



42
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

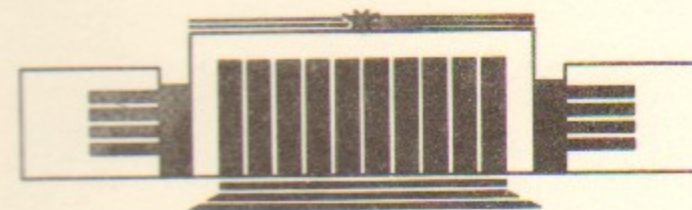
С.И. Долинский, В.П. Дружинин, М.С. Дубровин,
В.Б. Голубев, В.Н. Иванченко, Е.В. Пахтусова,
А.Н. Перышкин, С.И. Середняков, В.А. Сидоров,
А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов

ОБЗОР e^+e^- ЭКСПЕРИМЕНТОВ
С НЕЙТРАЛЬНЫМ ДЕТЕКТОРОМ
НА ВЭПП-2М

Часть 1

Радиационные и редкие распады
 ρ^- , ω^- , Φ -мезонов

ПРЕПРИНТ 89-68



НОВОСИБИРСК

ОБЗОР e^+e^- ЭКСПЕРИМЕНТОВ
С НЕЙТРАЛЬНЫМ ДЕТЕКТОРОМ
НА ВЭПП-2М

Часть 1

Радиационные и редкие распады
 ρ -, ω -, Φ -мезонов

С.И. Долинский, В.П. Дружинин, М.С. Дубровин,
В.Б. Голубев, В.Н. Иванченко, Е.В. Пахтусова,
А.Н. Перышкин, С.И. Середняков, В.А. Сидоров,
А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Приводится обзор результатов экспериментов, выполненных с помощью Нейтрального детектора на e^+e^- -накопителе ВЭПП-2М в области энергии $2E = 0.5 \div 1.4$ ГэВ с интегральной светимостью 19 пбн^{-1} .

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые эксперименты на встречных e^+e^- пучках проводились в области масс легких векторных мезонов ρ , ω , Φ . В этих экспериментах на накопителях ВЭПП-2 [1], АСО [2] в конце 60-х начале 70-х годов было подтверждено существование этих резонансов в главных модах распадов, а также был обнаружен ряд новых явлений: двухфотонное рождение e^+e^- пар [3], множественное рождение адронов [4], превышение формфактора ρ -мезона над предсказаниями векторной доминантности [5]. Интегральная светимость в первых экспериментах по современным масштабам была невелика — около 50 нбн^{-1} .

В 1973 году в Новосибирске был сооружен новый накопитель ВЭПП-2М [6], светимость которого составила около $10^{30}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ при энергии пучков $2E = 1$ ГэВ. В экспериментах на детекторе ОЛЯ с высокой точностью были измерены основные моды распадов ρ -, ω -, Φ -мезонов [7], а также были изучены сечения основных нерезонансных процессов в области энергии $2E = 0.4 \div 1.4$ ГэВ [8]. Ряд экспериментов был проведен также на детекторе КМД [9].

К началу 80-х годов оказалось, что в области энергий ВЭПП-2М процессы с нейтральными частицами в конечном состоянии изучены значительно хуже, чем процессы с заряженными частицами. Между тем, многие из этих процессов могут быть описаны современной теорией. Особенно важную роль играют радиационные распады векторных мезонов на псевдоскалярный мезон и фотон (см. обзор [10]).

С целью изучения радиационных распадов ρ -, ω -, Φ -мезонов и

изучения других процессов с π^0 - и η -мезонами в конечном состоянии в Новосибирске был создан Нейтральный детектор (НД). В течение 1982—87 годов с помощью детектора НД были проведены эксперименты на накопителе ВЭПП-2М. В данном обзоре приводятся основные результаты этих экспериментов. В главе 2 описан детектор, эксперимент на накопителе ВЭПП-2М, особенности обработки данных. Главы 3 и 4 посвящены радиационным и другим редким распадам ρ -, ω -, Φ -мезонов. В параграфе 3.1 приводятся основные формулы кварковой модели и модели векторной доминантности (МВД), которые использовались при анализе данных.

2. НЕЙТРАЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР

Основной частью НД [11] является электромагнитный калориметр, состоящий из 168 прямоугольных счетчиков с кристаллами NaI(Tl) общим весом 2.6 т. Счетчики расположены четырьмя слоя-

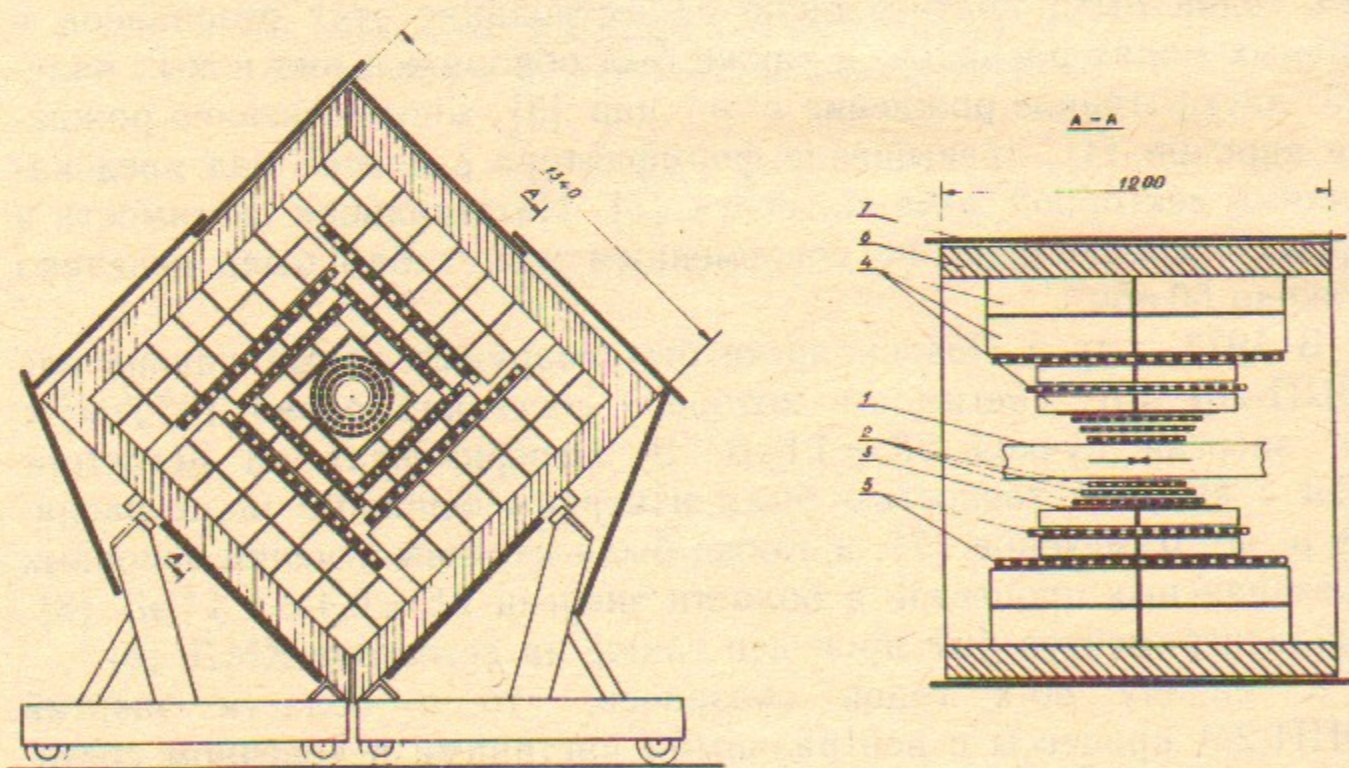


Рис. 1. Нейтральный детектор:

1—вакуумная камера накопителя ВЭПП-2М; 2—координатные пропорциональные камеры; 3—сцинтилляционные счетчики; 4—счетчики NaI(Tl); 5—ливневые камеры; 6—поглотитель (10 см железа); 7—счетчики антисовпадений.

ми вокруг места встречи (рис. 1) и занимают телесный угол $0.65 \cdot 4\pi$. Два внутренних слоя состоят из 56 счетчиков размером

$5 \times 11 \times 30$ см, два внешних слоя образованы 112 счетчиками размером $11 \times 11 \times 45$ см. Все счетчики упакованы в отдельные алюминиевые контейнеры с диффузным отражателем из окиси магния. Минимальная толщина NaI(Tl) по ходу частиц составляет 32 см (12 радиационных длин). Энергетическое разрешение детектора для фотонов составляет $\sigma/E = 4\%/\sqrt{E}$ (ГэВ), оно определяется флуктуациями потерь энергии в пассивном веществе калориметра.

Между слоями счетчиков NaI(Tl) расположены два слоя двухкоординатных пропорциональных камер для измерения углов вылета фотонов. Точность определения углов, которая ограничивается флуктуациями ливней, слабо зависит от энергии и составляет $\sigma_\varphi \approx 2^\circ$ для азимутального угла и $\sigma_\theta \approx 3.5^\circ$ для полярного угла.

Для измерения координат заряженных частиц в центре детектора расположена система из трех двухкоординатных пропорциональных камер [12]. Она занимает телесный угол $0.8 \cdot 4\pi$ и обеспечивает точность измерения азимутального и полярного углов 0.5 и 1.5° , соответственно. Система камер окружена одним слоем пластмассовых сцинтилляционных счетчиков, сигналы которых используются в триггере.

Калориметр окружен железным фильтром толщиной 10 см. Снаружи расположены сцинтилляционные счетчики, сигналы с которых используются в триггере для подавления запусков от космических событий.

Разрешение детектора по инвариантным массам π^0 - и η -мезонов показано на рис. 2 на примере экспериментальных событий от распада Φ -мезона по каналам $\Phi \rightarrow \eta\gamma$ и $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma$. Для эксклюзивных процессов с полной регистрацией всех частиц разрешение детектора значительно улучшается, если использовать законы сохранения энергии и импульса с помощью метода кинематической реконструкции [13].

Для улучшения идентификации событий в НД осуществлялась процедура e/π -разделения. Для этого использовались величины полного энерговыделения частицы в калориметре и распределения энерговыделения по слоям калориметра вдоль трека заряженной частицы [14]. Эффективность этого разделения заметно повышается, если предварительно с помощью кинематической реконструкции определен импульс заряженной частицы. Фактор подавления электронов энергии 400 МэВ составляет 10^3 при эффективности регистрации пионов около 75%.

Эксперименты проводились на накопителе ВЭПП-2М в интер-

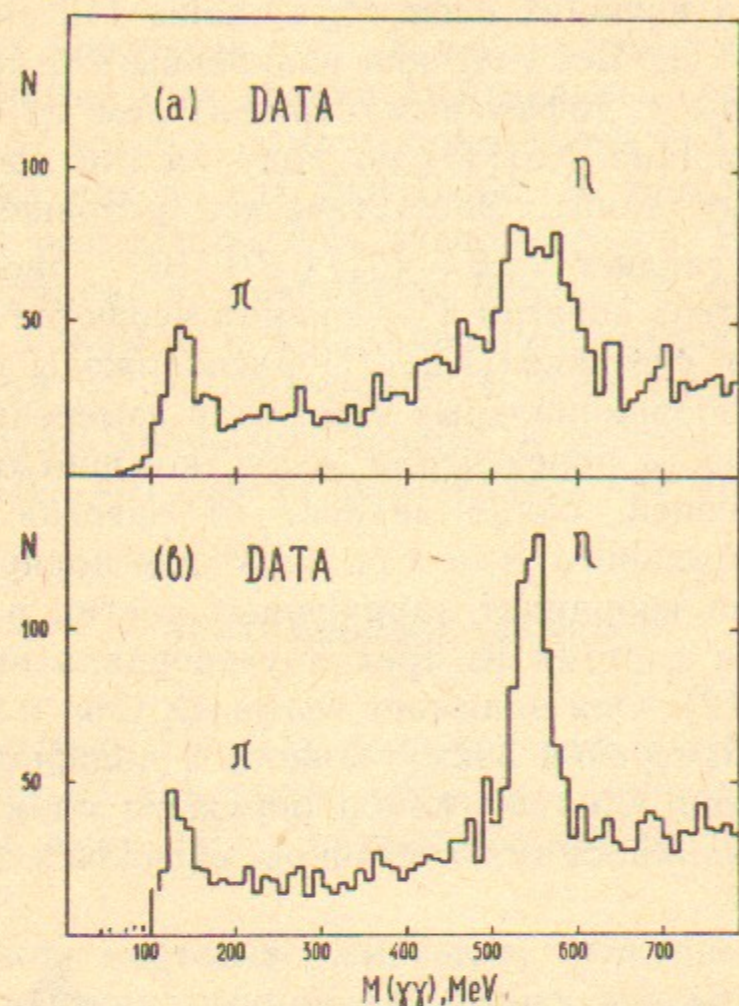


Рис. 2. Спектр инвариантных масс пар фотонов в трехфотонных событиях до (а) и после (б) кинематической реконструкции.

вале энергий $2E = 0.5 \div 1.4$ ГэВ. После установки виглеровского магнита [15] средняя светимость накопителя возросла в два раза и при энергии $2E = 0.8$ ГэВ составляла около $5 \cdot 10^{29} / \text{см}^2 \cdot \text{с}$, а при энергии $2E = 1$ ГэВ — $2 \cdot 10^{30} / \text{см}^2 \cdot \text{с}$. Полная интегральная светимость за все время экспериментов составила 19 пбн^{-1} , было зарегистрировано 50 млн событий. Из них около 14 млн — распады ρ -, ω -, Φ -мезонов, 10 млн — события упругого e^+e^- -рассеяния.

Все эксперименты проводились методом многократного сканирования соответствующего энергетического диапазона. Минимальный шаг сканирования в энергии одного пучка составлял 0.25 МэВ. Стабильность средней энергии накопителя составляла 0.05 МэВ при $2E = 1$ ГэВ, разброс энергий в пучке — около 0.15 МэВ. Абсолютная калибровка энергетической шкалы накопителя осуществлялась по кривым возбуждения ω - и Φ -мезонов с использованием табличных значений масс мезонов.

Абсолютная энергетическая калибровка калориметра осуществлялась по среднему энерговыделению космических мюонов. Для

этого в ходе экспериментов один из триггеров был настроен на отбор мюонов, прошедших детектор насквозь в направлениях, нормальных граням кристаллов. Остальные триггеры отбирали события с заряженными или нейтральными частицами, вылетевшими из места встречи. Порог на полное энерговыделение в калориметре, который использовался в триггере событий с двумя и более частицами, составлял 200 МэВ. В ходе эксперимента по событиям e^+e^- -аннигиляции осуществлялся постоянный контроль работоспособности всех элементов детектора, эффективности счетчиков и камер.

Интегральная светимость при обработке данных определялась по процессам $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Полные сечения этих электродинамических процессов определялись с учетом высших поправок согласно [16]. Точность определения интегральной светимости составляла 2-3% в зависимости от условий проведения экспериментов. Величины интегральной светимости, полученные этими двумя способами, согласовывались между собой с такой точностью.

Как правило, наблюдаемое в эксперименте сечение регистрации $\sigma_{vis}(s)$ аппроксимировалось следующим образом:

$$\sigma_{vis}(s) = \sigma(s) \varepsilon(s) \beta(s) + \sigma_B(s), \quad (2.1)$$

где $\sigma(s)$ — сечение исследуемого процесса; $\beta(s)$ — фактор, учитывающий радиационные поправки и разброс энергий в пучке; $\varepsilon(s)$ — эффективность регистрации исследуемого процесса; $\sigma_B(s)$ — сечение регистрации фоновых процессов. Аппроксимация энергетических зависимостей полученных сечений и других экспериментальных распределений методом максимума правдоподобия, определение статистических ошибок и установка верхних пределов сечений осуществлялись с помощью программы MINUIT.

Эффективность детектора к изучаемым процессам определялась методом Монте-Карло по программе UNIMOD [17]. Точность моделирования полного энерговыделения электромагнитного ливня в калориметре составляла $\sim 1\%$. Взаимодействие адронов с веществом детектора моделировалось по программе NUCRIN [18]. Точность этого моделирования несколько хуже. На основе данных, полученных при обработке известных процессов в районе Φ -мезона [19, 20], было найдено, что вклад неточности моделирования взаимодействия заряженных π -мезонов и K_L -мезонов с калориметром в полученные величины сечений не превышает 10%. Систематичес-

кая ошибка, связанная с неточностью моделирования, может быть понижена, если для определения эффективности использовать хорошо идентифицированные экспериментальные события [19].

Радиационные поправки находились по формулам работы [21] в первом порядке по константе α . Для отдельных процессов, например $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$, излучение фотонов начальными электронами и позитронами учитывалось при моделировании этих процессов согласно [16].

3. Магнитно-дипольные радиационные распады ρ -, ω -, Φ -мезонов

Проблемы радиационных распадов ρ -, ω -, Φ -мезонов в течение многих лет обсуждаются в литературе (см. обзор [10]). SU(3)-симметрия и кварковая модель предсказывают величины ширин разрешенных переходов типа $V \rightarrow P\gamma$, где V — векторный, P — псевдоскалярный мезоны. Большое число связанных между собой ширин таких переходов позволяет проводить различные взаимные проверки теории и эксперимента. Нерелятивистская кварковая модель качественно описывает эти процессы, однако точность, с которой были известны ширины этих радиационных распадов к моменту начала экспериментов с НД [22], не позволяла установить реальные границы применимости такого описания. Усредненные экспериментальные значения парциальных ширин, исключая данные НД, приведены в первом столбце табл. 1. Большая часть из них получена в экспериментах на фиксированной мишени. Интегральная светимость в опытах на встречных e^+e^- -пучках [24] была сравнительно низкой, следовательно, возможности встречных e^+e^- -пучков не были в достаточной мере реализованы.

В результате экспериментов с НД в области энергии Φ -мезонного резонанса $2E = 1.00 \div 1.05$ ГэВ были измерены ширины распадов $\Phi \rightarrow \eta\gamma$ и $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma$ с точностью в 3 раза выше табличной [25], впервые был установлен верхний предел вероятности распада $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$ [26]. Эксперименты при энергиях $2E = 0.5 \div 1.0$ ГэВ [27] позволили изучать радиационные распады ρ^0 - и ω -мезонов по каналам $\pi^0\gamma$ и $\eta\gamma$. При этом за счет большей интегральной светимости и хорошего разрешения НД была достигнута высокая для этих процессов точность измерений, сравнимая с табличными данными. Большую роль для понимания совокупности этих данных

Таблица 1

Результаты экспериментов и расчеты ширин радиационных распадов мезонов, состоящих из u -, d -, s -кварков, и двухфотонных ширин псевдоскалярных мезонов. Отдельно приведены данные НД и других экспериментов

| Распад | Γ , кэВ PDG | | Γ , кэВ экспер. НД | | Γ , кэВ расчет НД | Γ , кэВ аппроксимация |
|--------------------------------------|-------------------------------|------|------------------------------|------|-----------------------------|---------------------------------|
| $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ | 680 ± 72 | [23] | 746 ± 51 | [27] | 746 | 662 |
| $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ | — | | 121 ± 31 | [27] | 69 | 61 |
| $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\gamma$ | 69 ± 8 | [23] | — | | 69 | 61 |
| $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma$ | 6 ± 2 | [22] | 5.5 ± 0.6 | [25] | 5.4 | 5.5 |
| $\rho \rightarrow \eta\gamma$ | 55 ± 14 | [23] | 62 ± 17 | [27] | 65 | 56 |
| $\omega \rightarrow \eta\gamma$ | $2.6^{+2.2}_{-1.6}$ | [23] | 6.1 ± 2.5 | [27] | 6.5 | 5.4 |
| $\Phi \rightarrow \eta\gamma$ | 51 ± 8 | [22] | 55 ± 3 | [25] | 42 | 55 |
| $K^{0*} \rightarrow K^0\gamma$ | 118 ± 10 | [23] | — | | 129 | 131 |
| $K^{\pm*} \rightarrow K^\pm\gamma$ | 51 ± 5 | [23] | — | | 78 | 57 |
| $\eta' \rightarrow \rho\gamma$ | 63 ± 7 | [23] | — | | 61 | 57 |
| $\eta' \rightarrow \omega\gamma$ | 6.3 ± 0.9 | [23] | — | | 7.4 | 7.2 |
| $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$ | — | | < 1.7 | [26] | 0.37 | 0.44 |
| $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ | $(7.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$ | [23] | — | | $7.9 \cdot 10^{-3}$ | $7.0 \cdot 10^{-3}$ |
| $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ | 0.42 ± 0.07 | [23] | — | | 1.01 | 0.83 |
| $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ | 0.52 ± 0.03 | [33] | — | | | |
| $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$ | 4.54 ± 0.55 | [23] | — | | 4.64 | 4.58 |

сыграл наш результат измерения полной ширины ω -мезона [28], которая оказалась на 15% меньше табличной [22].

