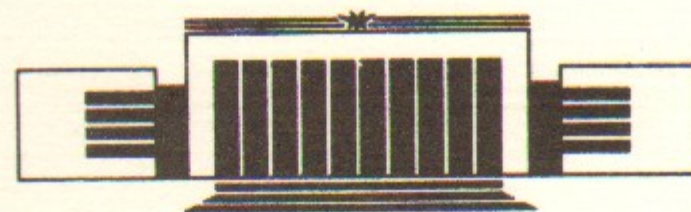




В.М.Аульченко, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев, Е.С.Глускин,  
 В.Б.Голубев, С.И.Долинский, В.П.Дружинин, М.С.Дубровин,  
 В.Н.Иванченко, П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп,  
 А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко, Е.В.Пахтусова,  
 Е.А.Переведенцев, А.Н.Перышкин, А.А.Полунин, И.Ю.Редько,  
 С.И.Середняков,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

ПРОЦЕССЫ  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ ,  $e^+e^- \gamma\gamma$ ,  $e^+e^-e^+e^-$  НА ВЭПП-2М

ПРЕПРИНТ 86-173



НОВОСИБИРСК

1986

## АННОТАЦИЯ

Измерены сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ ,  $e^+e^- \gamma\gamma$ ,  $e^+e^-e^+e^-$  с вылетом всех частиц на большие углы. Измерения проводились с Нейтральным Детектором на  $e^+e^-$  накопителе ВЭПП-2М в области энергии  $2E=0.5-1.4$  ГэВ. Установлены ограничения на параметры нарушения КЭД в процессах четвертого порядка при модификации электронного и фотонного пропагаторов, а также ограничения на сечения рождения возбужденного электрона и гипотетического нейтрального бозона, распадающегося на два фотона или электрон-позитронную пару.

В данной работе продолжено изучение следующих квантовоэлектродинамических (КЭД) процессов четвертого порядка по  $\alpha$ :

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma, \quad (1)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma, \quad (2)$$

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

по сравнению с нашими предварительными результатами [1] увеличена интегральная светимость и расширен диапазон энергии, что позволило улучшить качество и точность измерений.

Возрастание интереса к КЭД процессам четвертого порядка по  $\alpha$  связано с появлением возможности экспериментального изучения этих процессов на встречных электрон-позитронных пучках, что является новым типом проверки КЭД. Кроме того, эти процессы являются фоном к редким адронным процессам, например, распадам  $\Phi \rightarrow \eta e^+e^-$ ,  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$ , а также при поиске экзотических частиц: возбужденных лептонов, аксионов, хиггсов и различных суперсимметричных частиц, распадающихся на электроны и фотоны [2].

В некоторых моделях составных лептонов [3] ожидается существование возбужденных состояний лептонов. Дифференциальные сечения некоторых процессов с участием возбужденного электрона  $e^*$  (ВЭ) были вычислены в работе [4]. Среди них отметим реакции  $e^+e^- \rightarrow e^*e$  с последующим распадом  $e^* \rightarrow e\gamma$  и двухквантовую аннигиляцию, в сечение которой будут давать вклад диаграммы с обменом ВЭ. Оба эти процесса использовались ранее для по-

иска ВЭ [5, 6]. Если по какой-либо причине одиночное рождение ВЭ сильно подавлено, то процесс парного рождения  $e^+e^- \rightarrow e^*e^*$  с последующим распадом  $e^* \rightarrow e\gamma$ , может оказаться более чувствительным к ВЭ, чем другие рассмотренные процессы.

Изучение событий с четырьмя заряженными лептонами или фотонами может представлять интерес для поиска экзотических нейтральных бозонов, рождающихся парами и распадающихся на пары лептонов или фотонов. Вопросы поиска такого типа частиц обсуждаются в ряде работ [2]. Наличие распадов таких частиц должно проявляться как искажение спектра масс пар конечных частиц или изменение величины сечения.

КЭД процессы (2) и (3) впервые наблюдались на встречных пучках [7, 8] в кинематической области, где часть частиц летит под малыми углами к пучку, то есть, квадраты переданных импульсов близки к нулю и поэтому сечения значительно возрастают. Однако, в интересующей нас кинематической области, где все переданные импульсы большие, сечения оказываются малыми, поэтому только в последние годы в связи с появлением  $e^+e^-$ -накопителей с большой интегральной светимостью появилась возможность наблюдать процессы (2) и (3) [9, 10]. КЭД процесс (1) до настоящего времени не наблюдался.

Квантовоэлектродинамические расчеты процессов четвертого порядка по  $\alpha$  в интересующей нас кинематической области чрезвычайно сложны, так как требуется учитывать несколько десятков фейнмановских диаграмм. Значительное продвижение в этой области произошло после появления метода спиральных амплитуд [11]. Использование этого метода позволяет существенно упростить расчеты, особенно, в ультрарелятивистском пределе, когда массами всех частиц можно пренебречь. Дифференциальные сечения процессов (1—3) были рассчитаны в работах [12—16].

В данной работе проведено изучение процессов (1—3) с Нейтральным Детектором на накопителе ВЭПП-2М [17] с интегральной светимостью  $4.2 \text{ пб}^{-1}$  в области энергии  $2E = 0.5 - 1.4 \text{ ГэВ}$ . Нейтральный Детектор, ранее описанный в работе [18], является калориметром на основе кристаллов  $\text{NaI(Tl)}$ , покрывающих телесный угол 65% от  $4\pi$ . Минимальная толщина  $\text{NaI(Tl)}$  составляет 12 радиационных длин. В центральной части детектора расположена система пропорциональных камер, позволяющая восстанавливать треки заряженных частиц.

