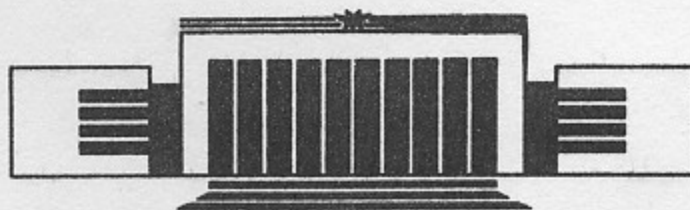


В.М.Аульченко, С.И.Долинский, В.П.Дружинин, М.С.Дубровин,  
С.И.Эйдельман, Е.С.Глускин, В.Б.Голубев, В.Н.Иванченко,  
П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп,  
А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко, Е.В.Пахтусова,  
Е.А.Переведенцев, А.Н.Перышкин, А.А.Полунин, И.Ю.Редько,  
С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, А.С.Соколов,  
Ю.М.Шатунов, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев, Ю.В.Усов

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДОВ  $\rho$ - И  $\omega$ -МЕЗОНОВ  
С НЕЙТРАЛЬНЫМ ДЕТЕКТОРОМ  
НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М

ПРЕПРИНТ 86-105



НОВОСИБИРСК

1986

## АННОТАЦИЯ

Приводятся предварительные результаты экспериментов, выполненных с Нейтральным Детектором на  $e^+e^-$ -накопителе ВЭПП-2М в диапазоне энергии  $2E=500-1000$  МэВ. Измерена полная ширина  $\omega$ -мезона:

$$\Gamma_{\omega} = 8,52 \pm 0,16 \text{ МэВ.}$$

Ее величина на 15% меньше табличного значения. Измерены относительные вероятности распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов:

$$B(\omega \rightarrow 3\pi) = 0,896 \pm 0,008,$$

$$B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = 0,090 \pm 0,008,$$

$$B(\omega \rightarrow \eta\gamma) = (4,6_{-2,2}^{+3,8}) \cdot 10^{-4},$$

$$B(\omega \rightarrow e^+e^-) = (7,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-5},$$

$$B(\rho \rightarrow \pi^0\gamma) = (7,9 \pm 3,5) \cdot 10^{-4},$$

$$B(\rho \rightarrow \eta\gamma) = (4,5 \pm 1,7) \cdot 10^{-4}.$$

Впервые измерена относительная вероятность распада  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ :

$$B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = 0,013 \pm 0,002$$

при энергии фотона больше 50 МэВ. Показано, что основным механизмом процесса является тормозное излучение пионов. Установлено ограничение на вероятность распада с прямым излучением фотона:

$$B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) < 7 \cdot 10^{-4} \quad (\text{уровень достоверности } 90\%).$$

Установлен верхний предел относительной вероятности распада:

$$B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) < 5 \cdot 10^{-4} \quad (\text{уровень достоверности } 90\%).$$

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Радиационные переходы между векторными и псевдоскалярными мезонами являются важным источником информации о строении и свойствах адронов. В этих реакциях кварковый состав мезона не меняется, а происходит переворот спина одного из кварков. Вероятности отдельных радиационных распадов связаны между собой соотношениями SU(3) симметрии, модели кварков и модели векторной доминантности (ВДМ) (см. обзор [1]). Они связаны также с вероятностями двухфотонных распадов псевдоскалярных мезонов и величинами магнитных моментов барионов. Существует 11 таких переходов между мезонами, состоящими из легких кварков, причем, вероятности большинства из них измерены [2]. Однако, точность измерений недостаточна для детальной проверки теоретических предсказаний.

Большое число экспериментальных работ посвящено изучению распада  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ . Величина этой вероятности распада используется как нормировочная во многих теоретических и экспериментальных работах. Для ее измерения применялось несколько различных методов [2]. Самая высокая относительная точность измерения вероятности распада  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ , достигнутая в отдельном эксперименте составляет 15% [3], тогда как ошибка среднемировой величины, полученная усреднением результатов всех экспериментов, составляет 5% [2]. Однако, в работе [4] критикуется большинство экспериментов по измерению ширины распада  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ . Это обстоятельство подчеркивает важность нового прецизионного измерения

этой величины. Остальные радиационные распады  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов известны со значительно худшей точностью. Следует отметить, что изучение радиационных распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов проводилось, в основном, в экспериментах на неподвижной мишени. Встречные  $e^+e^-$  пучки являются бесфоновым источником  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов. Однако, статистическая точность прежних экспериментов на встречных  $e^+e^-$  пучках [5] была сравнительно невысока из-за низкой интегральной светимости. Накопитель ВЭПП-2М [6] обеспечивает самую высокую светимость в области энергии  $2E < 1,4$  ГэВ. Использование виглеровского магнита позволило дополнительно повысить среднюю светимость накопителя в области энергии  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов [7]. В настоящее время в Новосибирске на накопителе ВЭПП-2М с помощью Нейтрального Детектора (НД) [8] проводится эксперимент в области энергии  $2E = (500-1000)$  МэВ, имеющий целью измерение радиационных распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов. Планируемая интегральная светимость должна составить около  $5 \text{ пб}^{-1}$ .

Основной частью детектора является электромагнитный калориметр, состоящий из 168 счетчиков с кристаллами NaI(Tl) общим весом 2,5 т. Ранее с помощью НД было проведено измерение радиационных распадов  $\Phi$ -мезона [9] и другие эксперименты [10]. В настоящей работе приводятся предварительные результаты, основанные на части статистики с интегральной светимостью  $1,2 \text{ пб}^{-1}$ . Эксперимент проводился при средней светимости равной  $0,5 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . Число записанных событий составило  $4,6 \cdot 10^6$ , из которых  $4 \cdot 10^5$  — распады  $\omega$ -мезона и  $10^6$  — распады  $\rho$ -мезона.

В описываемом эксперименте значительное внимание было уделено определению основных параметров  $\omega$ -мезона. В частности, его полной ширины  $\Gamma_\omega$  и электронной ширины  $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)$ . Для этого кроме радиационных распадов был также тщательно изучен основной распад  $\omega$ -мезона  $\omega \rightarrow 3\pi$ .

## 2. РАСПАД $\omega \rightarrow 3\pi$

Для изучения процесса

$$e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (2.1)$$

использованы данные сканирования энергетического интервала  $2E = 740-814$  МэВ с интегральной светимостью  $0,9 \text{ пб}^{-1}$ . В обработку вошли события с двумя заряженными частицами и двумя

фотонами. Для подавления фона от процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $\pi^+\pi^-$  и для уменьшения систематической ошибки в эффективности регистрации, связанной с неточностью моделирования ядерного взаимодействия пионов с веществом детектора, требовалось, чтобы минимальный угол между частицами в азимутальной плоскости был больше  $30^\circ$ . Эффективность регистрации процесса (2.1) для выбранных критериев отбора не зависит от энергии и составляет 4%. Было найдено около  $1,3 \cdot 10^4$  событий, удовлетворяющих этим условиям.

На рис. 1 приведено распределение экспериментальных событий при энергии  $2E = 782$  МэВ по инвариантной массе двух фотонов  $M_{\gamma\gamma}$  и распределение, полученное моделированием методом Монте-Карло процесса (2.1). Видно, что основной вклад в число найденных событий дает искомый процесс (2.1). На рис. 2 приведено сечение регистрации отобранных событий. Нормировка производилась по процессу упругого электрон-позитронного рассеяния, обеспечивающего точность 3%.

Распад  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , идущий с нарушением  $G$ -четности, может искажать сечение вследствие интерференции с исследуемым каналом  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Вероятность этого распада ожидается на уровне

$$B(\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-) \left(\frac{\Gamma_\omega}{\Gamma_\rho}\right)^2 \approx 5 \cdot 10^{-5}.$$

Вследствие малости этой величины распад  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  не учитывался. В рассматриваемом энергетическом диапазоне эффект  $\omega$ - $\Phi$ -интерференции пренебрежимо мал, поэтому сечение процесса (2.1) может быть представлено в виде:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = \sigma_0 \frac{M_\omega^2 \Gamma_\omega^2}{(S - M_\omega^2)^2 + S\Gamma_\omega^2(S)} \frac{F(S)}{F(M_\omega^2)} \cdot (1 + \delta_R), \quad (2.2)$$

где  $\sigma_0$  — значение сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  при энергии, равной массе резонанса;  $S = 4E^2$ ;  $M_\omega$ ,  $\Gamma_\omega$  — масса и ширина  $\omega$ -резонанса  $\Gamma_\omega = \Gamma_\omega(M_\omega^2)$ ;  $F(S)$  — фактор, учитывающий переход  $\omega \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$  [11];  $\delta_R$  — радиационная поправка для процесса (2.1) [12].

Зависимость полной ширины  $\omega$ -резонанса от энергии имеет вид:

$$\Gamma_\omega(S) = \Gamma_\omega \frac{S^{3/2}}{M_\omega^3} \frac{F(S)}{F(M_\omega^2)}.$$

Параметры  $\omega$ -мезона были получены методом максимального правдоподобия с использованием табличных значений массы  $\omega$ -мезона [2]. Определяемыми величинами являлись ширина  $\omega$ -мезона, сечение в максимуме  $\sigma_0$ , уровень нерезонансного фона и сдвиг шкалы энергии накопителя. Последний параметр вводился ввиду того, что не производилась абсолютная калибровка энергетической шкалы накопителя. При аппроксимации сечения регистрации учитывался разброс энергии частиц в пучке 0,17 МэВ, точность установки энергии пучка 0,05 МэВ, а также статистическая ошибка интегральной светимости.

На рис. 2 приведена кривая, аппроксимирующая экспериментальные данные, соответствующая следующим значениям физических величин:

$$\Gamma_\omega = 8,52 \pm 0,16 \text{ МэВ}, \quad (2.3)$$

$$\sigma_0 = 1,54 \pm 0,03 \pm 0,12 \text{ мкб}. \quad (2.4)$$

Уровень нерезонансного фона составляет около 1% от сечения регистрации событий искомого процесса в максимуме. Согласие экспериментальных данных с расчетом по критерию  $\chi^2$  составляет 70%. Первая из приведенных в (2.4) ошибок является статистической, вторая — систематической, обусловленной ограниченным числом моделированных событий реакции (2.1) и точностью моделирования ядерного взаимодействия пионов с веществом детектора.

Для проверки надежности полученного результата была проведена обработка с несколько отличающимися условиями отбора. В пределах приведенных ошибок результаты (2.3), (2.4) не меняются. Дополнительно были обработаны события, в которых наряду с двумя заряженными частицами был зарегистрирован лишь один  $\gamma$ -квант от распада  $\omega$ -мезона. Результаты, полученные по этому типу событий, статистически согласуются с приведенными выше значениями.

### 3. РАСПАД $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$

В радиационный распад  $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  дают вклад два различных механизма: тормозное излучение пионов в распаде  $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$  и прямое излучение, связанное с перестройкой кварковой структуры в распаде  $\rho$ -мезона, например, возможный электрический дипольный

переход  $\rho \rightarrow \epsilon \gamma$ . Так как распад  $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$  является основным для  $\rho$ -мезона, тормозной механизм должен давать существенный вклад. Вероятность распада  $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , вычисленная в работах [13—15] в предположении тормозного механизма, составляет около  $10^{-2}$  (при энергии фотона больше 50 МэВ). Вторым механизмом рассматривался в работе [15]. Учитывались переходы через промежуточные  $f$ -,  $A_1$ -,  $A_2$ -мезоны, а также возможные  $\sigma(400)$  и  $\epsilon(700)$  скалярные резонансы. Максимальный вклад может дать переход через скалярный резонанс. Так, для вероятности распада  $\rho \rightarrow \epsilon(700) \gamma$  получено значение  $1,7 \cdot 10^{-4}$ . Прямое излучение может наблюдаться, например, по отличию формы энергетического спектра фотона от спектра тормозного излучения.