3.1. Теоретическое введение

Для описания радиационных распадов легких векторных мезонов будем следовать основным положениям кварковой модели, изложенной в обзоре [10]. Отметим, что в позже появившихся работах [29—32] содержится дополнительно обширная библиография работ, посвященных радиационным распадам, опубликованных позже обзора [10]. Все авторы записывают ширину распада векторного мезона на псевдоскалярный и фотон следующим образом:

$$\Gamma(V \rightarrow P\gamma) = \frac{4}{3} M^2 \Omega^3, \quad (3.1)$$

где Ω — энергия фотона, M — матричный элемент перехода, который в кварковой модели выражается через магнитные моменты кварков следующим образом:

$$M = \sum_q \beta_q \mu_q I_{VP}, \quad (3.2)$$

где μ_q — магнитный момент кварка $\mu_q = e_q/2m_q$, здесь e_q , m_q — заряд и масса конститuentного кварка; β_q — весовой множитель, который определяется кварковой структурой мезонов; I_{VP} — интеграл перекрытия пространственных волновых функций начального и конечного состояния. Нейтральные векторные и псевдоскалярные мезоны, которые изучались в экспериментах с НД, представляют собой линейные комбинации $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ — кварк-антикварковых пар. Весовые множители для этих комбинаций принято выражать через углы смешивания SU(3)-синглетов и октетов θ_P , θ_V или через углы смешивания $s\bar{s}$ и $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ состояний α_P , α_V

$$\begin{aligned} \eta', \omega &= \sin \alpha_i (-s\bar{s}) + \cos \alpha_i \left(\frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}} \right), \\ \eta, \Phi &= \cos \alpha_i (-s\bar{s}) - \sin \alpha_i \left(\frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}} \right), \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\theta_i = \alpha_i + \arctg \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad i = P, V.$$

Величины углов, полученные по квадратичной и линейной массовым формулам с использованием масс мезонов [22], приведены в табл. 2. Эти углы могут быть получены и из соотношения ширин различных распадов, в том числе радиационных. Двухфотонная ширина псевдоскалярных мезонов также зависит от углов смешивания. Данные по двухфотонному рождению π^0 -, η - и η' -мезонов [33] показывают, что для псевдоскалярных мезонов линейная массовая формула дает более предпочтительный результат. Следует отметить, что если существует значимый вклад глюония в η' -мезон [34], то его следует учесть в (3.3), при этом появится еще один независимый параметр смешивания.

С помощью (3.2) и (3.3) можно получить выражения для матричных элементов магнитно-дипольных переходов (табл. 3). Используя значения одной из радиационных ширин, можно предсказать все остальные ширины в предположении равенства всех интегралов перекрытия. Такие вычисления выполнялись разными

Таблица 2

Углы смешивания для векторных и псевдоскалярных мезонов

| | α_V , град. | α_P , град. |
|--|--------------------|----------------------|
| Квадратичная массовая формула | 3.3 ± 0.4 [22] | -46.4 ± 0.2 [22] |
| Линейная массовая формула | 0.6 ± 0.5 [22] | -59.7 ± 0.1 [22] |
| $\gamma\gamma \rightarrow P$ эксперимент | — | -56.3 ± 2.1 [33] |
| Эксперименты НД | 3.2 ± 0.2 [25] | -54 ± 9 [27] |

Таблица 3

Матричные элементы радиационных переходов, выраженные через углы смешивания и μ_u , μ_d , μ_s — магнитные моменты конститuentных u-, d-, s-кварков [10, 29—31].

| Переход | Матричный элемент |
|--------------------------------------|---|
| $\rho \rightarrow \pi\gamma$ | $(\mu_u - \mu_d) \cos \alpha_V$ |
| $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ | $\mu_u + \mu_d$ |
| $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma$ | $-(\mu_u - \mu_d) \sin \alpha_V$ |
| $\rho \rightarrow \eta\gamma$ | $-(\mu_u - \mu_d) \sin \alpha_P$ |
| $\omega \rightarrow \eta\gamma$ | $-(\mu_u + \mu_d) \cos \alpha_V \sin \alpha_P + 2\mu_s \sin \alpha_V \cos \alpha_P$ |
| $\Phi \rightarrow \eta\gamma$ | $(\mu_u + \mu_d) \sin \alpha_V \sin \alpha_P + 2\mu_s \cos \alpha_V \cos \alpha_P$ |
| $K^{0*} \rightarrow K^0\gamma$ | $\mu_d + \mu_s$ |
| $K^{\pm*} \rightarrow K^{\pm}\gamma$ | $\mu_u + \mu_s$ |
| $\eta' \rightarrow \rho\gamma$ | $(\mu_u - \mu_d) \cos \alpha_P$ |
| $\eta' \rightarrow \omega\gamma$ | $(\mu_u + \mu_d) \cos \alpha_V \cos \alpha_P + 2\mu_s \sin \alpha_V \sin \alpha_P$ |
| $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$ | $-(\mu_u + \mu_d) \sin \alpha_V \cos \alpha_P + 2\mu_s \cos \alpha_V \sin \alpha_P$ |

авторами [10, 29—31]. Большинство авторов, как базовую, использовали ширину распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. В третьем столбце табл. 1 мы приводим результаты собственного расчета по этой схеме, опирающегося на полученную нами величину ширины $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$.

Для описания сечения рождения векторных мезонов в экспериментах на e^+e^- -пучках в области энергий $2E \sim 1$ ГэВ обычно используется модель векторной доминантности (МВД) в классической формулировке (см., например, [10, 35]). В этом случае

полное сечение e^+e^- -аннигиляции в конечное состояние f записывается следующим образом:

$$\sigma_f(s) = \frac{4\pi\alpha^2 F(s)}{s^{3/2}} \left| \sum_V A_V \right|^2, \quad V = \rho, \omega, \Phi, \dots, \quad (3.4)$$

$$A_V = \frac{g_{Vf}}{g_V} \frac{m_V^2 e^{i\delta_V}}{m_V^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_V(s)}, \quad (3.4)$$

где $F(s)$ учитывает фазовый объем конечного состояния, причем если f — двухчастичное состояние, то $F(s) = p^3$, где p — импульс конечных частиц, для радиационного распада $p = \sqrt{s}(1 - m_p^2/s)/2$; $\Gamma(s)$ — полная ширина векторного мезона; δ_V — относительная фаза; g_{Vf} — константа связи векторного мезона с состоянием f ; g_V — константа связи векторного мезона с фотоном, которая может быть выражена через электронную ширину мезона при $s = m_V^2$:

$$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi\alpha^2 m_V}{3g_V^2}. \quad (3.5)$$

Константу связи g_{Vf} можно связать с шириной распада при $s = m_V^2$

$$\Gamma(V \rightarrow f) = \frac{g_{Vf}^2}{12\pi} F(m_V^2). \quad (3.6)$$

Удобными свободными параметрами при аппроксимации энергетических зависимостей сечений являются величины $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow f)$ — полные сечения реакций в максимумах резонансов без учета вклада всех остальных резонансов

$$\sigma_0(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow f) = 4\pi(2J+1) \cdot \Gamma(V \rightarrow e^+e^-) \cdot \Gamma(V \rightarrow f) / \Gamma_V^2 \cdot m_V^2, \quad (3.7)$$

где J — спин резонанса. Полное сечение $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow V)$ равно сумме всех возможных сечений $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow f)$, оно пропорционально величине электронной ширины (3.5). Относительная вероятность данного распада или его ширина однозначно связаны с этими сечениями с помощью (3.5), (3.6) и (3.7).

Для учета зависимости полной ширины ρ -мезона от энергии при аппроксимации данных НД использовалось выражение

$$\Gamma_\rho(s) = \Gamma_\rho(m_\rho^2) \frac{m_\rho^2}{s} \left(\frac{s - 4m_\pi^2}{m_\rho^2 - 4m_\pi^2} \right)^{3/2}. \quad (3.8)$$

Аналогичное выражение для ширины ω -мезона, согласно [36], можно представить в следующем виде:

$$\Gamma_\omega(s) = \Gamma_\omega(m_\omega^2) \frac{s^{3/2} \cdot F(s)}{m_\omega^3 \cdot F(m_\omega^2)}, \quad (3.9)$$

где $F(s)$ — фактор фазового объема, при вычислении которого учитывался только основной распад $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Для определения s -зависимости ширины Φ -мезона использовалось аналогичное выражение, при этом учитывались вклады всех основных распадов $\Phi \rightarrow K_S K_L, K^+ K^-, \pi^+\pi^-\pi^0, \eta\gamma$.

В формуле (3.4) естественно положить фазу ω -мезона равной 0, тогда δ_ρ и δ_Φ — относительные фазы ρ и Φ при переходе в состояние f . В первом приближении для разрешенных распадов (например, на $\eta\gamma$) эти фазы должны определяться только зарядами кварков и быть равными 0 и π , соответственно. Однако, если прямой распад векторного мезона подавлен, и он проходит через виртуальные промежуточные состояния, то в этом распаде фаза может отличаться от 0 или π , например, распад $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ запрещен по правилу Цвейга, и $\delta_\Phi = (155 \pm 15)^\circ$ [20, 37].

Степень точности описанного подхода ограничивается несколькими факторами. Во-первых, с плохой точностью известны вклады в (3.4) вышележащих векторных состояний, например $\rho(1700)$, поскольку массы, ширины и другие их параметры имеют большую экспериментальную неопределенность. Во-вторых, нельзя исключить вклад возможных нерезонансных сечений. В третьих, вклад виртуальных процессов может меняться в зависимости от s , тем самым изменяя фазу δ_V . В четвертых, константы связи могут быть функциями s . Однако, в экспериментах с НД не наблюдалось статистически значимого отклонения сечений от зависимости (3.4).

В результате аппроксимаций экспериментальных данных НД определялись значения свободных параметров, а затем находились константы связи g_{Vf} по формулам (3.5) — (3.7). Для радиационного распада $V \rightarrow P\gamma$ из (3.1) и (3.6) можно получить соотношение

$$M = g_{VP\gamma} / \sqrt{16\pi}, \quad (3.10)$$

что позволяет определить магнитные моменты конституэнтных кварков и проверить соотношения нерелятивистской кварковой модели для радиационных распадов.

Возможна также проверка соотношений МВД, поскольку эта модель позволяет установить связи между различными константами. В качестве примера рассмотрим диаграмму радиационного распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ (рис. 3,а), который на языке МВД проходит через промежуточное состояние ρ_L . К основной диаграмме с состоянием

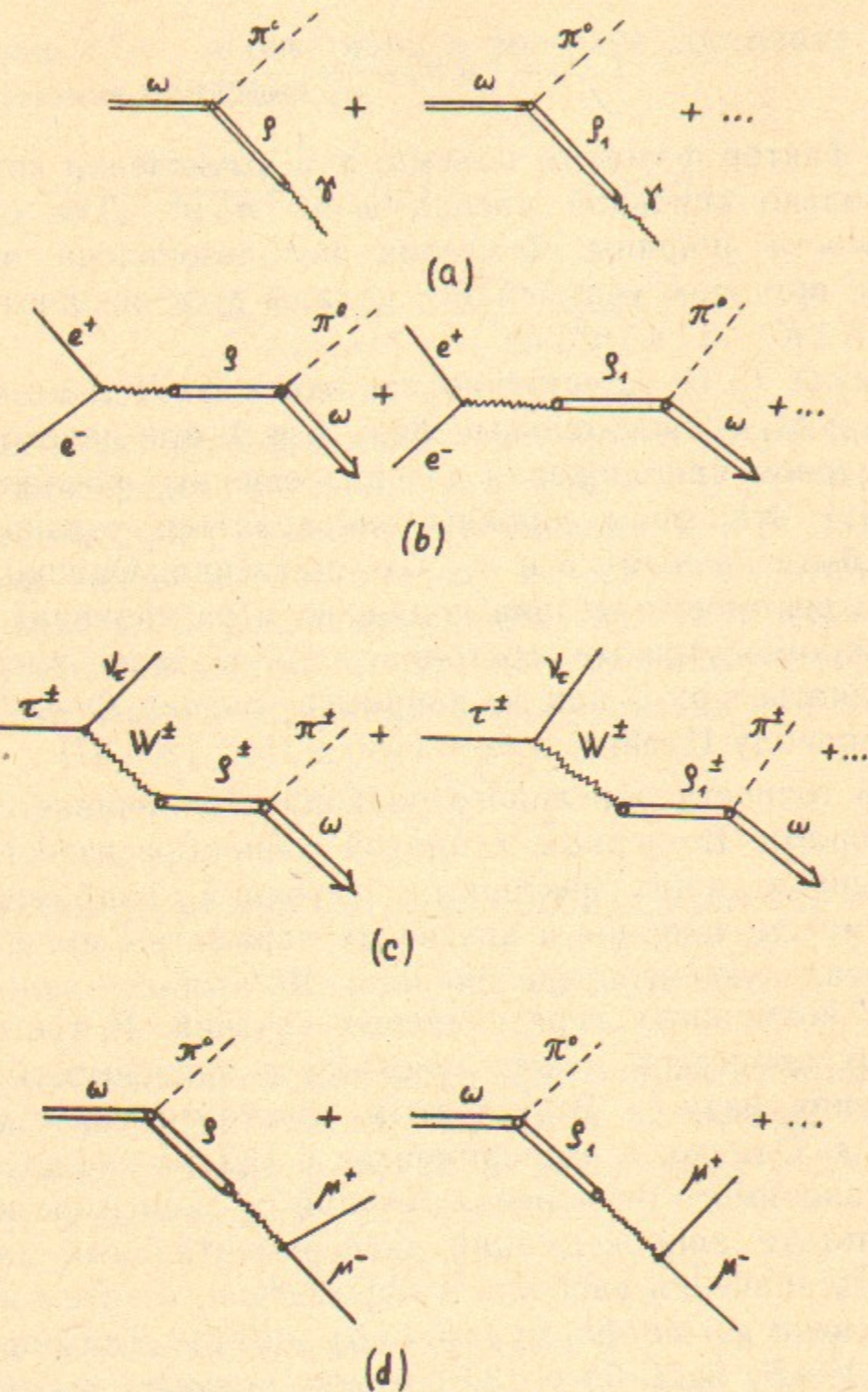


Рис. 3. Диаграммы процессов в модели векторной доминантности: (a) $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$; (b) $e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0$; (c) $\tau^\pm \rightarrow \nu, \omega \pi^\pm$; (d) $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$.

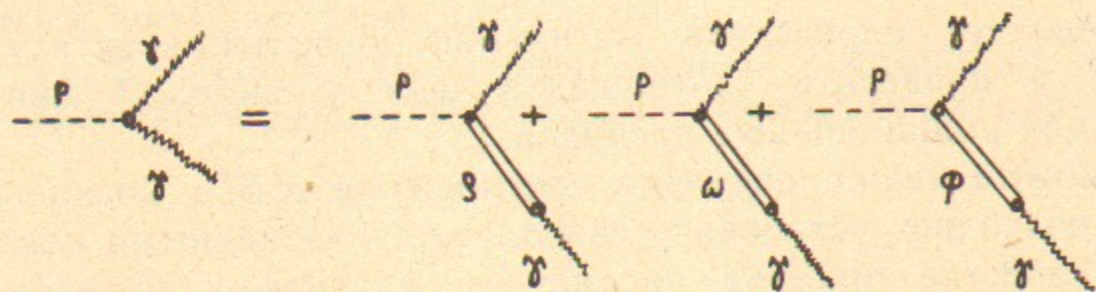


Рис. 4. Диаграммы двухфотонного распада псевдоскалярного мезона в модели векторной доминантности ($P = \pi^0, \eta, \eta'$).

$\rho(770)$ на рис. 3,а добавлены диаграммы, учитывающие возможные вклады радиальных возбуждений ρ -мезона. Необходимость учета хотя бы одного радиального возбуждения следует из ряда экспериментов [38—40]. Предложения о возможном существовании двух таких резонансов неоднократно появлялись при феноменологическом анализе экспериментальных данных [41, 42]. Диаграммы с теми же вершинами описывают процесс $e^+e^- \rightarrow \omega \pi^0$ (рис. 3,б), распад $\tau^\pm \rightarrow \nu, \pi^\pm \omega$ (рис. 3,с) и распад ω -мезона $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ (рис. 3,д). Исходя из диаграмм (рис. 3,а и в) можно получить соотношение

$$g_{\omega\pi\gamma} = \sqrt{4\pi\alpha} \left| \frac{g_{\rho\omega\pi}}{g_\rho} e^{i\delta_\rho} + \frac{g_{\mu\omega\pi}}{g_{\rho_1}} e^{i\delta_{\rho_1}} + \dots \right|^2. \quad (3.11)$$

В рамках МВД можно также связать константы $g_{VP\gamma}$ с двухфотонными ширинами псевдоскалярных мезонов. Диаграммы двухфотонного распада псевдоскаляра P приведены на рис. 4, откуда следует

$$\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha m_P^3}{16} \left| \frac{g_{\rho P\gamma}}{g_\rho} e^{i\delta_\rho} + \frac{g_{\omega P\gamma}}{g_\omega} e^{i\delta_\omega} + \frac{g_{\phi P\gamma}}{g_\phi} e^{i\delta_\phi} \right|^2, \quad (3.12)$$

здесь использованы те же обозначения, что и в (3.4).

Таким образом, измеренные величины ширин радиационных распадов можно использовать для проверки различных соотношений МВД и кварковой модели. Обсуждение радиационных распадов и их связь с двухфотонными ширинами псевдоскалярных мезонов мы продолжим в параграфе 3.6. Процессы, которые определяются вершиной $\omega\pi^0$, будут рассмотрены в параграфе 1.1 Части 2 данной работы.

