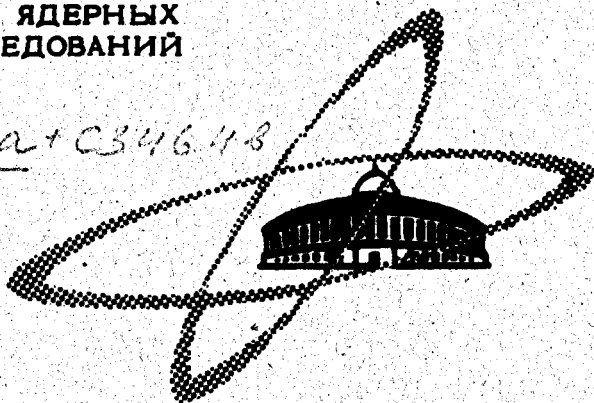


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

СЗ46.4а + СЗ46.4в

A-391



P1-5398

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.К. Акимов, Л.С. Вертоградов, А.В. Демьянов,
А.В. Купцов, Л.Л. Неменов, Д.М. Хазинс,
Ю.М. Чиркин, Ю.Д. Прокошкин, Н.М. Агабабян,
И.А. Керопян, Г.Г. Мкртчян, С.Ф. Бережнев,
А.В. Куликов, Г.И. Смирнов

НАБЛЮДЕНИЕ РЕАКЦИИ $\bar{p} \rightarrow e^+ e^- n$
ПРИ ЭНЕРГИИ 275 МЭВ

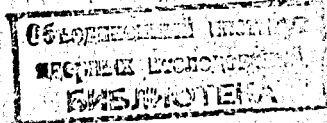
1970

Ю.К. Акимов, Л.С. Вертоградов, А.В. Демьянов,
А.В. Купцов, Л.Л. Неменов, Д.М. Хазинс,
Ю.М. Чиркин, Ю.Д. Прокошкин,* Н.М. Агабабян,**
И.А. Керопян,** Г.Г. Мкртчян,** С.Ф. Бережнев,***
А.В. Куликов,*** Г.И. Смирнов ***

НАБЛЮДЕНИЕ РЕАКЦИИ $\bar{p} \rightarrow e^+ e^- n$
ПРИ ЭНЕРГИИ 275 МЭВ

Направлено в ЯФ

- * Институт физики высоких энергий, Серпухов.
- ** Ереванский физический институт.
- *** Московский государственный университет.



1. Введение

Исследование реакции обратного электророждения пионов (ОЭП)



представляет интерес по двум причинам. Во-первых, из анализа ОЭП могут быть получены данные о механизме обратного фоторождения:



где γ^* - виртуальный фотон с времениподобным 4-импульсом q ($q^2 > 0$). Во-вторых, измерение дифференциальных сечений процесса (1), в принципе, позволяет изучить электромагнитную структуру пиона и нуклона в области времениподобных переданных импульсов.

Впервые ОЭП было исследовано^{1,2/} при помощи жидководородных пузырьковых камер. В этих экспериментах медленные π^- - мезоны, останавливаясь в жидком водороде, образовывали мезоатомы. Основная масса событий реакции (1) соответствовала небольшим переданным импульсам ($\bar{q}^2 \approx 0,1f^{-2}$; $q^2_{\max} \approx 0,5f^{-2}$), поэтому влияние электромагнитных формфакторов адронов на вероятность процесса и распределения по кинематически независимым переменным было слабым. Характеризуя отклонение от вероятностей, соответствующих бесструктурным частицам,

членом $a^2 q^2$, Кобрак получил ^{/2/} следующее значение параметра a^2 :
 $a^2 = (0,1 \pm 0,2) m_{\pi}^{-2}$, где m_{π} - масса пиона.

Естественным путем для наблюдения и измерения эффектов структуры адронов является изучение реакции (1) при больших переданных импульсах. В работе, выполненной на жидководородной пузырьковой камере ^{/3/}, была сделана оценка сечения ОЭП при кинетической энергии π^- -мезонов 340 Мэв. Для событий с $q^2 > 0,5 f^{-2}$ сечение с вероятностью 95% оказалось меньше чем $6 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$, что указало на невозможность изучения процесса (1) камерной методикой.

В дальнейшем в экспериментах по ОЭП, выполненных при высоких энергиях ^{/4/} ($E_{\pi} > 3 \text{ Гэв}$), были получены первые данные о формфакторе пиона при $q^2 > 8 f^{-2}$. В настоящее время эта область переданных импульсов с хорошей точностью исследована в опытах со встречными пучками ^{/5/}. При меньших значениях q^2 сведения о структуре пиона отсутствуют, за исключением оценки электромагнитного радиуса ^{/6/}:
 $r_{\pi} < 1,9 f$ с достоверностью 90% ($\bar{q}^2 \approx 0,3 f^{-2}$).

