Письма в ЖЭТФ, том 88, вып. 2, с. 93 – 98 © 2008 г. 25 июля

Поиск распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$ с детектором КМД-2

В. М. Аульченко[+*], *Р. Р. Ахметшин*[+], *В. Ш. Банзаров*[+], *Л. М. Барков*[+*], *Н. С. Баштовой*[+], *А. Е. Бондарь*[+], *А. В. Брагин*[+], *А. А. Гребенюк*[+], *Д. Н. Григорьев*[+*∇], *Д. А. Епифанов*[+1)], *А. С. Зайцев*[+*], *Ф. В. Игнатов*[+], *В. Ф. Казанин*[+*], *С. В. Карпов*[+], *И. А. Кооп*[+*], *П. П. Кроковный*[+*], *А. С. Кузьмин*[+*], *И. Б. Логашенко*[+△], *П. А. Лукин*[+], *К. Ю. Михайлов*[+], *И. Н. Нестеренко*[+*], *А. В. Отбоев*[+], *В. С. Охапкин*[+], *Е. А. Переведенцев*[+*], *А. С. Попов*[+], *С. И. Редин*[+], *А. А. Рубан*[+], *Н. М. Рыскулов*[+], *А. Л. Сибиданов*[+], *В. П. Смахтин*[□], *И. Г. Снопков*[+], *Е. П. Солодов*[+*], *Г. В. Федотович*[+*], *Б. И. Хазин*[+*], *Ю. М. Шатунов*[+], *Б. А. Шварц*[+*], *С. И. Эйдельман*[+*], *Ю. В. Юдин*[+]

[+] *Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

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

[∇] *Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия*

[△] *Boston University, Boston, MA 02215, USA*

[□] *Weizmann Institute of Science, 76100, Rehovot, Israel*

Поступила в редакцию 17 июня 2008 г.

В экспериментах с детектором КМД-2 в области ϕ-мезонного резонанса проведен поиск распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$. Установлены верхние пределы на величины относительных вероятностей этих распадов: $\mathcal{B}(\phi \to \pi\pi\gamma\gamma) < 1.2 \cdot 10^{-4}$ (CL = 90%), $\mathcal{B}(\phi \to \pi\pi\eta) < 6.1 \cdot 10^{-5}$ (CL = 90%).

PACS: 13.25.–k, 13.66.–a, 14.40.Ev

Введение. Изучение редких распадов легких векторных мезонов является важным инструментом для понимания структуры легких адронов и динамики их взаимодействий. Новая информация об этих распадах позволяет определить границы применимости модели векторной доминантности, $SU(3)$ симметрии, а также дает возможность проверять различные феноменологические модели легких адронов. Поэтому изучение редких распадов легких векторных мезонов было одной из главных задач экспериментов с детектором КМД-2 [1], которые проводились в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера с 1992 по 2000 г. на накопителе со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М [2] в области энергий 0.36–1.4 ГэВ в системе центра масс. Экспериментальные данные с интегральной светимостью около 14 пб$^{-1}$, записанные в области ϕ-мезонного резонанса, позволяют изучать редкие моды распада с относительными вероятностями на уровне $10^{-4} - 10^{-5}$.

Настоящая работа посвящена поиску распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$. Распад $\phi \to \rho^0\gamma\gamma$, $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$, согласно работе [3], может идти через промежуточные состояния η и η'. Этот механизм приводит к увеличению вероятности распада $\phi \to \rho^0\gamma\gamma$ по сравнению с предсказанием киральной теории возмущений для векторных мезонов [4]. В работе [3] величина относительной вероятности распада $\phi \to \rho^0\gamma\gamma$ предсказывается на уровне $\mathcal{B}(\phi \to \rho^0\gamma\gamma) = 1.3 \cdot 10^{-4}$.

Распад $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$, согласно работе [5], должен идти через промежуточное состояние $\rho\eta$. В этом распаде нарушается G-четность, поэтому его относительная вероятность должна быть того же порядка, что и для распада $\phi \to \pi^+\pi^-$, а именно, $\sim 10^{-4}$. Однако в работе [5] предсказывается, что вероятность этого распада подавлена еще на два порядка и равна $\mathcal{B} = 0.35 \cdot 10^{-6}$. Измерение $\mathcal{B}(\phi \to \pi^+\pi^-\eta)$ поможет прояснить особенности механизма этого распада.