3.2. Распады $\Phi \rightarrow \eta\gamma$ и $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma$ [25]

В экспериментах с НД распады $\Phi \rightarrow \eta\gamma$ и $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma$ изучались в реакциях

$$e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 3\gamma, \quad (3.13)$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma. \quad (3.14)$$

Фотоны отдачи здесь монохроматичны. Это позволяет осуществить разделение этих реакций между собой и подавить фон от основных фоновых процессов

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma \quad (\text{КЭД}), \quad (3.15)$$

$$e^+e^- \rightarrow \Phi \rightarrow K_S K_L \rightarrow \text{нейтралы.} \quad (3.16)$$

Для выделения искомым процессом были отобраны трехфотонные события, в которых с аппаратной точностью выполнялись законы сохранения энергии и импульса. Все эти события приведены на диаграмме Далитца (рис. 5, d). На рис. 5 приведены также

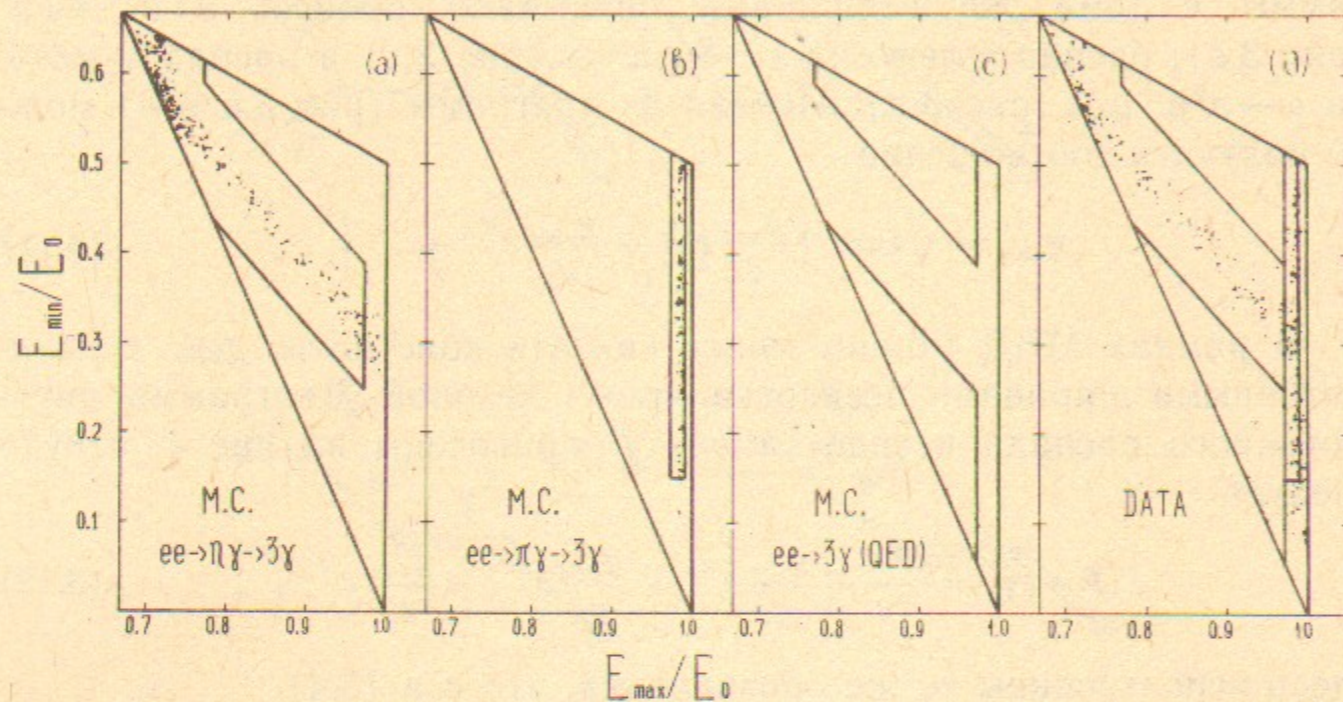


Рис. 5. Диаграммы Далитца по минимальной и максимальной энергиям фотона в трехфотонных событиях в районе Φ -мезона:
 E — энергия одного пучка ($2E_0 = (1. \div 1.04)$ ГэВ), a, b, c — моделирование, d — эксперимент.

моделированные методом Монте-Карло события реакций (3.13), (3.14) и (3.15). События радиационных распадов концентрируются вокруг линий, соответствующих энергиям фотонов отдачи. На диаграмме были выделены области, в которых доминируют реакции (3.13), (3.14) и (3.15) (рис. 5, a—c).

Для событий, отобранных в каждой из трех областей диаграммы (рис. 5, d), были построены энергетические зависимости сечений регистрации $\sigma_{vis}(s)$ (рис. 6), которые аппроксимировались по формулам (2.1) и (3.4). При этом учитывались вклады процесса (3.15) в области процессов (3.13) и (3.14), а также вклад процесса (3.13) в области процесса (3.14). Вклад ρ^0 и ω -мезонов определялся по табличным данным для вероятностей распадов ρ - и ω -мезонов [22] с использованием значений относительных фаз $\delta_\rho = 0^\circ$, $\delta_\omega = 155^\circ$. Последнее значение получено нами при изучении реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [20], оно согласуется с предыдущими измерениями [37].

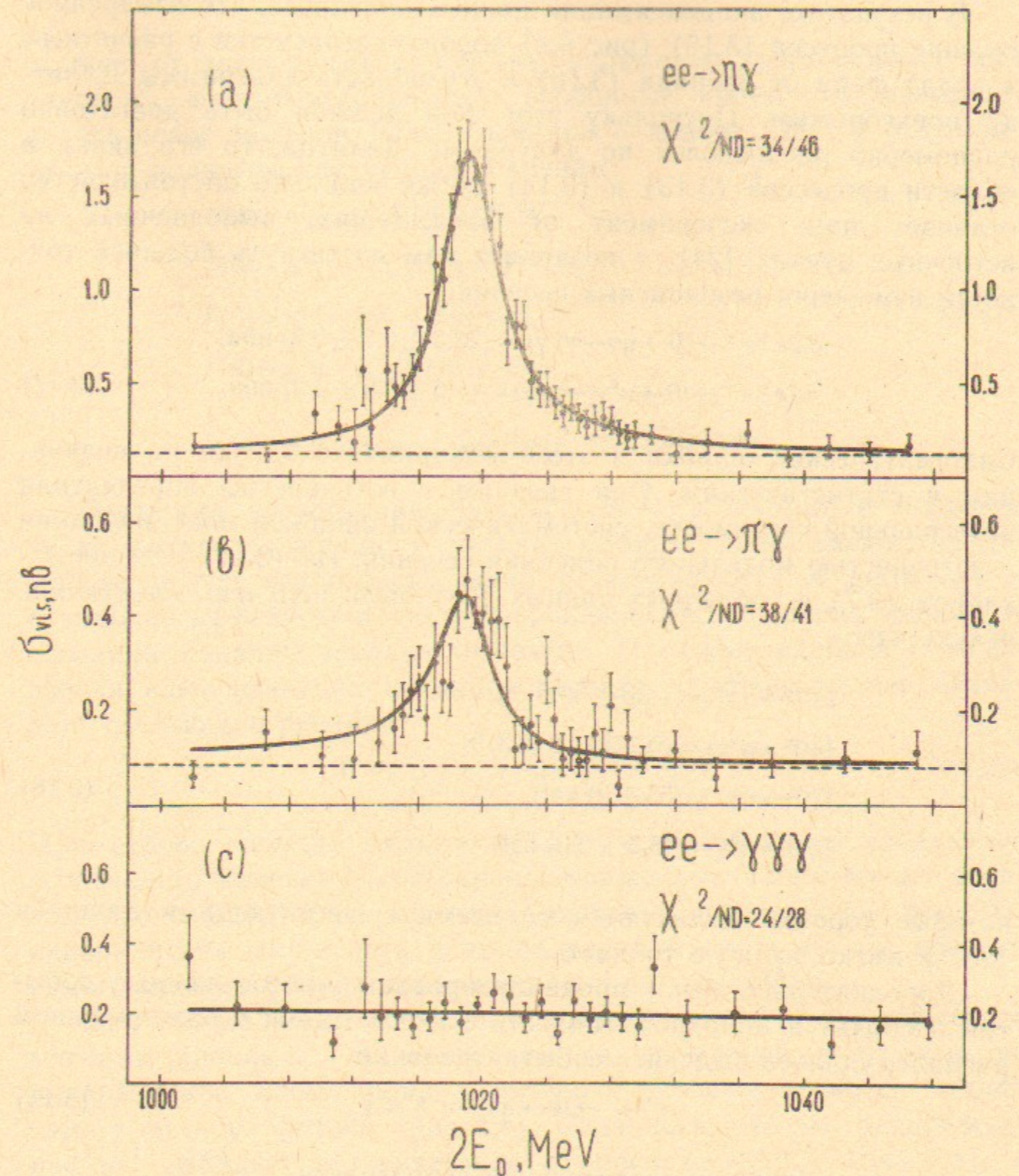


Рис. 6. Кривые возбуждения Φ -мезона, построенные по событиям из разных областей диаграммы Далитца:
 сплошные линии — оптимальные кривые, штриховая линия — вклад фона от процесса трехфотонной аннигиляции.

В результате аппроксимации данных оказалось, что измеренное сечение процесса (3.15) (рис. 6,с) хорошо согласуется с расчетным и вклад фона от распада (3.16) в эту область диаграммы Далитца пренебрежим. Поскольку этот фон должен быть достаточно равномерно распределен по диаграмме Далитца, то его вклад в области процессов (3.13) и (3.14) также мал. Это обстоятельство отличает наш эксперимент от предыдущих, выполненных на встречных пучках [24], и позволяет нам достигнуть большей точности измерения резонансных сечений:

$$\begin{aligned}\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \Phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma) &= (22.3 \pm 0.7 \pm 0.9) \text{ нбн}, \\ \sigma_0(e^+e^- \rightarrow \Phi \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma) &= (5.6 \pm 0.5 \pm 0.3) \text{ нбн}.\end{aligned}\quad (3.17)$$

Систематические ошибки в этом эксперименте близки по величинам к статистическим. Они связаны с неточностью определения интегральной светимости, систематической ошибкой моделирования и неточностью модельного описания сечений. Из (3.17) с использованием (3.7) и табличных данных [22] были получены следующие результаты:

$$\begin{aligned}B(\Phi \rightarrow \eta\gamma) &= (1.30 \pm 0.06) \%, \\ B(\Phi \rightarrow \pi^0\gamma) &= (0.130 \pm 0.013) \%, \\ \Gamma(\Phi \rightarrow \eta\gamma) &= (55 \pm 3) \text{ кэВ}, \\ \Gamma(\Phi \rightarrow \pi^0\gamma) &= (5.5 \pm 0.6) \text{ кэВ},\end{aligned}\quad (3.18)$$

которые хорошо согласуются со всеми существующими данными [23] и имеют лучшую точность.

Дополнительно были проанализированы многофотонные события. Используя монохроматичность фотона отдачи в радиационном распаде, удалось выделить события реакции

$$e^+e^- \rightarrow \Phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0\gamma \quad (3.19)$$

и получить величину относительной вероятности

$$B(\Phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.4 \pm 0.2) \%, \quad (3.20)$$

которая находится в согласии с (3.18).

Позже при анализе данных НД по радиационным распадам ρ^0 - и ω -мезонов [27] была проведена «глобальная» аппроксимация сечения регистрации реакций $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в области энергий $2E = (0.50 \div 1.05) \text{ ГэВ}$, включающей ρ^0 -, ω - и Φ -мезоны. В

отличие от предыдущей обработки, параметры радиационных распадов ρ^0 -, ω - и Φ -мезонов были свободные, кроме того, использовалось новое значение полной ширины ω -мезона [28]. В результате были получены следующие величины:

$$\begin{aligned}B(\Phi \rightarrow \eta\gamma) &= (1.30 \pm 0.07) \%, \\ B(\Phi \rightarrow \pi^0\gamma) &= (0.123 \pm 0.014) \%, \\ \Gamma(\Phi \rightarrow \eta\gamma) &= (55 \pm 3.2) \text{ кэВ}, \\ \Gamma(\Phi \rightarrow \pi^0\gamma) &= (5.2 \pm 0.6) \text{ кэВ}.\end{aligned}\quad (3.21)$$

3.3. Поиск распада $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$ [26]

Трудность регистрации процесса $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$ состоит в большом числе каналов распада η' -мезона, которые либо имеют низкую относительную вероятность, либо регистрируются в детекторе с невысокой эффективностью и сопровождаются большим фоном от основных каналов распада Φ -мезона. Наиболее удобной с точки зрения идентификации искомого распада в нашем случае оказалась следующая реакция:

$$\Phi \rightarrow \eta'\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma\gamma. \quad (3.22)$$

При отборе событий реакции (3.22) использовались следующие особенности конечного состояния: заряженные пионы имеют энергию около 200 МэВ и останавливаются в первом слое NaI(Tl), инвариантная масса двух фотонов равна массе η -мезона, энергия самого мягкого фотона приблизительно равна 60 МэВ.

Для поиска искомого распада выделялись $\pi^+\pi^-\gamma\gamma\gamma$ -события с мягкими пионами, они приведены на двумерной диаграмме по инвариантной массе пары энергичных фотонов и массе отдачи самого мягкого фотона (рис. 7,в). Оказалось, что это распределение не совпадает с ожидаемым от распада (3.22) (рис. 7,а), а определяется вкладами распадов $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\Phi \rightarrow K_S K_L$ и $\Phi \rightarrow \eta\gamma$. Поэтому для его вероятности был установлен верхний предел:

$$B(\Phi \rightarrow \eta'\gamma) < 4.6 \cdot 10^{-4} (90\% \text{ с.л.}). \quad (3.23)$$

Кроме того, была осуществлена попытка обнаружить процесс (3.22) по событиям с двумя заряженными частицами и двумя фотонами, в которых фотон отдачи не попал в калориметр или слился с энергичными фотонами в событии. Дополнительно был

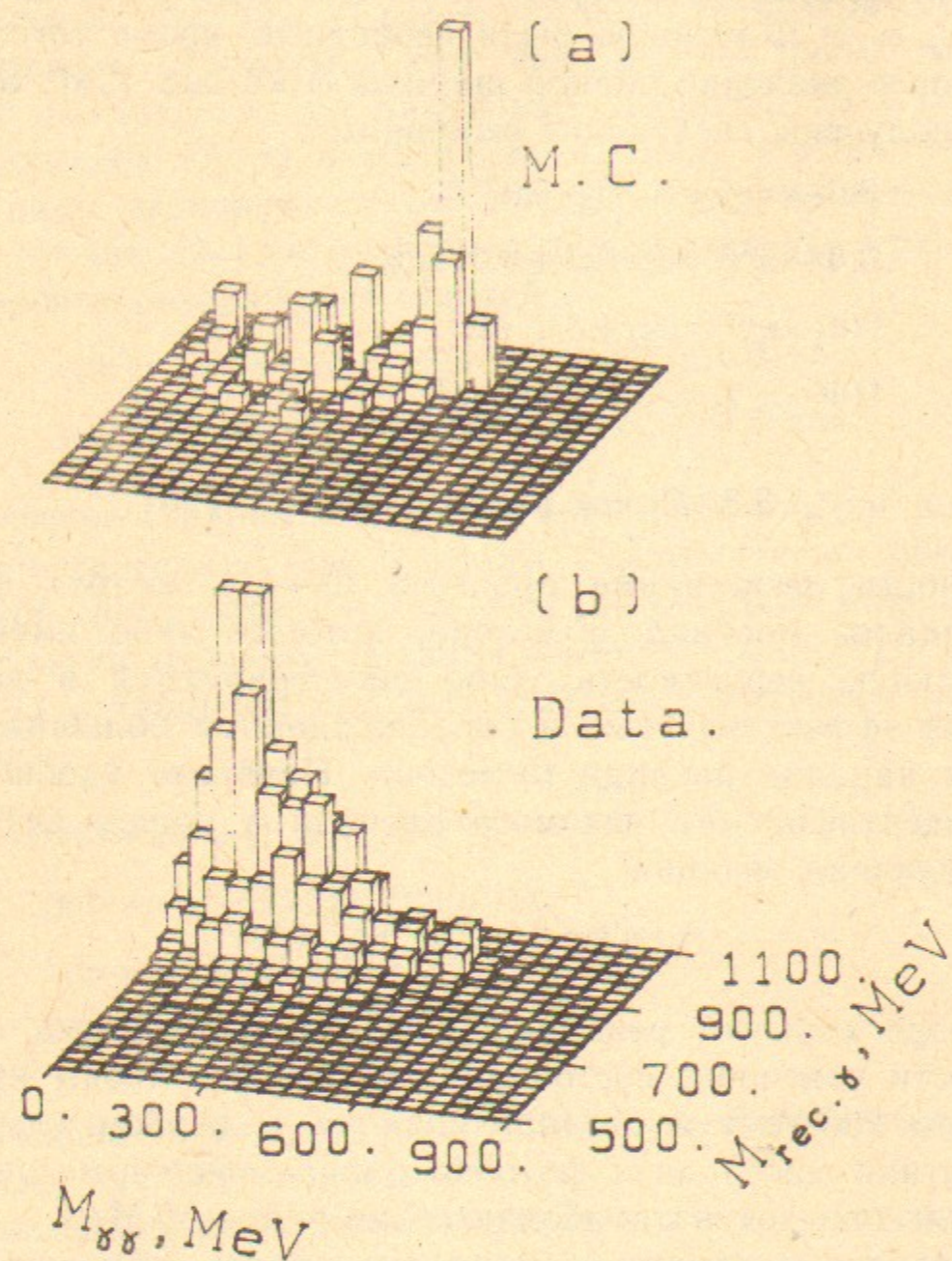


Рис. 7. Распределение $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ событий по массе отдачи самого мягкого фотона и по инвариантной массе двух других фотонов при поиске распада $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$:
a — моделирование, *b* — эксперимент.

проведен также поиск распада $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$ в канале распада с четырьмя заряженными частицами и более чем одним фотоном. Совместное использование всех вариантов обработки позволило установить несколько более низкий предел:

$$B(\Phi \rightarrow \eta'\gamma) < 3.9 \cdot 10^{-4} (90\% \text{ c.l.}). \quad (3.24)$$

Этот предел установлен впервые. Он близок к ожидаемой величине относительной вероятности (табл. 1), однако еще не противоречит ни одному из известных теоретических предсказаний.