Формфактор нуклона при $q^2 > 0$ не изучался. Более того, в будущих опытах на встречных пучках область $0 < q^2 < 4M^2$ (M - масса нуклона) кинематически недоступна. Поэтому реакция (1) является практически единственным возможным источником экспериментальных данных по структуре нуклона в этом интервале переданных импульсов. Аналогичное утверждение справедливо для данных по структуре пиона при $0 < q^2 < 4m_{\pi}^2$.

Теоретическое рассмотрение ОЭП ^{/7,8/} при кинетических энергиях мезонов до 350-400 Мэв указывает на возможность определения формфакторов как пиона, так и нуклона при $q^2 < 5 f^{-2}$.

Целью настоящей работы являлось наблюдение и исследование реакции (1) при кинетической энергии π^- -мезонов 275 Мэв. Эксперимент был выполнен на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

2. Постановка эксперимента

Наблюдение реакции (1) при относительно больших q^2 сопряжено со значительными экспериментальными трудностями. Они возникают вследствие малой величины сечения этой реакции ($d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 \approx 10^{-33}$ см²/стерад² при энергии 275 Мэв^{x/}, Ω_1 и Ω_2 - телесные углы регистрации электрона и позитрона) и высокого уровня фона, связанного с протекающими одновременно с (1) интенсивными процессами ядерного взаимодействия пионов с протонами. Так, сечение упругого рассеяния



составляет $d\sigma/d\Omega \approx 10^{-27}$ см²/стерад. Для подавления эффективности регистрации этого процесса была выбрана такая геометрия эксперимента (рис. 1), при которой исключалось одновременное прохождение пиона и протона через детекторы, регистрирующие электрон и позитрон в реакции (1) ($\Theta_1, \Theta_2 \approx 90^\circ$).

Сечение фонового процесса



на три порядка величины превышает сечение реакции (1). В выбранной геометрии эксперимента пионы, попадавшие в установку, имели небольшую энергию. Благодаря применению черенковских детекторов, вероятность регистрации пар пионов (3) подавлялась в $\approx 10^5$ раз.

x/ Эта оценка получена умножением сечения обратного фоторождения пионов на множитель, учитывающий внутреннюю конверсию фотона и фотонный пропагатор.

Реакция перезарядки пионов



также может имитировать процесс (1) в случае, когда γ -кванты от распада π^{0} -мезонов конвертируют в электрон-позитронные пары в окружающем веществе, либо происходит внутренняя конверсия. Сечение перезарядки (4) составляет: $\sigma_t = 20$ мбарн. Эффективность регистрации этой реакции в нашем случае не превышала 10^{-9} и могла быть еще более подавлена путем введения дискриминации частиц по энергии, выделяемой ими в черенковских спектрометрах.

Полные сечения других фоновых процессов



равны 0,16; 0,1; и 0,4 мбарн соответственно. Продукты этих реакций могут регистрироваться установкой, когда происходит конверсия γ -квантов. От реакции (1) эти процессы отличаются прохождением $e^{+}e^{-}$ -пар через боковые телескопы.

Наконец, следует отметить процессы взаимодействия с протонами мюонов и электронов, которые присутствуют в пионном пучке в виде примеси. Вероятность регистрации этих процессов исчезающе мала ($d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 < 10^{-36}$ см²/стерад²). При рассеянии мюонов и электронов на электронах кинематика соударения также исключает попадание обеих рассеянных частиц в детекторы электронов.

3. Экспериментальная установка

Исследование реакции (1) было проведено на пучке мезонного тракта /9/ синхроциклотрона. Кинетическая энергия пионов, определенная по пробегу в меди, равнялась 275 Мэв при разбросе ± 15 Мэв. Интенсивность пучка, падавшего на мишень, составляла $5 \cdot 10^5$ сек⁻¹. Доля пионов в пучке была определена по упругому π^-p -рассеянию и оказалась равной (79 \pm 4)%. Основную примесь в пучке составляли μ^- -мезоны; доля электронов не превышала нескольких процентов.

Пучок, падающий на мишень, выделялся сцинтилляционными счётчиками $C_1 + C_3$ и счётчиком \bar{C}_4 с отверстием в центре (рис.1). За мишенью располагался счётчик \bar{C}_5 , включенный на антисовпадение. Электроны и позитроны, образующиеся в реакции (1), регистрировались двумя телескопами, при помощи которых измерялись углы вылета и энергии частиц. Каждый из телескопов состоял из включенных на совпадение сцинтилляционного счётчика (C_6 и C_7), порогового водяного черенковского счётчика (\check{C}_1 и \check{C}_2) и черенковского спектрометра полного поглощения (\check{C}_3 и \check{C}_4), а также искровой камеры (ИК₁ и ИК₂). Каждый телескоп регистрировал частицы в угловом интервале $\Theta_1, \Theta_2 = 90^\circ \pm 20^\circ$. Произведение эффективных телесных углов боковых телескопов, определенное методом Монте-Карло, составляло $\Omega_1 \Omega_2 = (0,186 \pm 0,007)$ стер².