Процессы (1—3) изучались в кинематической области, где энергии всех частиц много больше массы электрона  $M_e$  и углы вы-

лета между всеми частицами много больше  $M_e/E$ . Для удобства сравнения с теорией и другими экспериментальными результатами интегральные сечения приведены в кинематической области, не связанной с геометрией детектора и условиями отбора, которые приходилось использовать для подавления фона. Более точно границы кинематической области для каждого из изучаемых процессов будут определены ниже. Под эффективностью регистрации для процессов (1—3) в данной работе мы понимаем долю событий, удовлетворяющих заданным условиям отбора, среди событий, попавших в интересующую нас кинематическую область. Для определения эффективности регистрации и вычисления сечений процессов (1—3) были написаны программы, осуществляющие моделирование событий методом Монте-Карло в соответствии с дифференциальными сечениями, полученными в работах [12, 13, 16]. Прохождение частиц через Детектор моделировалось программой UNIMOD [19]. События, полученные моделированием, записывались на магнитную ленту и в дальнейшем обрабатывались по той же процедуре, что и наблюдаемые в эксперименте. Эффективность к фоновым событиям также определялась по моделированию.

#### ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЕ ВЫДЕЛЕНИЕ СОБЫТИЙ

Для отбора событий процессов (1—3) мы использовали следующие условия:

- все четыре частицы попали в телесный угол детектора;
- выполняются законы сохранения энергии импульса с точностью до аппаратного разрешения;
- угол между любыми двумя частицами превышает  $30^\circ$  для процессов (1) и (2) и  $20^\circ$  для процесса (3);
- энергия каждой частицы превышает  $0.1E$  для процессов (1) и (3) и  $0.15E$  для процесса (2),
- заряженные частицы идентифицированы как электроны процедурой  $e/\pi$ -разделения [20].

Использование этих условий позволило полностью подавить фон от космических и пучковых частиц и в несколько раз уменьшить вклад от адронных процессов.

ПРОЦЕСС  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$

Фон к процессу (1) в различных областях энергии дают следующие реакции:

$$e^+e^- \rightarrow \rho, \omega \rightarrow \eta \gamma, \eta \rightarrow 3\pi^0, \quad (4)$$

$$e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0 \gamma, \quad (5)$$

$$e^+e^- \rightarrow \omega \gamma, \omega \rightarrow \pi^0 \gamma, \quad (6)$$

$$e^+e^- \rightarrow \Phi \rightarrow \eta \gamma, \eta \rightarrow 3\pi^0, \quad (7)$$

$$e^+e^- \rightarrow \omega \pi^0, \omega \rightarrow \pi^0 \gamma. \quad (8)$$

В области энергии  $2E < 0.75$  ГэВ адронный фон не дает вклада, поэтому, используя события только из этой области, можно сравнить некоторые измеренные распределения с КЭД расчетом. На рис. 1—3 изображены измеренные распределения по косинусу полярного угла вылета фотонов и их энергии, а также спектр эффективных масс пар фотонов в указанной области энергии. Гистограммой показаны распределения для моделированных событий. Наблюдается согласие в пределах статистической точности.

В области энергии  $2E > 0.75$  ГэВ для подавления адронных процессов дополнительно требовалось, чтобы энергия самого энергичного фотона превышала  $0.7E$ , а самого мягкого была менее  $0.3E$ . Определенный по моделированию вклад процессов (4) в максимуме  $\omega$ - и  $\rho$ -мезонов не превышал 15%. Для учета вклада процесса (5) учитывалась его резонансная форма с массой и шириной измеренной в работе [21]. На рис. 4 показано сечение регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$  в области  $\omega$ -мезона, линиями показан вклад процессов (1) и (5). Видно, что сечение регистрации описывается суммой этих процессов. Процессы (6) и (8) дают вклад при энергии  $2E = 0.85 - 1.0$  ГэВ на уровне вклада искомого процесса (1). Так как сечения этих процессов известны, их вклад также определяется по моделированию.

В области энергии  $2E > 1.04$  ГэВ рассматривались события, в которых найдено не более одной пары фотонов с инвариантной массой в интервале 90—180 МэВ, что соответствует массе  $\pi^0$ -мезона. Из этих событий отбрасывались те, у которых масса отдачи  $\pi^0$ -мезона или инвариантная масса трех фотонов соответствующих любой из двух возможных комбинаций  $\pi^0\gamma$ , лежит в интервале  $M_\omega \pm 120$  МэВ. Эти условия позволили подавить вклад процесса

(8) на порядок, а процесс (6) полностью, но при этом эффективность регистрации процесса (1) уменьшалась примерно в три раза. Оставшийся вклад от процесса (8) вычитался с использованием величины сечения, измеренного в этом же эксперименте [22]. После наложения всех вышеописанных условий выделено 87 событий с четырьмя фотонами, вычитая фон от процессов (4—8) определяем число  $43 \pm 12$  событий процесса (1). Определенная по моделированию эффективность регистрации процесса (1) изменялась от 10 до 4% в области энергии  $2E = 0.5 - 1.4$  ГэВ.

На рис. 5,а приведено интегральное сечение процесса (1), измеренное в энергетическом интервале 0.5—1.4 ГэВ в следующей кинематической области:

$$E_i > 20 \text{ МэВ},$$

$$40^\circ < \theta_i < 140^\circ,$$

где  $E_i$  — энергии конечных частиц,  $\theta_i$  — углы между конечными частицами и осью пучков. Линией показано сечение, полученное интегрированием в тех же условиях выражения для дифференциального сечения, вычисленного в работе [12]. Следует отметить, что теоретическая кривая не имеет ни одного подгоночного параметра. Из рисунка видно, что имеется согласие экспериментальных результатов с КЭД расчетом.

Если рассматривать нарушение КЭД в общепринятом виде, как изложено, например, в обзорах [23—25], то достигнутая в полном сечении точность позволяет установить предел на значение параметра нарушения КЭД

$$\Lambda_+ > 1.0 \text{ ГэВ}, \quad \Lambda_- > 0.8 \text{ ГэВ}.$$

Эти ограничения заметно ниже, чем достигнутые при изучении процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  [6], но их отличительная особенность состоит в том, что они получены в процессе четвертого порядка.