Кроме распада  $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  то же конечное состояние имеет процесс  $e^+ e^- \rightarrow \rho \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , в котором фотон излучается начальными частицами. Однако из-за различной  $C$ -четности  $\pi^+ \pi^-$ -системы эти процессы не интерферируют (знаки пионов в эксперименте не различаются) и сечение реакции  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  можно записать в виде:

$$\sigma_{e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma} = \sigma_{e^+ e^- \rightarrow \rho \gamma} + \sigma_{\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma}.$$

Сечение реакции  $e^+ e^- \rightarrow \rho \gamma$  можно вычислить с высокой точностью методами квантовой электродинамики [14, 16], используя хорошо изученное сечение реакции  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

Для выделения процесса  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  отбирались события с двумя заряженными частицами и одним фотоном, имеющим искру в одной из ливневых камер, с аппаратурной точностью удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса. Для подавления фона от процесса  $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$  использовалась процедура  $e/\pi$ -разделения [17]. Распределение по параметру разделения и границы обрезания для выделения пионов приведены на рис. 3. Число оставшихся событий процесса  $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$  оценивалось из этого же распределения и не превышало 2—5% в интервале энергии от 500 до 250 МэВ. Отобранные таким образом события могут относиться к следующим четырем процессам:

$$e^+ e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma, \quad (3.1)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \rho \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma, \quad (3.2)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma, \quad (3.3)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0. \quad (3.4)$$

В области  $\omega$ -мезона сечение процесса (3.4) доминирует, и его величина определяется по кривой возбуждения  $\omega$ -мезона. Для аппроксимации сечения процесса (3.4) использовалась модифицированная с учетом  $\omega$ - $\Phi$ -интерференции формула (2.2). Энергетическая зависимость эффективности регистрации определялась по моделированию. Вклад процессов (3.2), (3.3) вычитался расчетным образом. Систематическая неточность моделирования этих процессов оценивалась величиной 10%. Отобранные события разбивались на пять групп в зависимости от энергии фотона  $E_\gamma$ , и в каждой группе вычитался фон от процессов (3.2—3.4). Полученный таким образом энергетический спектр фотонов изображен на рис. 4. Там же приведен спектр фотонов в предположении тормозного механизма распада в тех же условиях отбора. Из рисунка видно, что существенного вклада прямого излучения нет, поэтому можно определить вероятность перехода только через тормозной механизм и установить верхний предел на величину вклада прямого излучения.

Энергетическая зависимость сечения регистрации отобранных событий с вычетом фона от реакции (3.4) приведена на рисунке 5 для  $E > 50$  МэВ. Для аппроксимации использовалась следующая формула:

$$\sigma_{ois} = \alpha\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3,$$

где  $\sigma_1$ —расчетное сечение регистрации процесса (3.1), идущего через тормозной механизм,  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$ —расчетные сечения регистрации процессов (3.2) и (3.3),  $\alpha$ —свободный параметр, характеризующий отличие экспериментального сечения от расчета. Вклад всех трех процессов и суммарное сечение регистрации, полученное при аппроксимации приведены на рис. 5. Для параметра  $\alpha$  получено следующее значение:

$$\alpha = 1,20 \pm 0,10 \pm 0,15.$$

Первая ошибка является статистической, вторая ошибка—систематическая и определяется систематической ошибкой моделирования процессов (3.1—3.4). Видно хорошее согласие эксперимента с расчетом по модели тормозного механизма. Для сечения в максимуме  $\rho$ -мезонного резонанса и относительной вероятности распада  $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  получены следующие значения:

$$\sigma_0(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = 15 \pm 3 \text{ нб},$$

$$B(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = (1,3 \pm 0,2) \%$$

при  $E_\gamma > 50$  МэВ, (тормозной механизм).

Для получения ограничения на вероятность перехода через механизм прямого излучения запишем матричный элемент распада  $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  в следующем виде:

$$M = M_b + M_i,$$

где  $M_b$ —матричный элемент тормозного излучения, а  $M_i$ —матричный элемент прямого излучения. Как указывается в работах [13, 14] он пропорционален первой степени импульса фотона  $k$  и искажает жесткий конец энергетического спектра фотона. Для перехода через скалярный резонанс матричный элемент можно записать в следующем виде [16]:

$$M_i^S = \frac{Ae^{i\theta}}{S_1 - M^2 - iM\Gamma} \cdot [(pk) g_{\mu\nu} - p_\nu k_\mu] e_\mu^{(e)} e_\nu^{(\gamma)},$$

где  $S_1$ —инвариантная масса  $\pi^+ \pi^-$ -пары,  $M$  и  $\Gamma$ —масса и ширина скалярного резонанса,  $p$  и  $k$ —импульсы  $\rho$ -мезона и фотона,  $e^{(e)}$ , и  $e^{(\gamma)}$ —их вектора поляризации,  $A$  и  $\theta$ —модуль и фаза комплексной амплитуды перехода  $\rho \rightarrow \epsilon \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . На рис. 4 приведен спектр фотонов прямого излучения, полученный с матричным элементом  $M_i^S$  при  $M = 700$  МэВ и  $\Gamma = 100$  МэВ. Видно, что спектр значительно отличается от спектра тормозного излучения. Однако на форму результирующего спектра, которая определяется суммой матричных элементов  $M_i$  и  $M_b$ , существенно влияет интерференция между этими механизмами. Поэтому при получении ограничения на вероятность прямого излучения спектр фотона вычислялся с учетом интерференции, причем ее фаза являлась свободным параметром. В качестве возможных промежуточных состояний рассматривались два скалярных резонанса  $\sigma(400)$  и  $\epsilon(700)$  с шириной 100 МэВ. Для них получены следующие ограничения на относительные вероятности распада:

$$B(\rho \rightarrow \sigma(400) \gamma) < 1 \cdot 10^{-4},$$

$$B(\rho \rightarrow \epsilon(700) \gamma) < 7 \cdot 10^{-4}, \quad \text{уровень достоверности 90\%}.$$

Поскольку спектр фотона хорошо согласуется с тормозным механизмом, и вклад прямого излучения мал, выражение для  $M_i^S$  описывает с достаточной точностью прямое излучение для любых про-

межуточных состояний. Таким образом для относительной вероятности прямого излучения получаем следующее ограничение:

$$B(\varrho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) < 7 \cdot 10^{-4}, \quad \text{уровень достоверности } 90\%.$$

#### 4. ПРОЦЕССЫ $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma, \eta \gamma, 3\gamma$

В данной главе описывается анализ радиационных распадов  $\varrho, \omega \rightarrow \pi^0 \gamma, \eta \gamma$ , в которых псевдоскалярный мезон распадается на два фотона:

$$e^+e^- \rightarrow \varrho, \omega \rightarrow \pi^0 \gamma, \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad (4.1)$$

$$e^+e^- \rightarrow \varrho, \omega \rightarrow \eta \gamma, \quad \eta \rightarrow 2\gamma. \quad (4.2)$$

Кроме реакций (4.1—4.2) трехфотонное конечное состояние дает квантово-электродинамический процесс:

$$e^+e^- \rightarrow 3\gamma. \quad (4.3)$$

Для анализа процессов (4.1—4.3) отбирались события с тремя фотонами, попавшими в телесный угол детектора, удовлетворяющие с аппаратной точностью законам сохранения энергии и импульса. Для подавления фона от процесса двухквантовой аннигиляции, когда один из фотонов в результате флуктуаций ливня в калориметре воспринимается как два фотона, требовалось, чтобы минимальный пространственный угол между любыми двумя фотонами был больше  $28^\circ$ , а максимальная энергия фотона была ограничена  $\omega_{\max}/E < 0,985$ . Далее параметры частиц уточнялись с помощью процедуры кинематической реконструкции событий [8] без учета конкретных промежуточных состояний. Отобранные таким образом 3841 событие анализировались при помощи диаграммы Далитца (рис. 6). События процессов (4.1—4.2) при энергии пучков  $E$  и массе псевдоскалярного мезона  $M_p$ , группируются на диаграмме Далитца вдоль линий, соответствующих энергии фотона отдачи  $\omega_p$ :

$$\omega_p = E [1 - (M_p/2E)^2], \quad (4.4)$$

Из формулы (4.4) видно, что положение линии на диаграмме зависит от энергии пучков. Поэтому, удобной величиной является разность  $D_{ip}$  между измеренной энергией каждого из фотонов

$\omega_i (i=1, 2, 3; \omega_1 > \omega_2 > \omega_3)$  и энергией фотона отдачи, нормированная на энергию пучка:

$$D_{ip} = (\omega_i - \omega_p) / E, \quad (4.5)$$

$D_{ip}$  представляет собой расстояние от точки, изображающей событие на диаграмме Далитца, до линии соответствующей монохроматическому фотону. В области энергии  $\omega$ -мезона в большинстве событий фотон отдачи в процессе (4.1) имеет максимальную энергию ( $i=1$ ), а в (4.2) — минимальную ( $i=3$ ). Пик в распределении по параметру  $D_{in}$  (рис. 7) указывает на присутствие в конечном состоянии большого числа событий реакции (4.1). Для анализа сечения процесса (4.1) отбирались события  $|\min_i D_{in}| < 0,015$ . При выделении процессов (4.2—4.3) требовалось:  $|D_{in}| > 0,045$ .

Распределение по параметру  $D_{3\eta}$  (рис. 8) имеет небольшое возвышение вблизи нуля, соответствующее реакции (4.2). Ограничение  $|\min_i D_{in}| < 0,05$  выбрано так, что 90% событий реакции (4.2) попадают в указанный интервал. Полученные сечения регистрации процессов (4.1—4.3) показаны на рис. 9.

Для различных критериев отбора параметризация сечений регистрации производилась по одной формуле:

$$\sigma_{vis}(S) = \sigma_{\pi^0 \gamma}(S) + \sigma_{\eta \gamma}(S) + \sigma_{3\gamma}(S),$$

$$\sigma_{P\gamma}(S) = \sigma_{TP\gamma}(S) \cdot \varepsilon_{P\gamma}(S) \cdot \lambda_{P\gamma}(S),$$

$$\sigma_{3\gamma}(S) = k(S) \cdot \sigma_{03\gamma} \cdot \frac{800^2}{S},$$

$$\sigma_{TP\gamma}(S) = |A_\omega + A_\varrho e^{i\theta_\varrho} + A_\Phi e^{i\theta_\Phi}|^2,$$

$$A_V = \frac{\sqrt{\sigma_0(V \rightarrow P\gamma)} M_V \Gamma_V}{M_V^2 - S - i\sqrt{S} \Gamma_V(S)} \left( \frac{1 - M_p^2/S}{1 - M_p^2/M_V^2} \right)^{3/2} \quad (4.6)$$

где  $\sigma_{vis}$  — сечения регистрации;  $\sigma_{TP\gamma}$  — расчетные сечения;  $\varepsilon_{P\gamma}$  — эффективности регистрации (табл. 1);  $\lambda_{P\gamma}$  — множитель, учитывающий радиационные поправки и разброс по энергии частиц в пучке;  $\sigma_{03\gamma}$  — сечение регистрации процесса (4.3) при  $E=400$  МэВ,  $k$  — коэффициент, учитывающий различие критериев отбора при расчете вклада от процесса (4.3), (табл. 1);  $A_V$  — Брейт-Вигнеровская амплитуда распада  $V \rightarrow P\gamma$  с учетом фазового объема;  $\sigma_0(V \rightarrow P\gamma)$  — сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow P\gamma$  в максимуме резонанса;  $\theta$  — относительная фаза интерференции  $\omega$ -мезона с  $\varrho$ - и  $\Phi$ -мезонами в процессе  $e^+e^- \rightarrow P\gamma$ .

Таблица 1

Эффективности регистрации процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma, \eta\gamma$   
и значение параметра  $k$  при энергии пучков 391 МэВ

| Условия отбора | $\epsilon_{\pi^0\gamma}$ (%)  | $\epsilon_{\eta\gamma}$ (%) | $k$<br>(отн. ед.) |
|----------------|-------------------------------|-----------------------------|-------------------|
| $\pi^0\gamma$  | $9,0 \pm 0,3$                 | $0,5 \pm 0,1$               | $0,77 \pm 0,13$   |
| $\eta\gamma$   | $< 0,02$                      | $3,1 \pm 0,2$               | $0,43 \pm 0,17$   |
| $3\gamma$      | $(1,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-2}$ | $0,90 \pm 0,05$             | $1,00 \pm 0,09$   |

При обработке учитывалась зависимость эффективности регистрации от энергии. С уменьшением энергии пучков эффективность падает из-за того, что мягкие фотоны хуже регистрируются в ливневых камерах. При энергии  $2E > M_\omega$  возрастает вероятность излучения фотона начальными частицами, что искажает кинематику событий и уменьшает эффективность регистрации.