Сцинтилляционные счётчики C_1 , C_2 и C_3 имели размеры $100 \times 100 \times 10$ мм³, счётчик \bar{C}_5 - $200 \times 200 \times 10$ мм³, счётчики C_6 и C_7 - $280 \times 200 \times 10$ мм³, счётчик \bar{C}_4 - $200 \times 200 \times 10$ мм³ с отверстием диаметром 100 мм. В сцинтилляционных счётчиках использовались фотоумножители ФЭУ-30.

Пороговые черенковские счётчики \check{C}_1 и \check{C}_2 использовались для подавления фона пионов малой энергии. В качестве радиатора применялась дистиллированная вода. Для смещения спектра черенковского излучения в область чувствительности фотокатода ФЭУ-30 в воде растворялась аминок-Г-кислота в концентрации 80 мг/литр /10/. Диаметр радиатора этих

счётчиков 300 мм, толщина 44 мм. На рис. 2 приведена измеренная зависимость эффективности черенковского счётчика от скорости проходящих частиц при таком пороге дискриминатора, который соответствует 95%-ной эффективности регистрации электронов. Черенковский счётчик со сместителем спектра отличается отсутствием направленности излучения, что позволяет применять его в пучках с большой угловой расходимостью.

Черенковские спектрометры полного поглощения использовались для измерения энергии электронов и позитронов и подавления фона. Радиатор спектрометра \check{C}_3 представляет собой усеченный конус из стекла ЛФ-5, диаметры оснований которого равны 320 и 400 мм. Высота конуса - 150 мм (4,2 радиационные длины). Радиатор спектрометра \check{C}_4 изготовлен из стекла ТФ-1 и имеет размеры: диаметр 350 мм, толщину 300 мм (12,6 радиационных длин). Каждый из радиаторов "просматривается" тремя фотоумножителями типа ФЭУ-65, диаметр фотокатода которых равен 150 мм. Фотоумножители защищены от магнитного поля ≈ 5 эрст. двумя экранами из отожженного пермаллоя и двумя экранами из стали (Ст.3) толщиной 5 мм каждый.

Стабильность амплитуды импульсов спектрометров периодически контролировалась при помощи световых диодов ^{/11/}. Нестабильность за 6 месяцев работы на ускорителе не превышала $\pm 4\%$. Спектрометры калибровались на пучке электронов, получавшемся на мезонном тракте ^{/12/}. Результаты калибровок приведены на рис.3.

На пучке электронов были измерены также амплитудные спектры импульсов счётчиков C_6 и C_7 и эффективность боковых телескопов.

Искровые камеры применялись для отбора взаимодействий, содержащих две заряженные частицы в конечном состоянии, и для восстановления пространственной картины регистрируемых событий. Каждая искровая камера имеет два зазора по 22 мм. Electroды толщиной 1 мм изготовлены из алюминия. Размеры рабочей области камер 260×260 мм ². Камеры

наполнены неонам и работают в трековом режиме^{/13/} до углов $\approx 30^\circ$ с эффективностью 98%. Высоковольтные импульсы амплитудой 24 кв формируются двухкаскадным генератором Аркадьева-Маркса. Полная задержка высоковольтного импульса составляла 0,8 мксек. Эффективность искровых камер достигает своего максимального значения при амплитуде высоковольтных импульсов ≈ 16 кв. Время памяти камер при очищающем поле 40 в составляет 2 мксек. Величина разрядной емкости подбиралась такой, чтобы толщина треков была равна $\approx 1,5$ мм. В этом случае искровые камеры позволяли восстанавливать направления треков с точностью лучшей чем $0,5^\circ$ и обеспечивали высокую эффективность регистрации.

Горизонтальные и вертикальные проекции обеих искровых камер при помощи системы зеркал фотографировались одним киноаппаратом. Характеристики искровых камер после наполнения практически не изменялись в течение года.

Рабочая часть жидководородной мишени представляет собой цилиндр диаметром 120 мм и эффективной длиной 221 мм. Общая толщина стенок из нержавеющей стали составляет 0,6 мм (0,03 радиационных длин).

Электронная логика включает в себя четыре схемы совпадений: $CC_1 (C_1 \cdot C_2 \cdot C_3 \cdot \bar{C}_4 \cdot \bar{C}_5)$, $CC_2 (C_6 \cdot \check{C}_1 \cdot \check{C}_3)$, $CC_3 (C_7 \cdot \check{C}_2 \cdot \check{C}_4)$ и $CC_4 (CC_1 \cdot CC_2 \cdot CC_3)$, которые выделяют коррелированные во времени события. Разрешающее время схемы CC_1 равно 5,5 нсек, разрешающее время остальных схем - 20 нсек. Пороги дискриминаторов в цепях спектрометров устанавливались на уровне, соответствующем энергии электронов 20 Мэв.