Детектор КМД-2. Криогенный магнитный детектор КМД-2 позволяет регистрировать и измерять с высокой точностью параметры как заряженных частиц, так и фотонов. Схема детектора представлена на рис.1. Координаты, углы вылета и импульсы заряженных частиц измеряются координатной системой детектора, состоящей из дрейфовой (*2*) и Z-камер (*3*), расположенных в магнитном поле 10 кГс, создаваемым сверхпроводящим соленоидом (*4*). Цилиндрический (*7*) и торцевой (*6*) электромагнитные калориметры на основе сцинтилляционных кристаллов CsI и BGO, соответственно, обеспечивают измерение энергии и углов фотонов, а также позволяют разделять электроны и адроны. Пробежная система (*8*) служит для разделения мюонов и адронов. В дан-

[1)] e-mail: epifanov@inp.nsk.su

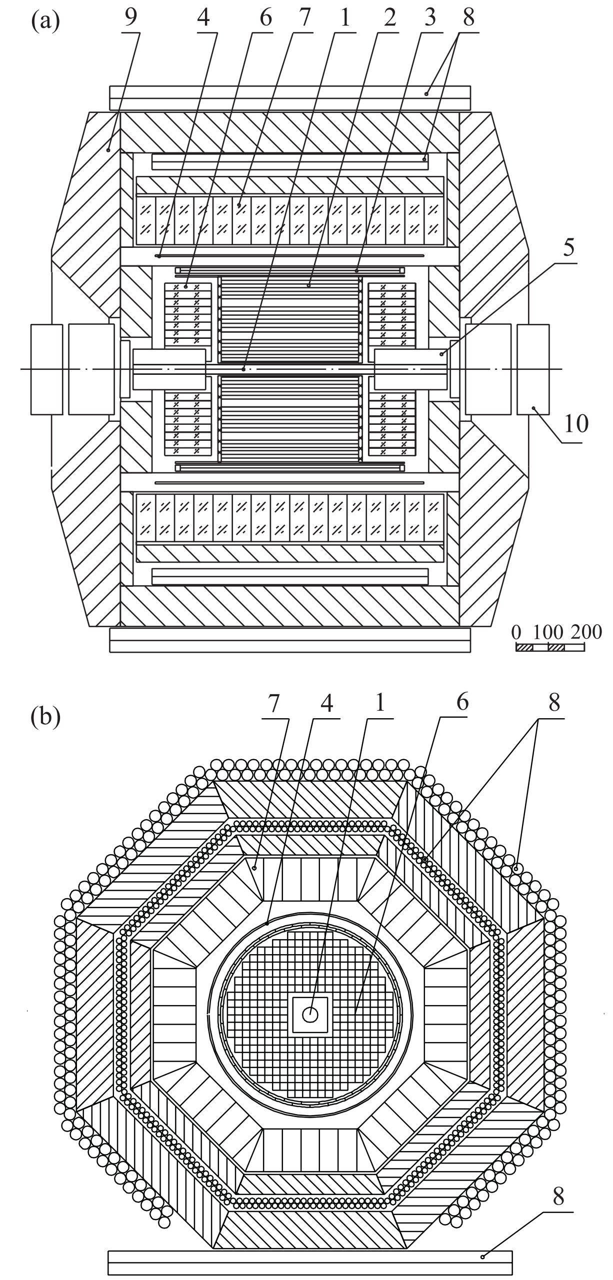

Рис.1. Детектор КМД-2 в $R-Z$ (a) и φ (b) проекциях: *1* – вакуумная камера; *2* – дрейфовая камера; *3* – Z-камера; *4* – основной сверхпроводящий соленоид; *5* – компенсирующий соленоид; *6* – торцевой калориметр на основе кристаллов BGO; *7* – цилиндрический калориметр на основе кристаллов CsI; *8* – мюонная система; *9* – ярмо магнита; *10* – квадрупольные линзы

ной работе проводится поиск распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$ с использованием экспериментальных данных с интегральной светимостью около $11\,\text{пб}^{-1}$, набранной детектором КМД-2 в области ϕ-мезонного резонанса, в диапазоне энергий в системе центра масс e^+e^- пучков $2E = 984 \div 1060$ МэВ.