Параметры сечений вычислялись методом максимального правдоподобия. При обработке процесса (4.3) получено значение сечения  $\sigma_{03\gamma} = (0,219 \pm 0,015)$  нб, что хорошо согласуется с расчетным значением  $(0,205 \pm 0,010)$  нб. Это указывает на отсутствие других нерезонансных процессов, имеющих трехфотонное конечное состояние.

Поведение сечения процессов (4.1—4.2) определяется интерференцией амплитуд  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов. Так как разница масс  $\omega$ - и  $\rho$ -мезонов мала:  $(M_\omega - M_\rho) \ll \Gamma_\rho$ , форма сечения при конструктивной и деструктивной интерференции и соответствующем подборе амплитуд одинаково хорошо описывает полученные экспериментальные данные. Формально это означает, что функция правдоподобия имеет два минимума при фазах интерференции вблизи  $0^\circ$  и  $180^\circ$ . Поэтому минимизации проводились при двух различных начальных значениях фазы  $\theta_\rho$ . При аппроксимации экспериментальных данных использовались табличные значения масс мезонов. Сечения  $\sigma_0(\Phi \rightarrow P\gamma)$  имели значения, полученные нами в работе [9]. Фаза  $\omega$ - $\Phi$ -интерференции полагалась равной  $180^\circ$ .

При аппроксимации сечения регистрации процесса (4.1) свободными параметрами были  $\sigma_0(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ ,  $\sigma_0(\rho \rightarrow \pi^0\gamma)$ , фаза  $\omega$ - $\rho$ -интерференции и ширина  $\omega$ -мезона. При этом получено значение ши-

рины  $\Gamma_\omega = (8,2 \pm 0,3)$  МэВ, которое хорошо согласуется с результатом (2.3), но имеет вдвое большую ошибку. Это позволило в дальнейшем проводить аппроксимацию с использованием результата (2.3). Полученные значения параметров приведены в таблице 2.

Таблица 2

Значение параметров сечения процесса  
 $e^+e^- \rightarrow \rho, \omega \rightarrow \pi^0\gamma$  при различных условиях минимизации

| Параметры<br>аппроксимации                      | $\theta_\rho \sim 180^\circ$ | $\theta_\rho \sim 0^\circ$ |
|---|------------------------------|----------------------------|
| $\sigma_0(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ (нб) | $243 \pm 7$                  | $154 \pm 7$                |
| $\sigma_0(\rho \rightarrow \pi^0\gamma)$ (нб)   | $6,2 \pm 0,9$                | $0,9 \pm 0,4$              |
| $\theta_\rho$ (град)                            | $165 \pm 2$                  | $-5 \pm 6$                 |
| $\chi^2/n_D$                                    | 38/45                        | 38/45                      |

В таблице 2 приведена только статистическая ошибка. Систематическая ошибка сечений определяется точностью вычисления эффективности регистрации (5%) и точностью измерения светимости накопителя (3%).

Для реакции (4.1) можно выбрать фазу  $\omega$ - $\rho$ -интерференции, используя экспериментальные данные по изотопически сопряженному распаду  $\rho^- \rightarrow \pi^- \gamma$  [18—19]. Из сравнения  $\Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma)$  и  $\Gamma(\rho^- \rightarrow \pi^- \gamma)$  (таблица 5) оказывается, что при фазе интерференции  $\theta_\rho = 165^\circ$  наше значение ширины на пять стандартных отклонений больше, а при  $\theta_\rho = -5^\circ$  ширины совпадают в пределах ошибки. В дальнейшем считаем фазу  $\omega$ - $\rho$ -интерференции в процессе (4.1) равной:

$$\theta_\rho = (-5 \pm 6)^\circ.$$

При аппроксимации энергетической зависимости сечения процесса (4.2) свободными параметрами были  $\sigma_0(\omega \rightarrow \eta\gamma)$ ,  $\sigma_0(\rho \rightarrow \eta\gamma)$ . Результаты минимизации для двух значений фазы интерференции приведены в таблице 3. Систематическая ошибка результатов, приведенных в таблице 3, пренебрежимо мала по сравнению со статистической ошибкой.

Таблица 3

Значения параметров сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \rho, \omega \rightarrow \eta\gamma$  при различных фазах интерференции.

| Параметры аппроксимации                      | $\theta_\rho = 0^\circ$ | $\theta_\rho = 180^\circ$ |
|--|-------------------------|---------------------------|
| $\sigma_0(\omega \rightarrow \eta\gamma)$ нб | $0,6^{+1,5}_{-0,6}$     | $3,4 \pm 1,5$             |
| $\sigma_0(\rho \rightarrow \eta\gamma)$ нб   | $0,5^{+0,5}_{-0,4}$     | $0,9 \pm 0,6$             |
| $\chi^2/n_D$                                 | 4/9                     | 6/9                       |

### 5. РЕАКЦИЯ $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$

Для уточнения параметров  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов важное значение имеет изучение всех их возможных редких нейтральных распадов. В данной главе описывается поиск следующего процесса:

$$e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma. \quad (5.1)$$

Возможны два механизма, которые его обуславливают. Во-первых, возможна реакция  $\omega \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ , в которой происходит обычный радиационный распад  $\rho$ -мезона [20]. В этом случае относительная вероятность распада (5.1) может быть рассчитана с помощью табличных данных [2] и составляет около  $10^{-4}$ . Второй возможный механизм—это электрический дипольный переход  $\omega \rightarrow S\gamma$ , где  $S$ —скалярное или тензорное состояние ( $S^*, \epsilon, f, \dots$ ), распадающееся на  $2\pi^0$ . Теоретические предсказания для относительной вероятности такого перехода менее определены [15, 21] и находятся в пределах  $10^{-2} - 10^{-5}$ . Экспериментально электрические дипольные переходы между резонансами, состоящими из легких кварков, до сих пор не наблюдались.

Ранее с помощью НД реакция  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  изучалась при энергии пучков  $2E > 1$  ГэВ [10], поэтому, в данной работе использовались уже опробованные ранее методы обработки. Отбирались 5-фотонные события, в которых с аппаратурной точностью выполнялись законы сохранения энергии и импульса, а также находились два  $\pi^0$ -мезона. В результате применения таких критериев отбора не было найдено ни одного события в области энергий  $\omega$ -мезона. Это позволяет, используя величину эффективности регистрации, составляющую 2,2%, установить верхний предел относитель-

ной вероятности распада:

$$B(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) < 5 \cdot 10^{-4}, \quad (5.2)$$

величина которого в 20 раз ниже табличного значения [2]. Полученный верхний предел показывает, что предсказанного [15, 21] заметного усиления распада за счет взаимодействия  $\pi^0$ -мезонов в конечном состоянии не происходит.

### 6. ПРОЦЕСС $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0\gamma$

Как показано в предыдущей главе события реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  не наблюдаются. Это дает возможность утверждать, что многофотонные события в этой области энергий, в основном, связаны со следующим процессом:

$$e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0\gamma. \quad (6.1)$$

Многофотонное конечное состояние является более удобным, чем трехфотонное, для изучения радиационных распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов по каналу  $\eta\gamma$ , поскольку уровень фона в этом случае значительно ниже. Для выделения событий реакции (6.1) использовались события с четырьмя и более фотонами, зарегистрированными в детекторе. Для подавления космического и пучкового фона требовалось, чтобы поперечный импульс в событии был меньше  $0,2E$ . Часть фотонов в событиях искомого процесса, как правило, не попадает в детектор, поэтому были отобраны только те события, в которых выделившаяся в калориметре энергия лежит в пределах от  $1,0E$  до  $1,6E$ . Описанные условия отбора практически полностью подавляют фон от космических частиц и частиц, выбывающих из пучка.

Самый энергичный фотон в событиях реакции (6.1) должен быть фотоном отдачи в радиационном распаде. На рис. 10,а показан спектр масс отдачи самого энергичного фотона в стобранных событиях с 5 и более фотонами. Четкий пик на массе  $\eta$ -мезона показывает, что уровень фона в этом случае пренебрежимо мал. Фон в событиях с 4 фотонами (рис. 10,б) объясняется вкладом следующего процесса:

$$e^+e^- \rightarrow 4\gamma \quad (\text{КЭД}). \quad (6.2)$$

Наблюдаемое число событий на рис. 10,а и рис. 10,б согласуется с



ожидаемым вкладом от процессов (6.1) и (6.2). Приведенные спектры хорошо описываются моделированием этих процессов. Это позволяет при дальнейшей обработке сложить статистику 4- и 5-фотонных событий. Эффективность регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  с учетом величины относительной вероятности распада  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  составляет при этом 4,5%.

Энергетическая зависимость наблюдаемого сечения для событий, содержащих  $\eta$ - мезон приведена на рис. 11. Она аппроксимировалась суммой сечений реакций (6.1) и (6.2). Для сечения реакции (6.1) использовалось выражение (4.6), в котором учитывался вклад  $\Phi$ -мезона [9] и радиационные поправки, а сечение процесса (6.2) было рассчитано согласно [22]. Свободными параметрами при аппроксимации являлись сечения  $\sigma_0(\omega \rightarrow \eta\gamma)$  и  $\sigma_0(\varphi \rightarrow \eta\gamma)$ . Фиксировались относительные фазы интерференции и полная ширина  $\omega$ -мезона (2.3), полученная в данной работе. Если использовать значения фазы  $\theta_\varphi = 0^\circ$ ,  $\theta_\omega = 180^\circ$ , которые следуют из кварковой модели [1], то можно получить следующие значения сечений:

$$\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \eta\gamma) = (0,9_{-0,5}^{+0,7}) \text{ нб}, \quad (6.3)$$

$$\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \varphi \rightarrow \eta\gamma) = (0,5 \pm 0,2) \text{ нб}.$$

Найденные величины согласуются с результатами единственного предыдущего измерения [23]. Отметим, что удовлетворительный  $\chi^2$  получается и при аппроксимации данных с фазой  $\theta_\varphi = 180^\circ$ . В этом случае, как и в работе [23], получается на порядок большее сечение процесса (6.1):

$$\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \eta\gamma) = (7,3 \pm 1,2) \text{ нб}, \quad (6.4)$$

$$\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \varphi \rightarrow \eta\gamma) = (0,8 \pm 0,3) \text{ нб}.$$

## 7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Одним из наиболее интересных результатов данной работы является полная ширина  $\omega$ -мезона (2.3). Значения ширины, полученные при обработке конечных состояний  $3\pi$  и  $\pi^0\gamma$ , согласуются между собой. Эта величина на четыре стандартных отклонения меньше табличного значения  $(9,9 \pm 0,3) \text{ МэВ}$  [2], полученного усреднением результатов большого количества измерений. Большинство измерений ширины  $\omega$ -мезона было сделано в адронных реакциях, например,  $\pi^-p \rightarrow \omega n$ . Наилучшие условия для измерения

ширины  $\omega$ -мезона имеются на встречных  $e^+e^-$ -пучках, однако статистическая точность в предыдущих экспериментах была невысока  $\sim 1 \text{ МэВ}$ . В данной работе точность значительно улучшена прежде всего за счет высокой интегральной светимости. Обработка повторного сканирования должна проверить правильность результата (2.3).

Полученные результаты для полной ширины  $\omega$ -мезона и сечений в максимуме позволяют вычислить относительные вероятности и парциальные ширины распадов  $\omega \rightarrow 3\pi$ ,  $\pi^0\gamma$ ,  $e^+e^-$ . Пренебрегая всеми остальными распадами  $\omega$ -мезона, кроме распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ , можно получить полное сечение рождения  $\omega$ -мезона в  $e^+e^-$ -столкновениях:

$$\sigma_0(\omega \rightarrow \text{все}) = \frac{\sigma_0(\omega \rightarrow 3\pi) + \sigma_0(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)}{1 - B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)} = (1718 \pm 126) \text{ нб},$$

Здесь и далее приводятся суммарные ошибки, включающие в себя как статистические так и систематические. От полного сечения можно перейти к параметрам распадов:

$$B(\omega \rightarrow 3\pi) = \sigma_0(\omega \rightarrow 3\pi) / \sigma_0(\omega \rightarrow \text{все}) = 0,896 \pm 0,008,$$

$$B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = \sigma_0(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) / \sigma_0(\omega \rightarrow \text{все}) = 0,090 \pm 0,008,$$

$$B(\omega \rightarrow e^+e^-) = \frac{M_\omega^2}{12\pi} \cdot \sigma_0(\omega \rightarrow \text{все}) = (7,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-5},$$

$$\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi) = (7,64 \pm 0,14) \text{ МэВ},$$

$$\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (764 \pm 69) \text{ кэВ},$$

$$\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = (0,61 \pm 0,04) \text{ кэВ}.$$

Полученные значения относительных вероятностей распадов  $\omega$ -мезона  $\omega \rightarrow 3\pi$  и  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$  не отличаются от табличных. Однако их парциальные ширины уменьшились на 15% вследствие уменьшения полной ширины. Электронная ширина  $\omega$ -мезона и относительная вероятность распада  $\omega \rightarrow e^+e^-$  находятся в удовлетворительном согласии с табличными данными.