На рис. 6 изображен двумерный спектр эффективных масс пар фотонов. Используются все возможные комбинации, поэтому каждое событие дает три точки на диаграмме. События процесса рождения пар одинаковых нейтральных частиц, распадающихся на пары фотонов, должны быть сосредоточены внутри области, ограниченной пунктирной линией. Сгущения точек в этой области не наблюдается, поэтому можно лишь установить верхний предел на сечение рождения пары одинаковых нейтральных бозонов с массой в диапазоне 40—650 МэВ, распадающихся на два фотона. На рис. 7

пунктирной линией показана зависимость от энергии полученного ограничения на уровне достоверности 90%. Вклад событий от известных процессов (1) и (8) вычитался расчетным образом. Нерегулярность величины предела от энергии обусловлена неравномерным распределением интегральной светимости. Предел на сечение процесса такого рода установлен впервые.

### ПРОЦЕСС $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$

При выделении процесса (2) фон дают следующие реакции:

$$e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+\pi^-, \quad (9)$$

$$e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \quad (10)$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0. \quad (11)$$

Для подавления этих процессов дополнительно накладывались следующие условия:

- угол отклонения от коллинеарности между заряженными частицами превышает  $5^\circ$ ,
- азимутальный угол между частицами превышает  $5^\circ$ .

Эти условия позволили полностью подавить процессы (9) и (11) и значительно уменьшить число событий процесса (10). После применения всех вышеописанных условий осталось 223 события. Для учета оставшегося вклада процесса (10) использовалось его резонансное поведение.

На рис. 1—3 показаны распределения по углам вылета, энергии электронов и фотонов и инвариантной массе пар частиц  $e^+e^-$ ,  $e\gamma$  и  $\gamma\gamma$  для событий вне  $\omega$ -мезона. Все распределения согласуются с КЭД расчетом.

Эффективность регистрации событий процесса (2) в интервале энергии  $2E = 0.5 - 1.4$  ГэВ изменяется от 5 до 8%. На рис. 5, *b* приведено интегральное сечение процесса (2), измеренное в кинематической области

$$E_i > 40 \text{ МэВ},$$

$$40^\circ < \theta_i < 140^\circ,$$

$$\delta > 15^\circ,$$

где  $\delta$  — углы между конечными частицами. Линией показано сечение, полученное интегрированием в тех же условиях выражения

для дифференциального сечения, вычисленного в работе [13]. Из рисунка видно, что имеется согласие экспериментальных результатов с КЭД расчетом.

Для поиска процесса рождения пар одинаковых ВЭ с их последующим распадом по каналу  $e^* \rightarrow e\gamma$ , отбирались события, в которых есть две пары  $e\gamma$  с одинаковыми с точностью до аппаратного разрешения эффективными массами. В каждом событии рассматривались две различные комбинации для вычисления эффективных масс  $e\gamma$ . На рис. 7 точечной линией показана зависимость от энергии полученного ограничения на уровне достоверности 90% на сечение рождения двух ВЭ с массой в диапазоне 40—650 МэВ, распадающихся по каналу  $e\gamma$ . Вклад событий от известного КЭД процесса (2) вычитался расчетным образом. Нерегулярность зависимости величины предела от энергии обусловлена неравномерным распределением интегральной светимости. Полученное ограничение примерно на два порядка ниже, чем сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$ .

### ПРОЦЕСС $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$

Основной фон к процессу (3) дает реакция:

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-,$$

после применения предварительных условий отбора осталось 48 событий искомого процесса. Вклад фонового процесса не превышает 10%.

На рис. 1—3 показаны распределения по полярному углу вылета частиц их энергии и инвариантной массе ее системы для событий во всем энергетическом интервале. Все распределения согласуются с расчетом.

Эффективность регистрации событий процесса (3) по результатам моделирования в интервале  $2E = 0.5 - 1.4$  ГэВ растет с энергией от 6 до 9%. На рис. 5, *c* приведено интегральное сечение процесса (3), измеренное в кинематической области

$$E_i > 20 \text{ МэВ},$$

$$25^\circ < \theta_i < 175^\circ,$$

$$\delta > 10^\circ.$$

Линией показано сечение, полученное интегрированием в тех же условиях выражения для дифференциального сечения, вычисленного в работе [16]. Из рисунка видно, что имеется согласие экспери-

ментальных результатов с КЭД расчетом. Если модифицировать фотонный пропагатор, как предложено в работе [23], то на основе полученных данных можно установить предел на значение параметра нарушения КЭД

$$\Lambda_+ > 3.2 \text{ ГэВ}, \quad \Lambda_- > 3.0 \text{ ГэВ}$$

Для поиска процесса рождения пар нейтральных бозонов с их последующим распадом на  $e^+e^-$ -пары, отбирались события, в которых есть две  $e^+e^-$ -пары с одинаковыми с точностью до аппаратного разрешения эффективными массами. В каждом событии рассматривались три различные комбинации для вычисления эффективных масс. На рис. 7 сплошной линией показана зависимость от энергии полученного ограничения на уровне достоверности 90% на сечение рождения пары одинаковых нейтральных бозонов с массой в диапазоне 40—650 МэВ, распадающихся на два электрона. Вклад КЭД процесса (3) вычитался расчетным образом. Нерегулярность зависимости величины предела от энергии аналогично предыдущим рассмотренным процессам обусловлена неравномерным распределением интегральной светимости.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте с Нейтральным Детектором на ВЭПП-2М наблюдались КЭД процессы  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$  с вылетом всех частиц на большие углы. Для определения эффективности было сделано моделирование изучаемых процессов по точным КЭД формулам, что позволило измерить их интегральные сечения в кинематической области, указанной выше, и провести независимое сравнение с расчетом без использования подгоночных параметров. Получены ограничения на параметр нарушения КЭД для модификации как электронного, так и фотонного пропагатора. Полученные пределы слабее, чем достигнутые в работах [6, 26], но они получены в процессах четвертого порядка, что представляет самостоятельный интерес.