3.4. Распады $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ и $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ [27]

Распады ω - и ρ -мезонов по каналу $\pi^0\gamma$ изучались в трехфотонном конечном состоянии в реакции (3.14). Область энергии, в которой проводился данный эксперимент, $2E = (0.5 \div 1.0)$ ГэВ значительно шире, чем в эксперименте по изучению распада $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma$, поэтому диаграмма Далитца строилась по массам отдачи фотонов (рис. 8). Следует отметить, что в зависимости от s сдвигаются границы разрешенной области на диаграмме и меняется плотность распределения фона от событий трехквантовой аннигиляции (3.15). Наблюдаемое сечение фонового процесса (3.15) хорошо согласуется с расчетным (рис. 9,а). Адронный фон и фон от реакции (3.13) в этом эксперименте оказались пренебрежимо малыми. Сечение регистрации аппроксимировалось по формулам (2.1) и (3.4), последняя была несколько модифицирована для того, чтобы явным образом учесть электромагнитный переход $\omega \rightarrow \rho^0$ [43]. С этой целью в (3.4) амплитуда A_ω была заменена на A'_ω

$$A'_\omega = A_\omega(1 + A_{\rho\omega}),$$

$$A_{\rho\omega} = \sqrt{\frac{\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)}} \cdot \frac{2\xi e^{i\psi} m_\omega}{m_\rho^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_\rho(s)}, \quad (3.25)$$

где ξ , ψ — модуль и фаза ω - ρ смешивания, они были взяты из экспериментальных данных по распаду $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$: $\xi = 2.3$ МэВ, $\psi = 0^\circ$ [38]. Отметим, что этот учет амплитуды $A_{\rho\omega}$ приводит к изменению величины $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ на 2%. При аппроксимации использовались табличные данные [44] и значение ширины ω -мезона из [28]. Были включены также данные нашего эксперимента по изучению радиационных распадов Φ -мезона [25], который обсуждался в параграфе 3.2. Фаза δ_ρ из (3.4) была свободным

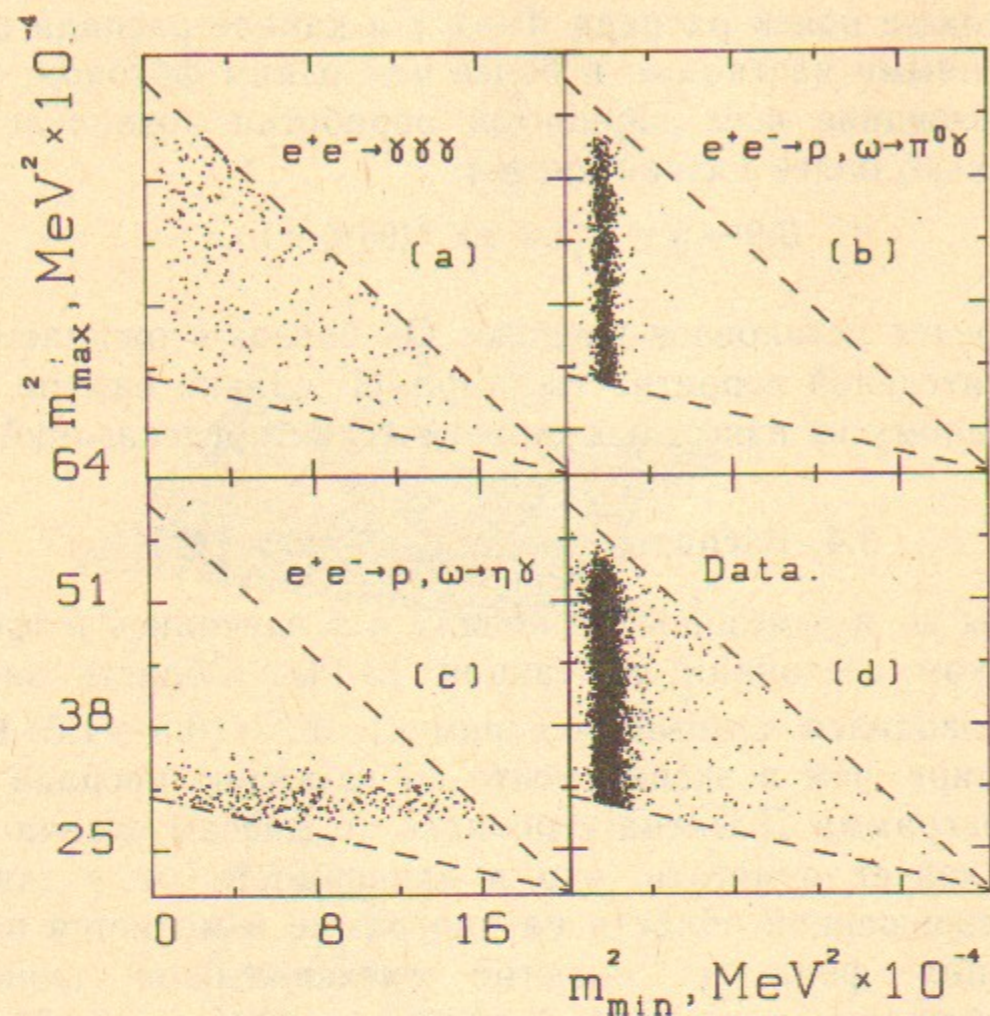


Рис. 8. Диаграммы Далитца для трехфотонных событий по квадратам наибольшей и наименьшей масс отдачи фотонов: интервал энергии накопителя $2E = (779 \div 785)$ МэВ; *a, b, c* — моделирование, *d* — эксперимент.

параметром, значение фазы $\delta_\rho = (155 \pm 15)^\circ$ было взято из работ по изучению реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [20, 37].

Существенная особенность этого эксперимента состоит в довольно сложной интерференции ρ^0 - и ω -мезонов в изучаемой реакции (3.14). Поэтому были проведены три следующие аппроксимации экспериментальных данных, по-разному учитывающие вклады ρ^0 - и ω -мезонов:

- 1) один ω -мезон;
- 2) ω - и ρ^0 -мезоны с конструктивной интерференцией, $\delta_\rho \sim 0^\circ$;
- 3) ω - и ρ^0 -мезоны с деструктивной интерференцией, $\delta_\rho \sim 180^\circ$.

Результаты аппроксимации для всех трех вариантов приведены в табл. 4. Систематическая ошибка сечений в табл. 4 учитывает погрешность определения эффективности регистрации, светимости накопителя, а также точность вычитания нерезонансного фона.

Рассмотрим подробнее энергетическую зависимость сечений для

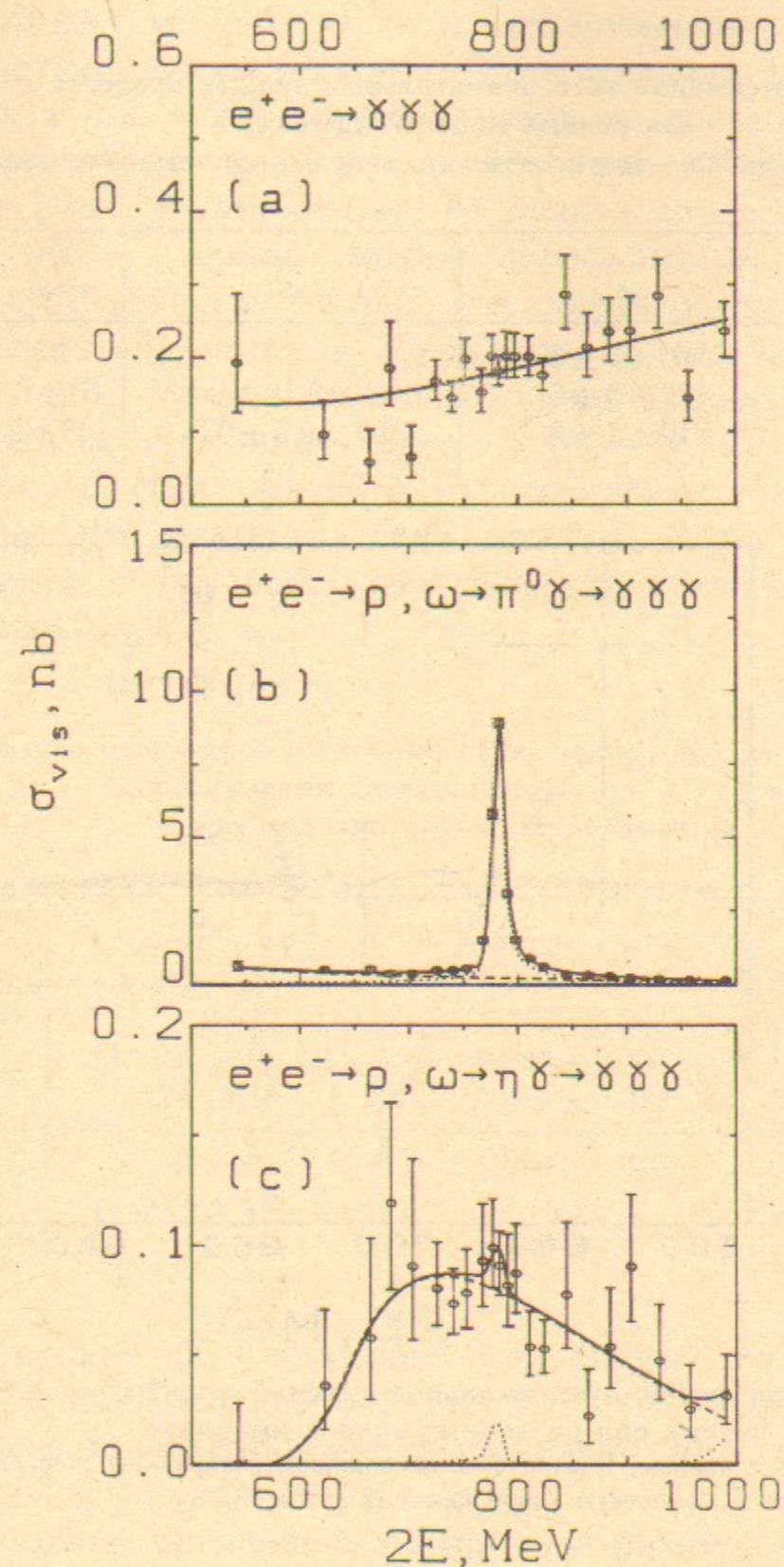


Рис. 9. Наблюдаемые сечения трехфотонных событий в различных областях диаграммы Далитца: сплошные линии — оптимальные кривые, штриховые — вклад процесса трехквантовой аннигиляции, пунктирные линии — вклады радиационных распадов ρ^0 и ω -мезонов.

Таблица 4

Результаты аппроксимации экспериментальных данных процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ для разных моделей процесса.

Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

| Модель | $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0\gamma)$, нб | $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma)$, нб | δ_ρ , град. | χ^2/n_D |
|--------------------|---|---|--------------------------|--------------|
| 1. ω | $176 \pm 5 \pm 6$ | 0 | 0 | 92/91 |
| 2. $\omega + \rho$ | $152 \pm 5 \pm 5$ | $0.88 \pm 0.18 \pm 0.12$ | 10 ± 6 | 61/89 |
| 3. $\omega - \rho$ | $240 \pm 7 \pm 8$ | $6.0 \pm 0.5 \pm 0.6$ | 168 ± 2 | 61/89 |

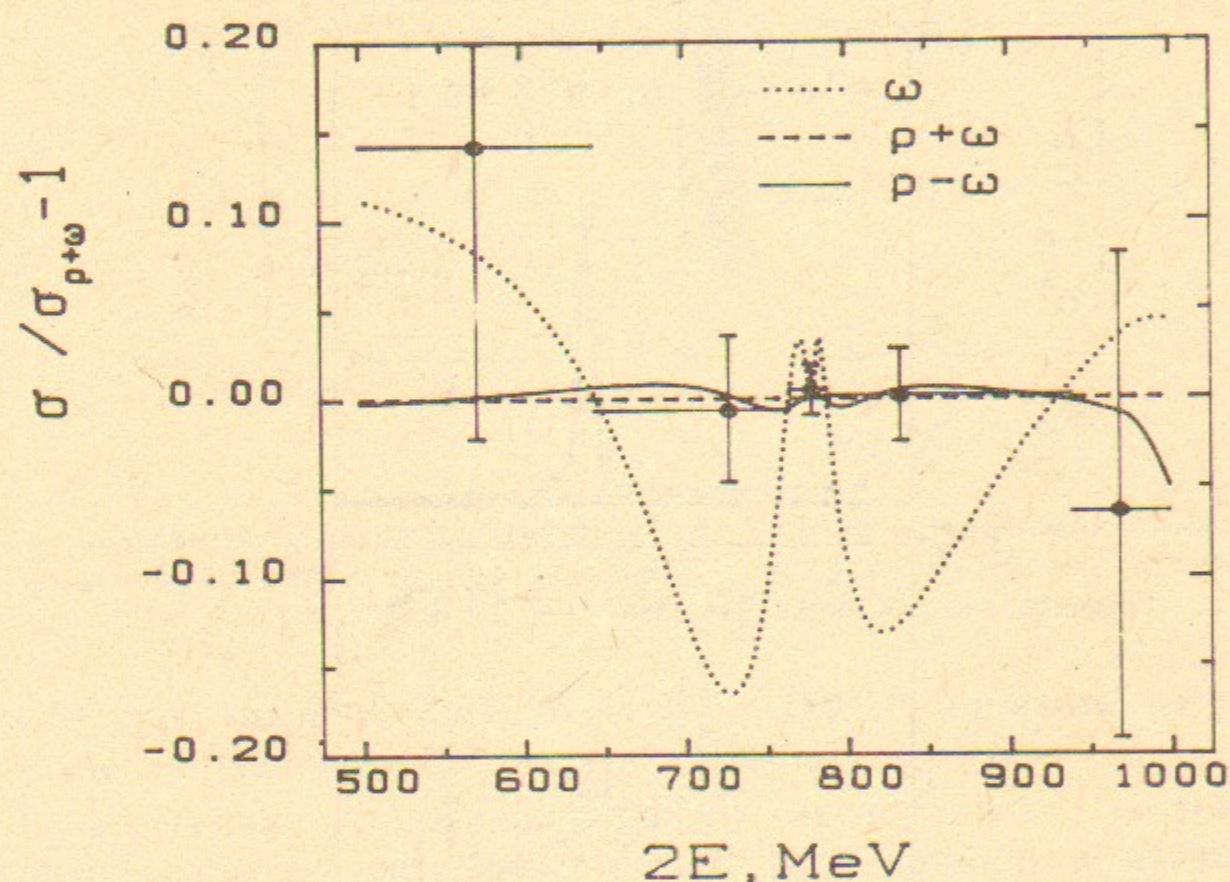


Рис. 10. Относительная разница оптимальных сечений процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$, полученных при различных аппроксимациях: точки — экспериментальные данные, усредненные по большим интервалам энергии, кривые — результаты аппроксимаций (табл. 4).

этих трех аппроксимаций. На рис. 10 показано отношение расчетных сечений регистрации для 1-й и 2-й аппроксимаций и 3-й и 2-й аппроксимаций, приведено также отношение наших экспериментальных данных, слитых в пять интервалов по энергии, и сечения, полученного во 2-й аппроксимации. Из рис. 10 видно, что лучшее согласие с экспериментальными данными имеют аппроксимации 2 и 3, учитывающие ρ^0 -мезон. Кривая, соответствующая 1-й аппрок-

симации, отстоит от двух из пяти экспериментальных точек, более чем на 3 стандартных ошибки. Относительная разница сечений, полученных в 3-й и 2-й аппроксимациях не превышает 2%. Таким образом, анализируя форму кривой на рис. 10 можно установить, что распад $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ существует, но нельзя определить относительную фазу этого распада. Выбор фазы был осуществлен путем сравнения с результатами работ, выполненных другими методами.

В работах [45] методом Примакова измерена ширина распадов $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\gamma$. В МВД в силу изотопической инвариантности они должны быть равны ширине распада $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$. Результаты аппроксимации данных НД с фазой $\delta_\rho \sim 0^\circ$ согласуются с данными работ [45] в пределах статистических ошибок (табл. 5), а в случае аппроксимации с фазой $\delta_\rho \sim 180^\circ$ разница превышает 6 стандартных отклонений.

Таблица 5

Сравнение параметров ρ^0 - и ω -мезонов, полученных из результатов аппроксимаций данных процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$, с результатами других экспериментов

| Модель | $\Gamma(\rho \rightarrow \pi^0\gamma)$, кэВ | $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) / B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ | Эксперимент |
|--------------------|--|---|-------------|
| 1. ω | 0 | 0.115 ± 0.008 | |
| 2. $\omega + \rho$ | 121 ± 31 | 0.099 ± 0.007 | НД [27] |
| 3. $\omega - \rho$ | 824 ± 116 | 0.157 ± 0.011 | — |
| | 69 ± 8 | 0.090 ± 0.010 | PDG [23] |
| | 59.8 ± 4.0 | — | [45] |
| | — | 0.089 ± 0.013 | [46] |

Другое сравнение проводилось для данных по распаду $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. Для этого использовалась одна из наиболее точных работ среди экспериментов с фиксированной мишенью [46]. В этом эксперименте ω -мезоны рождались в реакции $\pi^-p \rightarrow \omega n$, тогда $\rho - \omega$ -интерференцией можно пренебречь по причине разных механизмов рождения ρ - и ω -мезонов. Результаты аппроксимации данных НД с фазой $\delta_\rho \sim 0^\circ$ согласуются с данными работы [46] (табл. 5), а такие же результаты с фазой $\delta_\rho \sim 180^\circ$ отличаются на четыре стандартных отклонения.

Существует еще один аргумент в пользу конструктивной $\rho - \omega$ -интерференции. Поскольку амплитуда электромагнитного $\rho - \omega$ -смешивания $A_{\rho\omega}$ учтена в формуле (3.25) в явном виде, то

параметр δ_ρ должен быть равен либо 0 либо 180° . Полученное во 2-й аппроксимации значение δ_ρ статистически согласуется с 0° (табл. 4), а значение δ_ρ из 3-й аппроксимации на 6 стандартных отклонений отличается от 180° .

В соответствии с вышесказанным, окончательные результаты были получены из аппроксимации 2 с конструктивной интерференцией:

$$\begin{aligned} B(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) &= 0.089 \pm 0.006, \\ B(\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma) &= (7.9 \pm 2.0) \cdot 10^{-4}, \\ \Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) &= 746 \pm 51 \text{ кэВ}, \\ \Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma) &= 121 \pm 31 \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Здесь указаны суммарные ошибки, учитывающие как статистическую, так и систематическую погрешности.

Полученная величина вероятности $B(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)$ хорошо согласуется с среднемировым значением [23], ее погрешность меньше в полтора раза. Величина $B(\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma)$ измерена впервые. Полученная на НД величина менее чем на два стандартных отклонения превосходит величины $B(\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma)$, измеренные по эффекту Примакова [45], что можно считать хорошим согласием. В результате анализа данных приведены существенные аргументы в пользу конструктивной интерференции амплитуд ρ^0 - и ω -мезонов в распаде на $\pi^0 \gamma$, что еще раз показывает, что МВД и кварковая модель хорошо описывают рождение и распад векторных мезонов в e^+e^- -аннигиляции.

3.5. Распады $\omega \rightarrow \eta \gamma$ и $\rho \rightarrow \eta \gamma$ [27]

Для изучения радиационных распадов $\omega \rightarrow \eta \gamma$ и $\rho \rightarrow \eta \gamma$ оказалось удобно использовать реакцию

$$e^+e^- \rightarrow \eta \gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma \rightarrow 7\gamma. \quad (3.27)$$

Другие известные распады ρ - и ω -мезонов не дают многофотонных событий, поэтому предполагается что процесс (3.27) является их единственным источником.

Как правило, при регистрации событий часть фотонов искомой реакции (3.27) теряется. Это связано с ограниченным телесным углом калориметра, слиянием ливней и порогом регистрации ливня 25 МэВ. При рассмотрении событий с числом фотонов меньше пяти

оказывается существенным фон от доминирующего в этой области энергий нейтрального распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ и от процесса 4-квантовой аннигиляции [47]. Поэтому рассматривались события, в которых зарегистрировано 5 и более фотонов. На рис. 11 показан спектр

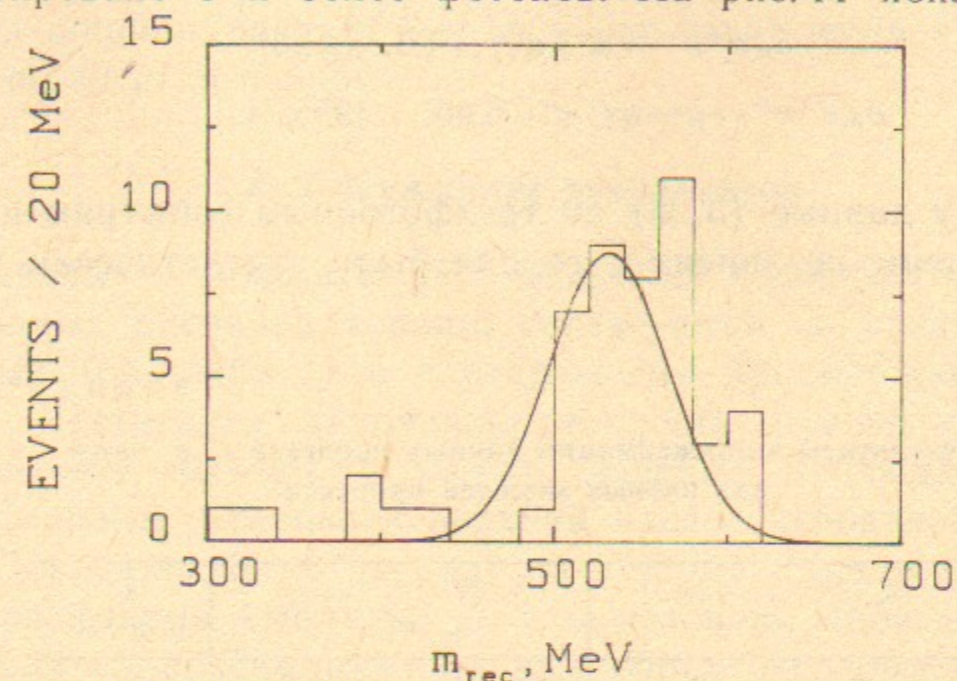


Рис. 11. Спектр масс отдачи самого энергичного фотона в многофотонных событиях при $2E = (0.7 \div 1.0)$ ГэВ: гистограмма — эксперимент, сплошная линия — моделирование.