Мастер-импульс вырабатывался электронной схемой в том случае, если суммарное энерговыделение в спектрометрах превышало 120 Мэв. Мастер-импульс через блокировку с временем запрета 0,3 сек запускал развертку пятилучевого осциллографа, схемы пропускания, амплитудные анализаторы, генераторы искровых камер и два киноаппарата.

Импульсы со всех детекторов подавались на пятилучевой осциллограф /14/, скорости разверток которого были выбраны равными 25 нсек/см. Экран осциллографа фотографировался совместно с показаниями амплитудных анализаторов, на входы которых подавались сигналы со спектрометров. Временное разрешение τ по осциллограммам равно 1,2 нсек для сцинтилляционных счётчиков, 3 нсек для спектрометров и 4,5 нсек для черенковских счётчиков. Положение импульсов на развертках осциллографа относительно импульса от реперного счётчика C_3 в пределах ошибок ($\approx 0,2\tau$) было стабильным в течение 100 часов. Сочетание низкого временного разрешения схем совпадения ($\tau \approx 20$ нсек) с высоким разрешением, полученным с помощью осциллографа ($\tau \approx 1,2$ нсек), позволило при обработке полученных данных подробно изучить распределение фоновых событий по времени.

4. Измерения

За время основных измерений через мониторный телескоп ($C_1 \cdot C_2 \cdot C_3$) было пропущено $3,32 \cdot 10^{11}$ частиц, среди которых было $(1,78 \pm 0,11) \cdot 10^{11}$ пионов, прошедших через водородную мишень. Пороги дискриминирующих элементов устанавливались на таком уровне, чтобы средняя частота запусков установки составляла ≈ 3 мин⁻¹. При этом потери в эффективности регистрации реакции еще практически отсутствовали и имелась возможность непрерывного контроля работы аппаратуры. Были проведены также измерения с пустой мишенью, за время которых поток частиц, пропущенных через мониторный телескоп, составил $0,45 \cdot 10^{11}$.

Во время измерений периодически (через 8 часов) аппаратура калибровалась на упругорассеянных пионах. По полученным осциллограммам определялось временное положение импульсов всех детекторов относительно импульса реперного счетчика C_3 , дисперсии временных распределений, амплитудные распределения сцинтилляционных и черенков-

ких счетчиков, а также стабильность перечисленных параметров во времени. По снимкам с искровых камер, полученным при калибровках, определялись эффективности искровых камер и вероятность случайного наложения треков.

5. Обработка результатов

В результате измерений на пучке было получено 52000 и 5000 фотографий с полной и пустой мишенью соответственно. При просмотре снимков с искровых камер были отобраны события, имеющие только по одному треку в каждой из камер. Эти события измерялись на полуавтоматических устройствах типа ПУОС-50. Затем по программе геометрической реконструкции была определена вероятность того, что две частицы вылетели из одной точки, принадлежащей мишени. С этой целью для каждого события вычислялась величина

$$\chi_{sp}^2 = \frac{d^2}{\Delta r_1^2 + \Delta r_2^2},$$

где d — минимальное расстояние между продолжениями треков в пределах мишени, а Δr_i — среднеквадратичное смещение трека в окрестности минимального расстояния между треками. Величина Δr_i обусловлена многократным рассеянием и ошибками определения углов треков в искровых камерах. Вычисление вклада многократного рассеяния производилось в предположении, что треки принадлежат электронам с энергиями, определенными по показаниям черенковских спектрометров. Распределение величины χ_{sp}^2 для событий реакции (1) должно соответствовать χ^2 — распределению с двумя степенями свободы. Отбрасывались события, для которых

$\chi_{\text{сп}}^2 > 16$ (вероятность $P(\chi_{\text{сп}}^2 = 16) = 0,03\%$). Также отбрасывались события, точка попадания которых в спектрометр находится на расстоянии менее 30 мм от края спектрометра.

Ввиду наличия большого фона заряженных частиц, проходящих через оба боковых телескопа и не связанных с взаимодействием частиц пучка с мишенью, отбирались только события, для которых угол между треками Θ_{12} не превышал 165° .

Для подавления фона малоэнергичных частиц отбирались только события с энергосвыделением в спектрометрах $E_1, E_2 > 40$ Мэв и $(E_1 + E_2) > 140$ Мэв.

Для оставшихся событий по осциллограммам были измерены временные и амплитудные характеристики импульсов всех детекторов и отбрасывались события, у которых отклонение от величин, измеренных при калибровке, превышало 3σ , а также события, для которых амплитуда импульсов в одном из счетчиков C_5, C_6 превышала наиболее вероятную более чем в три раза.

Таким образом были выделены 125 событий, полученных в сеансах с полной мишенью, которые рассматривались как кандидаты в события реакции (1), и 2 события в сеансе с пустой мишенью. Временные распределения кандидатов (рис. 4) хорошо соответствуют калибровочным измерениям.