Используя табличные значения полной и электронной ширины  $\varphi$ -мезона и измеренное сечение в максимуме для распада  $\varphi \rightarrow \pi^0\gamma$ , можно вычислить его относительную вероятность и парциальную ширину:

$$B(\varphi \rightarrow \pi^0\gamma) = (7,9 \pm 3,5) \cdot 10^{-4},$$

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi^0 \gamma) = (122 \pm 54) \text{ кэВ.}$$

Как отмечалось ранее, эта ширина согласуется с измерением в изотопически сопряженном канале (таблица 5).

В таблице 4 приведены полученные данные по распадам  $\rho$ ,  $\omega \rightarrow \eta \gamma$ . Значения относительной вероятности для двух мод распада  $\eta$ -мезона:  $\eta \rightarrow 2\gamma$  и  $\eta \rightarrow 3\pi \rightarrow 6\gamma$  согласуются между собой и их среднее значение не противоречит единственному предыдущему измерению [23].

В таблице 4 приведены значения вероятностей распадов для двух фаз интерференции  $\theta_0 = 0^\circ$  и  $\theta_0 = 180^\circ$ , однако, в дальнейшем будут использоваться значения при фазе  $\theta_0 = 0^\circ$ , которая предсказывается кварковой моделью [1].

Таблица 4

Относительные вероятности распадов  $\rho \rightarrow \eta \gamma$ ,  $\omega \rightarrow \eta \gamma$  при фазах  $\rho$ - $\omega$ -интерференции  $0^\circ$  и  $180^\circ$  для двух каналов распада  $\eta$ -мезона и их среднее значение

| Относит. вероятность                           | $\theta_0$ , град. | $\eta \rightarrow 2\gamma$ | $\eta \rightarrow 3\pi \rightarrow 6\gamma$ | Среднее значение    |
|--|--------------------|----------------------------|---|---------------------|
| $B(\omega \rightarrow \eta \gamma) \cdot 10^4$ | 0                  | $3,2^{+8,0}_{-3,2}$        | $5,6^{+4,4}_{-3,1}$                         | $4,6^{+3,8}_{-2,2}$ |
|  | 180                | $18 \pm 8$                 | $45 \pm 8$                                  | $32 \pm 6$          |
| $B(\rho \rightarrow \eta \gamma) \cdot 10^4$   | 0                  | $4,4^{+4,4}_{-3,5}$        | $4,6 \pm 1,9$                               | $4,5 \pm 1,7$       |
|  | 180                | $7,9 \pm 5,3$              | $7,4 \pm 2,4$                               | $7,5 \pm 2,2$       |

Полученные результаты по парциальным ширинам радиационных распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов и результаты предыдущих экспериментов, выполненных на Нейтральном Детекторе [9] представлены в таблице 5. Здесь же приведены табличные данные [2] и предсказания кварковой модели [1, 4, 24, 25]. В этой модели ширина радиационного распада имеет вид [24]:

$$\Gamma = \frac{4}{3} \omega^3 |M_{VP}|^2,$$

где  $\omega = \frac{M_V^2 - M_P^2}{2M_V}$  — энергия фотона,  $M_{VP} = (q_1 \mu_1 + q_2 \mu_2) I_{VP}$  матричный элемент перехода, в котором  $q_{1,2}$  — заряды кварков,  $\mu_{1,2}$  — их

магнитные моменты,  $I_{VP}$  — интегралы перекрытия волновых функций. Отношение интегралов перекрытия для разных распадов принято равным единице. Магнитные моменты кварков считаются различными:  $\mu_d/\mu_u = 1,05$ ,  $\mu_s/\mu_u = 0,66$ . Углы смешивания приняты неидеальными  $\alpha_V = 3,7^\circ$ ,  $\alpha_P = -45,3^\circ$  [2]. Используя измеренную в данной работе ширину  $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)$ , можно рассчитать ширины остальных распадов.

Таблица 5

Парциальные ширины радиационных распадов

| Распад<br>$V \rightarrow P \gamma$ | Расчет по<br>кварковой<br>модели<br>$\Gamma$ (кэВ) | Наши<br>результаты<br>$\Gamma$ (кэВ) | Particle<br>Data Group (1984)<br>$\Gamma$ , кэВ |
|------------------------------------|--|--------------------------------------|---|
| $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$  | $764 \pm 69$                                       | $764 \pm 69$                         | $860 \pm 50$                                    |
| $\rho \rightarrow \pi^0 \gamma$    | $70 \pm 7$   | $122 \pm 54$                         | $71 \pm 8$                                      |
| $\omega \rightarrow \eta \gamma$   | $4,5 \pm 0,5$                                      | $3,9^{+3,2}_{-1,8}$                  | $3,0^{+2,5}_{-1,8}$                             |
| $\rho \rightarrow \eta \gamma$     | $47 \pm 5$   | $69 \pm 26$                          | $55 \pm 14$                                     |
| $\Phi \rightarrow \eta \gamma$     | $67 \pm 7$   | $55 \pm 3$                           | $51 \pm 8$                                      |
| $\Phi \rightarrow \pi^0 \gamma$    | $7,3 \pm 0,7$                                      | $5,5 \pm 0,6$                        | $5,9 \pm 2,1$                                   |
| $\Phi \rightarrow \eta' \gamma$    | $0,25 \pm 0,03$                                    | $< 0,84$                             | —   |

Приведенные в таблице 5 данные показывают, что разница между расчетом по кварковой модели и полученными ширинами не превышает двух стандартных отклонений для всех распадов. Таким образом, кварковая модель успешно описывает радиационные распады  $\rho$ -,  $\omega$ - и  $\Phi$ -мезонов.

Используя данные нейтрального детектора, можно уточнить параметры самой кварковой модели. По аналогии с [9] имеем:

$$\Gamma(\Phi \rightarrow \pi^0 \gamma) / \Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = (7,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-3},$$

$$\Gamma(\rho \rightarrow \eta \gamma) / \Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = (9,0 \pm 3,5) \cdot 10^{-2},$$

$$\Gamma(\Phi \rightarrow \eta \gamma) / \Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = (7,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}.$$

Из этих величин можно получить значения углов смешивания

$$\alpha_V = (3,2 \pm 0,2)^\circ,$$

$$\alpha_P = (-59 \pm 17)^\circ,$$

и отношение магнитных моментов  $u$ - и  $s$ - кварков:

$$\mu_s/\mu_u = 0,60 \pm 0,03.$$

Значения углов смешивания в пределах ошибок совпадают с табличными данными, полученными по квадратичной массовой формуле. Отношение магнитных моментов  $u$ - и  $s$ - кварков близко к значению, полученному из магнитных моментов барионов 0,66.

В заключение отметим, что полученные результаты носят предварительный характер. Данные, по радиационным распадам  $\rho$ -мезона, получены в узком интервале энергии, поэтому надежность и точность измерений будет улучшена при обработке сканирования в широком интервале энергии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. O'Donnel P.J., Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 673.
2. Review of Particle Properties, Particle Data Group, 1984.
3. Keine J. et al. Phys. Rev. D14 (1976) 28.
4. Oshima T. Phys. Rev. D22 (1980) 707.
5. Benaksas D. et al. Phys. Lett. 42B (1972) 511.
6. Tumaikin G.M., Proceedings of the 10-th International Conference on High Energy Particle Accelerators, Serpukhov, 1977, vol.1, p.443.
7. Anashin V.V et al. Preprint inp 84-123, Novosibirsk, 1984.
8. Golubev V.B. et al. Nucl. Instr. and Methods 227 (1984) 467.
9. Druzhinin V.P. et al. Phys. Lett. 144B (1984) 136.
10. Голубев В.Б. и др., ЯФ 41 (1985) 1176, Druzhinin V.P. et al. Preprint INP 84-93, Novosibirsk, 1984, Долинский С.И. и др. Препринт ИЯФ 85-98, Новосибирск, 1985, Dolinsky S.I. et al. Preprint INP 86-69, Novosibirsk, 1986.
11. Ачасов Н.Н., Буднев Н.М. и др. ЯФ 23 (1976) 616.
12. Кураев Э.А., Фадин В.С. ЯФ 41 (1985) 733.
13. Singer P., Phys. Rev. 130 (1963) 2441, 161 (1967) 1694.
14. Байер В.Н., Хозе В.А. ЖЭТФ 48 (1965) 1708.
15. Renard S.M., Nuovo Cimento 62A (1969) 475.
16. Creutz M.J., Einhorn M.B. Phys. Rev. D1 (1970) 2537.
17. Голубев В.Б. и др. Докл. на III междунар. конф. по методике экспериментов на встречных пучках. Новосибирск, ИЯФ СОАН СССР, 1984.
18. Gobby B. et al. Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1450.
19. Jensen T. et al. Phys. Rev. D27 (1983) 26.
20. Singer P. Phys. Rev. 128 (1962) 2789.
21. Levi N. and P.Singer P. Phys. Rev. D3 (1971) 2134; Yellin J. Phys. Rev. 147 (1966) 1080;
22. Berends F.A. et al. Nucl. Phys. B239 (1984) 395.
23. Andrews D.E. et al. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 198.
24. Azimov Ya.i. Preprint LINP 819 Leningrad, 1982.
25. Geffen D.A. and Wilson W. Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 370.

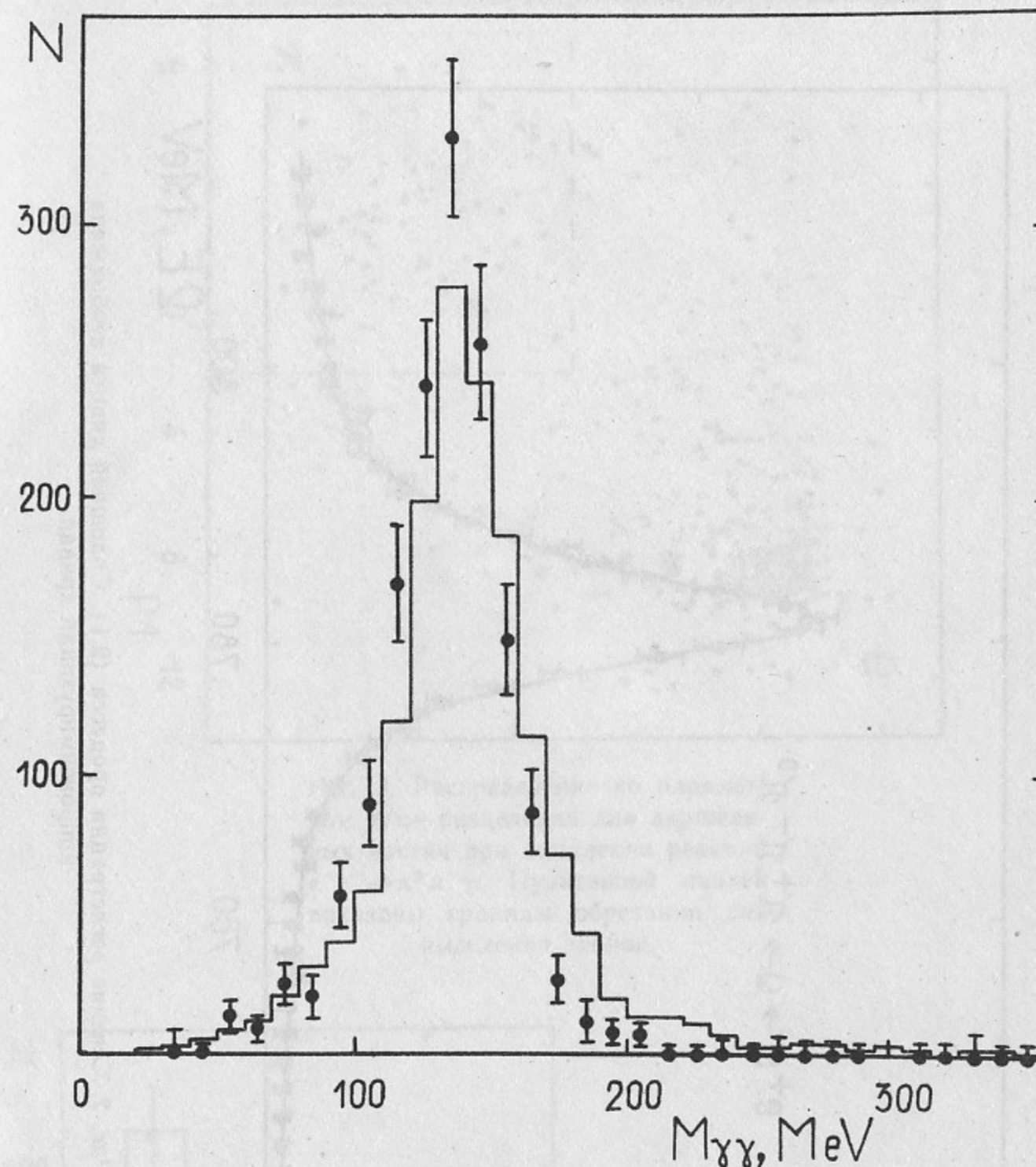


Рис. 1. Распределение событий при энергии  $2E=782$  МэВ по инвариантной массе двух фотонов. Гистограмма—эксперимент, точки с ошибками— моделирование методом Монте-Карло.

