

Поиск распадов $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ 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. Охалкин⁺, Е. А. Переведенцев⁺⁺,
 А. С. Попов⁺, С. И. Редин⁺, А. А. Рубан⁺, Н. М. Рыскулов⁺, А. Л. Сибидапов⁺, 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 $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$. Установлены верхние пределы на величины относительных вероятностей этих распадов: $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma) < 1.2 \cdot 10^{-4}$ (CL = 90%), $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\eta) < 6.1 \cdot 10^{-5}$ (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 $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$. Распад $\phi \rightarrow \rho^0\gamma\gamma$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, согласно работе [3], может идти через промежуточные состояния η и η' . Этот механизм приводит к увеличению вероятности распада $\phi \rightarrow \rho^0\gamma\gamma$ по сравнению с предсказанием киральной теории возму-

щений для векторных мезонов [4]. В работе [3] величина относительной вероятности распада $\phi \rightarrow \rho^0\gamma\gamma$ предсказывается на уровне $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \rho^0\gamma\gamma) = 1.3 \cdot 10^{-4}$.

Распад $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, 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 $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$, 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 $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta)$ 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

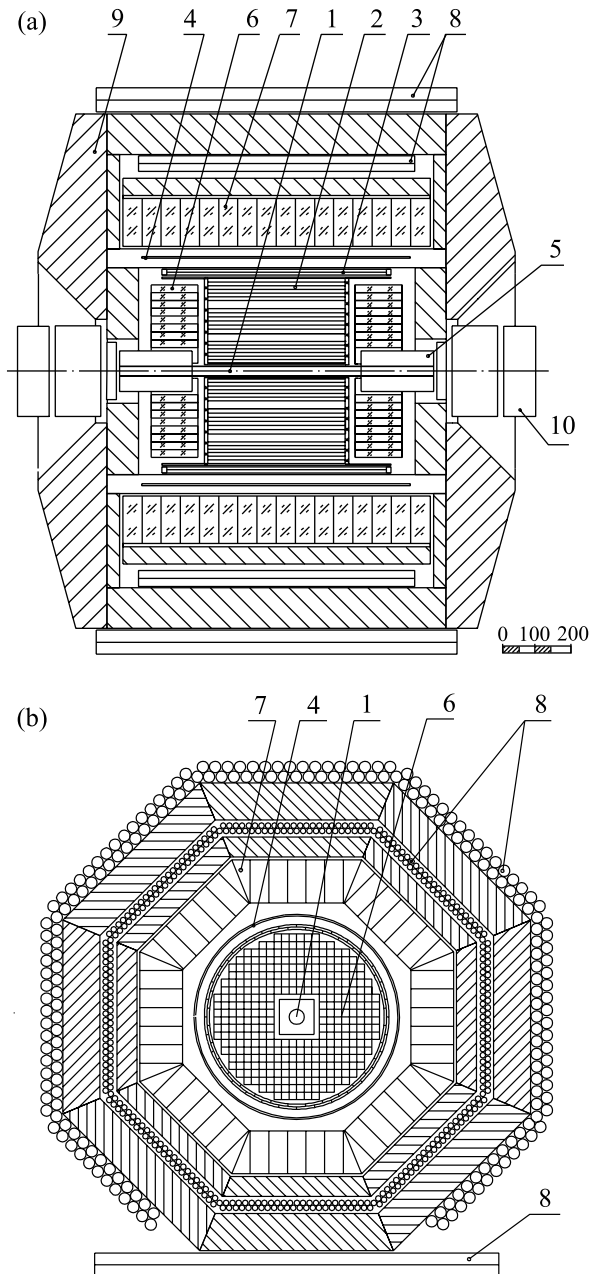


Рис.1. Детектор КМД-2 в $R-Z$ (a) и φ (b) проекциях: 1 – вакуумная камера; 2 – дрейфовая камера; 3 – Z -камера; 4 – основной сверхпроводящий соленоид; 5 – компенсирующий соленоид; 6 – торцевой калориметр на основе кристаллов ВГО; 7 – цилиндрический калориметр на основе кристаллов CsI; 8 – мюонная система;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

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

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

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

– $\phi \rightarrow K^+K^-$, 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;

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

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

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

Нерезонансный фон определяется процессами:

– $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma(\gamma)$;

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

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

– $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$.