масс отдачи самого энергичного фотона для экспериментальных и моделированных событий. Положение пика совпадает с массой η -мезона. Распределение экспериментальных событий хорошо согласуется с ожидаемым. Распределения по поперечному импульсу, полному энергосодержанию и спектрам других фотонов так же не противоречат ожидаемому. Это позволяет считать, что все отобранные события принадлежат процессу (3.27).

При аппроксимации наблюдаемого сечения по формулам (2.1) и (3.4) были включены данные работы [25] для учета вклада Φ -мезона. Использовались табличные значения параметров частиц [44] и величина ширины ω -мезона из работы [28]. Фаза δ_ϕ полагалась равной 180° . Были проведены две аппроксимации в предположении конструктивной и деструктивной интерференции ρ^0 - и ω -мезонов (табл. 6). Оптимизация данных в предположении отсутствия распада $\rho \rightarrow \eta \gamma$ не проводилась, поскольку в данной области энергии отсутствуют многофотонные фоновые процессы, которые могли бы объяснить наличие наблюдаемого сечения $e^+e^- \rightarrow \eta \gamma$.

Дополнительно был проведен анализ трехфотонного конечного состояния, однако большой фон от основных трехфотонных про-

цессов (3.14) и (3.15) значительно осложнил выделение событий искомой реакции (3.13). При аппроксимации энергетической зависимости сечения регистрации (рис. 9,с) были получены следующие значения свободных параметров:

$$\begin{aligned} \sigma_0(e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \eta\gamma) &= 1.1_{-0.8}^{+1.2} \text{ нб}, \\ \sigma_0(e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \eta\gamma) &< 0.6 \text{ нб}, \quad (95\% \text{ с.л.}) \end{aligned} \quad (3.28)$$

Поскольку данные (3.28) по трехфотонным событиям и данные табл. 6 получены независимо, то они были статистически усреднены.

Таблица 6

Результаты аппроксимации данных процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ для разных моделей процесса

| Модель | $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \eta\gamma)$, нб | $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \eta\gamma)$, нб | δ_ρ град. |
|--------------------|--|--|------------------------|
| 1. $\omega + \rho$ | 0.45 ± 0.12 | 1.2 ± 0.5 | -17 ± 19 |
| 2. $\omega - \rho$ | 0.81 ± 0.16 | 6.0 ± 0.9 | 168 ± 6 |

В результате были получены два следующих набора параметров:

1) $\delta_\rho = (-17 \pm 19)^\circ$

$$\begin{aligned} B(\omega \rightarrow \eta\gamma) &= (7.3 \pm 2.9) \cdot 10^{-4}, \\ B(\rho \rightarrow \eta\gamma) &= (4.0 \pm 1.1) \cdot 10^{-4}, \\ \Gamma(\omega \rightarrow \eta\gamma) &= (6.1 \pm 2.5) \text{ кэВ}, \\ \Gamma(\rho \rightarrow \eta\gamma) &= (62 \pm 17) \text{ кэВ}; \end{aligned} \quad (3.29)$$

2) $\delta_\rho = (168 \pm 6)^\circ$

$$\begin{aligned} B(\omega \rightarrow \eta\gamma) &= (3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}, \\ B(\rho \rightarrow \eta\gamma) &= (7.3 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}, \\ \Gamma(\omega \rightarrow \eta\gamma) &= (29.4 \pm 4.7) \text{ кэВ}, \\ \Gamma(\rho \rightarrow \eta\gamma) &= (111 \pm 22) \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (3.30)$$

В этом случае выбрать единственное решение на основании экспериментальных данных невозможно, так как мала статистика. По-видимому, решение с деструктивной интерференцией следует отбросить, как противоречащее кварковой модели, подтверждае-

мой всеми остальными данными по радиационным распадам.

Величины вероятностей и ширин (3.29) и (3.30) подтверждают результаты единственного предыдущего их измерения в экспериментах по дифракционному фоторождению $\eta\gamma$ [48]. Точность измерения ширины распада $\omega \rightarrow \eta\gamma$ у нас выше из-за лучшего разрешения по энергии пучков.

3.6. Обсуждение результатов

Полученные с помощью НД величины вероятностей и ширин радиационных распадов хорошо согласуются со среднемировыми значениями (см. табл. 1) и с отдельными предыдущими экспериментами. Достигнута наилучшая точность измерения распадов $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, $\Phi \rightarrow \eta\gamma$, $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma$ и $\omega \rightarrow \eta\gamma$, впервые наблюдался распад $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$, впервые установлен верхний предел вероятности распада $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$. Показано, что в распаде на $\pi^0\gamma$ имеет место конструктивная интерференция амплитуд ρ - и ω -мезонов. Проведенная нами «глобальная аппроксимация» данных обоих экспериментов [25] и [27] показала, что МВД хорошо описывает совокупность данных по реакциям $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в диапазоне энергий ρ -, ω -, Φ -мезонов.

Полученные новые результаты позволяют провести детальную проверку теоретических положений. Совокупность существующих данных по радиационным распадам легких векторных мезонов и магнитным моментам барионов, состоящих из кварков u , d , s , качественно верно описывается нерелятивистской кварковой моделью.

Величины магнитных моментов барионов приведены в табл. 7, там же приведены выражения для этих моментов через магнитные моменты кварков. Магнитные моменты протона, нейтрона и Λ^0 -гиперона измерены с очень высокой точностью. Используя их значения, можно найти магнитные моменты кварков и их отношения:

$$\begin{aligned} \mu_d &= -0.972, \\ \mu_u/\mu_d &= -1.905, \\ \mu_s/\mu_d &= 0.632, \end{aligned} \quad (3.31)$$

а затем вычислить магнитные моменты других барионов (табл. 7).

Таблица 7

Экспериментальные данные и результаты расчетов магнитных моментов барионов

| Барион | Магнитный момент, яд. магнетон | Эксперимент, яд. магнетон | Расчет, яд. магн |
|------------|--------------------------------|--------------------------------------|------------------|
| p | $(4\mu_u - \mu_d)/3$ | 2.7928444 | — |
| n | $(4\mu_d - \mu_u)/3$ | -1.9130431 | — |
| Λ | μ_s | -0.6138 ± 0.0047 | — |
| Σ^+ | $(4\mu_u - \mu_s)/3$ | 2.38 ± 0.02 2.479 ± 0.025 | 2.67 |
| Σ^- | $(4\mu_d - \mu_s)/3$ | -1.166 ± 0.027 | -1.09 |
| Σ^0 | $(2\mu_u + 2\mu_d - \mu_s)/3$ | | 0.79 |
| Ξ^- | $(4\mu_s - \mu_d)/3$ | -0.69 ± 0.04 | -0.49 |
| Ξ^0 | $(4\mu_s - \mu_u)/3$ | -1.250 ± 0.014 | -0.44 |

Современная точность измерений магнитных моментов достаточно высока, и разница между предсказаниями нерелятивистской кварковой модели и результатами эксперимента 10—20% составляет в некоторых случаях много стандартных отклонений. Очевидно, что кварковая модель нуждается в уточнении. Предлагается большое число попыток модификации модели (см., например, [10, 29—32] и библиографию этих работ). Суть модификаций модели сводится к введению эффективных магнитных моментов кварков, возникающих из-за взаимодействия кварков внутри барионов. Общим недостатком всех этих работ является появление дополнительных свободных параметров.

Что касается радиационных распадов, то существенной трудностью модели является неясность, связанная с величинами интегралов перекрытия, которые используются в (3.2). До сих пор эти интегралы не удалось вычислить и они остаются феноменологическими параметрами модели. В третьем столбце табл. 1 мы приводим результаты расчетов радиационных ширин по формулам табл. 3, используя минимальный вариант модели, когда все интегралы перекрытия равны, а их величина была определена исходя из полученного нами значения $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)$ (3.26). При расчете использовались значения магнитных моментов кварков (3.31) и углы смешивания из табл. 2 $\alpha_V = 3.2^\circ$, $\alpha_P = -56.3^\circ$. Как видно из табл. 1, экспериментальные значения $\Gamma(K^{\pm*} \rightarrow K^\pm \gamma)$ и $\Gamma(\Phi \rightarrow \eta \gamma)$ примерно на три стандартных отклонения отличаются от результатов такого расчета, остальные находятся в очень хорошем согла-

нии. Отметим, что отклонения имеют место для мезонов, содержащих s -кварки.

Нами был проведен ряд аппроксимаций экспериментальных данных с целью определения оптимальных значений параметров нерелятивистской кварковой модели для радиационных распадов. В случае, когда аппроксимировались только данные НД, с хорошей точностью определялся угол смешивания α_V , и заметно хуже определен угол α_P (табл. 2), отношения магнитных моментов находятся в согласии как (3.31) так и с другими аппроксимациями, но имеют значительно большие ошибки. При аппроксимации данных НД совместно с другими данными по радиационным распадам было получено

$$\begin{aligned} \mu_u/\mu_d &= -(1.91 \pm 0.07), \\ \mu_s/\mu_d &= (0.75 \pm 0.04), \\ \alpha_V &= (3.4 \pm 0.2)^\circ, \\ \alpha_P &= (-55 \pm 2)^\circ, \\ \chi^2/n_D &= 15/11. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Из результатов аппроксимации (3.32) были вычислены значения ширин радиационных распадов (табл. 1, четвертый столбец), откуда следует, что нерелятивистская кварковая модель хорошо описывает экспериментальные данные в предположении равенства всех интегралов перекрытия. Отличие отношения μ_s/μ_d в (3.31) и (3.32) составляет три стандартных отклонения, оно может быть объяснено как разницей масс конститuentных кварков в барионах и мезонах, так и отличием интегралов перекрытия для мезонов, содержащих разное число s -кварков. С целью поиска более точного описания интегралов перекрытия была проведена дополнительная аппроксимация данных с учетом отдачи согласно [10, 49]

$$I_{VP}^2 = I_0^2 \cdot E_P/m_V. \quad (3.33)$$

В этом случае оказалось, что $\chi^2/n_D = 53/11$, т. е. такой учет отдачи неудовлетворителен, следовательно, более предпочтительно предположение о равенстве всех интегралов перекрытия.

Результаты всех наших аппроксимаций подтверждают, что для векторных мезонов угол смешивания α_V близок к значению следующему из квадратичной массовой формулы. Угол смешивания α_P , в свою очередь, близок к значению, которое дает линейная массо-

вая формула, и на которое указывают результаты экспериментов по измерению двухфотонных ширин π^0 , η , η' , (см., например, [33]).

Одной из проверок МВД и кварковой модели является сравнение данных по двухфотонным ширинам псевдоскалярных мезонов с расчетом по формуле (3.12) (табл. 1). Для этого использовались параметры кварковой модели (3.32) и соотношение (3.10). Экспериментальные значения ширин π^0 и η' -мезонов хорошо согласуются с таким расчетом, а экспериментальное значение ширины η -мезона расходится. Это расхождение, вероятно, имеет ту же природу, что и разница магнитных моментов s -кварка в (3.31) и (3.32). Хотя и нельзя исключить другие объяснения, например, связанные с возможным вкладом диаграмм, которые не учтены на рис. 4 и в формуле (3.10). Возможно также, что учет вклада глюония [50] позволит лучше описать имеющиеся экспериментальные данные.

Дальнейшее повышение точности измерения радиационных распадов позволит выяснить природу существующих еще расхождений данных эксперимента и теории. Для более качественного анализа данных необходимы новые теоретические исследования нерелятивистской кварковой модели, в частности, вычисление интегралов перекрытия, или определение волновых функций кварков и глюонов в мезонах.

4. РЕДКИЕ РАСПАДЫ ρ -, ω -, Φ -МЕЗОНОВ

Высокая интегральная светимость в экспериментах с НД позволила провести поиск редких распадов легких векторных мезонов. Естественно, большое внимание было уделено поиску распадов с нейтральными частицами в конечном состоянии, однако, используя e/π -разделение мы получили результаты и по смешанным распадам с заряженными и нейтральными частицами. Впервые наблюдался распад $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ [51], был установлен верхний предел на вероятность распада $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ [52]. Было также проведено второе измерение чисто заряженного распада $\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [19]. Особые методы анализа данных были применены при изучении распадов $\Phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ [53] и $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, $\Phi \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ [54].

Также впервые был проведен поиск электрических дипольных переходов $V \rightarrow S \gamma$ [26, 27, 51, 55], где S — скалярное, либо тензорное состояние. В этих реакциях можно искать вклады гипотетичес-

ких частиц — легких хиггсовских бозонов [56], скалярных мезонов $\sigma(400)$ [57, 58], $\epsilon(700)$ и других. Как показано в работе [59], распады $\Phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$ и $\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ чувствительны к структуре еще плохо изученных скаляров $f_0(975)$ и $a_0(980)$, которые в стандартной классификации относятся к двухкварковым состояниям с орбитальным моментом 1 [23]. Одновременно существуют модели, в которых они считаются низколежащими четырехкварковыми состояниями (см. обзор [60]) либо молекулярными состояниями псевдоскалярных мезонов [61].

Был выполнен также поиск легких экзотических бозонов в распадах Φ -мезона [26], которые либо не взаимодействуют с детектором, либо распадаются на $e^+ e^-$ -пару.

4.1. Далитц-распады Φ - и ω -мезонов [53, 54]

Далитц-распады векторных мезонов $V \rightarrow P e^+ e^-$ тесно связаны с распадами $V \rightarrow P \gamma$, так как они идут через промежуточное состояние $P \gamma^*$, где γ^* — виртуальный фотон с массой $m_{\gamma^*} > 2m_e$. Отношение вероятностей этих распадов может быть выражено через переходной формфактор $F_P(q^2)$, где $\sqrt{q^2}$ — инвариантная масса $e^+ e^-$ -пары, следующим образом [39]:

$$\frac{d}{dq^2} \left(\frac{B(V \rightarrow P e^+ e^-)}{B(V \rightarrow P \gamma)} \right) = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{|F_P(q^2)|^2}{q^2} \left(1 + \frac{2m_e^2}{q^2} \right) \times \\ \times \sqrt{\left(1 - \frac{4m_e^2}{q^2} \right) \left[\left(1 - \frac{q^2}{m_V^2 - m_P^2} \right)^2 - \frac{4m_e^2 q^2}{(m_V^2 - m_P^2)^2} \right]} \quad (4.1)$$

Основной вклад в это выражение дает область малых q^2 , что соответствует малым углам между электроном и позитроном. Переходный формфактор несет важную информацию о структуре мезонов [39]. Для $\omega - \pi^0$ -перехода он изучался в распаде $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ [62] в области q^2 от порога до 0.4 ГэВ^2 и в реакции $e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0$ [40] в области $q^2 = (1 \div 2) \text{ ГэВ}^2$. Однако, данные эти неполные и ошибки этих измерений достаточно велики.

В экспериментах на НД впервые был проведен поиск распадов

$$\Phi \rightarrow \eta e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma, \quad (4.2)$$

$$\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma, \quad (4.3)$$

$$\Phi \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma. \quad (4.4)$$

Основная особенность регистрации этих процессов состоит в том,

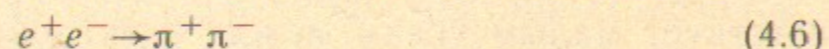
что ливни от электрона и позитрона сливались в калориметре, но в цилиндрической координатной камере можно выделить два близких трека. Кроме того, инвариантная масса пары фотонов равна массе псевдоскалярного мезона. Нерезонансный фон для событий такого типа дает электродинамический процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$, вклады которого рассчитывались и оказались малы. Основным резонансным фоном для процесса (4.2) связан с распадом $\Phi \rightarrow \eta\gamma$, $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$, а для процесса (4.3) с распадом $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Используя спектры инвариантных масс пар фотонов или энергий фотонов, а также распределения по азимутальному углу между электроном и позитроном, удалось выделить искомые процессы (см., например, рис. 12) и получить следующие результаты:

$$\begin{aligned} B(\Phi \rightarrow \eta e^+e^-) &= (1.3_{-0.6}^{+0.8}) \cdot 10^{-4}, \\ B(\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-) &= (0.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}, \\ B(\Phi \rightarrow \pi^0 e^+e^-) &< 1.2 \cdot 10^{-4} \quad (90\% \text{ c.l.}), \end{aligned} \quad (4.5)$$

которые для процессов (4.2) и (4.3) хорошо согласуются с расчетными значениями $1.12 \cdot 10^{-4}$ и $0.87 \cdot 10^{-3}$, полученными в результате интегрирования формулы (4.1). Верхний предел вероятности распада (4.4) на порядок превышает ожидаемую величину. Информацию о поведении переходного формактора из-за малой статистики в нашем эксперименте извлечь не удалось.

4.2. Распад $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ [19]

При изучении энергетического поведения сечения реакции



в области энергий Φ -мезона было проведено второе измерение вероятности распада $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-$. Первое измерение было выполнено также на накопителе ВЭПП-2М с детектором ОЛЯ [63]. Из-за несохранения G -четности и запрета Цвейга—Окубо распад (4.6) имеет малую относительную вероятность, порядка 10^{-4} . Он наблюдался по интерференции между резонансной и нерезонансной частями амплитуды реакции (4.6).