Отбор событий. События распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$, где η-мезон реконструируется по двухфотонной моде распада $\eta \to \gamma\gamma$, в конечном состоянии содержат два заряженных пиона и два γ-кванта.

Источниками резонансного фона для искомых процессов являются события распадов ϕ-мезона:

– $\phi \to K^+K^-$, источниками γ-квантов являются продукты распада каонов, помимо этого ложные фотонные кластеры появляются в результате ядерного взаимодействия каонов с веществом детектора или вследствие случайных срабатываний калориметра;

– $\phi \to K_SK_L$, $K_S \to \pi^+\pi^-$, ложные фотонные кластеры появляются в результате ядерного взаимодействия K_L с веществом калориметра;

– $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$;

– $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ или $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$.

Нерезонансный фон определяется процессами:

– $e^+e^- \to e^+e^-\gamma(\gamma)$;

– $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\gamma(\gamma)$;

– $e^+e^- \to \rho\gamma(\gamma) \to \pi^+\pi^-\gamma(\gamma)$;

– $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$.

Поиск событий $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$ проводился в два этапа. На первой стадии отбирались события с двумя заряженными частицами и двумя фотонами, в которых доминировали события распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\phi \to \eta\gamma(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)$. Треки и фотоны должны удовлетворять следующим условиям.

- Для каждого трека разброс хитов относительно проекции трека на $(R{-}\varphi)$ плоскость $\sigma_R < 0.1$ см а на $(R-Z)$ плоскость $\sigma_Z < 3$ см (при этом пространственное разрешение дрейфовой камеры $\bar{\sigma_R} \simeq 0.025$ см в $(R-\varphi)$ плоскости и $\bar{\sigma_Z} \simeq 0.4$ см в $(R-Z)$ плоскости).

- Углы треков в $(R-\varphi)$ проекции удовлетворяют условию $|\pi - |\varphi_+ - \varphi_-|| > 0.1$, которое служит для подавления фоновых событий $e^+e^- \to$ $\to e^+e^-(\gamma)$, а пространственный угол между треками должен быть $\psi > 0.1$ для того, чтобы подавить события конверсии γ-кванта на стенке вакуумной камеры детектора.

- Заряженная частица должна пересекать все слои дрейфовой камеры и Z-камеры, что обеспечивается условием на полярный угол трека $|\pi/2 - \theta_\pm| < 0.67$.

- Минимальное расстояние от трека до оси пучков в $R-\varphi$ плоскости $R_{\min} < 0.2$ см, а расстояние от точки трека, ближайшей к оси пучков, до места встречи вдоль оси пучков $|Z_{\text{trk}}| < 10$ см.

- Для подавления событий с неправильно реконструированными треками требовалось, чтобы абсолютная величина импульса заряженной частицы удовлетворяла условию $P_\pm < 550$ МэВ/с.

- Для подавления событий с электронами и позитронами в конечном состоянии требовалось, чтобы отношение энерговыделения в кластере, который связан с треком, к импульсу удовлетворяло условию $E_{\text{clus}\pm}/P_\pm < 0.8$.

- Ионизационные потери заряженной частицы на единицу длины в дрейфовой камере удовлетворяют условию $dE/dx < 2(dE/dx)_{\text{mip}}$, где $(dE/dx)_{\text{mip}}$ – ионизационные потери минимально ионизирующей частицы на единицу длины. Это условие служит для подавления фоновых событий с заряженными каонами.

- Требовалось, чтобы фотоны с энергией $E_{\gamma 1,2} >$ > 50 МэВ попадали в цилиндрический калориметр детектора, что обеспечивается условием на полярный угол γ-кванта $|\pi/2 - \theta_{\gamma 1,2}| < 0.67$.