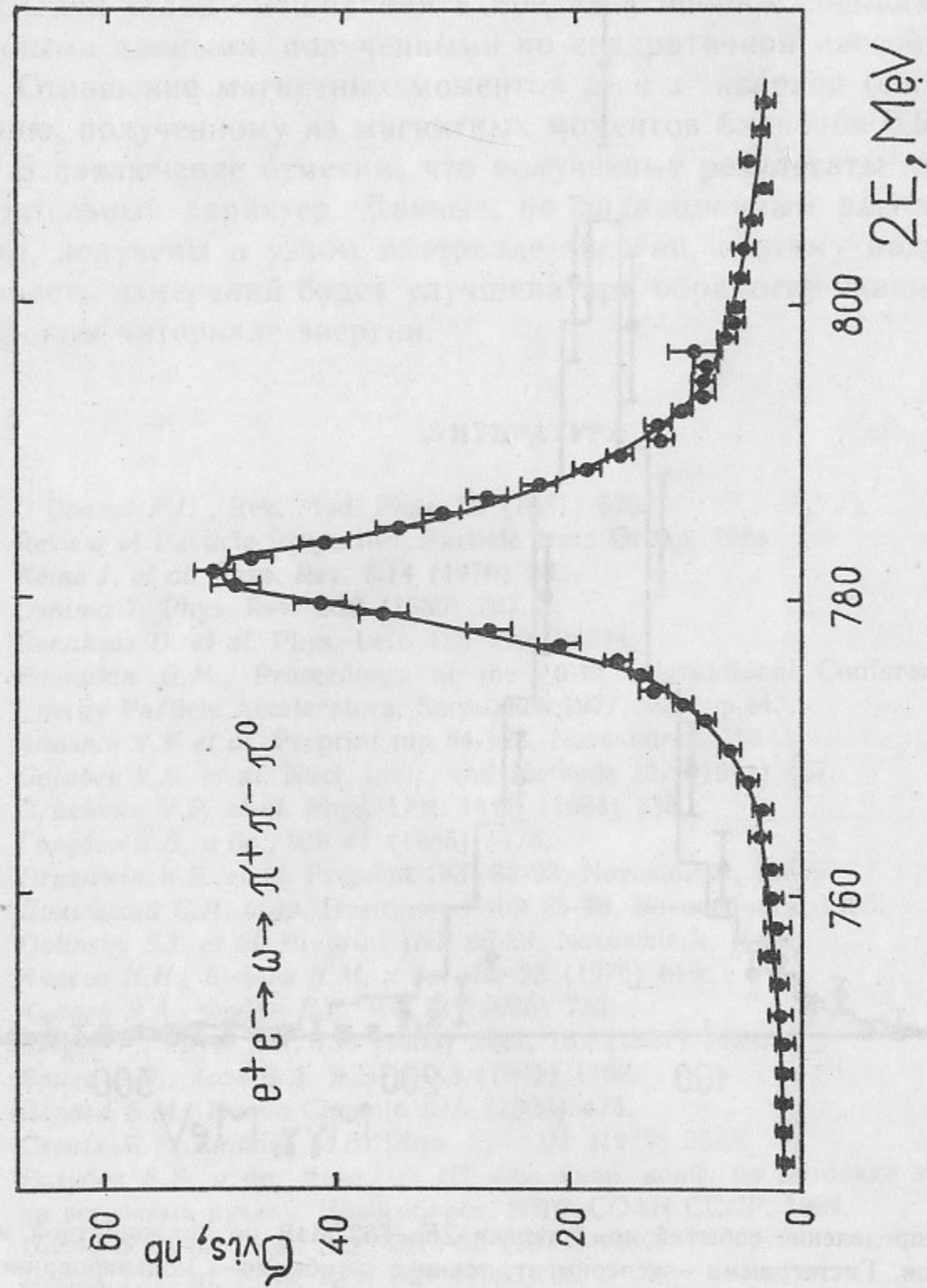


Рис. 2. Сечение регистрации процесса (2.1). Сплошной линией изображена аппроксимирующая кривая.

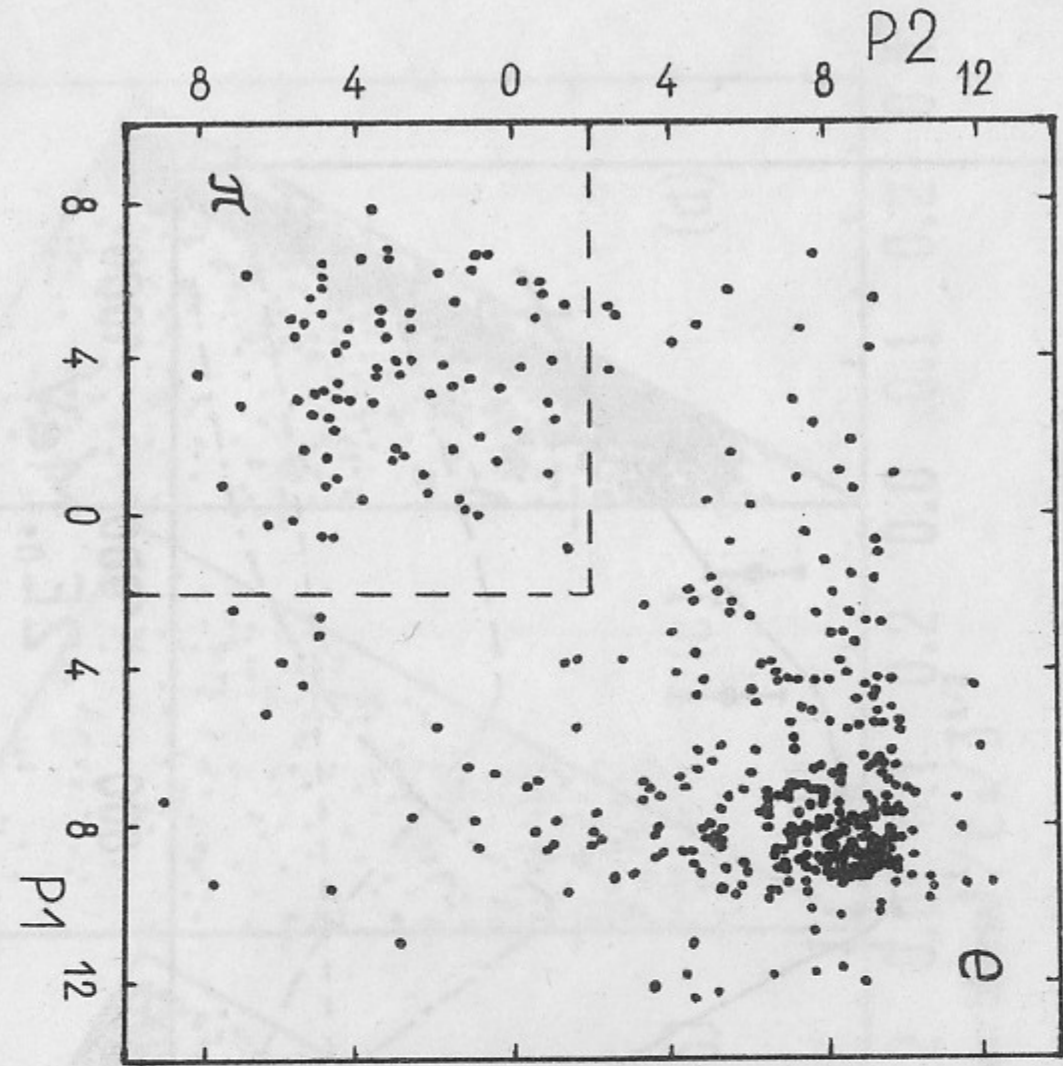


Рис. 3. Распределение по параметрам  $e/\pi$ -разделения для заряженных частиц при выделении реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ . Пунктирной линией показаны границы обрезания для выделения пионов.

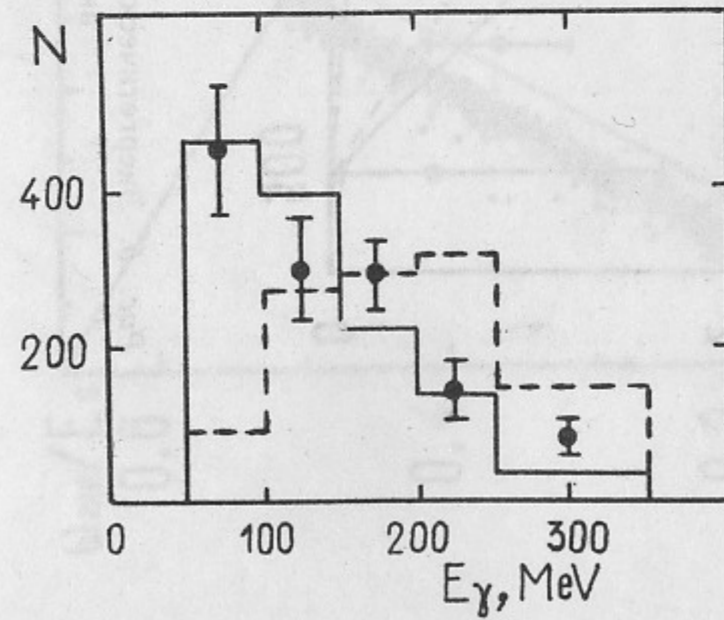


Рис. 4. Энергетический спектр фотона для отобранных событий распада  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  (точки). Гистограмма—моделирование распада, идущего через тормозной механизм. Пунктир—распад через скалярный резонанс  $\epsilon(700)$ .