Получены ограничения в области энергии  $2E = 0.5 - 1.4$  ГэВ на сечение рождения пар возбужденных электронов и гипотетических нейтральных бозонов с массой 40—650 МэВ, распадающихся на  $e\gamma$ ,  $\gamma\gamma$  или  $e^+e^-$ -пары.

В дальнейшем мы предполагаем увеличить статистику, особенно, в области низких энергий.

В заключение авторы выражают благодарность Э.А. Кураеву и В.С. Фадину за многочисленные полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. Долинский С.И. и др. Препринт ИЯФ 85-98. Новосибирск, 1985.
2. T.G. Rizzo. Phys. Rev. D33 (1986) 1852;  
B. Adeva et al. Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 967;  
W.T. Ford et al. Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 257;  
M. Gronau et al. Phys. Rev. D29 (1984) 2539;  
M.L. Perl et al. Preprint SLAC-PUB-3515 (1984).
3. J.C. Paty and A. Salam. Phys. Rev. D10 (1974) 275;  
H. Harari, Phys. Lett. 86B (1979) 83;  
H. Terazawa et al. Phys. Rev. D15 (1977) 480;  
L.A. Bott and E. Farhi. Nucl. Phys. B189 (1981) 547;  
B. Schremp and F. Schremp. Nucl. Phys. B231 (1984) 109;  
F.E. Low. Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 238;  
H. Terazawa et al. Phys. Lett. 112B (1982) 387.
4. Г.И. Гах и др. Препринт ИЯФ 81-21. Новосибирск 1981.
5. Голубев В.Б. и др. Ядерная физика, 1985, т.41 вып.5 с.1176.
6. M. Althoff et al. Z. Phys C26 (1984) 337;  
W. Bartel et al. Z. Phys C19 (1983) 197;  
H.J. Behrend et al. Phys Lett. 123B, (1983) 197.
7. Голубничий П.И. и др. Атомная энергия, 1967, т.22 с.168.
8. V.E. Balakin et al. Phys. Lett. 34B (1971) 99.
9. W. Bartel et al. Z. Phys. C24 (1984) 223;  
W. Bartel et al. Preprint DEZY 84-033 (1984);  
W.T. Ford et al. Preprint SLAC-PUB-3016 (1982);  
H.J. Behrend et al. Phys Lett. 168B (1986) 421.
10. W. Bartel et al. Z. Phys. C30 (1986) 545;  
H.J. Behrend et al. Preprint DEZY 84-103 (1984).
11. F.A. Berends et al. Nucl. Phys. B206 (1982) 53;  
F.A. Berends et al. Nucl. Phys. B239 (1984) 382.
12. F.A. Berends et al. Nucl. Phys. B239 (1982) 395.
13. Кураев Э.А., Перышкин А.Н. Ядерная физика 1985, т.42 с.1195.
14. F.A. Berends et al. Nucl. Phys. B264 (1986) 265.
15. R. Kleiss. Nucl. Phys. B241 (1984) 145.
16. V.S. Fadin et al. Preprint INP 86-91. Novosibirsk, (1986).
17. Тумайкин Г.М. X международная конференция по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Серпухов, 1977 с.443.
18. V.B. Golubev et al. NIM 227 (1984) 467.
19. Букин А.Д. и др. Препринт ИЯФ 84-33 Новосибирск, 1984.
20. V.B. Golubev et al. Proceedings of the 3-rd International Conference on Colliding Beam Instrumentation. Novosibirsk, 1984.
21. V.M. Aulchenko et al. Preprint INP 86-105 Novosibirsk, 1986.
22. S.I. Dolinsky et al. Phys. Lett. 174B (1986) 453.
23. N.M. Kroll. Nuovo Cimento 45A (1966) 65.

24. R. Hofstadter. Proceedings of the 1975 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford University, August 21–27, 1975. Stanford 1975, p.869.
25. Исаев П.С. Квантовая электродинамика в области высоких энергий, М.: Энергоатомиздат, 1984.
26. Ch. Berger et al. Z. Phys. C26 (1985) 337;  
E. Fernandez et al. Phys. Rev. Lett. 50 (1985) 1238;  
M. Althoff et al. Z. Phys. C22 (1984) 13;  
H.J. Behrend et al. Z. Phys. C14 (1982) 283.