События, в которых помимо отобранных двух треков и двух фотонов имеются треки и фотоны, не удовлетворяющие перечисленным условиям, также включались в анализ. Для подавления фона от распадов $\phi \to K^+K^-$ и $\phi \to K_SK_L$ исключаются события, удовлетворяющие условиям $P_+ < 140$ МэВ/c^2 & $P_- <$ 140 МэВ/c^2 и 380 МэВ/c^2 $< (P_+ + P_-) <$ 470 МэВ/c^2. Для исключения событий с кластерами, произведенными нейтронами, которые могли рождаться при ядерном взаимодействии пионов, требовалось, чтобы угол между фотонным кластером и ближайшим кластером, связанным с заряженной частицей, был больше 0.5 рад: $\Delta\psi_{\gamma-\text{trk}} > 0.5$.

Для улучшения разрешения по углам и импульсам частиц применялся метод кинематической реконструкции события с использованием законов сохранения энергии-импульса:

$$E_{\pi^+} + E_{\pi^-} + E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = 2E, \qquad \mathbf{P}_{\pi^+} + \mathbf{P}_{\pi^-} + \mathbf{P}_{\gamma 1} + \mathbf{P}_{\gamma 2} = 0. \tag{1}$$

Дополнительный отбор по параметру χ^2 кинематической реконструкции позволил существенно подавить резонансный фон от неправильно восстановленных событий $\phi \to K\bar{K}$ при высокой эффективности к сигнальным событиям. На рис.2 показано распределение отобранных событий на плоскости, инвариантная масса фотонов $M_{\gamma\gamma}$ – энергия наиболее энергичного фотона $E_{\gamma\max}$.

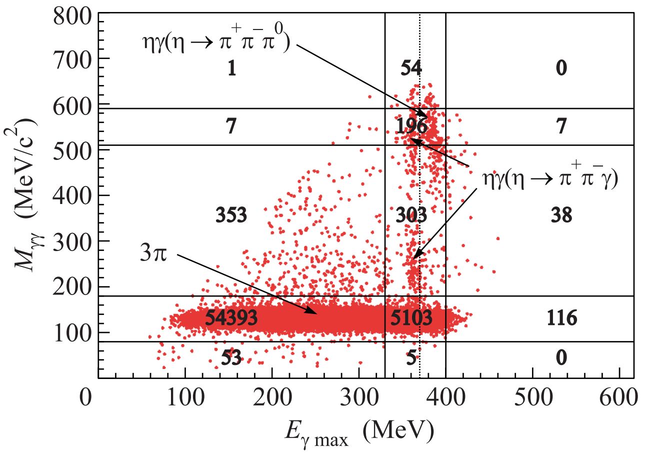

Рис.2. Распределение экспериментальных событий на плоскости $M_{\gamma\gamma}$ – $E_{\gamma\max}$. Вся плоскость разбита на 15 прямоугольных областей, показано число событий, попавших в каждую область

На втором этапе проводился анализ событий на плоскости $M_{\gamma\gamma}$ – $E_{\gamma\max}$, для этого рассматриваются четыре области:

- (1) 80 МэВ/c^2 $< M_{\gamma\gamma} <$ 180 МэВ/c^2, где доминируют события распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$;

- (2) $M_{\gamma\gamma} >$ 180 МэВ/c^2 и 330 МэВ$< E_{\gamma\max} <$ $<$ 400 МэВ, в этой области доминируют события распадов $\phi \to \eta\gamma(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)$. Для отбора событий $\phi \to \eta\gamma(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma)$ в этой области применялось дополнительное условие $E_{\gamma\max} <$ 370 МэВ, показанное на рис.2 штриховой линией.

- (3) 180 МэВ/c^2 $< M_{\gamma\gamma} <$ 510 МэВ/c^2 и $E_{\gamma\max} <$ $<$ 330 МэВ, в этой области сосредоточена большая часть событий искомого распада $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ (см. также рис.3). Также сюда попадают события $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (около $2\cdot 10^{-6}$ от их полного числа);

- (4) 510 МэВ/c^2 $< M_{\gamma\gamma} <$ 590 МэВ/c^2 и ($E_{\gamma\max} <$ $<$ 330 МэВ или $E_{\gamma\max} >$ 400 МэВ), в эту область попадает около половины событий искомого распада $\phi \to \pi^+\pi^-\eta(\eta \to \gamma\gamma)$ (см. рис.3).