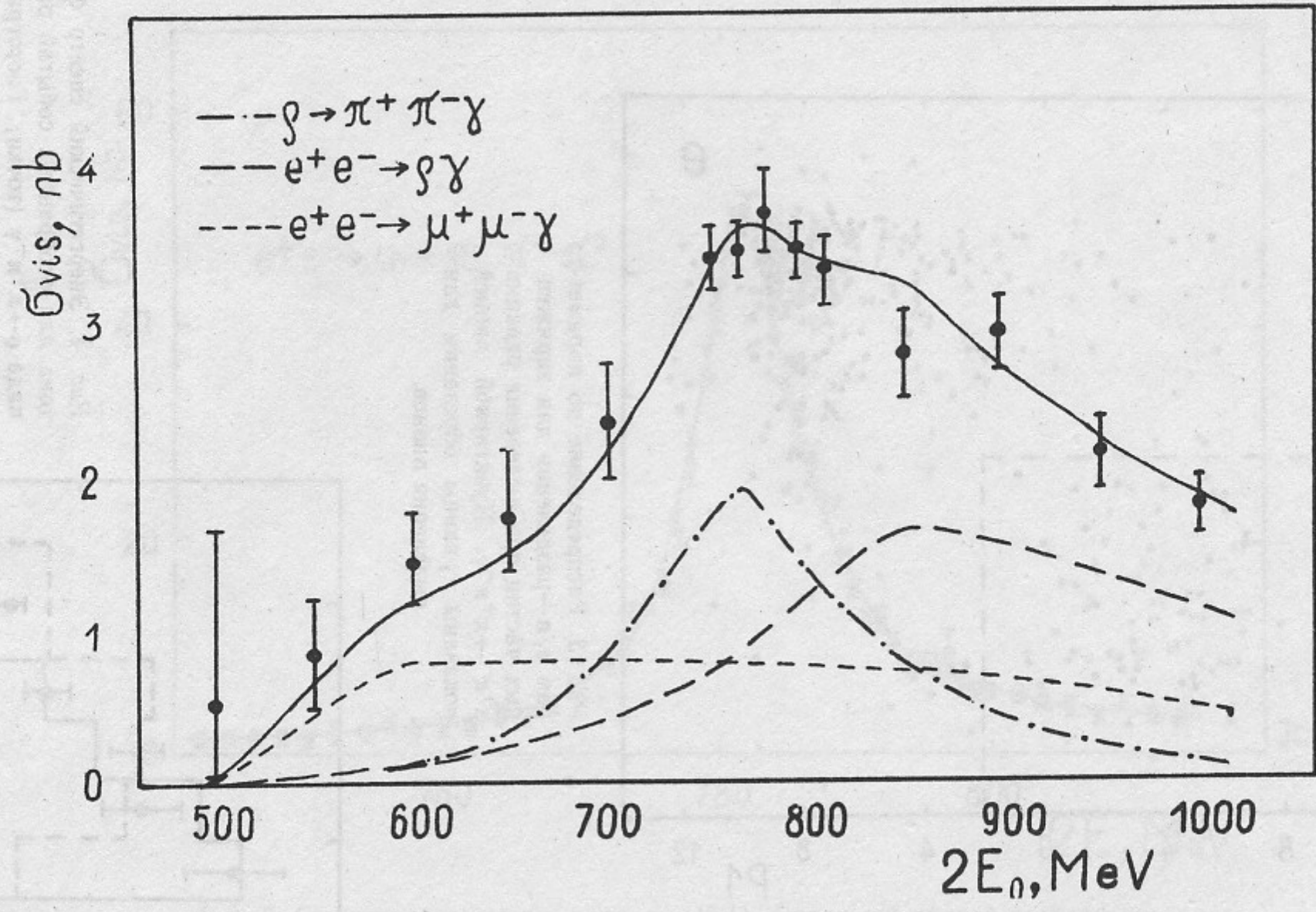


Рис. 5. Энергетическая зависимость сечения регистрации отобранных событий. Показаны вклады различных процессов и их суммарное сечение.

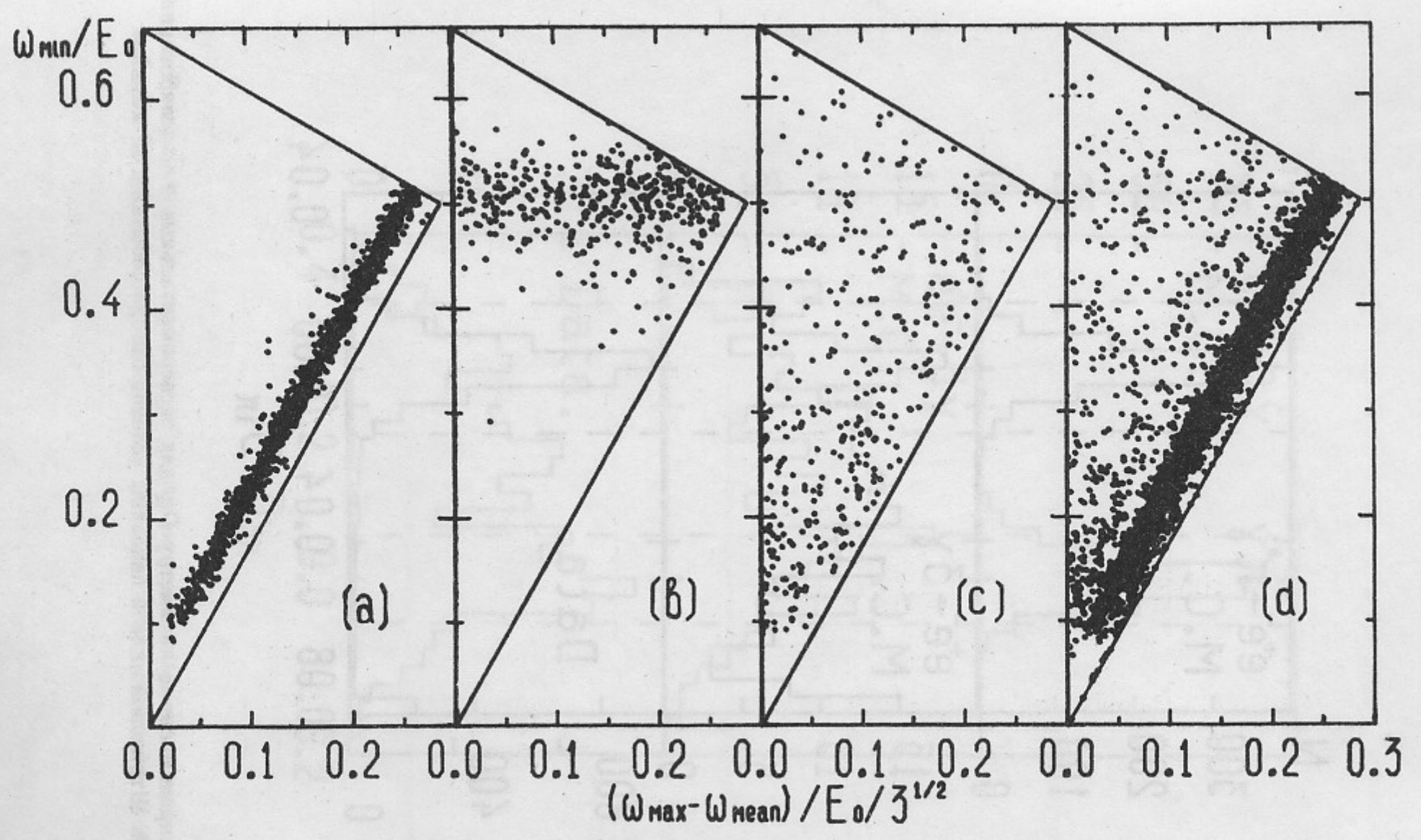


Рис. 6. Диаграммы Далитца трехфотонного конечного состояния. a, b, c — моделирование процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ ,  $\eta\gamma$ ,  $3\gamma$  соответственно, d — экспериментальные данные.

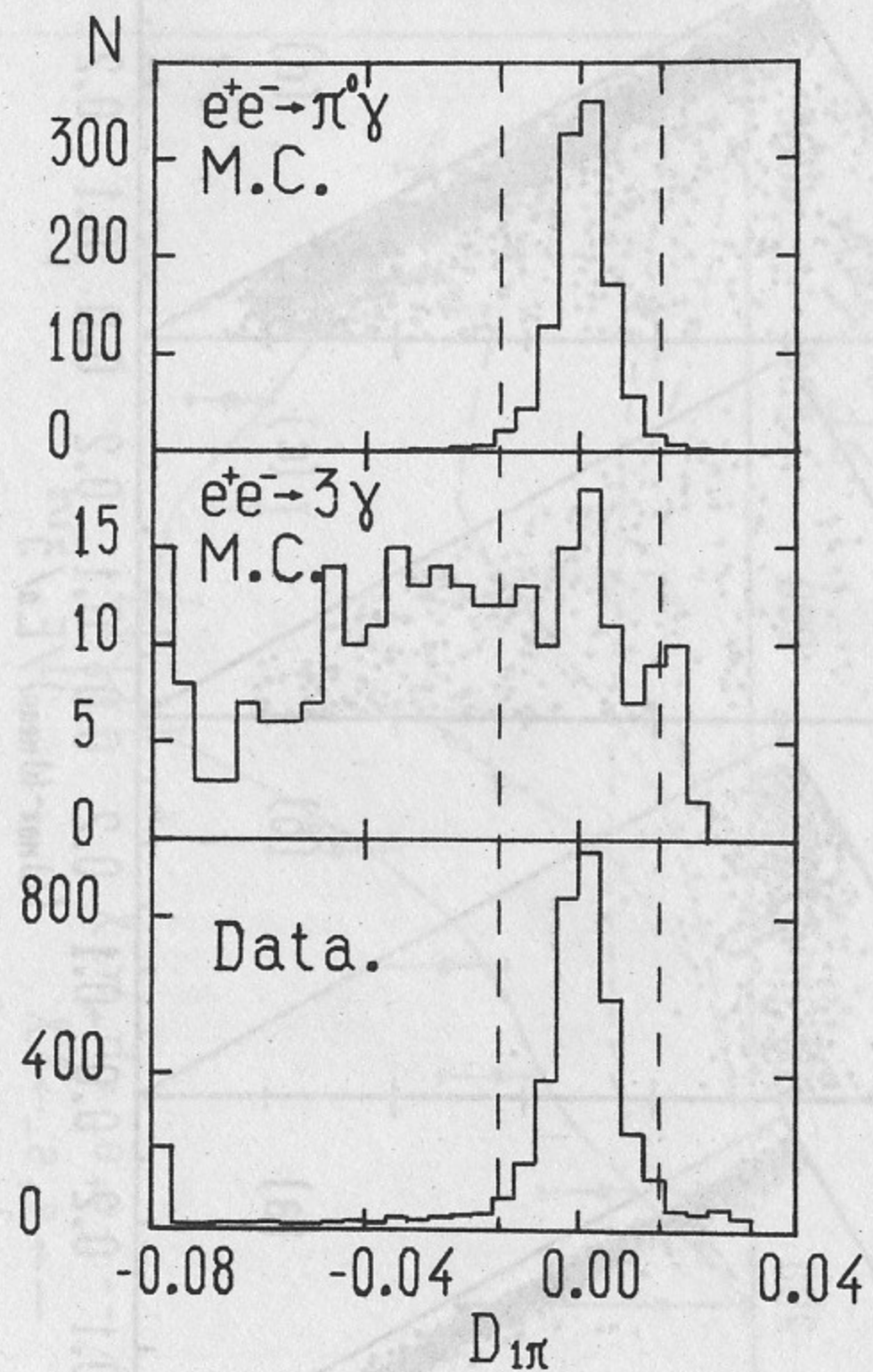


Рис. 7. Распределение по параметру  $D_{1\pi}$  для экспериментальных и моделированных событий. Штриховой линией показаны условия отбора событий с  $\pi^0$ -мезоном.

