместе дают 3.0%. С учетом этого имеем

$$\begin{aligned}\sigma(\phi \rightarrow \eta\gamma) &= 53.2 \pm 1.2 \pm 1.6 \text{ нб}, \\ B(\phi \rightarrow ee)B(\phi \rightarrow \eta\gamma)B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= \\ &= (0.870 \pm 0.021 \pm 0.027) \cdot 10^{-6}.\end{aligned}$$

Используя табличное значение $B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 0.231 \pm 0.005$, получаем

$$B(\phi \rightarrow ee)B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (3.765 \pm 0.092 \pm 0.143) \cdot 10^{-6}.$$

И, наконец, взяв из таблиц [1] $B(\phi \rightarrow ee) = (2.99 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}$, получаем

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.259 \pm 0.030 \pm 0.059) \%.$$

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим несколько наиболее точных измерений вероятности распада $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$:

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = \begin{cases} (1.246 \pm 0.025 \pm 0.057) \% , & \text{SND}(\eta \rightarrow 3\pi^0) [4], \\ (1.338 \pm 0.012 \pm 0.052) \% , & \text{SND}(\eta \rightarrow 2\gamma) [3], \\ (1.259 \pm 0.030 \pm 0.059) \% , & \text{SND}(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0), \\ (1.18 \pm 0.03 \pm 0.06) \% , & \text{CMD-2}(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) [5], \\ (1.26 \pm 0.06) \% , & \text{World aver. [1].} \end{cases}$$

При сравнении результатов, полученных в одном и том же канале $\pi^+\pi^-\pi^0$ на детекторах СНД и КМД-2, надо иметь в виду, что большая доля систематической ошибки (2.7% $B(\phi \rightarrow ee)$ и 2.2% $B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$) не дает вклада в отношение этих двух результатов:

$$\frac{B(\phi \rightarrow \eta\gamma)[\text{SND}]}{B(\phi \rightarrow \eta\gamma)[\text{CMD-2}]} = 1.067 \pm 0.037 \pm 0.052. \quad (5)$$

Очевидно, согласие между этими двумя результатами хорошее.

Аналогично, отношение результатов измерений по разным каналам распада η -мезона на одном детекторе СНД не содержит систематической ошибки от $B(\phi \rightarrow ee)$ и дает информацию об отношении вероятностей распада η по разным каналам:

$$\begin{aligned}\frac{B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{B(\eta \rightarrow 2\gamma) + B(\eta \rightarrow 3\pi^0)} &= \\ &= 0.3141 \pm 0.0081 \pm 0.0058 \quad (6)\end{aligned}$$

(в систематической ошибке оставлены вклады: 1% — статистическая ошибка моделирования, 1% — реконструкция и неэффективность камер, 0.5% — остаточный резонансный фон, 1% — триггер), что следует сравнивать с табличными данными [1]:

$$\begin{aligned}\left[\frac{\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} + \frac{\Gamma(\eta \rightarrow 3\pi^0)}{\Gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \right]^{-1} &= \\ &= [1.70 \pm 0.05 + 1.39 \pm 0.05]^{-1} = \\ &= 0.324 \pm 0.007. \quad (7)\end{aligned}$$

Точность результата получилась немного хуже среднемировой, а статистическое согласие хорошее.

Можно также использовать тот факт, что на одном детекторе измерена вероятность $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ во всех значимых модах распада η -мезона, для повышения точности:

$$\begin{aligned}B(\phi \rightarrow ee)B(\phi \rightarrow \eta\gamma) &= \\ &= (3.848 \pm 0.036 \pm 0.070) \cdot 10^{-6} \quad (8)\end{aligned}$$

(здесь в систематической ошибке учтено: 1% — моделирование, 1% — триггер, 1% — измерение светимости, 0.5% — неопределенность величины $B(\eta \rightarrow 2\gamma) + B(\eta \rightarrow 3\pi^0) + B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$). Ошибка в светимости уменьшена, потому что измерение светимости в нейтральных каналах проводилось по процессу двухквантовой аннигиляции, а в заряженном канале — по упругому рассеянию на большие углы.