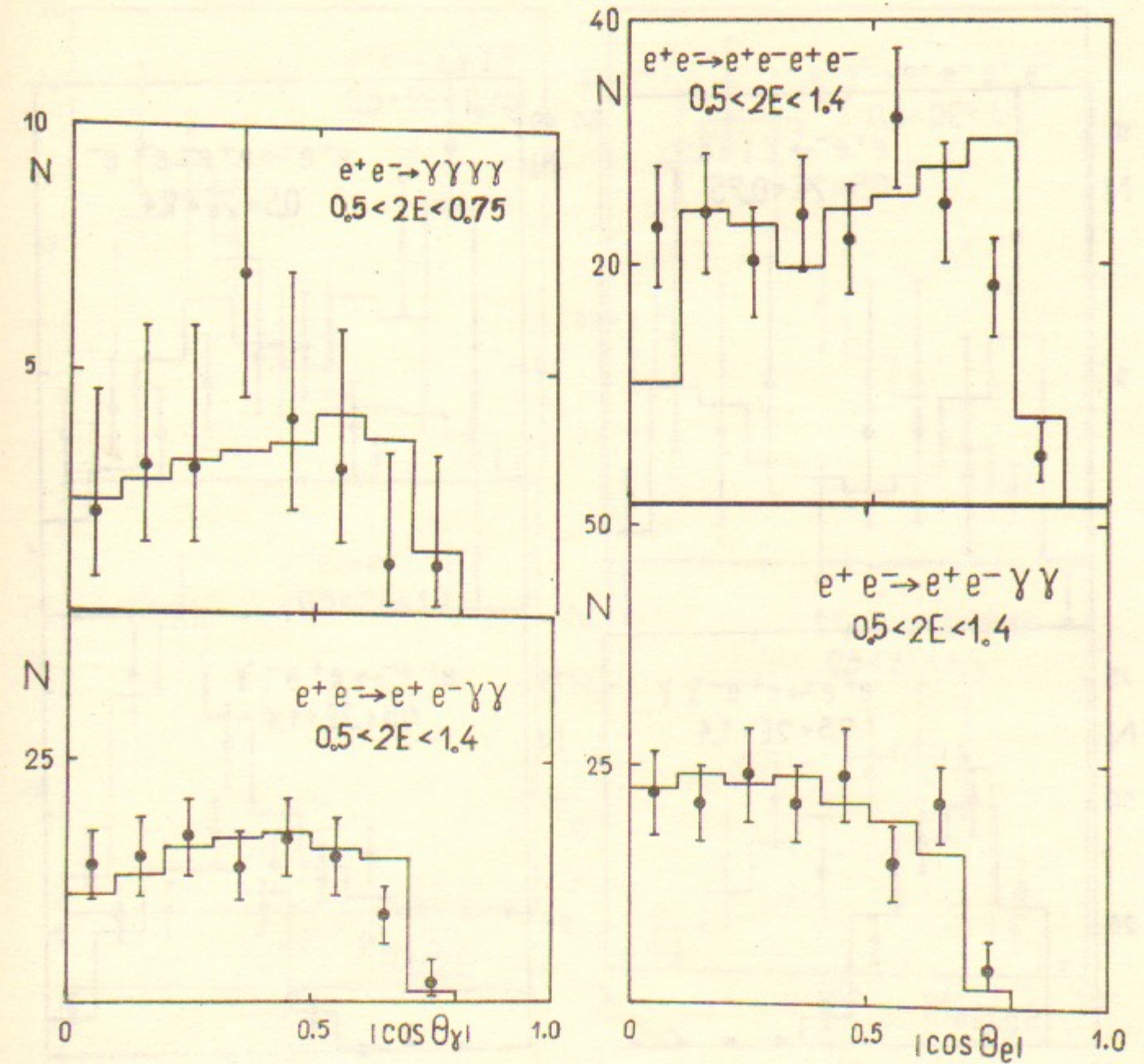


Рис. 1. Распределения по полярному углу конечных частиц для процессов  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ ,  $e^+e^-\gamma\gamma$  и  $e^+e^-e^+e^-$ . Гистограмма—моделирование, точки—эксперимент.