С учетом перечисленных критериев отбора эффективность регистрации событий реакции (1) составляет $(58 \pm 3)\%$. Потери эффективности в основном обусловлены введением критерия $\Theta_{12} < 165^\circ$ (20%), неэффективностью искровых камер (13%) и неэффективностью боковых телескопов (8%). Величина эффективности определялась по калибровочным измерениям и по моделированию реакции методом Монте-Карло с учетом разрешения детекторов. В приведенную цифру общих потерь эффективности не включены потери при введении критерия $E_1, E_2 > 40$ Мэв, кото-

рые составляют от 20% до 40% в зависимости от предположений о динамике процесса.

Из сравнения результатов, полученных при измерениях с пустой и полной мишенью, следует, что среди 125 кандидатов имеется 15 ± 10 фоновых событий, не связанных с водородом. Анализ случаев, отобранных во временных интервалах, превышающих $\pm 10\sigma$, показывает, что число случайных совпадений для полной и пустой мишени, приведенное к потоку с полной мишенью, одно и то же и примерно равно 4 событиям. Таким образом, основная масса событий среди 125 кандидатов (110 ± 10) генерирована на водороде.

Анализ отобранных случаев показал, что среди них имеются фоновые события, характеризующиеся большими амплитудами импульсов в боковых сцинтилляционных счетчиках C_6 и C_7 , соответствующими одновременному прохождению более чем одной частицы с минимальной ионизацией. Этот фон, по-видимому, обусловлен реакциями (5)+(7) с испусканием γ -квантов, конвертирующихся в мишени и счетчиках. Оценки показывают, что наибольший вклад в фон вносит тормозное излучение при рассеянии π^- -мезонов на протонах (5).

Для выделения событий реакции (1) среди отобранных случаев - кандидатов наряду с различием в ионизационных потерях использовалось то обстоятельство, что недостающая масса, определенная по параметрам данного события, должна равняться массе нейтрона. С этой целью для каждого случая составлялся функционал

$$U = \sum_{i=1}^7 \frac{(p_i - \tilde{p}_i)^2}{\sigma_i^2},$$

где p_i - измеренные параметры события (импульс пиона, энергии и углы вылета электронов), σ_i - ошибки измерения, а \tilde{p}_i - набор соответствующих параметров, удовлетворяющих требованию равенства не-

достающей массы массе нейтрона. Выбирался такой набор параметров \tilde{p}_1 , который соответствует минимуму функционала U . Затем снова вычислялась величина χ_{sp}^2 , причем для вычисления эффектов многократного рассеяния использовались значения энергии электронов, полученные в результате минимизации функционала U (это соответствует предположению о принадлежности события к реакции (1)).

Используя распределение кандидатов по величине $W^2 = \chi_{kin}^2 + \chi_{sp}^2$, где $\chi_{kin}^2 = \min U$, можно отделить фоновые события. Так как для событий реакции (1) распределение по величине W^2 должно соответствовать χ^2 -закону с тремя степенями свободы, то события, имеющие большие значения W^2 (использовался критерий $W^2 > 14$), — заведомо фоновые.

Эти события дают информацию о распределении ионизационных потерь в боковых сцинтилляционных счетчиках при регистрации одним из телескопов γ -кванта. В частности, можно определить вероятность p для фонового события иметь одну из амплитуд (A_6 или A_7) $> A_0$. Аналогичная вероятность a для событий реакции (1) была определена при калибровках счетчиков C_6 и C_7 на электронах.

Тогда можно определить число n событий, содержащихся в любой выборке из N кандидатов, среди которых имеется R событий, удовлетворяющих условию (A_6 или A_7) $> A_0$, из очевидного соотношения

$$R = an + p(N-n). \quad \text{ж(2)}$$

Для определения числа всех событий реакции (1) n_0 использовалась выборка кандидатов с $W^2 < W_0^2 = 10$ при параметре $A_0 = 1,6A_{вер}$. Было найдено, что число событий реакции (1) равно $n_0 = 57 \pm 14$. Величина n_0 вычислялась с учетом потерь эффективности при введении

критерия $W^2 < W_0^2$. При вычислении ошибки в n_0 учтены неопределенности величин α и ρ и статистические ошибки. Значения n_0 , полученные при различных W_0^2 и A_0 , приведены в таблице, из которой видно, что результат в пределах ошибок не зависит от выбора величин W_0^2 и A_0 .

$W_0^2 \backslash A_0 / A$ вер.	1,3	1,6	1,9
6		58+15	
10	63+21	57+14	54+15
14		60+15	

С помощью соотношения (2) из распределений кандидатов по величине $W^2 = \chi_{kin}^2 + \chi_{sp}^2$ (рис. 5) были также получены распределения по этой величине событий реакции (1) и фона, которые приведены на рис. 6. Кроме того, получены распределения событий реакции (1) по сумме энергий электронов и позитронов, по углу между ними в лабораторной системе координат Θ_{12} и по эффективной массе пары e^+e^- . Эти распределения приведены на рис. 7. Сплошные кривые представляют результат моделирования реакции (1) в статистической модели.