На рис.3 показаны события моделирования распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$, $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$ на плоскости $M_{\gamma\gamma}$ – $E_{\gamma\max}$. При этом матричный элемент распада $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ записывался согласно работе [3], где предполагалось, что распад идет через промежуточное виртуальное состояние η ($M_{\pi^+\pi^-} >$ 550 МэВ/c^2) с образованием конечного состояния $\rho^0\gamma\gamma$. Распад $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$ моделировался в предположении рождения промежуточного $\rho^0\eta$ состояния. Из рис.3 вид-

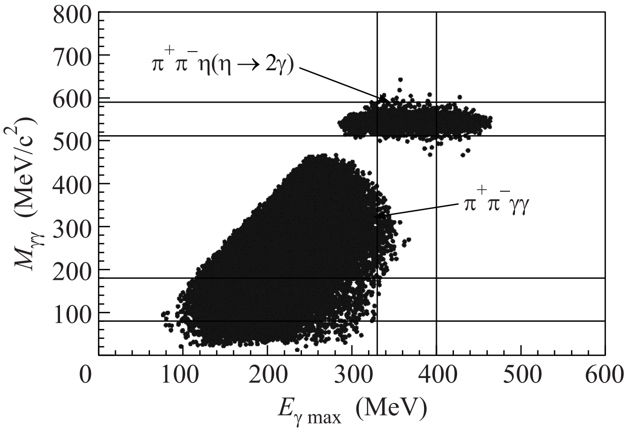

Рис.3. Распределение событий моделирования распадов $\phi\to\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi\to\rho^0\eta\to\pi^+\pi^-\eta$ на плоскости $M_{\gamma\gamma}$ – $E_{\gamma\max}$

но, что в области 330 МэВ$<E_{\gamma\max}<$ 400 МэВ сосредоточено около половины событий распада $\phi\to\pi^+\pi^-\eta$. Однако для поиска этого распада данная область не используется из-за большого фона от распадов $\phi\to\eta\gamma(\eta\to\pi^+\pi^-\gamma,\ \eta\to\pi^+\pi^-\pi^0)$. Для подавления событий распада $\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0$ в области (3) на события, попавшие в эту область, накладывалось дополнительное ограничение на недостающую массу к $\pi^+\pi^-$ системе $M_{\rm missing}(\pi^+\pi^-)=\sqrt{4E(E-E_{\pi^+}-E_{\pi^-})+2(E_{\pi^+}E_{\pi^-}-\mathbf{P}_{\pi^+}\mathbf{P}_{\pi^-})+2m_\pi^2}>300$ МэВ/с^2. Следует отметить, что события распада $\phi\to\eta'\gamma\to\pi\pi\gamma\gamma$ через промежуточное состояние η' (реальное или виртуальное) группируются в области с $M_{\rm missing}(\pi^+\pi^-)<300$ МэВ/с^2 и также подавляются условием отбора на $M_{\rm missing}(\pi^+\pi^-)$. Числа отобранных событий в каждой из областей: $N^{(1)}=58207$, $N^{(2)}=285$, $N^{(3)}=112$, $N^{(4)}=13$.

Определение вероятностей распадов. Расчетное число событий в i-й области ($i=1\div4$) в каждой из 16-ти точек по энергии E определяется по формуле

$$N^{(i)}_{\rm calc}(E)=L\varepsilon_{\rm trig}(1-\delta_{\rm MC})\times$$
$$\times\big[(1+\delta_{\rm wid})(1+\delta_{\rm rad})\sum_f\varepsilon_f^{(i)}\sigma_B^f+\sigma_{\rm bg}^{(i)}\big],\qquad(2)$$