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

- Для каждого трека разброс хитов относительно проекции трека на $(R-\varphi)$ плоскость $\sigma_R < 0.1 \text{ см}$ а на $(R-Z)$ плоскость $\sigma_Z < 3 \text{ см}$ (при этом пространственное разрешение дрейфовой камеры $\sigma_R \simeq 0.025 \text{ см}$ в $(R-\varphi)$ плоскости и $\sigma_Z \simeq 0.4 \text{ см}$ в $(R-Z)$ плоскости).
- Углы треков в $(R-\varphi)$ проекции удовлетворяют условию $|\pi - |\varphi_+ - \varphi_-|| > 0.1$, которое служит для подавления фоновых событий $e^+e^- \rightarrow \gamma^*e^+e^-(\gamma)$, 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 $R_{\min} < 0.2 \text{ см}$, а расстояние от точки трека, ближайшей к оси пучков, до места встречи вдоль оси пучков $|Z_{\text{trk}}| < 10 \text{ см}$.

- 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 $E_{clus\pm}/P_{\pm} < 0.8$.
- 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 $\phi \rightarrow K^+K^-$ и $\phi \rightarrow K_S K_L$ исключаются события, удовлетворяющие условиям $P_+ < 140$ МэВ/с² & $P_- < 140$ МэВ/с² и 380 МэВ/с² < $(P_+ + P_-) < 470$ МэВ/с². 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:

$$\begin{aligned} E_{\pi^+} + E_{\pi^-} + E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} &= 2E, \\ \mathbf{P}_{\pi^+} + \mathbf{P}_{\pi^-} + \mathbf{P}_{\gamma 1} + \mathbf{P}_{\gamma 2} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Дополнительный отбор по параметру χ^2 кинематической реконструкции позволил существенно подавить резонансный фон от неправильно восстановленных событий $\phi \rightarrow K\bar{K}$ 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 $E_{\gamma\text{max}}$.

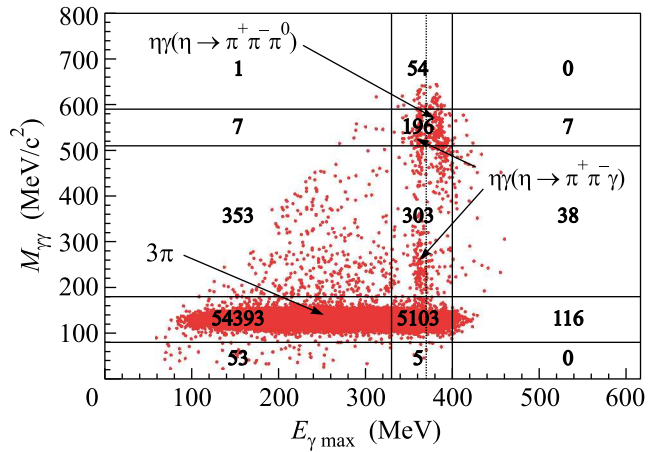


Рис.2. Распределение экспериментальных событий на плоскости $M_{\gamma\gamma} - E_{\gamma\text{max}}$. Вся плоскость разбита на 15 прямоугольных областей, показано число событий, попавших в каждую область

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

- (1) $80 \text{ МэВ/с}^2 < M_{\gamma\gamma} < 180 \text{ МэВ/с}^2$, где доминируют события распада $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$;
- (2) $M_{\gamma\gamma} > 180 \text{ МэВ/с}^2$ и $330 \text{ МэВ} < E_{\gamma\text{max}} < 400 \text{ МэВ}$, в этой области доминируют события распадов $\phi \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma, \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$. Для отбора событий $\phi \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)$ в этой области применялось дополнительное условие $E_{\gamma\text{max}} < 370 \text{ МэВ}$, показанное на рис.2 штриховой линией.
- (3) $180 \text{ МэВ/с}^2 < M_{\gamma\gamma} < 510 \text{ МэВ/с}^2$ и $E_{\gamma\text{max}} < 330 \text{ МэВ}$, в этой области сосредоточена большая часть событий искомого распада $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ (см. также рис.3). Также сюда попадают события $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (около $2 \cdot 10^{-6}$ от их полного числа);
- (4) $510 \text{ МэВ/с}^2 < M_{\gamma\gamma} < 590 \text{ МэВ/с}^2$ и ($E_{\gamma\text{max}} < 330 \text{ МэВ}$ или $E_{\gamma\text{max}} > 400 \text{ МэВ}$), в эту область попадает около половины событий искомого распада $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ (см. рис.3).