С учетом фона событий с пустой мишенью и случайных совпадений число зарегистрированных событий реакции (1) составляет 55 ± 14 .

Используя эту величину, можно рассчитать сечение реакции (1):

$$\Delta\sigma = \int_{\Omega_1 \Omega_2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} d\Omega_1 d\Omega_2 = (0,45 \pm 0,12) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2.$$

Эта величина соответствует той части реакции (1), которая выделяется нашей установкой при дополнительных критериях $E_1, E_2 > 40$ Мэв и $\Theta_{12} < 165^\circ$.

Отсюда была определена величина дифференциального сечения реакции (1) для электронов с энергией E_1 , $E_2 > 40$ Мэв, испускаемых в интервале $70^\circ \leq \Theta_1$, $\Theta_2 \leq 110^\circ$

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} \approx \frac{\Delta\sigma}{\xi \Omega_1 \Omega_2} = (3,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{стер}^2,$$

где ξ - множитель, учитывающий потери событий реакции (1) при введении критерия $\Theta_{12} < 165^\circ$. Величина ξ , рассчитанная методом Монте-Карло, не зависит от вида теоретической модели и равна 0,80.

6. Выводы

В настоящей работе впервые наблюдался процесс обратного электророждения пионов (1) в области "промежуточных" переданных импульсов $1 f^{-2} \leq q^2 < 3 f^{-2}$ и измерено его дифференциальное сечение. Полученные данные показывают возможность надежного выделения этой малоинтенсивной реакции и значительного увеличения точности измерения сечений.

Авторы благодарны Л.И. Лapidусу и Б.М. Понтекорво за постоянный интерес к работе, В.И. Петрухину, А.И. Щетковскому за содействие в создании аппаратуры, А.А. Тяпкину за критические замечания, В.А. Смирнову за участие в монтаже экспериментальной установки, а также Н.А. Владимировой, С.Г. Пластининой, В.Ф. Чуркиной и А.Г. Федуну за большую помощь в обработке экспериментального материала.

Л и т е р а т у р а

1. N.P. Samios. Phys. Rev., 121, 275 (1961).
2. H. Kobrak. Nuovo Cimento, 20, 115 (1961).
3. Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, А.В. Кравцов, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. ЯФ, 3, 779(1966).
4. S.C. Ting, 14 th International Conference on High-Energy Physics. Vienna (1968).
5. V.A. Sidorov. 4 th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies. Liverpool (1969).
6. S. Devons, C. Sabat, P. Nemethy, E. Capua, A. Lanzara. Phys. Rev., 184, 1356 (1969).
7. Ю.С. Суровцев, Ф.Г. Ткебучава. Сообщения ОИЯИ, P2-4561 и P2-4524. Дубна, 1969.
8. А.В. Тарасов, Л.Г. Ткачев. Препринт ОИЯИ, P2-4970, Дубна, 1970.
9. В.С. Роганов. Депонированная публикация ОИЯИ, Б1-9-4707, Дубна, 1969.
10. K. Satta, K. Suga. Nuovo Cimento, 11, 600 (1959).
11. В.И. Рыкалин, Т.Г. Кмита, И.В. Рыжиков, И.Н. Новоселова. Препринт ОИЯИ, 2466, Дубна, 1965.
12. В.М. Кутьин, В.И. Петрухин, В.М. Цупко-Ситников. Препринт ОИЯИ, 13-2677, Дубна, 1966.
13. А. Тьяркин. Proceedings of the International Conference on Instrumentation N.Y.-Lond. Sept. (1960).
14. А.Ф. Дунайцев, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин. ПТЭ, 2, 114 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел

12 октября 1970 года.