где L – интеграл светимости в энергетической точке, $\varepsilon_{\rm trig}$ – эффективность триггера, $\delta_{\rm MC}$ – поправка к эффективности регистрации, $\delta_{\rm wid}$ – поправка для учета разброса энергии частиц в e^+e^--пучках, $\delta_{\rm rad}$ – поправка, связанная с излучением фотонов начальными электроном и позитроном, которая рассчитывалась согласно работе [6], $\varepsilon_f^{(i)}$ – эффективность зарегистрировать события f-го типа в i-й области, $\sigma_B^f(E)$ – сечение реакции $e^+e^-\to\phi\to f$ ($f=\pi^+\pi^-\pi^0$, $\eta\gamma$, $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$, $\pi^+\pi^-\eta$), $\sigma_{\rm bg}^{(i)}$ – нерезонансное сечение в i-й области, предполагаемое константой. Величины поправок приведены в работе [7], в которой изучался распад $\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0$ с использованием тех же экспериментальных данных, что и в данном анализе. Эффективности регистрации $\varepsilon_f^{(i)}$ определялись с помощью моделирования [8], основные значения приведены в табл.1. Для последних трех распадов ϕ мезона форма резонансной кривой бралась такой же, как и в случае 3π, так как для существующей статистики отличием точной формы от формы сечения 3π для каждой моды можно пренебречь, то есть $\sigma_B^f(E)=\alpha^f\sigma_B^{3\pi}(E)(f=\eta\gamma,\ \pi^+\pi^-\gamma\gamma,\ \pi^+\pi^-\eta)$. Значения параметров α^f и $\sigma_{\rm bg}^{(i)}$ находились из минимизации функции правдоподобия:

Таблица 1

Эффективности регистрации

Распад	Механизм	Эффективность
3π	$\rho\pi$	$\varepsilon_{3\pi}^{(1)}=(2.44\pm0.02)\%$ $\varepsilon_{3\pi}^{(2)}=(6.0\pm2.4)\cdot10^{-6}$ $\varepsilon_{3\pi}^{(3)}=(2.0\pm1.4)\cdot10^{-6}$
$\eta\gamma$	$\eta\to\pi\pi\gamma$	$\varepsilon_{\eta\gamma}^{(2)}=(2.41\pm0.02)\%$ $\varepsilon_{\eta\gamma}^{(4)}=(5.0\pm2.2)\cdot10^{-6}$
$\pi\pi\gamma\gamma$	η	$\varepsilon_{\pi\pi\gamma\gamma}^{(3)}=(2.35\pm0.02)\%$
$\pi^+\pi^-\eta$	$\rho^0\eta$	$\varepsilon_{\pi\pi\eta}^{(4)}=(3.77\pm0.03)\%$

$$\mathcal{L}^{(i)}=2\sum_{k=1}^{16}\left(N^{(i)}_{\rm calc;k}-N_k^{(i)}-N_k^{(i)}\ln\frac{N^{(i)}_{\rm calc;k}}{N_k^{(i)}}\right),\qquad(3)$$

где $N^{(i)}_{\rm calc;k}$ – ожидаемое число событий (которое рассчитывается по формуле (2)) в i-й области для k-й точки по энергии, $N_k^{(i)}$ – экспериментальное число событий в i-й области для k-й точки по энергии.

Сечение в пике σ_B^f и относительная вероятность $\mathcal{B}^f$ f-й моды распада определяются по формулам

$$\sigma_B^f=\alpha^f\sigma_B^{3\pi},\qquad(4)$$

$$\mathcal{B}^f=\alpha^f\mathcal{B}^{3\pi},\qquad(5)$$

где $\mathcal{B}^{3\pi}=0.152\pm0.007$, $\sigma_B^{3\pi}=637\pm28$ нб [7]. На рис.4 представлены борновские сечения процессов $e^+e^-\to\eta\gamma(\eta\to\pi^+\pi^-\gamma)$, $e^+e^-\to\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $e^+e^-\to\pi^+\pi^-\eta(\eta\to\gamma\gamma)$ вместе с оптимальными кривыми, а в табл.2 приведены результаты аппроксимации.