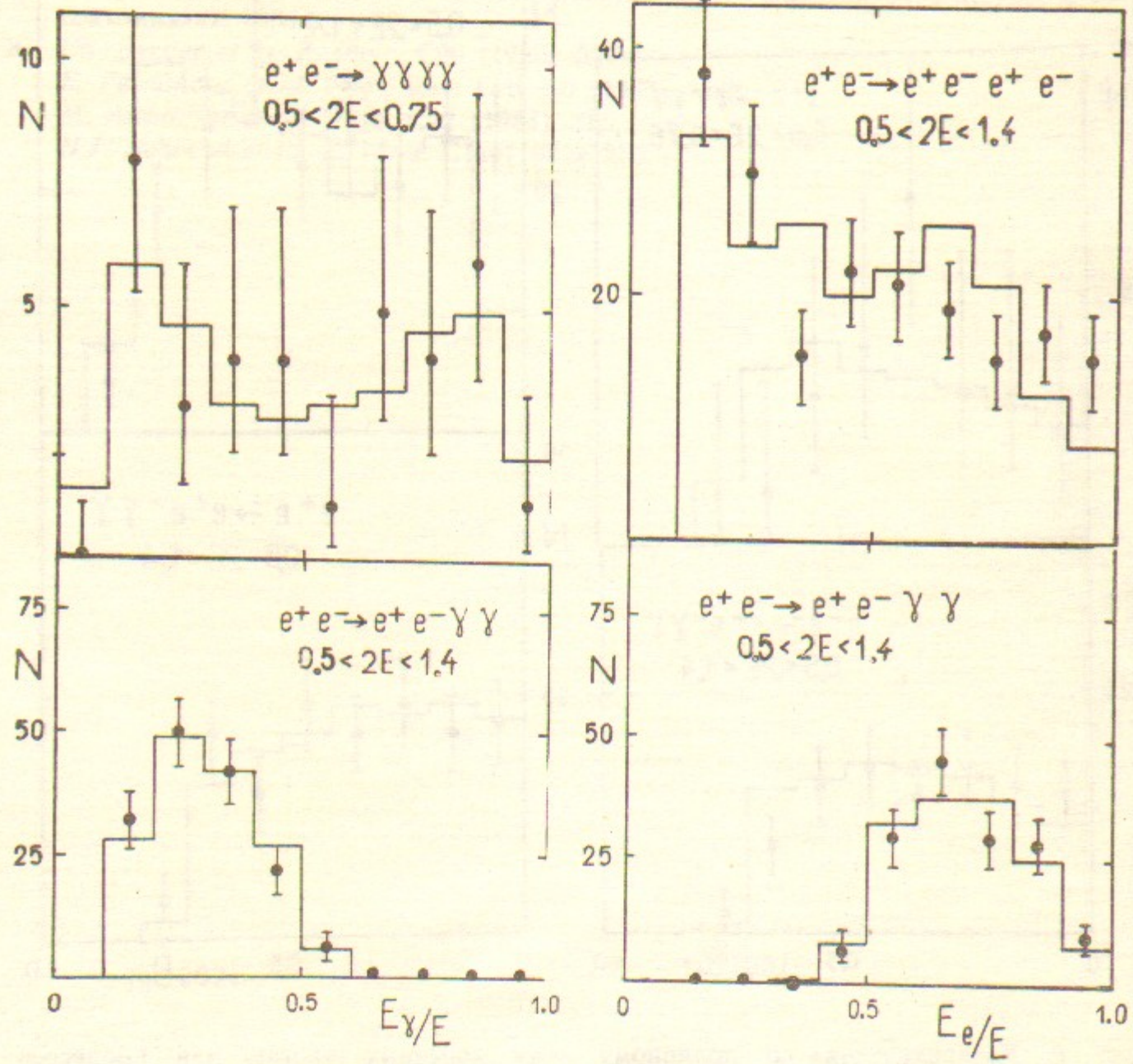


Рис. 2. Распределения по нормированным на энергию пучка энергиям конечных частиц. Для процессов  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ ,  $e^+e^- \gamma\gamma$  и  $e^+e^-e^+e^-$ . Гистограмма—моделирование, точки—эксперимент.

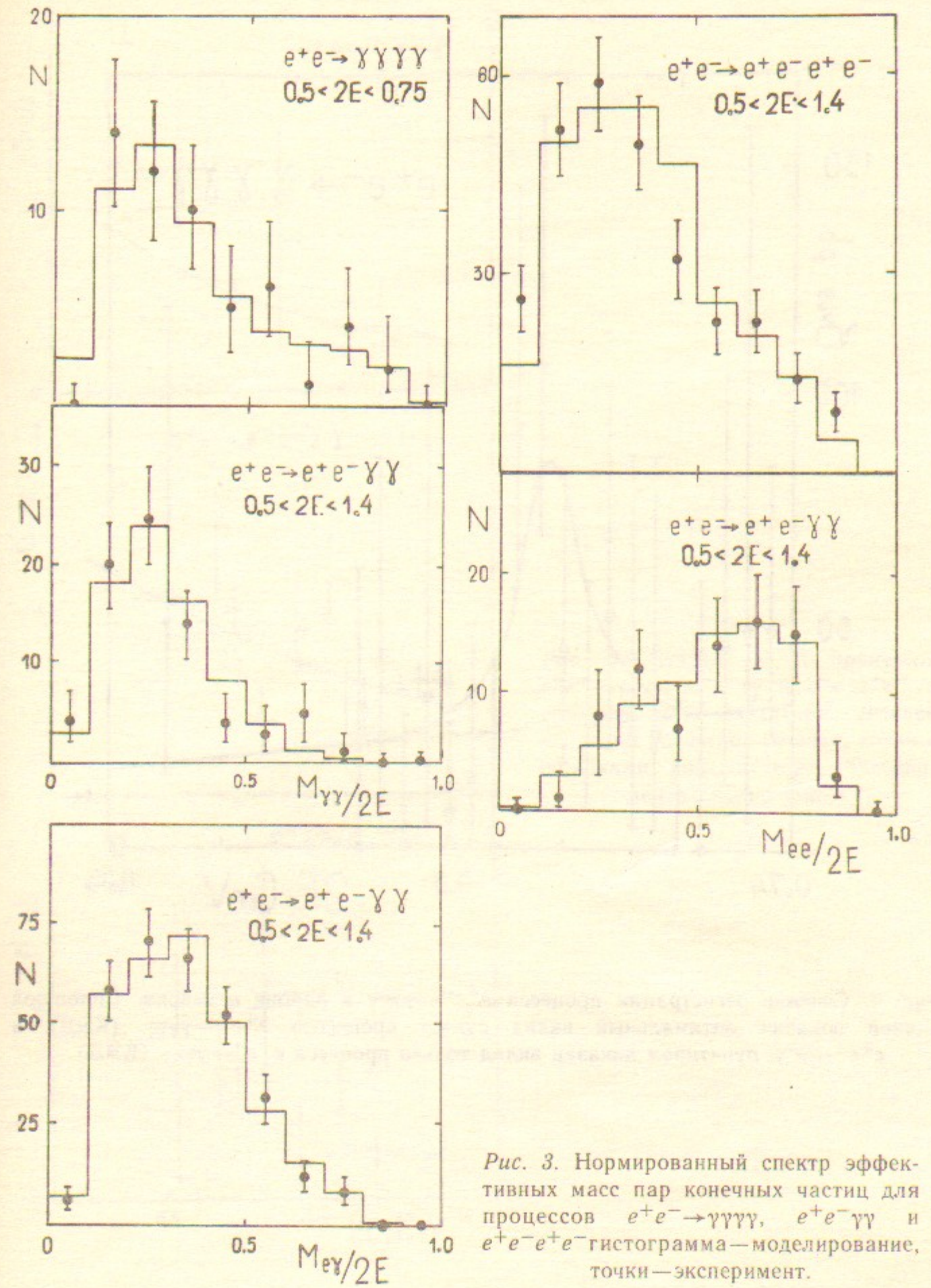


Рис. 3. Нормированный спектр эффективных масс пар конечных частиц для процессов  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ ,  $e^+e^- \gamma\gamma$  и  $e^+e^-e^+e^-$  гистограмма—моделирование, точки—эксперимент.