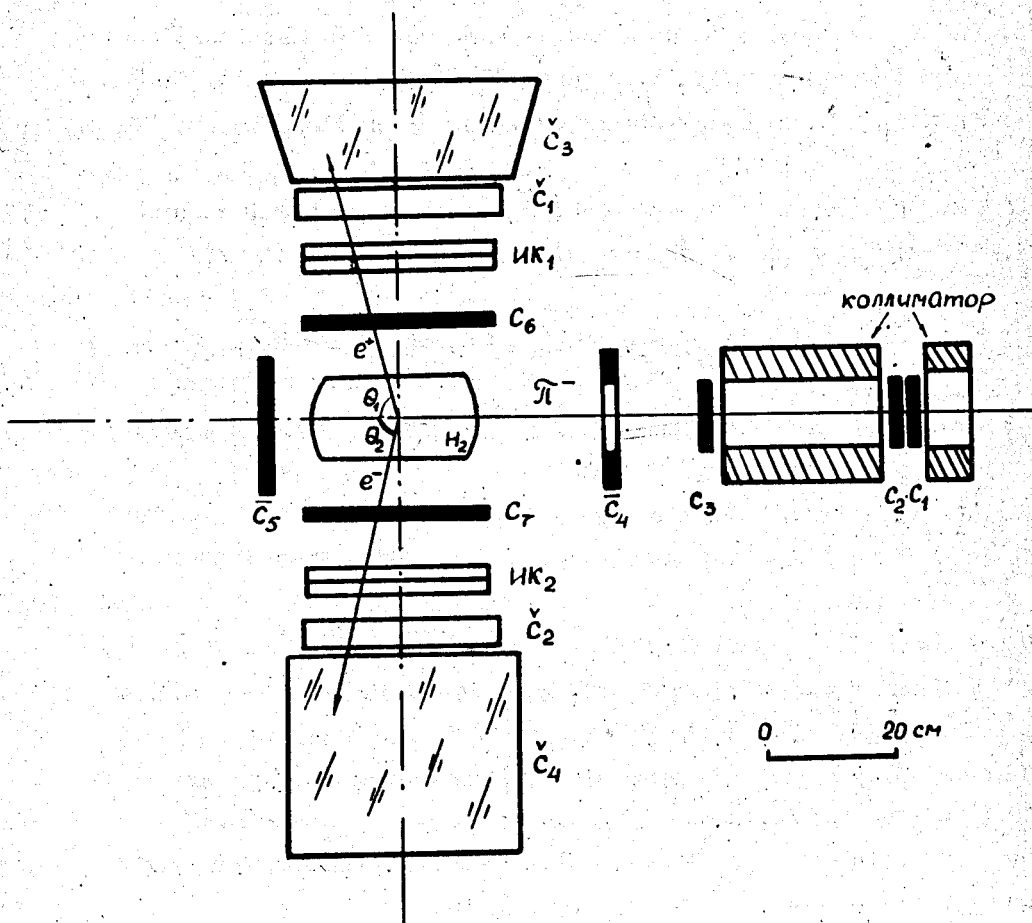


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. π^- - пучок, падающий на водородную мишень H_2 , $C_1 + C_7$ - сцинтилляционные счетчики, \check{C}_1 и \check{C}_2 - пороговые черенковские счетчики, \check{C}_3 и \check{C}_4 - черенковские спектрометры, ИК₁ и ИК₂ - искровые камеры.

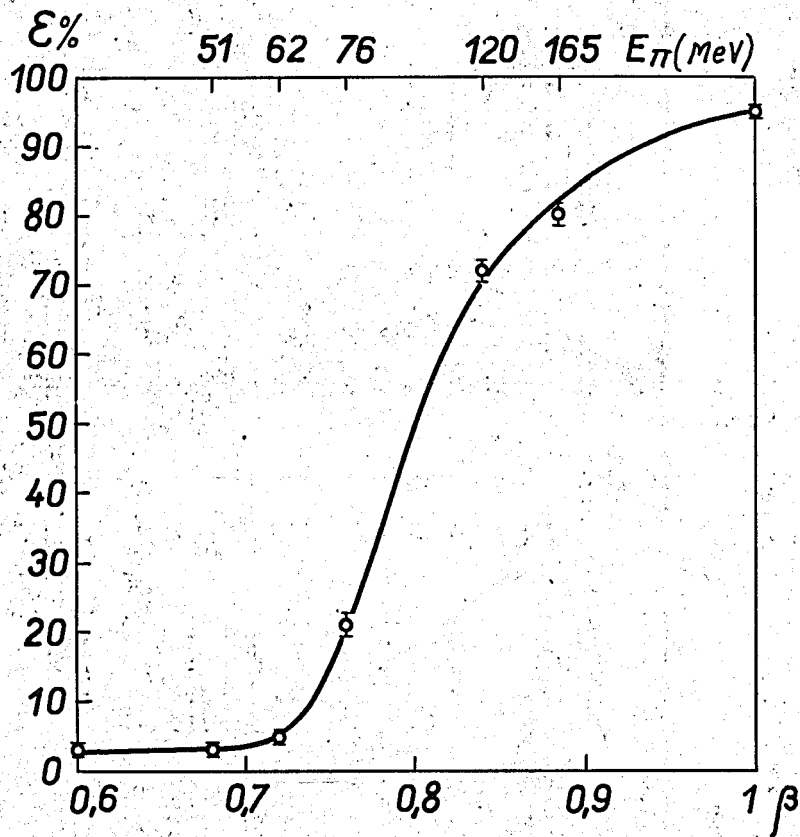


Рис. 2. Зависимость эффективности черенковского счетчика ϵ от скорости β и кинетической энергии E_{π} π -мезонов. Кривая проведена по экспериментальным данным от руки.