Для проверки правильности процедуры обработки по 285 событиям распада $\phi\to\eta\gamma(\eta\to\pi^+\pi^-\gamma)$, попавшим в область (2), было вычислено произведение

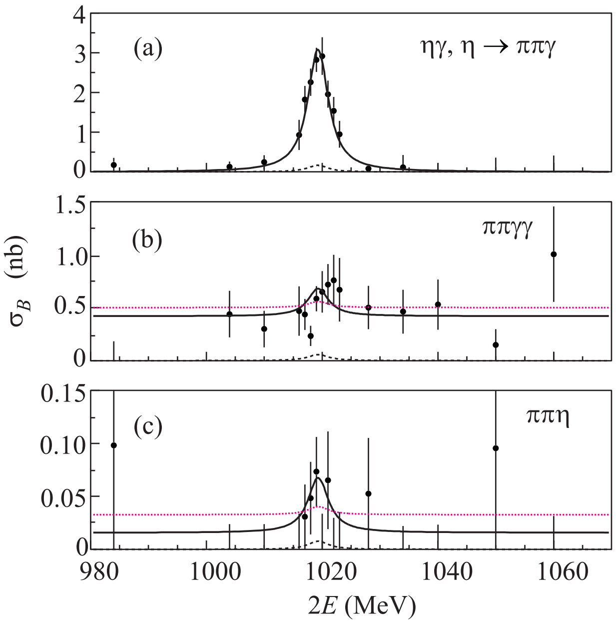

Рис.4. Сечения реакций. Точки с ошибками – экспериментальные значения, сплошными линиями показаны результаты аппроксимации: (a) $e^+e^- \to \eta\gamma(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma)$, штриховой линией показан резонансный фон от событий 3π; (b) $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$, штриховой линией показан резонансный фон от событий 3π, а пунктирной линией показан результат аппроксимации в случае, когда резонансный вклад зафиксирован равным нулю; (c) $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\eta(\eta \to \gamma\gamma)$, штриховой линией показан резонансный фон от событий $\eta\gamma$, а пунктирной линией показан результат аппроксимации в случае, когда резонансный вклад зафиксирован равным нулю

Таблица 2

Результаты аппроксимации

Распад	σ_B^f, нб	$\mathcal{B}^f, 10^{-5}$
$\eta\gamma(\eta \to \pi\pi\gamma)$	2.77 ± 0.18	66.1 ± 4.3
$\pi\pi\gamma\gamma$	0.193 ± 0.186	4.6 ± 4.4
$\pi\pi\eta(\eta \to \gamma\gamma)$	0.042 ± 0.035	2.5 ± 2.1

относительных вероятностей (см. табл.2): $\mathcal{B}(\phi \to \eta\gamma) \cdot \mathcal{B}(\eta \to \pi\pi\gamma) = (6.61 \pm 0.43) \cdot 10^{-4}$, которое хорошо согласуется со среднемировым значением [9] $\mathcal{B}(\phi \to \eta\gamma) \cdot \mathcal{B}(\eta \to \pi\pi\gamma)(\mathrm{PDG}) = (6.10 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$. Величины сечений процессов $e^+e^- \to \phi \to \pi\pi\gamma\gamma$ и $e^+e^- \to \phi \to \pi\pi\eta$ согласуются с нулевым значением в пределах одной статистической ошибки. Систематическая ошибка сечений $e^+e^- \to \phi \to \pi\pi\gamma\gamma$ и $e^+e^- \to \phi \to \pi\pi\eta$ составляет 0.041 нб и 0.007 нб, соответственно, и практически полностью определяется погрешностью в оценке числа фоновых событий 3π в области (3) и событий $\eta\gamma$ в области (4). Верхние пределы рассчитывались согласно процедуре, описанной в работе [10], при этом полная ошибка сечения вычислялась как квадратичная сумма статистической и систематической погрешностей. В результате были получены следующие верхние пределы на относительные вероятности распадов $\phi \to \pi\pi\gamma\gamma$ и $\phi \to \pi\pi\eta$: $\mathcal{B}(\phi \to \pi\pi\gamma\gamma) < 1.2 \cdot 10^{-4}$ (CL = 90%), $\mathcal{B}(\phi \to \pi\pi\eta) < 6.1 \cdot 10^{-5}$ (CL = 90%). При вычислении верхнего предела для распада $\phi \to \pi\pi\eta$ было учтено, что $\mathcal{B}(\eta \to \gamma\gamma) = (39.38 \pm 0.26)\%$ [9]. Учет интерференции ϕ-мезона с вышележащими резонансами в канале $\pi^+\pi^-\eta$, на основе данных работ [11, 12], не приводит к значимому изменению величины верхнего предела на $\mathcal{B}(\phi \to \pi\pi\eta)$.