Чтобы выделить события процесса (4.6), требовалось подавить фон от реакций $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, а также фон от распадов Φ -мезона: $\Phi \rightarrow K_S K_L$, $\Phi \rightarrow 3\pi$. Для подавления фона упругого e^+e^- -рассеяния использовалась процедура e/π -разделения

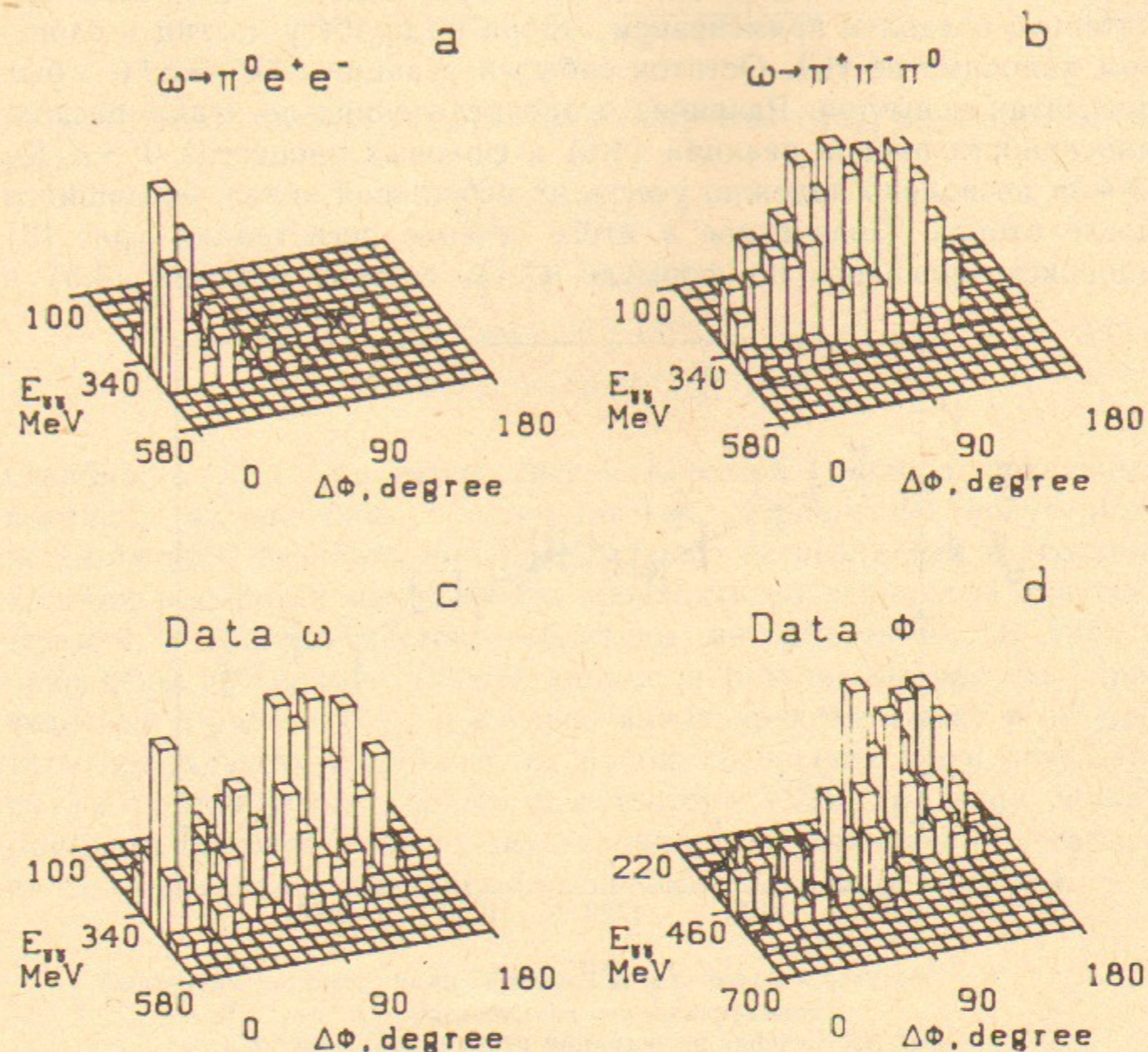


Рис. 12. Распределения $e^+e^-\gamma\gamma$ событий по суммарной энергии фотонов и углу между e^+ и e^- в плоскости, перпендикулярной пучкам, при поиске распадов ω , $\Phi \rightarrow \pi^0 e^+e^-$:
a — моделирование искомого распада; *b* — моделирование основного фонового процесса; *c* — эксперимент в районе ω -мезона; *d* — эксперимент в районе Φ -мезона.

[14]. Фон от процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и распада $\Phi \rightarrow K_S K_L$ был значительно ослаблен применением отбора по пробегу частиц в слоистом калориметре НД. Остаток событий реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ был рассчитан и вычтен. Различие в распределениях по углам расколлинearности пионов реакции (4.6) и фоновых процессов $\Phi \rightarrow K_S K_L$, $\Phi \rightarrow 3\pi$ позволило надежно учесть их небольшой вклад, оставшийся после отбора. Полученное в итоге сечение регистрации (рис. 13) аппроксимировалось по формуле (2.1), сечение реакции (4.6) в

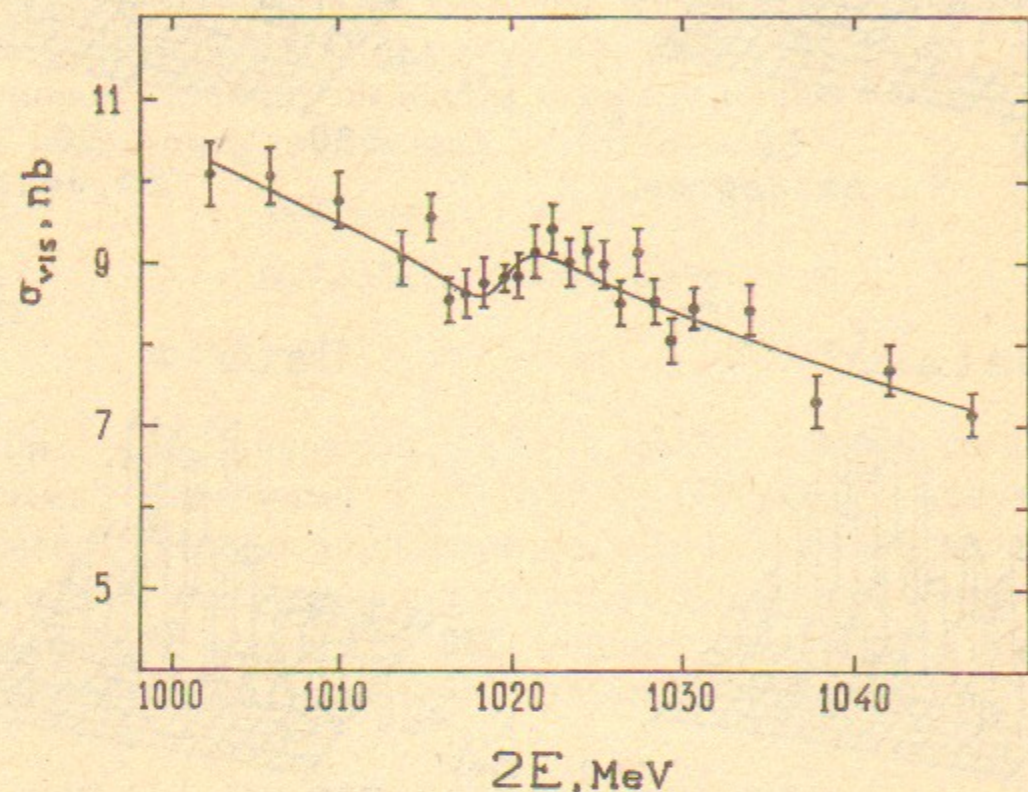


Рис. 13. Сечение регистрации реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$: точки — эксперимент, сплошная линия — результат оптимизации.

узкой области вблизи резонанса представлялось следующим образом:

$$\sigma_{\pi\pi}(s) = \frac{\pi\alpha^2}{3s} \beta(s) |F_\pi|^2 \cdot \left(1 + A \frac{\sqrt{s} - m_\Phi}{2}\right) \times \left(1 - \frac{Qe^{i\psi} m_\Phi \Gamma_\Phi}{m_\Phi^2 - s - im_\Phi \Gamma_\Phi}\right), \quad \beta(s) = \sqrt{1 - 4m_\pi^2/s}, \quad (4.7)$$

где Q , ψ — модуль и фаза амплитуды интерференции $Z = Q \cdot e^{i\psi}$, $|F_\pi|^2$, A — формфактор пиона и его наклон в максимуме резонанса. Величина Q связана с вероятностью распада $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ соотношением

$$Q = \sqrt{\frac{36B(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-)B(\Phi \rightarrow e^+e^-)}{\alpha^2\beta^2(m_\Phi^2)|F_\pi|^2}}. \quad (4.8)$$

В результате аппроксимации были получены следующие результаты:

$$\begin{aligned} |F_\pi|^2 &= 2.9 \pm 0.2, \\ Q &= 0.07 \pm 0.02, \\ \psi &= (-20 \pm 13)^\circ, \\ B(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-) &= (0.63_{-0.28}^{+0.37}) \cdot 10^{-4}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Ошибка в $|F_\pi|^2$ является систематической, ошибка остальных величин, в основном, статистическая. Сравнение полученных результатов с результатами предыдущего эксперимента и теоретическими расчетами лучше всего проводить по величинам действительной и мнимой частей амплитуды интерференции. В табл. 8 приведены экспериментальные данные и результаты расчета, приведенные в работе [64], в которой анализируются также и результаты предыдущих теоретических работ. Поскольку наши результаты не противоречат данным с детектора ОЛЯ (разница между мнимыми частями меньше двух стандартных отклонений), табл. 8 приведены также усредненные экспериментальные результаты.

Таблица 8
Амплитуда интерференции Φ -мезона с подложкой в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Эксперимент и моделирование

| | | Re (Z) | Im (Z) |
|---------|------|--------------------------------|--------------------------------|
| НД | [19] | $(7 \pm 2) \cdot 10^{-2}$ | $-(2.4 \pm 1.5) \cdot 10^{-2}$ |
| ОЛЯ | [63] | $(9 \pm 3) \cdot 10^{-2}$ | $-(8 \pm 3) \cdot 10^{-2}$ |
| Среднее | | $(8 \pm 2) \cdot 10^{-2}$ | $-(3.5 \pm 1.3) \cdot 10^{-2}$ |
| Теор. | [64] | $(15.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$ | $-(4.2 \pm 0.9) \cdot 10^{-2}$ |

При расчете реальной части амплитуды интерференции в работе [64] учитывались переходы $\Phi \rightarrow \rho \rightarrow \pi\pi$ и $\Phi \rightarrow \omega \rightarrow \pi\pi$. Мнимая часть определяется в основном переходами через промежуточные $K\bar{K}$ -, $\eta\gamma$ -, $\pi^0\gamma$ -состояния. Из табл. 8 видно, что экспериментальное значение мнимой части хорошо согласуется с расчетом. Для действительной части амплитуды интерференции имеется сильное рас-

хождение. В работе [64] указано, что это расхождение может объясняться вкладами в реальную часть от промежуточных $K\bar{K}$ -, $K\bar{K}^*$ -, $K^*\bar{K}$ -состояний, для которых не имеется в настоящее время надежного способа расчета.

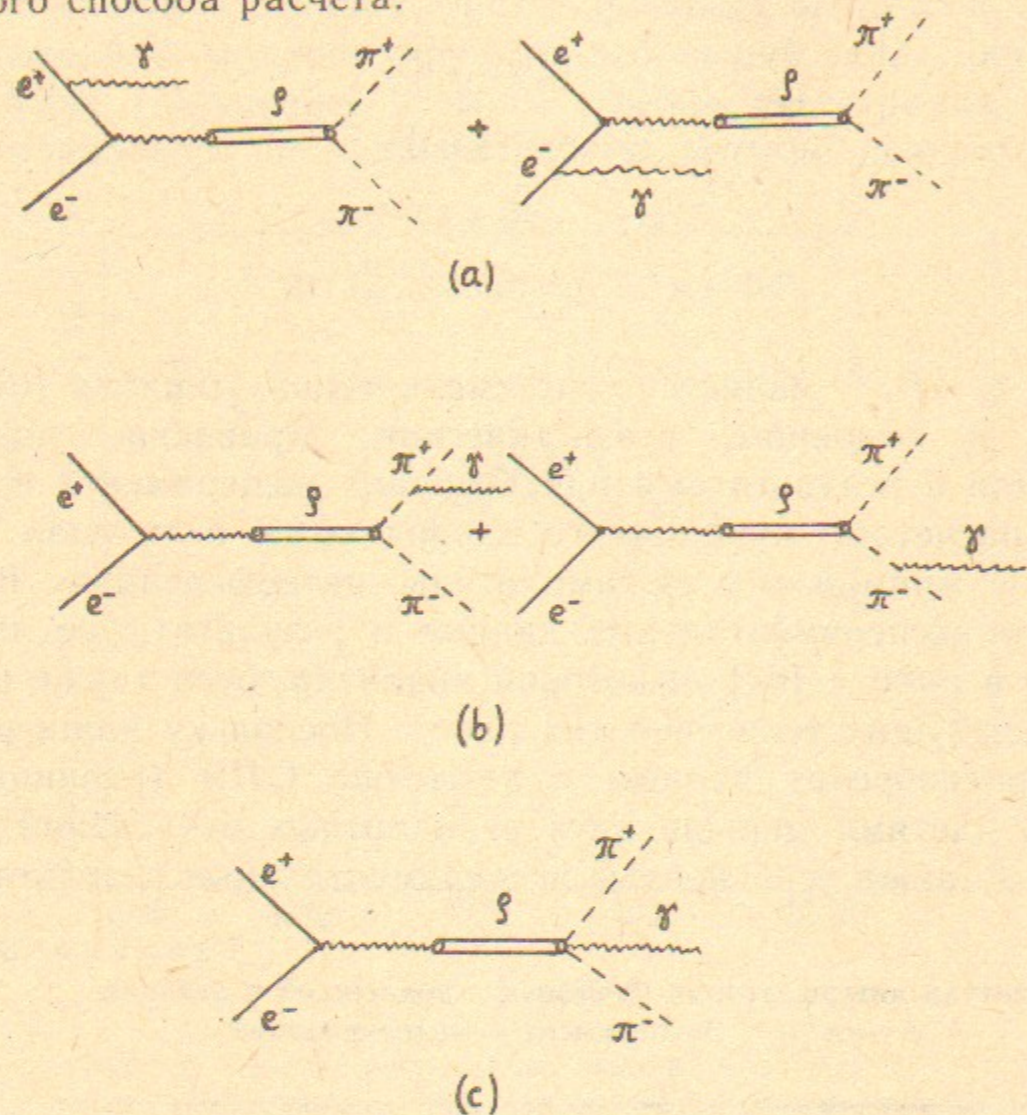


Рис. 14. Диаграммы процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$:
 а — излучение начальными частицами; б — излучение конечными частицами; с — структурное излучение.

4.3. Распад $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ [51]

Сечение реакции

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma \quad (4.10)$$

в области энергии ρ -мезона описывается диаграммами, изображенными на рис. 14. Диаграмма рис. 14,а описывает процесс

$$e^+e^- \rightarrow \rho\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma, \quad (4.11)$$

в котором фотон излучается начальными частицами. Сечение этой реакции вычисляется методами квантовой электродинамики [65,

66] с использованием хорошо изученного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Диаграмма рис. 14,б описывает рождение и последующий распад ρ -мезона по каналу

$$\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma, \quad (4.12)$$

обусловленной тормозным излучением пионов. Расчетная вероятность распада для этого механизма составляет около 10^{-2} при ограничении на энергию фотона $E_\gamma > 50$ МэВ [65, 67, 68].

Другой механизм распада — структурное излучение (рис. 14,с), связан с перестройкой внутренней структуры ρ -мезона. Возможен, например, электрический дипольный переход $\rho \rightarrow S\gamma$, где S — скалярный мезон, распадающийся в $\pi^+\pi^-$ -пару. Теоретически структурное излучение рассматривалось в работе [68]. В этой работе показано, что максимальный вклад в структурное излучение может дать переход через низколежащий скалярный резонанс. Для вероятности перехода через скалярный мезон $\epsilon(700)$ было получено значение около $2 \cdot 10^{-4}$. Для вклада других промежуточных состояний $f_2\gamma$, $a_1\pi$, $a_2\pi$ расчет дает существенно меньшее значение, порядка 10^{-6} . В работах [69, 70] обнаружено указание на значительное превышение сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ над борновским. Было бы интересно связать эту реакцию с распадом (4.12), однако теоретические работы такого рода отсутствуют.

Для выделения процесса (4.10) отбирались события с двумя заряженными частицами и одним фотоном с энергией больше 50 МэВ, в которых с аппаратной точностью выполнялись законы сохранения энергии и импульса. Для подавления фона от КЭД процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ использовалась процедура e/π -разделения [14]. В узкой области ω -мезона доминирует фон от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Его вклад определялся по характерной резонансной зависимости сечения регистрации. После вычитания этого вклада, сечение регистрации аппроксимировалось суммой сечений (4.11), (4.12) и расчетным сечением фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ (рис. 15). Свободными параметрами при этом были уровни сечений всех этих процессов. Отметим, что из-за различной C -четности $\pi^+\pi^-$ -системы интерференционный член между реакциями (4.11) и (4.12) не дает вклада в суммарное сечение.

В результате аппроксимации получено, что уровни сечений фоновых процессов хорошо согласуются с расчетом. Сечение процесса (4.12) также согласуется с расчетом, который проводился с учетом только тормозного механизма распада. Это свидетельствует

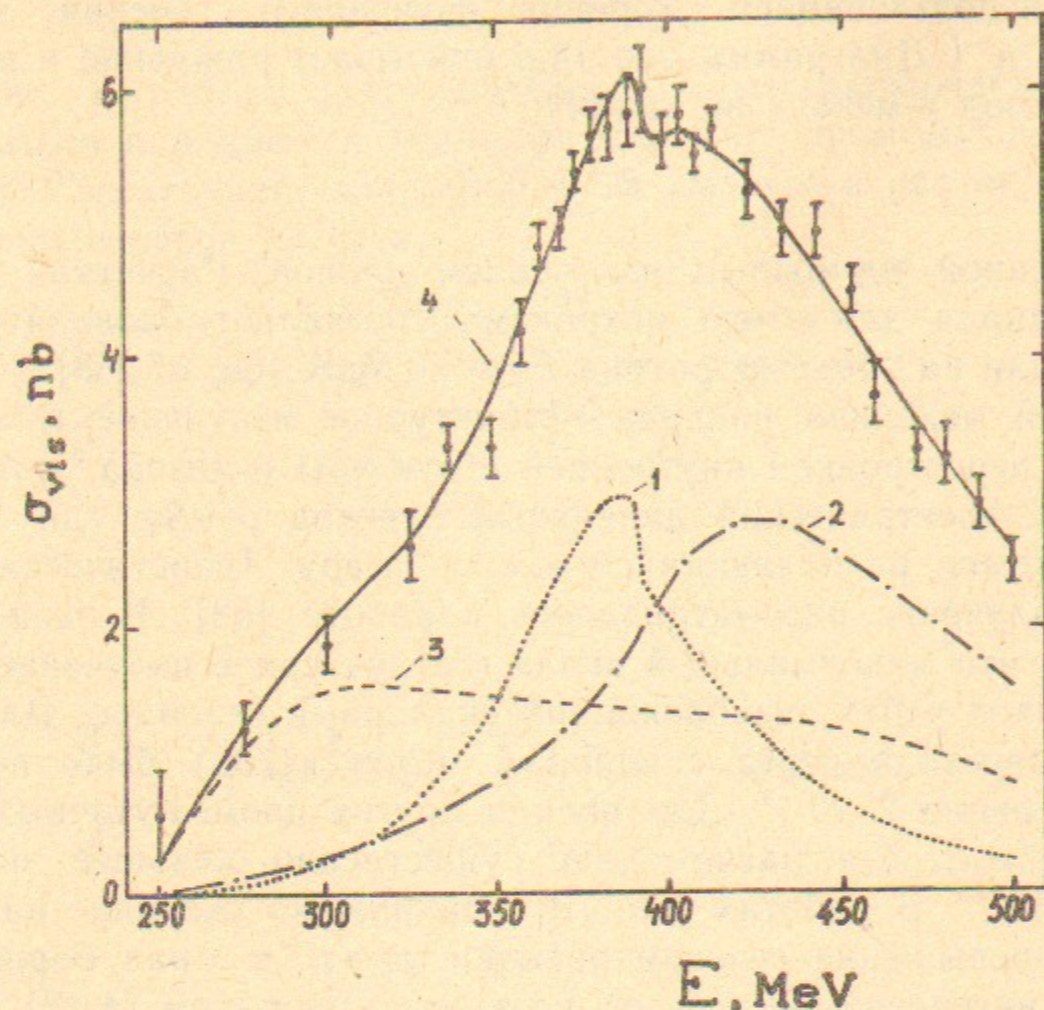


Рис. 15. Сечение регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ после вычитания фона от процессов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$: точки — эксперимент; сплошная линия — результат аппроксимации. Показаны вклады процессов: (1) — $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$; (2) — $e^+e^- \rightarrow \rho\gamma$; (3) — $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$.