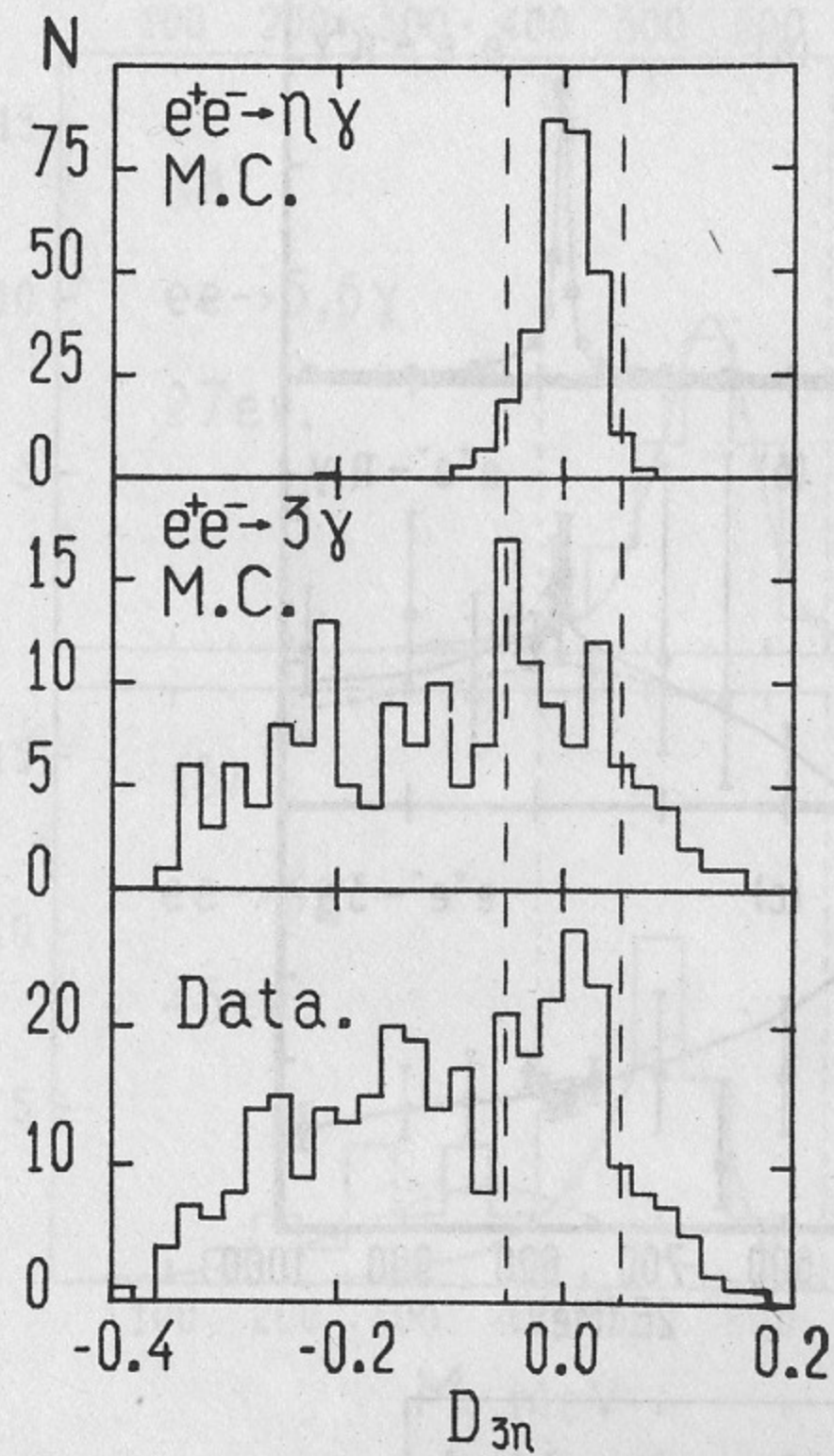


Рис. 8. Распределение по параметру  $D_{3\eta}$  для экспериментальных и моделированных событий. Штриховой линией показаны условия отбора событий с  $\eta$ -мезоном.

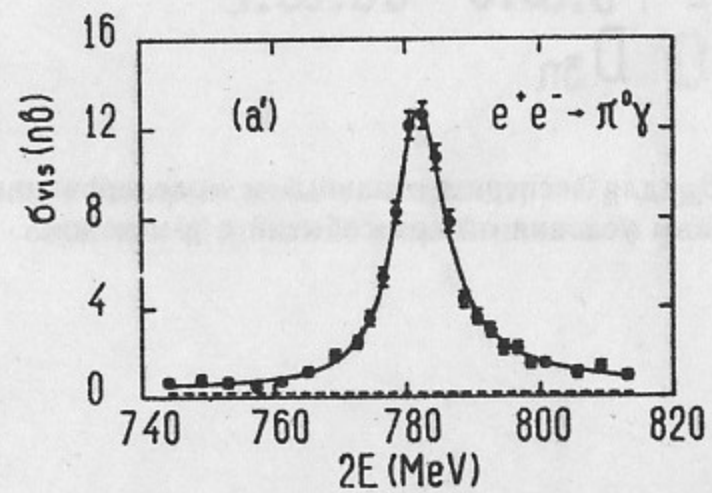
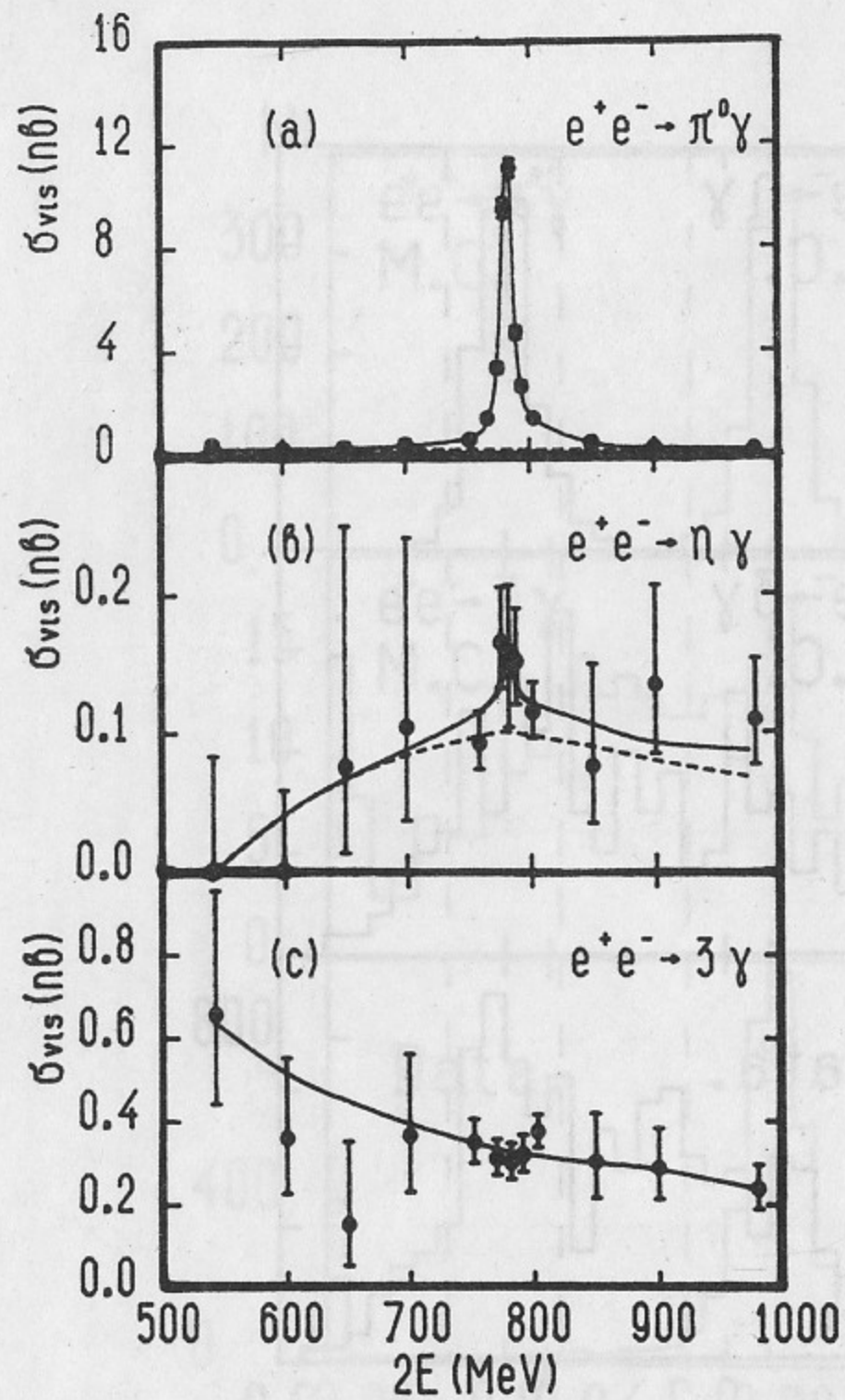


Рис. 9. Энергетическая зависимость сечений регистрации процессов:  
 а)  $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ , б)  $e^+e^- \rightarrow \eta \gamma$ ,  
 с)  $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$  в интервале энергии 500—1000 МэВ, а')  $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$  вблизи массы  $\omega$ -мезона. Сплошная линия—суммарное сечение регистрации, пунктирная линия—вклад в сечение от процесса  $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$  (КЭД).

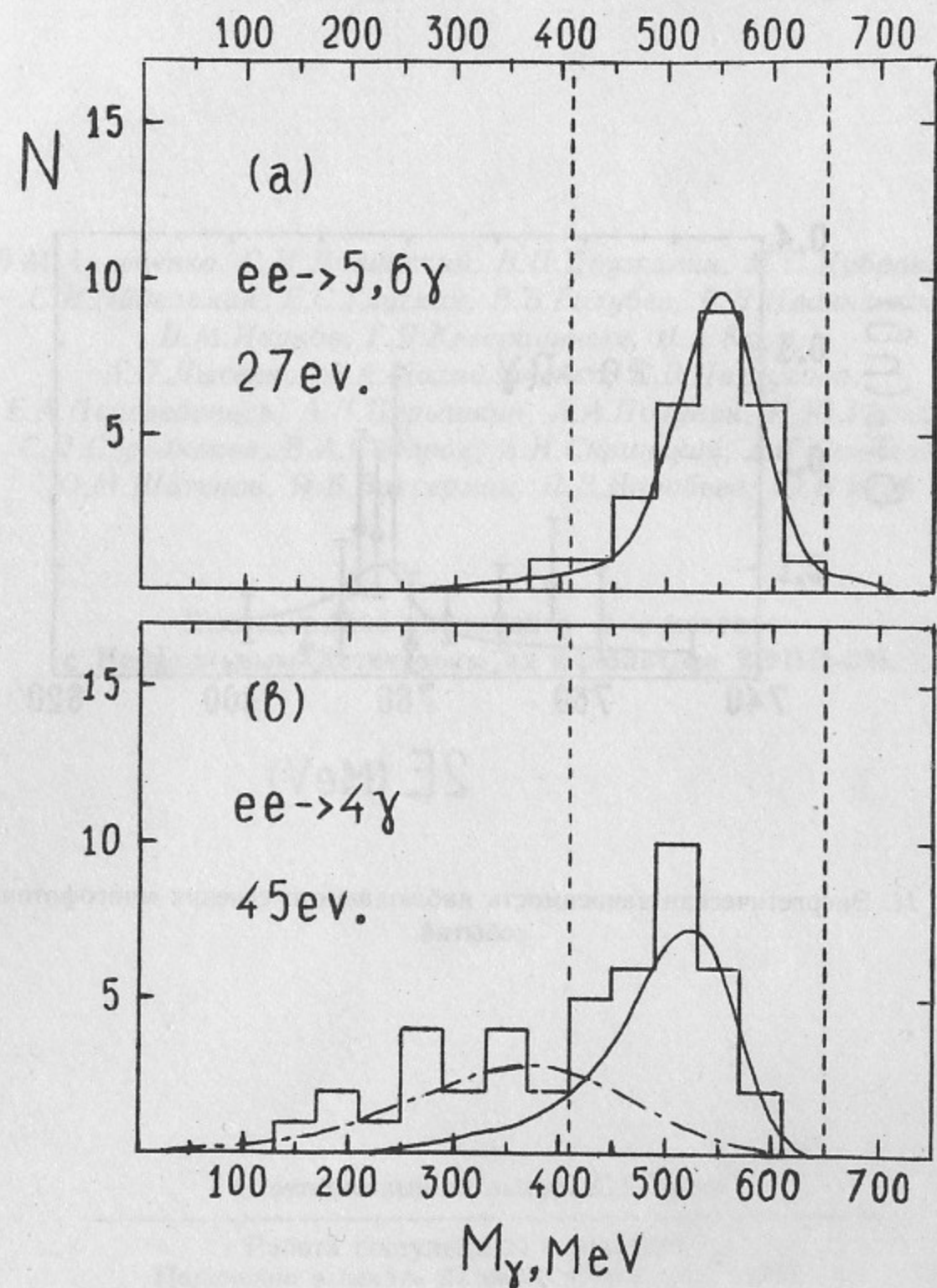


Рис. 10. Спектр масс отдачи наиболее энергичного фотона в многофотонных событиях. Гистограмма—эксперимент, сплошная линия—моделирование процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta \gamma$ , штрихпунктирная линия—моделирование процесса  $e^+e^- \rightarrow 4\gamma$ . Штриховой линией показаны условия отбора событий с  $\eta$ -мезоном.