Заключение. В экспериментах с детектором КМД-2 в области ϕ мезонного резонанса проводился поиск распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$. Установлены верхние пределы на величины относительных вероятностей этих распадов: $\mathcal{B}(\phi \to \pi\pi\gamma\gamma) < 1.2 \cdot 10^{-4}$ (CL = 90%), $\mathcal{B}(\phi \to \pi\pi\eta) < 6.1 \cdot 10^{-5}$ (CL = 90%). В табл.3 приведено сравнение результатов, полученных в настоящей работе, с предыдущими измерениями, а также с теоретическими предсказаниями.

Таблица 3

Сравнение результатов, полученных в этой работе с предыдущими измерениями [13, 14]

Распад	Результат этой работы	Предыдущие измерения	Теория
$\pi\pi\gamma\gamma$	$< 1.2 \cdot 10^{-4}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$[13]	1.3×10^{-4}
$\pi\pi\eta$	$< 6.1 \cdot 10^{-5}$	$< 3 \cdot 10^{-4}$[13] $< 1.8 \cdot 10^{-5}$[14]	$3.5 \cdot 10^{-7}$

По сравнению с предыдущим результатом КМД-2 [13] верхний предел на величину относительной вероятности распада $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ улучшен приблизительно в 4 раза и находится несколько ниже теоретического предсказания [3].

Верхний предел на величину $\mathcal{B}(\phi \to \pi\pi\eta)$ улучшен приблизительно в 5 раз по сравнению с результатом работы [13], однако он почти в три раза выше, чем результат другой работы с детектором КМД-2 [14], где проводился поиск этого распада в событиях с рождением пяти пионов $\phi \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$. На данный момент экспериментально измеренный верхний предел на величину $\mathcal{B}(\phi \to \pi\pi\eta)$ все еще существенно выше, чем теоретическое предсказание [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты # 06-02-16156, # 06-02-26590, # 06-02-16445, а также грантов INTAS YSF # 06-100014-9464, # INTAS/05-1000008-8328, DFG GZ RUS 113/769/0-2, # НШ-5655.2008.2 и # НШ-4837.2008.2.

---

1. E. V. Anashkin et al., Instrum. Exp. Tech. **49**, 798 (2006).
2. В. В. Анашин, И. Б. Вассерман, В. Г. Вещеревич и др., Препринт ИЯФ **84-114**, Новосибирск, 1984.
3. Pyungwon Ko, Jungil Lee, and H. S. Song, Phys. Lett. B **366**, 287 (1996).
4. E. E. Jenkins, A. V. Manohar and M. B. Wise, Phys. Rev. Lett. **75**, 2272 (1995).
5. В. А. Карнаков, Ядерная Физика **42**, 634 (1985).
6. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Sov. J. of Nucl. Phys. **41**, 466 (1985).
7. R. R. Akhmetshin et al., Phys. Lett. B **642**, 203 (2006).
8. Э. В. Анашкин и др., Препринт ИЯФ 99-1, Новосибирск, 1999.
9. W.-M. Yao et al., J. Phys. G **33**, 1 (2006).
10. G. F. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
11. R. R. Akhmetshin et al., Phys. Lett. B **489**, 125 (2000).
12. B. Aubert et al., Phys. Rev. D **76**, 092005 (2007).
13. R. R. Akhmetshin et al., Phys. Lett. B **434**, 426 (1998).
14. R. R. Akhmetshin et al., Phys. Lett. B **491**, 81 (2000).