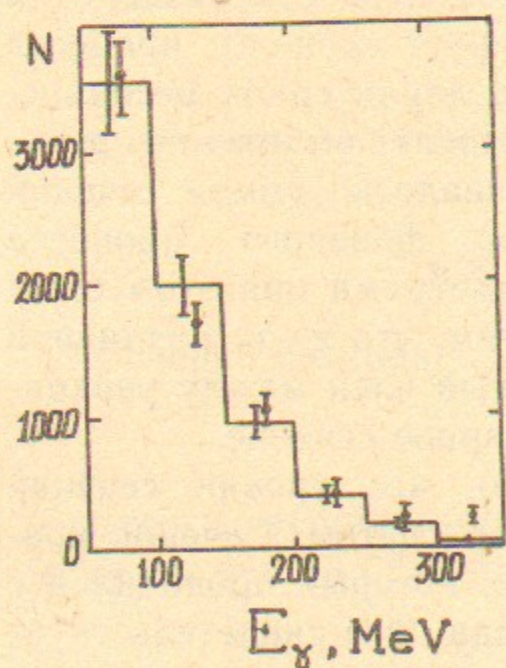


Рис. 16. Спектр фотонов для процесса $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$: точки — эксперимент, гистограмма — моделирование в предположении тормозного механизма распада.

о том, что значительного вклада структурного излучения нет. Для величины относительной вероятности искомого распада было получено следующее значение:

$$B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = (0.99 \pm 0.04 \pm 0.15)\% \quad \text{для } E_\gamma > 50 \text{ МэВ.} \quad (4.13)$$

Данный результат на 10% отличается от приведенного в нашей работе [51] из-за того, что после публикации были обнаружены некоторые неточности в расчетах сечений.

Механизм искомого распада анализировался по форме энергетического спектра фотонов в интервале энергий максимума ρ -мезона: $2E = (720 \div 820)$ МэВ. Наблюдаемый спектр (рис. 16) хорошо согласуется с расчетным, за исключением последнего канала, где расхождение составляет три стандартных отклонения. Для описания спектра фотонов матричный элемент распада (4.12) записывался в виде суммы матричных элементов тормозного и структурного излучений. Для структурного излучения использовалась модель перехода через скалярный резонанс, масса и ширина которого варьировались в широких пределах. В результате, установлен верхний предел относительной вероятности структурного излучения

$$B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) < 5 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ с.л.}), \quad (4.14)$$

который получен с использованием широкого класса различных моделей и поэтому является модельно независимым. В конкретном случае перехода через скалярный резонанс можно получить более низкое ограничение:

$$B(\rho \rightarrow \epsilon(700)\gamma) < 4 \cdot 10^{-4} \quad (90\% \text{ с.л.}). \quad (4.15)$$

Процесс (4.10) изучался в экспериментах с НД впервые. Полученная вероятность распада $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ хорошо согласуется с расчетом по тормозному механизму. Верхний предел на переход через скалярный резонанс уже близок к теоретическому предсказанию [68].

4.4. Поиск распада $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [52]

Высокая точность в определении параметров кривой возбуждения ω -мезона позволила нам предпринять поиск редкого распада

$$\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \quad (4.16)$$

наличие которого должно было привести к небольшому искажению формы этой кривой. Распад (4.16) идет с нарушением G-четности, его относительная вероятность можно рассчитать, исходя из естественного предположения, что он обусловлен эффектами ρ - ω -смешивания [71, 72]. В этом случае распад (4.16) и распад $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$ прямо связаны между собой и их вероятности описываются через амплитуду перехода $\xi \exp(i\psi)$ (см. обзор [43]):

$$B(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 4\xi^2 / (\Gamma_\rho \Gamma_\omega),$$

$$B(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = B(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-) B(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) (\Gamma_\omega / \Gamma_\rho)^2. \quad (4.17)$$

В работе [38] изучалась реакция $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и были получены величины $\xi = (2.3 \pm 0.2) \text{ МэВ}$, $\psi = (4.1 \pm 5.0)^\circ$. Используя их и табличные параметры [23], из (4.17) можно оценить ожидаемую величину относительной вероятности распада (4.16) $5 \cdot 10^{-5}$, что на два порядка ниже существовавшего верхнего предела [73].

Как отмечено в работе [74], в принципе возможен и прямой механизм распада (4.16) без $\rho \rightarrow \omega$ -перехода. В этом случае можно было бы ожидать большей его относительной ширины. Например, при анализе данных по распадам J/ψ -мезона [75] появилось предположение о величине его относительной вероятности 1%. Это обстоятельство дополнительно стимулировало поиск распада (4.16) на НД.

Был рассмотрен процесс $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ в интервале энергии $2E = (660 \div 950) \text{ МэВ}$. Его полное сечение аппроксимировалось по формуле (3.4) с учетом ρ - ω -смешивания по формуле (3.25), при этом величина фазы была взята из данных [38], свободными параметрами являлись параметры ω -мезона и ξ , A_ρ в формуле (3.4) полагалась равной нулю. В результате аппроксимаций оказалось, что ξ значительно не отличается от нуля (рис. 17), что позволяет установить верхний предел

$$\xi < 2.1 \text{ МэВ} \quad (90\% \text{ с.л.}), \quad (4.18)$$

откуда согласно (4.17) следует ограничение

$$B(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) < 4 \cdot 10^{-5} \quad (90\% \text{ с.л.}). \quad (4.19)$$

Установленный верхний предел близок к ожидаемой величине, но еще не противоречит модели ρ - ω -смешивания [72]. Для того, чтобы понять модельную зависимость верхнего предела, были проведены аппроксимации данных, в которых дополнительно к опи-

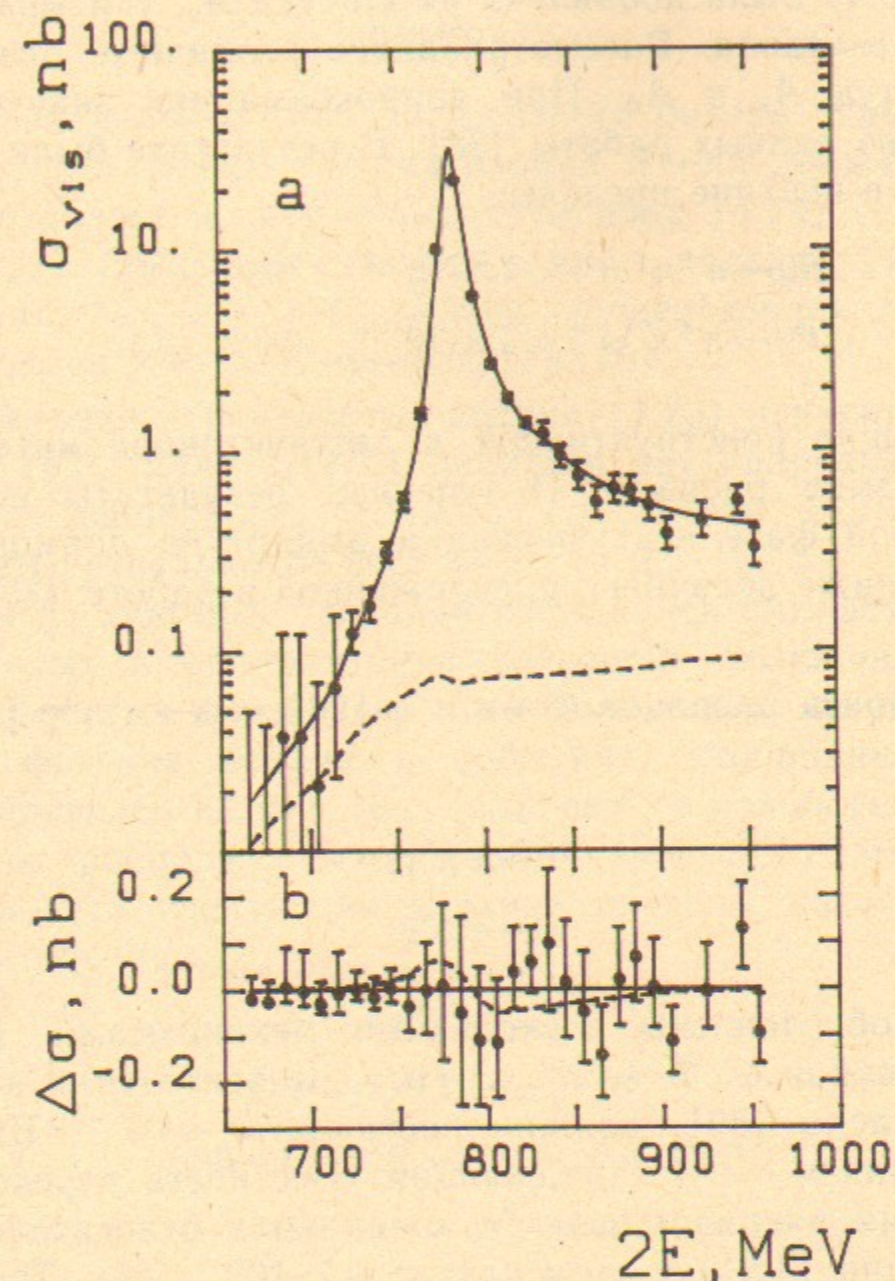


Рис. 17. а) — Сечение регистрации процесса $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, сплошная линия — результат аппроксимации, штриховая линия — вклад фона от процесса $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. б) — Разность наблюдаемого сечения и расчетного в предположении $\xi = 0$, штриховая линия соответствует расчету с $\xi = 2.1 \text{ МэВ}$.

санному допускались другие механизмы распада (4.16). Для этого в формуле (3.4) была добавлена амплитуда A_ρ , учитывающая прямой распад ρ -мезона. Рассматривались различные относительные фазы амплитуд A_ρ и A_ω . При аппроксимациях значения ξ и ψ были взяты из данных работы [38]. В результате были установлены следующие верхние пределы:

$$\begin{aligned} B(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) &< 1.4 \cdot 10^{-5} \quad (90\% \text{ с.л.}), \\ B(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) &< 1.2 \cdot 10^{-4} \quad (90\% \text{ с.л.}), \end{aligned} \quad (4.20)$$

соответствующие конструктивной и деструктивной интерференции двух механизмов распада. Полученные результаты показывают, что при любой фазе интерференции амплитуда прямого распада значительно ниже величины, предложенной в работе [75].

4.5. Поиск распадов $\Phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ [26] и $\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ [27]

Распады

$$\Phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma, \quad (4.21)$$

$$\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma \quad (4.22)$$

могут быть обусловлены несколькими механизмами. Во-первых, возможны реакции $\omega, \Phi \rightarrow \rho^0 \pi^0, \rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$, относительная вероятность которых согласно [59], должна составлять $\sim 10^{-5}$. Второй возможный механизм — это нарушающий G-четность переход $\Phi \rightarrow \omega \pi^0$ с последующим распадом $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, ожидаемая относительная вероятность реакции (4.21) в этом случае $0.7 \cdot 10^{-5}$ [64]. Третий механизм — это переход $V \rightarrow S \gamma$, где S — скалярное или тензорное состояние, распадающееся на $2\pi^0$. Отметим, что переходы в состояния с массой больше массы векторного мезона могут проходить за счет больших ширин S -мезонов. Вклады различных тяжелых состояний практически невозможно разделить, поэтому суммарные вклады тяжелых состояний и прямых реакций без промежуточных состояний мы называем «прямыми» распадами (4.21) и (4.22). Теоретические предсказания для их относительных вероятностей недостаточно четкие, они дают величины $10^{-2} - 10^{-5}$ [68, 76].

Вклады легких состояний можно выделить на фоне «прямых» распадов по спектру фотона отдачи. Это позволило осуществить поиск распадов

$$\Phi \rightarrow f_0(975) \gamma, \quad (4.23)$$

$$\Phi \rightarrow H \gamma, \quad (4.24)$$

где H — легкая частица типа хиггсовского бозона. Как показано в работе [56], для легких Хиггсов распад $H \rightarrow \pi\pi$ должен доминировать, что позволяет искать события распада (4.24) среди событий реакции (4.21). Относительная вероятность распада (4.24) должна составлять $10^{-8} - 10^{-9}$ [77]. Ранее осуществлялся поиск аналогичных распадов J/ψ - и Υ -мезонов [78, 79].

Относительная вероятность распада (4.23) зависит от структуры $f_0(975)$ [59]. Если $f_0(975)$ является двухкварковым состоянием, то эта вероятность должна составлять $5 \cdot 10^{-5}$, а если $f_0(975)$ — четырехкварковое состояние, то $2.5 \cdot 10^{-4}$.

Для поиска искомым распадов отбирались пятифотонные события, в которых с аппаратурной точностью выполнялись законы сохранения энергии и импульса и имелось два π^0 -мезона.

Спектр фотонов отдачи в событиях, отобранных в районе Φ -мезона, приведен на рис. 18,с. Этот спектр полностью объясняется фоном от распада $\Phi \rightarrow \eta \gamma, \gamma \rightarrow 3\pi^0$ (рис. 18,б), что позволяет лишь установить следующие верхние пределы на относительные вероятности распада:

$$B(\Phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) < 10^{-3}, \quad (4.25)$$

$$B(\Phi \rightarrow f_0(975) \gamma) < 2 \cdot 10^{-3}, \quad (4.26)$$

$$B(\Phi \rightarrow H \gamma) B(H \rightarrow \pi^0 \pi^0) < 0.8 \cdot 10^{-4}, \quad (4.27)$$

$$B(\Phi \rightarrow H \gamma) < 3 \cdot 10^{-4}, \quad (4.28)$$

где масса Хиггса лежит в интервале $500 \text{ МэВ} < m_H < 900 \text{ МэВ}$, уровень доверия составляет 90%. Верхний предел (4.28) получен из (4.27) с учетом величины $B(H \rightarrow \pi^0 \pi^0)$, вычисленной в работе [56]. Верхние пределы (4.25) и (4.26) всего на порядок превышают теоретические предсказания. Пределы (4.27) и (4.28) далеки от теоретических предсказаний и не закрывают возможность существования легких Хиггсов.

В таких же условиях отбора в районе ω -мезона было найдено около 10 событий. Поскольку их количество полностью объясняется реакцией $e^+ e^- \rightarrow \eta \gamma \rightarrow 3\pi^0$, то это позволило установить верхний предел

$$B(\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) < 3 \cdot 10^{-4} \quad (90\% \text{ с.л.}), \quad (4.29)$$

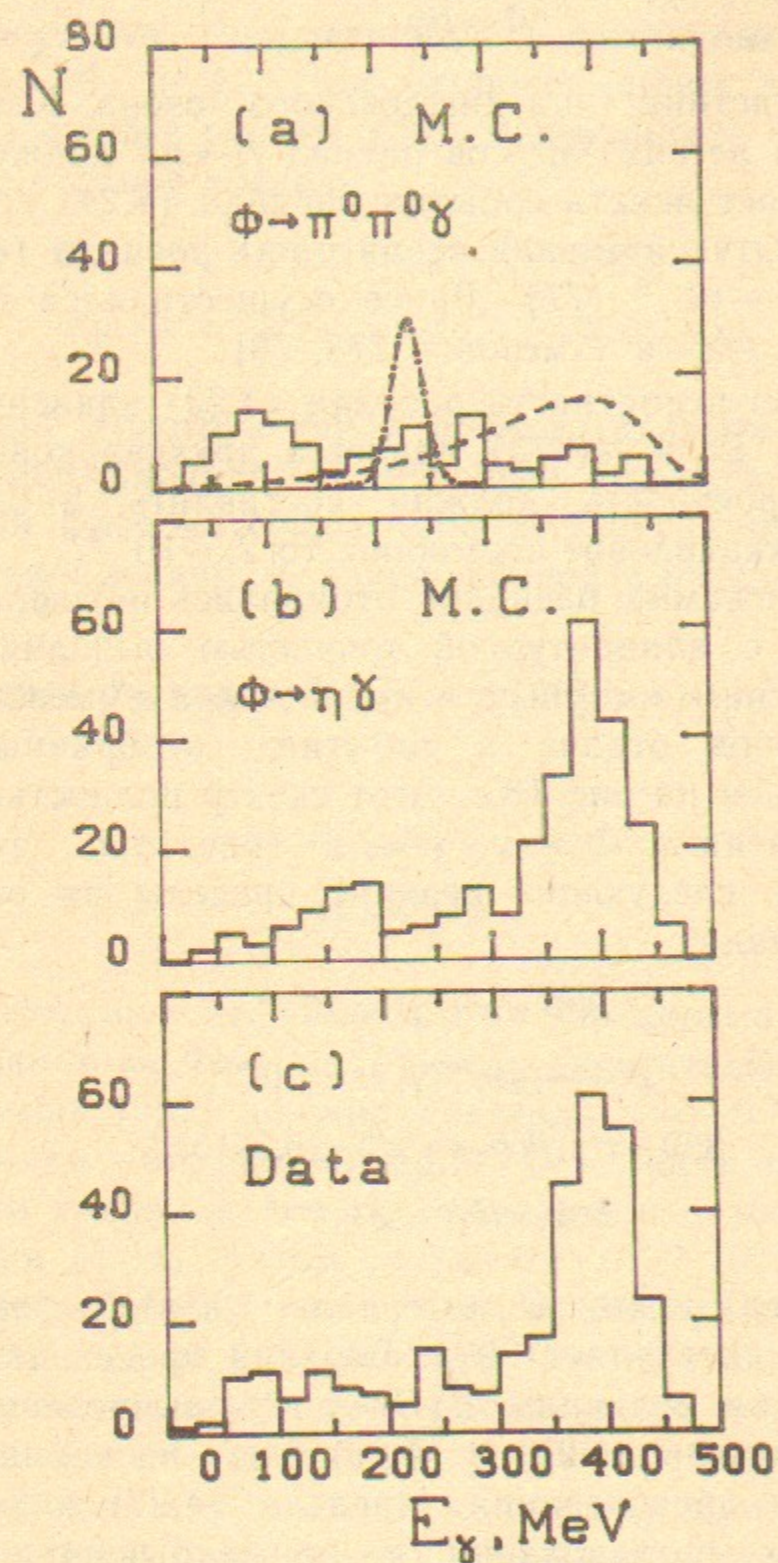


Рис. 18. Спектр фотонов для отобранных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ в районе Φ -мезона:
 а — моделирование искомого распада: гистограмма — $f_0(975)\gamma$, штриховая линия — «прямой» распад, штрихпунктир — распад $\Phi \rightarrow H\gamma$, при $m_H = 750$ МэВ; б — моделирование фона от распада $\Phi \rightarrow \eta\gamma$; в — эксперимент.

который более чем на порядок ниже табличного [23]. Этот верхний предел уже заметно ниже предсказаний ряда авторов [76], но превышает на порядок более поздние расчеты [59].

4.6. Поиск распада $\Phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ [55]

Распад

$$\Phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma \quad (4.30)$$

является удобным процессом для изучения структуры $a_0(980)$ -мезона [59]. Если $a_0(980)$ является двухкварковым состоянием, то эта вероятность должна составлять $2.4 \cdot 10^{-5}$, а если $a_0(980)$ — четырехкварковое состояние, то $2.0 \cdot 10^{-4}$. Вклад реакции $\Phi \rightarrow \rho^0\pi^0 \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ ожидается на уровне $0.8 \cdot 10^{-5}$ [59].