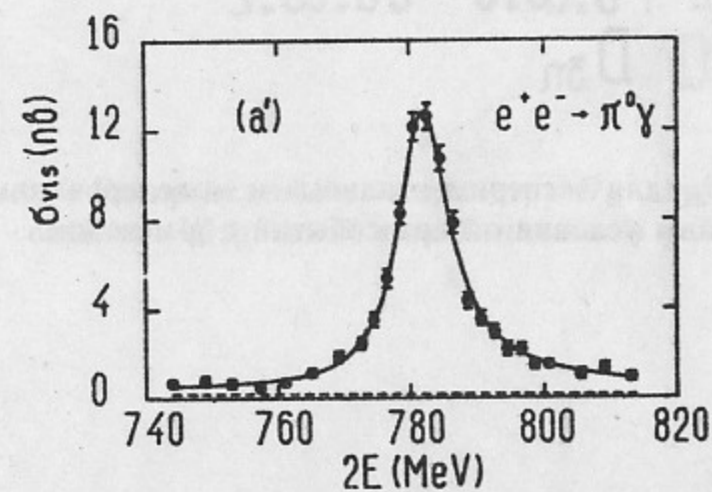
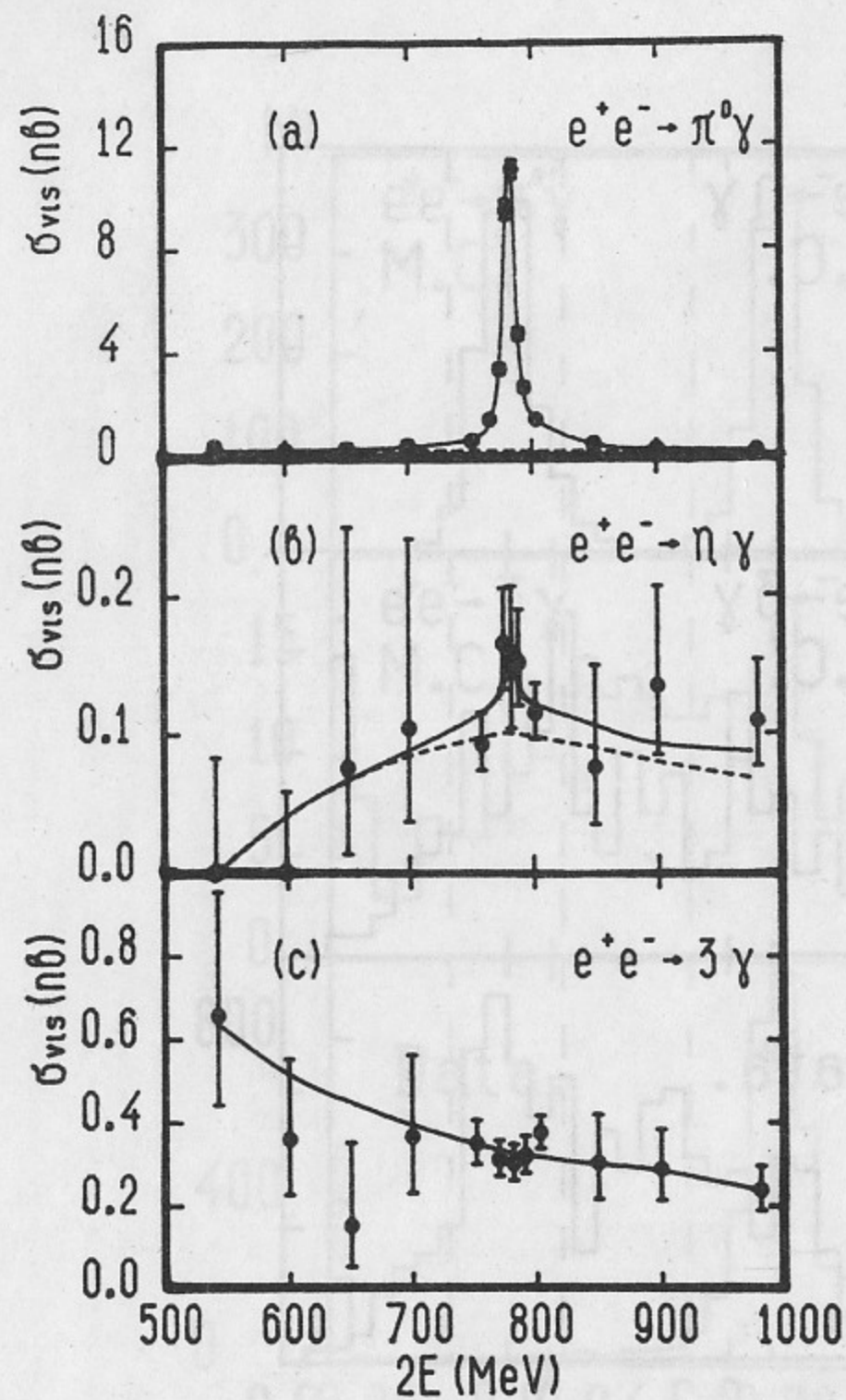


Рис. 9. Энергетическая зависимость сечений регистрации процессов:  
 а)  $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ , б)  $e^+e^- \rightarrow \eta \gamma$ ,  
 с)  $e^+e^- \rightarrow 3 \gamma$  в интервале энергии 500–1000 МэВ, а')  $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$  вблизи массы  $\omega$ -мезона. Сплошная линия—суммарное сечение регистрации, пунктирная линия—вклад в сечение от процесса  $e^+e^- \rightarrow 3 \gamma$  (КЭД).

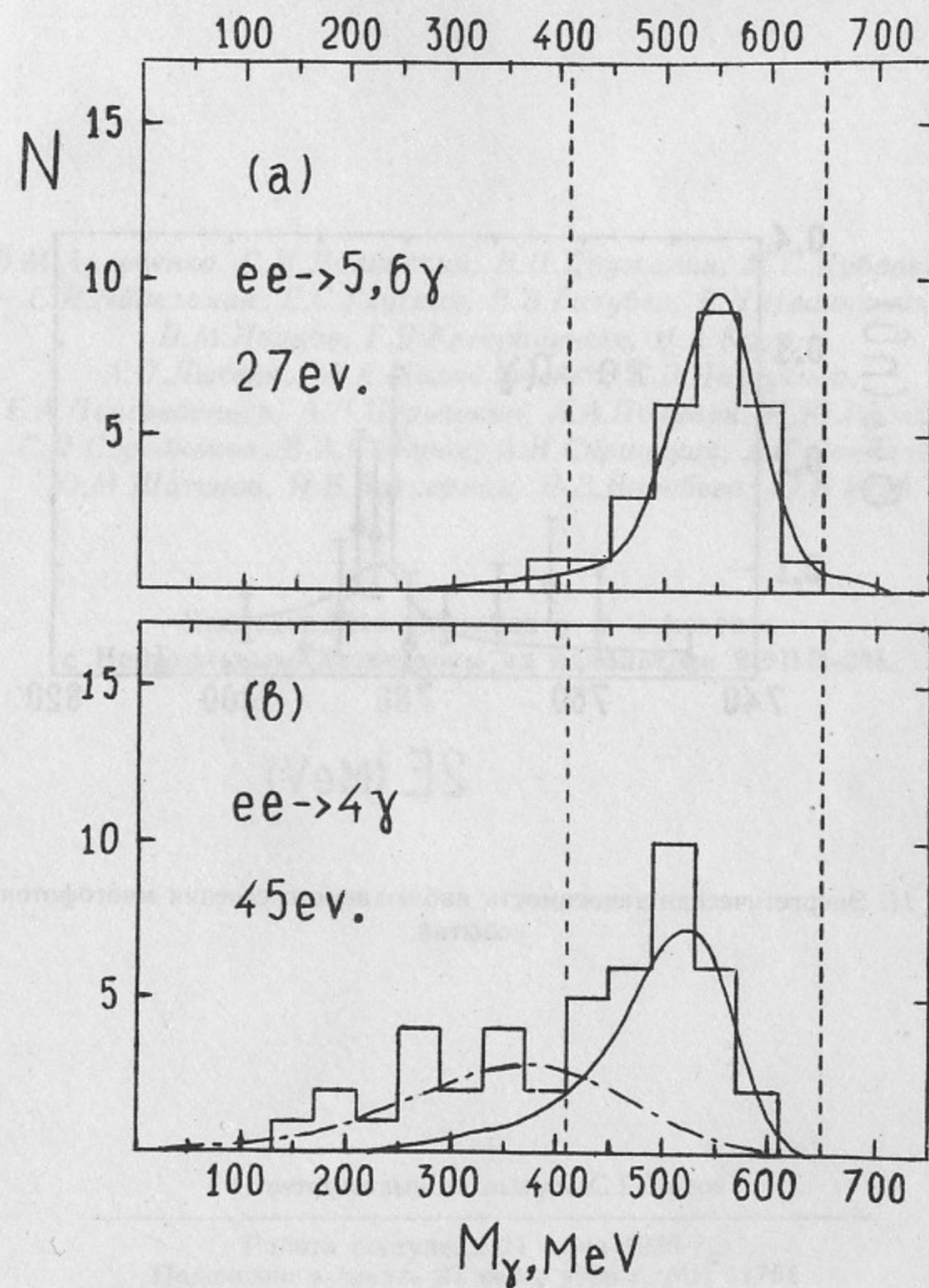


Рис. 10. Спектр масс отдачи наиболее энергичного фотона в многофотонных событиях. Гистограмма—эксперимент, сплошная линия—моделирование процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta \gamma$ , штрихпунктирная линия—моделирование процесса  $e^+e^- \rightarrow 4 \gamma$ . Штриховой линией показаны условия отбора событий с  $\eta$ -мезоном.



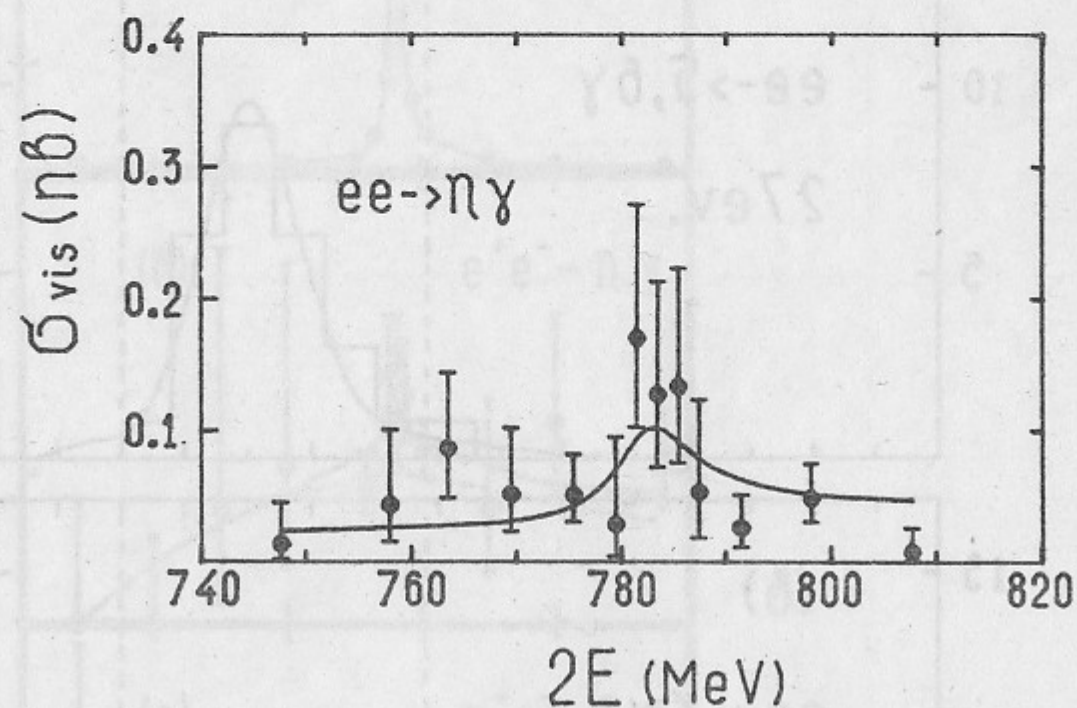


Рис. 11. Энергетическая зависимость наблюдаемого сечения многофотонных событий.

В.М.Аульченко, С.И.Долинский, В.П.Дружинин, М.С.Дубровин,  
 С.И.Эйдельман, Е.С.Глускин, В.Б.Голубев, В.Н.Иванченко,  
 П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп,  
 А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко, Е.В.Пахтусова,  
 Е.А.Переведенцев, А.Н.Перышкин, А.А.Полунин, И.Ю.Редько,  
 С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, А.С.Соколов,  
 Ю.М.Шатунов, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев, Ю.В.Усов

Исследование распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов  
 с Нейтральным Детектором на накопителе ВЭПП-2М.

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 24 июня 1986 г.

Подписано в печать 27 июня 1986 г. МН 11764.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,9 печ.л., 2,7 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 126

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