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

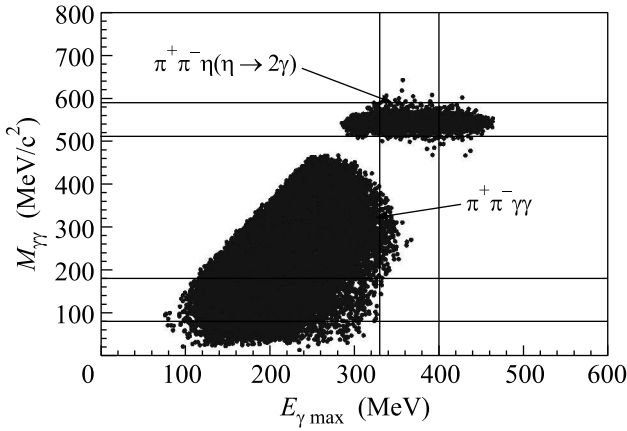


Рис.3. Распределение событий моделирования распадов $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \rightarrow \rho^0\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ на плоскости $M_{\gamma\gamma} - E_{\gamma\max}$

но, что в области $330 \text{ МэВ} < E_{\gamma\max} < 400 \text{ МэВ}$ сосредоточено около половины событий распада $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$. Однако для поиска этого распада данная область не используется из-за большого фона от распадов $\phi \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma, \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$. Для подавления событий распада $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области (3) на события, попавшие в эту область, накладывалось дополнительное ограничение на недостающую массу к $\pi^+\pi^-$ системе $M_{\text{missing}}(\pi^+\pi^-) = \sqrt{4E(E - E_{\pi^+} - E_{\pi^-}) + 2(E_{\pi^+}E_{\pi^-} - \mathbf{P}_{\pi^+}\mathbf{P}_{\pi^-}) + 2m_\pi^2} > 300 \text{ МэВ}/c^2$. Следует отметить, что события распада $\phi \rightarrow \eta'\gamma \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$ через промежуточное состояние η' (реальное или виртуальное) группируются в области с $M_{\text{missing}}(\pi^+\pi^-) < 300 \text{ МэВ}/c^2$ и также подавляются условием отбора на $M_{\text{missing}}(\pi^+\pi^-)$. 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 ($i = 1 \div 4$) в каждой из 16-ти точек по энергии E определяется по формуле

$$N_{\text{calc}}^{(i)}(E) = L\varepsilon_{\text{trig}}(1 - \delta_{\text{MC}}) \times \left[(1 + \delta_{\text{wid}})(1 + \delta_{\text{rad}}) \sum_f \varepsilon_f^{(i)} \sigma_B^f + \sigma_{\text{bg}}^{(i)} \right], \quad (2)$$

где L – интеграл светимости в энергетической точке, $\varepsilon_{\text{trig}}$ – эффективность триггера, δ_{MC} – поправка к эффективности регистрации, δ_{wid} – поправка для учета разброса энергии частиц в e^+e^- -пучках, δ_{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 $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow f$ ($f = \pi^+\pi^-\pi^0, \eta\gamma, \pi^+\pi^-\gamma\gamma, \pi^+\pi^-\eta$), $\sigma_{\text{bg}}^{(i)}$ – нерезонансное сечение в i -й

области, предполагаемое константой. Величины поправок приведены в работе [7], в которой изучался распад $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 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 ме-

Таблица 1

Эффективности регистрации

| Распад | Механизм | Эффективность |
|----------------------|---------------------------------|--|
| 3 π | $\rho\pi$ | $\varepsilon_{3\pi}^{(1)} = (2.44 \pm 0.02)\%$ |
| | | $\varepsilon_{3\pi}^{(2)} = (6.0 \pm 2.4) \cdot 10^{-6}$ |
| | | $\varepsilon_{3\pi}^{(3)} = (2.0 \pm 1.4) \cdot 10^{-6}$ |
| $\eta\gamma$ | $\eta \rightarrow \pi\pi\gamma$ | $\varepsilon_{\eta\gamma}^{(2)} = (2.41 \pm 0.02)\%$ |
| | | $\varepsilon_{\eta\gamma}^{(4)} = (5.0 \pm 2.2) \cdot 10^{-6}$ |
| $\pi\pi\gamma\gamma$ | η | $\varepsilon_{\pi\pi\gamma\gamma}^{(3)} = (2.35 \pm 0.02)\%$ |
| $\pi^+\pi^-\eta$ | $\rho^0\eta$ | $\varepsilon_{\pi\pi\eta}^{(4)} = (3.77 \pm 0.03)\%$ |

зона форма резонансной кривой бралась такой же, как и в случае 3 π , так как для существующей статистики отличием точной формы от формы сечения 3 π 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 $\sigma_{\text{bg}}^{(i)}$ находились из минимизации функции правдоподобия:

$$\mathcal{L}^{(i)} = 2 \sum_{k=1}^{16} \left(N_{\text{calc};k}^{(i)} - N_k^{(i)} - N_k^{(i)} \ln \frac{N_{\text{calc};k}^{(i)}}{N_k^{(i)}} \right), \quad (3)$$

где $N_{\text{calc};k}^{(i)}$ – 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

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

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

где $\mathcal{B}^{3\pi} = 0.152 \pm 0.007$, $\sigma_B^{3\pi} = 637 \pm 28 \text{ нб}$ [7]. На рис.4 представлены борновские сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ вместе с оптимальными кривыми, а в табл.2 приведены результаты аппроксимации.