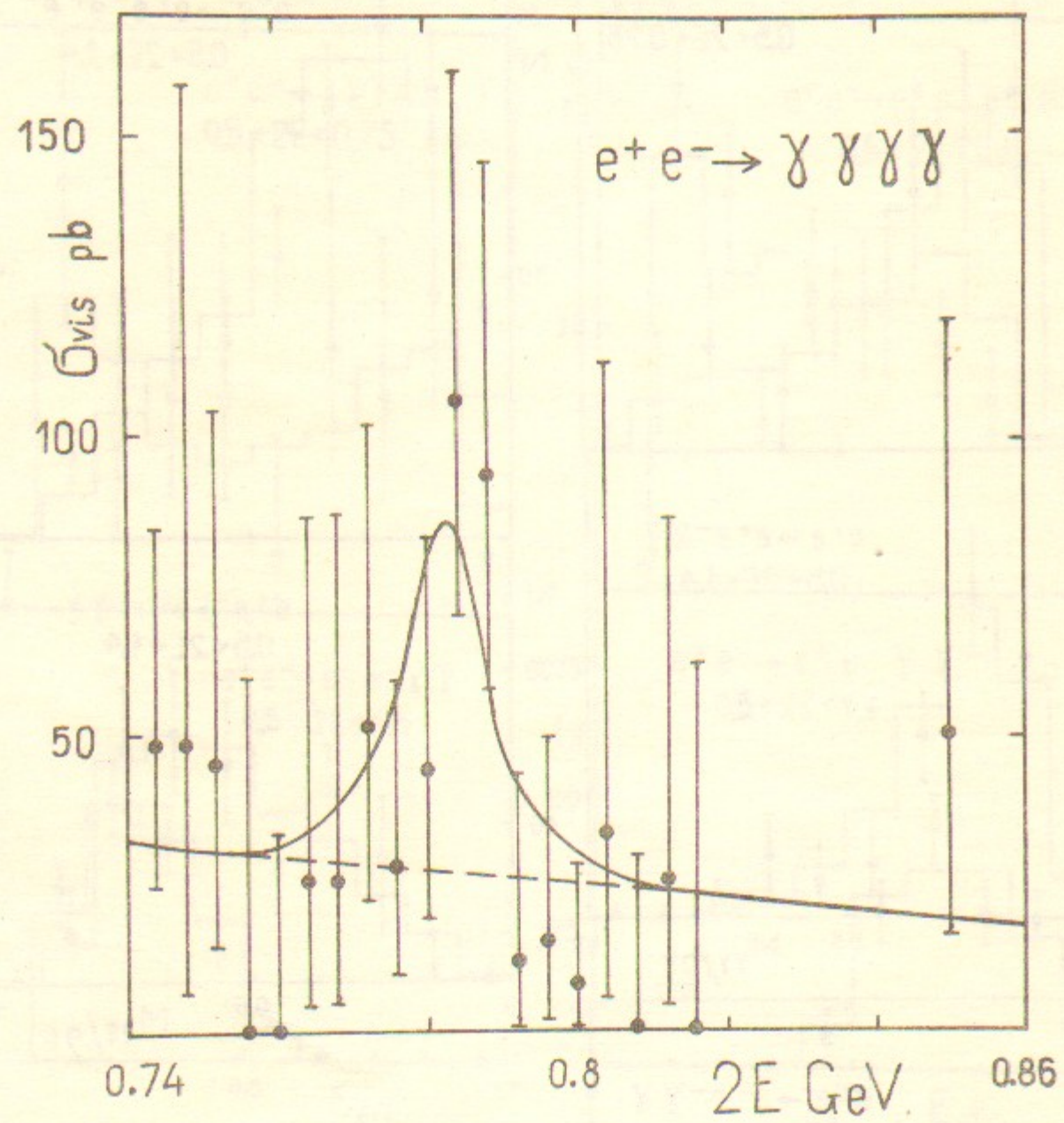


Рис. 4. Сечение регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$  в районе  $\omega$ -мезона. Сплошной линией показан оптимальный вклад суммы процессов  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$  (КЭД) и  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ , пунктиром показан вклад только процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$  (КЭД).