Теперь по сумме трех измерений $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ на детекторе СНД можно получить

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.287 \pm 0.012 \pm 0.042) \% , \quad (9)$$

что является наиболее точным измерением, выполненном на одном детекторе. Остающаяся неопределенность в основном определяется ошибкой в $B(\phi \rightarrow ee)$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте на установке со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М [8] с детектором СНД [9], выполненном в 1996–1998 гг., измерена вероятность $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ в канале $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$:

$$\sigma(\phi \rightarrow \eta\gamma) = 53.2 \pm 1.2 \pm 1.6 \text{ нб},$$

$$B(\phi \rightarrow ee)B(\phi \rightarrow \eta\gamma)B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (0.870 \pm 0.021 \pm 0.027) \cdot 10^{-6},$$

$$B(\phi \rightarrow ee)B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (3.765 \pm 0.092 \pm 0.143) \cdot 10^{-6},$$

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.259 \pm 0.030 \pm 0.059) \text{ \%}.$$

Измерение вероятности $B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ на одном и том же детекторе одновременно по трем наиболее значимым каналам распада η -мезона позволяет более точно определить ряд величин. Отношение

$$\frac{B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{B(\eta \rightarrow 2\gamma) + B(\eta \rightarrow 3\pi^0)} = 0.3141 \pm 0.0081 \pm 0.0058$$

согласуется по значению и сравнимо по точности со среднемировым значением 0.324 ± 0.007 .

Также по сумме трех измерений на детекторе СНД в разных каналах распада η -мезона можно получить

$$B(\phi \rightarrow ee)B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (3.848 \pm 0.036 \pm 0.070) \cdot 10^{-6},$$

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.287 \pm 0.012 \pm 0.042) \text{ \%},$$

что является наиболее точным измерением, выполненном на одном детекторе.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда STP «Интеграция» (грант № 274) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 96-15-96327, 97-02-18563 и 99-02-17155).

ЛИТЕРАТУРА

1. Review of Particle Physics, *Europ. Phys. J. C* **3** (1998).
2. V. P. Druzhinin, V. N. Golubev, V. N. Ivanchenko et al., *Phys. Lett. B* **144**, 136 (1984).
3. M. N. Achasov, A. V. Berdyugin, A. V. Bozhenok et al., Preprint Budker INP № 99-39, Novosibirsk (1999).
4. М. Н. Ачасов, С. Е. Бару, А. В. Бердюгин и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 573 (1998).
5. R. R. Akhmetshin, G. A. Aksenov, E. V. Anashkin et al., Preprint Budker INP № 99-11, Novosibirsk (1999); T. A. Purlatz, *Proc. of Intern. Workshop on e^+e^- Collisions from ϕ to J/Ψ* , Novosibirsk (1999); R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, V. S. Banzarov et al., E-prints archive hep-ex/9907003 (submitted to *Phys. Lett. B*).
6. 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., *Proc. of the HADRON-97 Conf.*, BNL, Brookhaven (1997), p. 26.
7. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru et al., Preprint Budker INP № 98-65, Novosibirsk (1998).
8. Г. М. Тумайкин, в сб. *Труды 10-й Международной конференции по ускорителям частиц высокой энергии*, Серпухов, Россия (1977), том 1, стр. 443.
9. В. М. Аульченко, Б. О. Байбусинов, Т. В. Байер и др., в сб. *Труды рабочего совещания по физике и детекторам для ДАФНЕ*, Фраскати, Италия (1991), стр. 605; M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru et al., *Proc. of Intern. Workshop on e^+e^- Collisions from ϕ to J/Ψ* , Novosibirsk (1999).
10. A. D. Bukin, Preprint Budker INP № 97-50, Novosibirsk (1997); A. D. Bukin, *Proc. of CHEP-97 (Computing in High Energy Physics)*, Berlin (1997).
11. N. N. Achasov, A. A. Kozhevnikov, M. S. Dubrovin et al., *Intern. J. Mod. Phys. A* **7**, 3187 (1992).
12. Э. А. Кураев, В. С. Фадин, ЯФ **41**, 733 (1985).
13. M. Benayoun, S. I. Eidelman, and V. N. Ivanchenko, *Z. Phys. C* **72**, 221 (1996).