Поиск распада (4.30) осуществлялся в пятифотонных событиях, в которых с аппаратурной точностью выполнялись законы сохранения энергии и импульса и был найден только один π^0 -мезон. Для отобранных событий был построен спектр инвариантных масс двух наиболее энергичных фотонов из трех, не вошедших в π^0 -мезон (рис. 19,а). Наблюдаемый спектр в значительной мере определяется основным фоновым процессом $\Phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 3\pi^0\gamma$. Если вычесть его расчетный вклад, то в полученном спектре, который уже определяется процессом $\Phi \rightarrow K_S K_L \rightarrow K_L \pi^0 \pi^0$, наблюдается небольшой пик на массе η -мезона (рис. 19,б). Этот пик может служить указанием на наличие распада (4.30).

Полученное распределение аппроксимировалось суммой гладкой кривой и ожидаемого пика от распада (4.30). В результате было получено, что статистическая достоверность наблюдаемого пика составляет лишь около двух стандартных отклонений, что не является достаточным, но позволяет установить верхний предел

$$B(\Phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma) < 2.5 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ c.l.}), \quad (4.31)$$

который на порядок превосходит ожидаемую величину. Следует отметить, что если распад (4.30) все же существует на уровне 10^{-3} , то его величина не может быть объяснена известными механизмами.

4.7. Поиск легких бозонов в распадах Φ -мезона [26]

В экспериментах с НД был впервые предпринят поиск экзотического распада Φ -мезона $\Phi \rightarrow a\gamma$, где a — легкий нейтральный

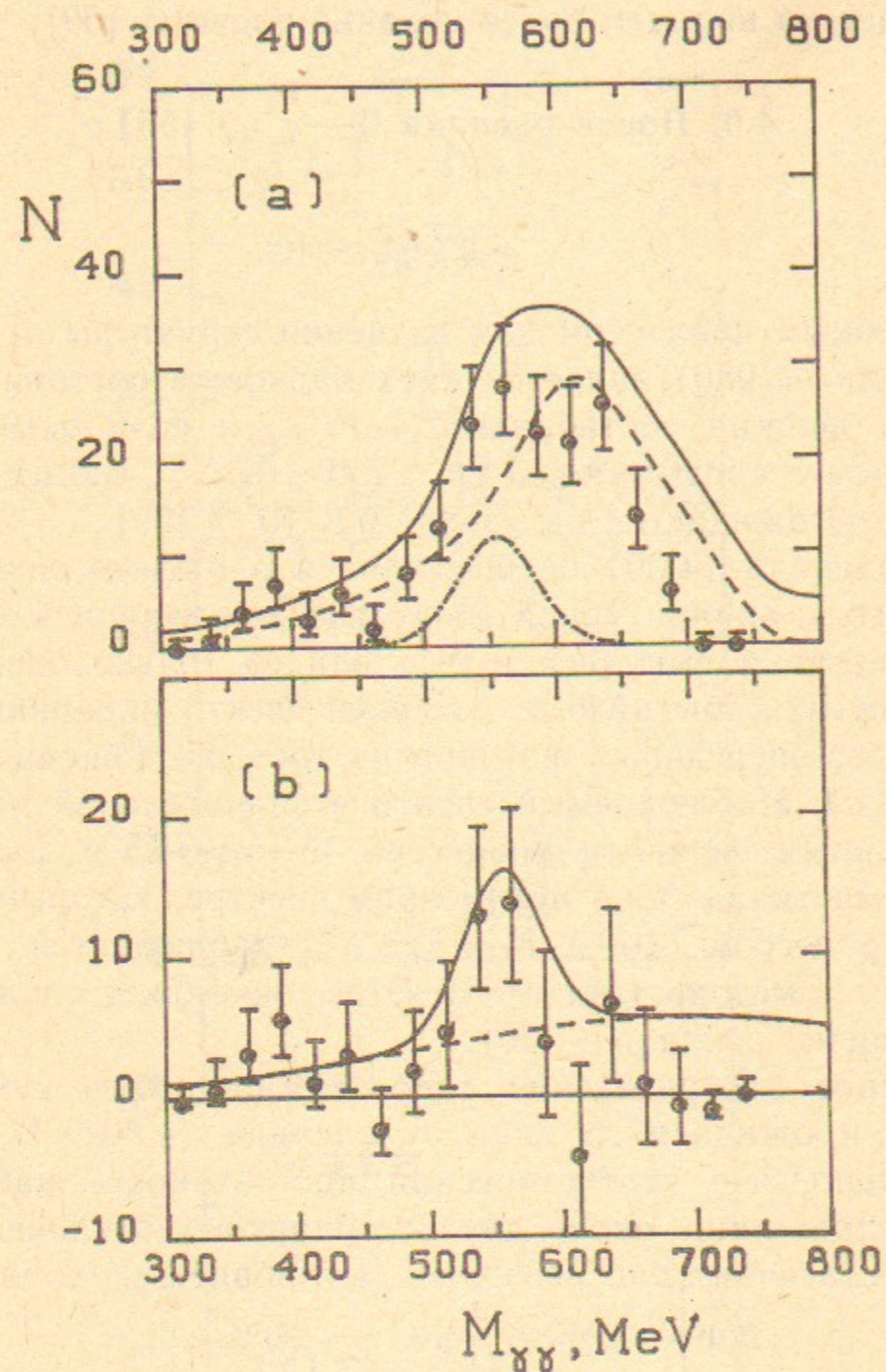


Рис. 19. Спектр инвариантных масс двух наиболее энергичных фотонов для отобранных $\pi^0\gamma\gamma\gamma$ -событий при поиске распада $\Phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$: точки — эксперимент; сплошные линии — оптимальные кривые; штрихпунктир — ожидаемый спектр искомого распада. а) — Все отобранные события, штриховая линия — вклад фона от распада $\Phi \rightarrow \eta\gamma$; б) — вычтен расчетный вклад распада $\Phi \rightarrow \eta\gamma$, штриховая линия — вклад фона от распада $\Phi \rightarrow K_S K_L$.

бозон. Эта частица может быть, например, аксион [80], введенный для объяснения CP-инвариантности сильных взаимодействий, суперсимметричный бозон [81] или зеркальная частица [82]. Ограничения на вероятности аксионо-подобных радиационных распадов тяжелых кваркониев были получены в экспериментах на e^+e^- -коллайдерах [78, 83]. Эти результаты полностью исключают существование стандартного аксиона. Тем не менее поиски аналогичных распадов представляют интерес независимо от природы частицы a .

Такая легкая частица в зависимости от времени жизни и массы либо не регистрируется в детекторе, либо распадается на e^+e^- или $\gamma\gamma$. Если ее масса $m_a < 20$ МэВ, то в детекторе процесс

$$e^+e^- \rightarrow \Phi \rightarrow a\gamma, \quad a \rightarrow e^+e^- \quad (4.32)$$

должен наблюдаться как два коллинеарных ливня с энергией, равной энергии пучка, причем ливень от e^+e^- -пары неотличим от ливня, вызванного одиночным электроном. Основным источником фона является двухквантовая аннигиляция с конверсией одного фотона в веществе координатных камер и процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, сечение которого имеет резкий пик при малых инвариантных массах e^+e^- -пары (своего рода внутренняя конверсия фотона). Энергетическая зависимость измеренного сечения регистрации искомого события не содержит вклада от Φ -мезона и полностью объясняется фоном. Это позволило для бозона с массой $m_a < 20$ МэВ и временем жизни $\tau_a < 3 \cdot 10^{-13} \cdot m_a$ с установить следующий верхний предел:

$$B(\Phi \rightarrow a\gamma) B(a \rightarrow e^+e^-) < 5 \cdot 10^{-5} \quad (90\% \text{ с.л.}) \quad (4.33)$$

Аналогичным образом рассматривая энергетическую зависимость процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, можно получить верхний предел вероятности распада $\Phi \rightarrow a\gamma$, где a — частица с $m_a < 20$ МэВ и временем жизни $\tau_a < 5 \cdot 10^{-13} \cdot m_a$ с, распадающаяся по каналу $a \rightarrow \gamma\gamma$:

$$B(\Phi \rightarrow a\gamma) B(a \rightarrow \gamma\gamma) < 2 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ с.л.}) \quad (4.34)$$

Другая возможность относится к случаю большого времени жизни частицы a $\tau_a > 7 \cdot 10^{-12} \cdot m_a$ с, где $m_a < 200$ МэВ, так что ее распад происходит вне пределов детектора. Кроме того, предполагается, что сама частица не взаимодействует с веществом детектора. Поэтому искомым процесс $\Phi \rightarrow a\gamma$ проявляется как одиночный ливень, выходящий из области взаимодействия пучков. Энергетическая зависимость сечения регистрации таких событий также не

содержит видимого резонансного вклада, что позволяет установить следующий верхний предел:

$$B(\Phi \rightarrow \alpha\gamma) < 0.7 \cdot 10^{-5} \quad (90\% \text{ c.l.}) \quad (4.35)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ауслендер В.Л. и др. ЯФ 9 (1969) 114;
Balakin V.E. et al. Phys. Lett. 34B (1971) 328.
2. Benaksas D. et al. Phys. Lett. 39B (1972) 289.
3. Balakin V.E. et al. Phys. Lett. 34B (1971) 663.
4. Kurdadze L.M. et al. Phys. Lett. 42B (1972) 515.
5. Balakin V.E. et al. Phys. Lett. 41B (1972) 205.
6. Tumaikin G.M. Proceedings of the 10-th Internat. Conf. on High Energy Particle Accelerators, Serpukhov, 1977, v.1, p.443.
7. Букин А.Д. и др. ЯФ 27 (1978) 985;
Курдадзе Л.М. и др. Письма в ЖЭТФ 36 (1982) 221.
8. Курдадзе Л.М. и др. ЯФ 40 (1984) 451.
9. Barkov L.M. et al. Nucl. Instr. Meth. 204 (1983) 379.
10. O'Donnell P.J. Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 673.
11. Golubev V.B. et al. Nucl. Instr. and Meth. 227 (1984) 467.
12. Голубев В.Б. и др. ПТЭ 6 (1981) 105.
13. Berge J. et al. Rev. Sci. Instrum. 32 (1961) 538.
14. Druzhinin V.P. et al. Proc. of the third Internat. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Phys., Novosibirsk, 1984, 77.
15. Anashin A.A. et al. Preprint INP 84-123, Novosibirsk, 1984.
16. Baier V.N. et al. Phys. Reports 78 (1981) 293.
17. Букин А.Д. и др. Препринт ИЯФ 84-33, Новосибирск, 1984.
18. Hanssger K. and Ranft J. Comp. Phys. Communications 39 (1986) 39; Ibid 39 (1986) 53;
Букин А.Д. и др. Препринт ИЯФ 86-18, Новосибирск, 1986.
19. Голубев В.Б. и др. ЯФ 44 (1986) 633.
20. Druzhinin V.P. et al. Preprint INP 85-97, Novosibirsk, 1985.
21. Кураев Э.А. и Фадин В.С. ЯФ 41 (1985) 733.
22. Review of Particle Properties, Particle Data Group, 1984.
23. Review of Particle Properties, Particle Data Group, 1988.
24. Benaksas D. et al. Phys. Lett. 42B (1972) 511;
Cosme G. et al. Phys. Lett. 63B (1976) 352;
Курдадзе Л.М. и др. Письма в ЖЭТФ 38 (1983) 306.
25. Druzhinin V.P. et al. Phys. Lett. 144B (1984) 136.
26. Druzhinin V.P. et al. Z. Phys. C 37 (1987) 1.
27. Dolinsky S.I. et al. Preprint INP 88-89,
Dolinsky S.I. et al. Z. Phys. C 42 (1989) 511.
28. Aulchenko V.M. et al. Phys. Lett. 186B (1987) 432.
29. Sogami I.S., Oh'Yamaguchi. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2295.
30. Verma R.C., Khanna M.P. Phys. Lett. 183B (1987) 207.
Azimov Ya.I. Preprint LINP 819, Leningrad, 1982.
31. Brekke L., Rosner J.L. Preprint EFI 87-80. Chicago, 1987.
32. Gilman F. and Kauffman R. Phys. Rev. D36 (1987) 2761.
33. Williams D.A. et al. Phys. Rev. D38 (1988) 1365.
34. Rosner J.L. Phys. Rev. D27 (1983) 1101;
Kolanoski H. Proc. of the 1985 International Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies, August 19—24, 1985, Kyoto. — Kyoto, 1986, p.109;
Rosner J.L. Ibid, p.448.
35. Feynman R.P. Photon-Hadron Interactions (Benjamin, New York, 1972).
36. Ачасов Н.Н. и др. ЯФ 23 (1976) 610.
37. Курдадзе Л.М. и др. Препринт ИЯФ 84-07, Новосибирск, 1984.
38. Barkov L.M. et al. NP B256 (1985) 365.
39. Ландсберг Л.Г. УФН 146 (1985) 185; Phys. Rep. 128 (1985) 301.
40. Dolinsky S.I. et al. Phys. Lett. 174B (1986) 453.
41. Budnev V.M. et al. Phys. Lett. 70B (1977) 365;
Gerasimov S.B., Govorkov A.B. Z. Phys. C29 (1985) 61.
42. Donnachie A., Mirzaie H.Z. Phys. C33 (1987) 407;
Donnachie A., Clegg A.B.Z. Phys. C34 (1987) 257;
Говорков А.Б. ЯФ 48 (1988) 237;
Donnachie A., Clegg A.B. Preprint CERN-TH 5210-88, Geneva, 1988;
Donnachie A. Preprint CERN-TH 5246-88, Geneva, 1988.
43. Ачасов Н.Н., Шестаков Г.Н. ЭЧАЯ, 9, № 1 (1978) 48.
44. Review of Particle Properties, Particle Data Group, 1986.
45. Jensen T. et al. Phys. Rev. D27 (1983) 26;
Cappraro L. et al. Nucl. Phys. B288 (1987) 659.
46. Keyne J. et al. Phys. Rev. D14 (1976) 28.
47. Вассерман И.Б. и др. Письма в ЖЭТФ 44 (1986) 493.
48. Andrews D.E. et al. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 198.
49. Barnes T. Phys. Lett. 63B (1976) 65.
50. Еремян Ш.С., Назарян А.Э. ЯФ 43 (1986) 1303; там же 45 (1987) 1758.
51. Вассерман И.Б. и др. ЯФ 47 (1988) 1635.
52. Вассерман И.Б. и др. ЯФ 48 (1988) 753.
53. Голубев В.Б. и др. ЯФ 41 (1985) 1183.
54. Долинский С.И. и др. ЯФ 48 (1988) 442.
55. Aulchenko V.M. et al. Preprint INP 87-90, Novosibirsk, 1987.
56. Волошин М.Б. ЯФ 44 (1986) 738; ЯФ 45 (1987) 190.
57. Courau A. et al. Nucl. Phys. B271 (1986) 1.
58. Barnes T. Phys. Lett. 183B (1987) 210;
Morgan D., Pennington M.R. Preprint RAL-87-020, Chilton, 1987.
59. Achasov N.N., Ivanchenko V.N. Nucl. Phys. B315 (1989) 465. Novosibirsk, 1987.
60. Ачасов Н.Н. и др. УФН 142 (1984) 361.
61. Barnes T. et al. Phys. Lett. 183B (1987) 207.
62. Dzhelyadin R.I. et al. Phys. Lett. 102B (1981) 296.
63. Vasserman I.B. et al. Phys. Lett. 99B (1981) 62.
64. Карнаков В.А. ЯФ 42 (1985) 1001.
65. Байер В.Н., Хозе В.А. ЖЭТФ 48 (1965) 1708.
66. Creutz M.J., Einhorn M.B. Phys. Rev. D1 (1970) 2537.
67. Singer P. Phys. Rev. 130 (1963) 2441; Phys. Rev. 161 (1967) 1694.
68. Renard S.M. Nuovo Cimento 62A (1969) 475.
69. Courau A. et al. Nucl. Phys. B271 (1986) 1.
70. Barnes T. et al. Phys. Lett. 183B (1987) 210;
Morgan D., Pennington M.R. Preprint RAL-87-020, Chilton, 1987.
71. Glashow S.L. Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 469.

72. Goldhaber A.S. et al. Phys. Lett. B30 (1969) 249;
Gourdin M. et al. Phys. Lett. B30 (1969) 347.
73. Abrams G.S. et al. Phys. Rev. D4 (1971) 647.
74. Achasov N.N., Shestakov G.N. Nucl. Phys. B45 (1972) 93.
75. Braman A., Casulleras J. Phys. Lett. 173B (1986) 97.
76. Yellin J. Phys. Rev. 147 (1966) 1080.
77. Wilczek H. Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1304;
Biswas S.N. Phys. Rev. D32 (1985) 1844.
78. Edwards C. et al. Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 903.
79. Youssef S. et al. Phys. Lett. 139B (1984) 332;
Albrecht H. et al. Z. Phys. C29 (1985) 167;
Albrecht H. et al. Preprint DESY 88-146, Hamburg, 1988;
Besson D. et al. Phys. Rev. D33 (1986) 360.
80. Bardeen B.A. et al. Phys. Lett. 76B (1978) 580;
Ансельм А.А. и Уральцев Н.Г. Материалы зимней школы ЛИЯФ. Ленинград, 1985, с.3.
81. Fayet P. and Mszard M. Phys. Lett. 104B (1981) 226.
82. Окунь Л.Б. Препринт ИТЭФ-149. Москва, 1983.
83. Mageras T. et al. Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2672;
Bowcock T. et al. Ibid, p.2676.

Содержание

| | |
|--|----|
| 1. Введение | 3 |
| 2. Нейтральный детектор | 4 |
| 3. Магнитно-дипольные радиационные распады ρ -, ω -, Φ -мезонов | 8 |
| 3.1 Теоретическое введение | 9 |
| 3.2 Распады $\Phi \rightarrow \eta\gamma$ и $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma$ | 15 |
| 3.3 Поиск распада $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$ | 19 |
| 3.4 Распады $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ и $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ | 21 |
| 3.5 Распады $\omega \rightarrow \eta\gamma$ и $\rho \rightarrow \eta\gamma$ | 26 |
| 3.6 Обсуждение результатов | 29 |
| 4. Редкие распады ρ -, ω -, Φ -мезонов | 32 |
| 4.1 Далитц-распады Φ - и ω -мезонов | 33 |
| 4.2 Распад $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ | 34 |
| 4.3 Распад $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ | 38 |
| 4.4 Поиск распада $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | 41 |
| 4.5 Поиск распадов $\Phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ и $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ | 44 |
| 4.6 Поиск распада $\Phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$ | 47 |
| 4.7 Поиск легких бозонов в распадах Φ -мезона | 47 |
| 5. Литература | 50 |

*С.И. Долинский, В.П. Дружинин, М.С. Дубровин,
В.Б. Голубев, В.Н. Иванченко, Е.В. Пахтусова,
А.Н. Перышкин, С.И. Середняков, В.А. Сидоров,
А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов*

**ОБЗОР e^+e^- ЭКСПЕРИМЕНТОВ
С НЕЙТРАЛЬНЫМ ДЕТЕКТОРОМ
НА ВЭПП-2М**

Часть 1

**Радиационные и редкие распады
 ρ -, ω -, Φ -мезонов**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 12.05 1989 г.
Подписано в печать 18.05 1989 г. МН 02160
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 4,1 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 68

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринте Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*