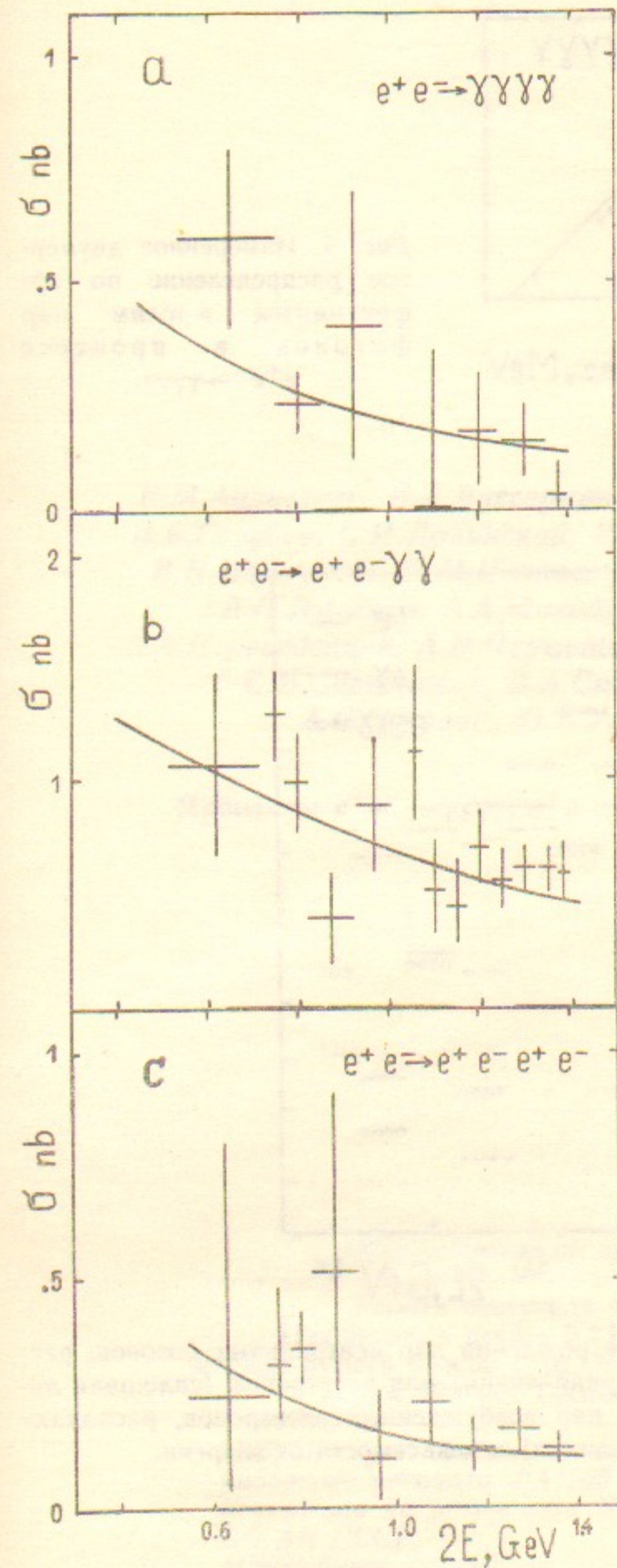


Рис. 5. Сечения КЭД процессов  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^-$  в телесном угле детектора. Линией показано расчетное сечение, точки с ошибками соответствуют экспериментальным данным.

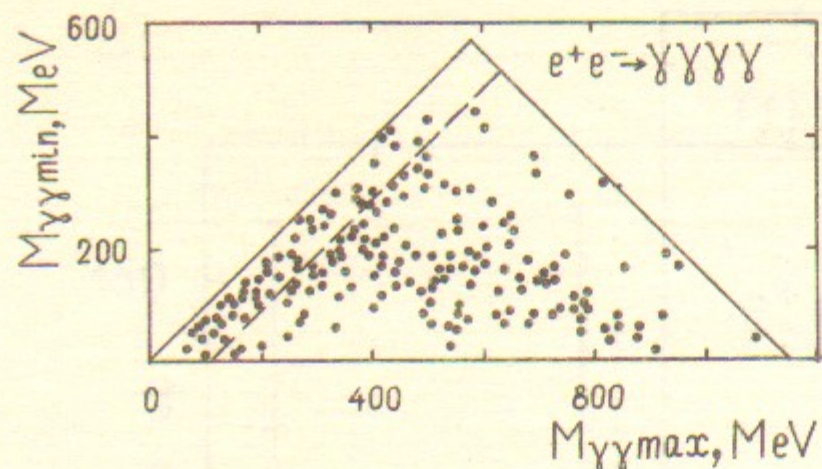


Рис. 6. Измеренное двумерное распределение по эффективным массам пар фотонов в процессе  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ .

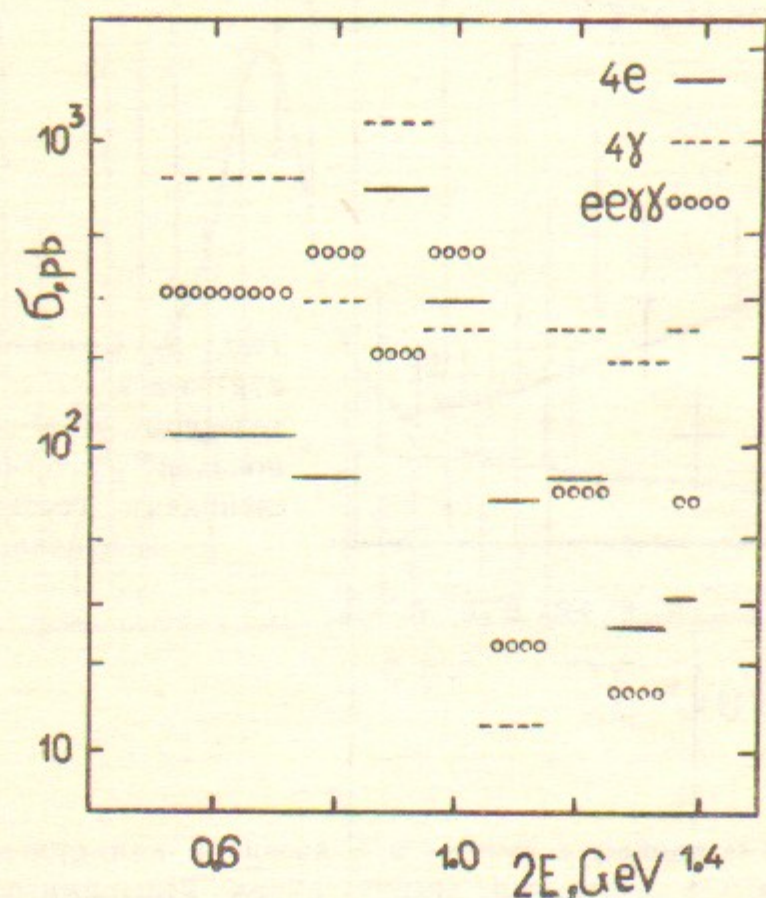


Рис. 7. Измеренное предельное сечение рождения пар нейтральных бозонов, распадающихся на пары фотонов (пунктирная линия) или электронов (сплошная линия) и предельное сечение рождения пар возбужденных электронов, распадающихся на  $e\gamma$  пары (точечная линия) в зависимости от энергии.

В.М.Аульченко, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев, Е.С.Глускин,  
В.Б.Голубев, С.И.Долинский, В.П.Дружинин, М.С.Дубровин,  
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.В.Усов, Ю.М.Шатунов

Процессы  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ ,  $e^+e^- \gamma\gamma$ ,  $e^+e^-e^+e^-$  на ВЭПП-2М

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 4 ноября 1986 г.  
Подписано в печать 5.XII—1986 г. МН 11884.  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,8 печ.л., 1,5 уч.-изд.л.  
Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ № 173

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