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

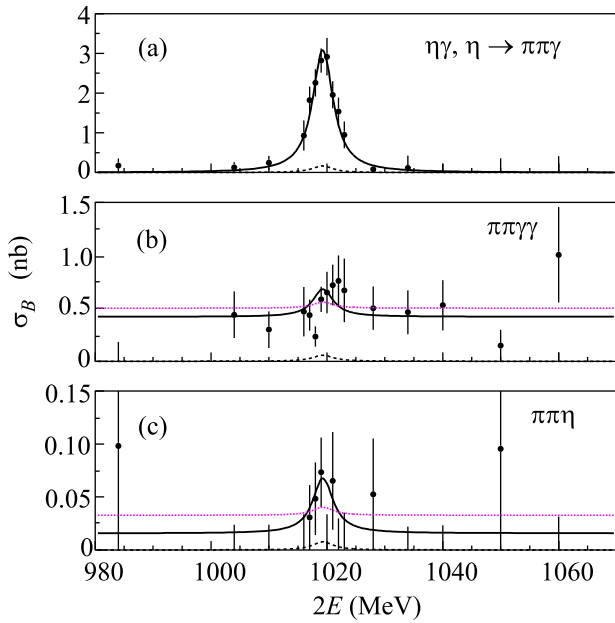


Рис.4. Сечения реакций. Точки с ошибками – экспериментальные значения, сплошными линиями показаны результаты аппроксимации: (а) $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)$, штриховой линией показан резонансный фон от событий 3π ; (б) $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$, штриховой линией показан резонансный фон от событий 3π , а пунктирной линией показан результат аппроксимации в случае, когда резонансный вклад зафиксирован равным нулю; (с) $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$, 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 | $\sigma_B^f, \text{нб}$ | $B^f, 10^{-5}$ |
|---|-------------------------|----------------|
| $\eta\gamma(\eta \rightarrow \pi\pi\gamma)$ | 2.77 ± 0.18 | 66.1 ± 4.3 |
| $\pi\pi\gamma\gamma$ | 0.193 ± 0.186 | 4.6 ± 4.4 |
| $\pi\pi\eta(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ | 0.042 ± 0.035 | 2.5 ± 2.1 |

относительных вероятностей (см. табл.2): $B(\phi \rightarrow \eta\gamma) \cdot B(\eta \rightarrow \pi\pi\gamma) = (6.61 \pm 0.43) \cdot 10^{-4}$, которое хорошо согласуется со среднемировым значением [9] $B(\phi \rightarrow \eta\gamma) \cdot B(\eta \rightarrow \pi\pi\gamma)(\text{PDG}) = (6.10 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$. Величины сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi\pi\eta$ согласуются с нулевым значением в пределах одной статистической ошибки. Систематическая ошибка сечений $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi\pi\eta$ 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 $\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$ и $\phi \rightarrow \pi\pi\eta$: $B(\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma) < 1.2 \cdot 10^{-4}$ (CL = 90%), $B(\phi \rightarrow \pi\pi\eta) < 6.1 \cdot 10^{-5}$ (CL = 90%). При вычислении верхнего предела для распада $\phi \rightarrow \pi\pi\eta$ было учтено, что $B(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = (39.38 \pm 0.26)\%$ [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 $B(\phi \rightarrow \pi\pi\eta)$.

Заключение. В экспериментах с детектором КМД-2 в области ϕ мезонного резонанса проводился поиск распадов $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$. Установлены верхние пределы на величины относительных вероятностей этих распадов: $B(\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma) < 1.2 \cdot 10^{-4}$ (CL = 90%), $B(\phi \rightarrow \pi\pi\eta) < 6.1 \cdot 10^{-5}$ (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] | $1.3 \cdot 10^{-4}$ |
| $\pi\pi\eta$ | $< 6.1 \cdot 10^{-5}$ | $< 3 \cdot 10^{-4}$ [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 $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ улучшен приблизительно в 4 раза и находится несколько ниже теоретического предсказания [3].

Верхний предел на величину $B(\phi \rightarrow \pi\pi\eta)$ 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 $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. На данный момент экспериментально измеренный верхний предел на величину $B(\phi \rightarrow \pi\pi\eta)$ 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).