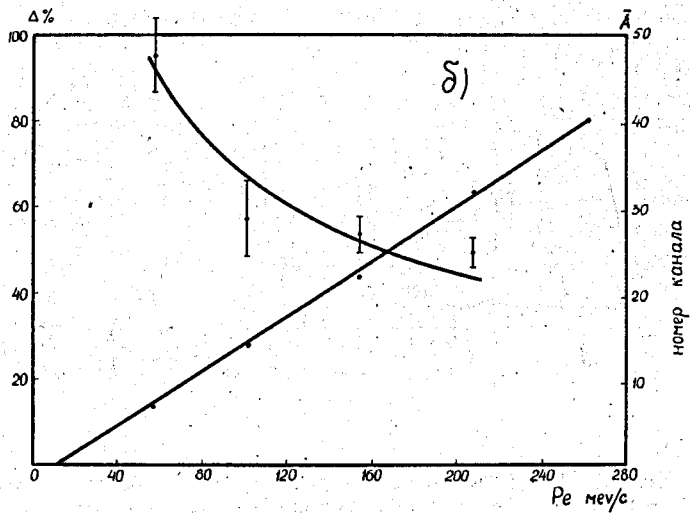
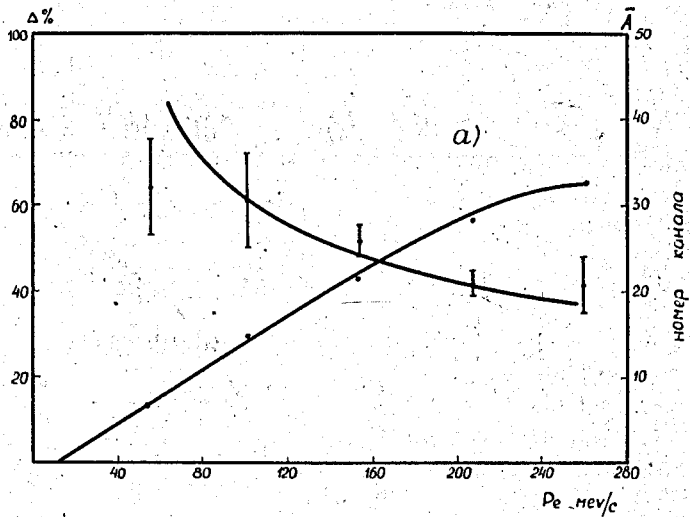


Рис. 3. Зависимость средней амплитуды \bar{A} импульсов черенковского спектрометра и его разрешения Δ (ширина на полувысоте) от энергии электронов на входе бокового телескопа, а) для C_3 , б) для C_4 . Потери энергии электронов в сцинтилляционном и черенковском счетчике бокового телескопа составляют 12 Мэв.

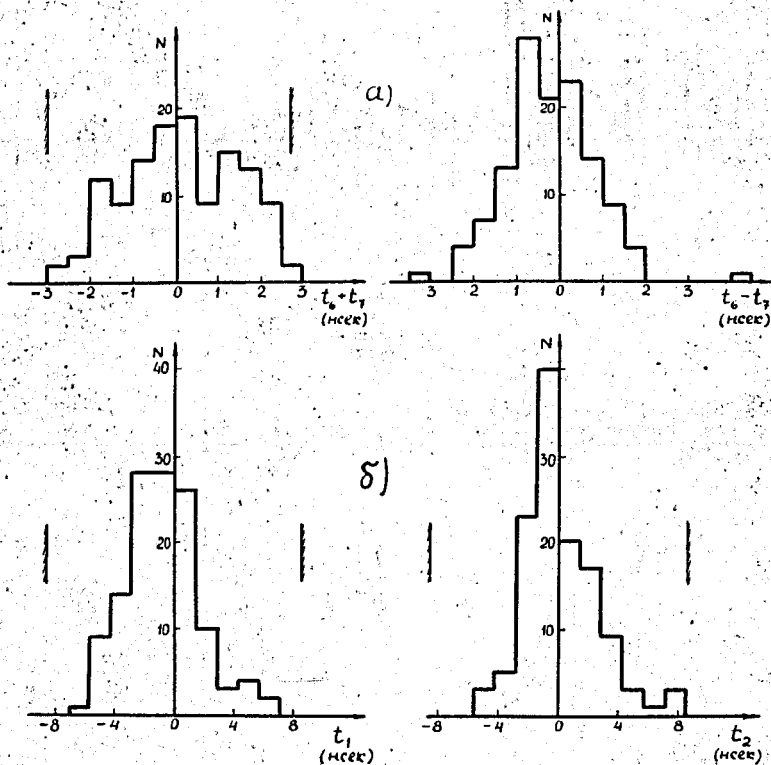


Рис. 4. а) Распределения событий -кандидатов по сумме временных сдвигов сигналов от боковых сцинтилляционных счетчиков C_6 и C_7 относительно реперного счетчика C_3 ($t_6 + t_7$) и по временным сдвигам между сигналами от счетчиков C_6 и C_7 ($t_6 - t_7$) ; б) распределения кандидатов по временным сдвигам сигналов от спектрометров C_3 (t_1) и C_4 (t_2) относительно реперного счетчика C_3 . За нуль приняты средние значения соответствующих величин, полученные при калибровках. Показаны границы, в пределах которых отбирались кандидаты.

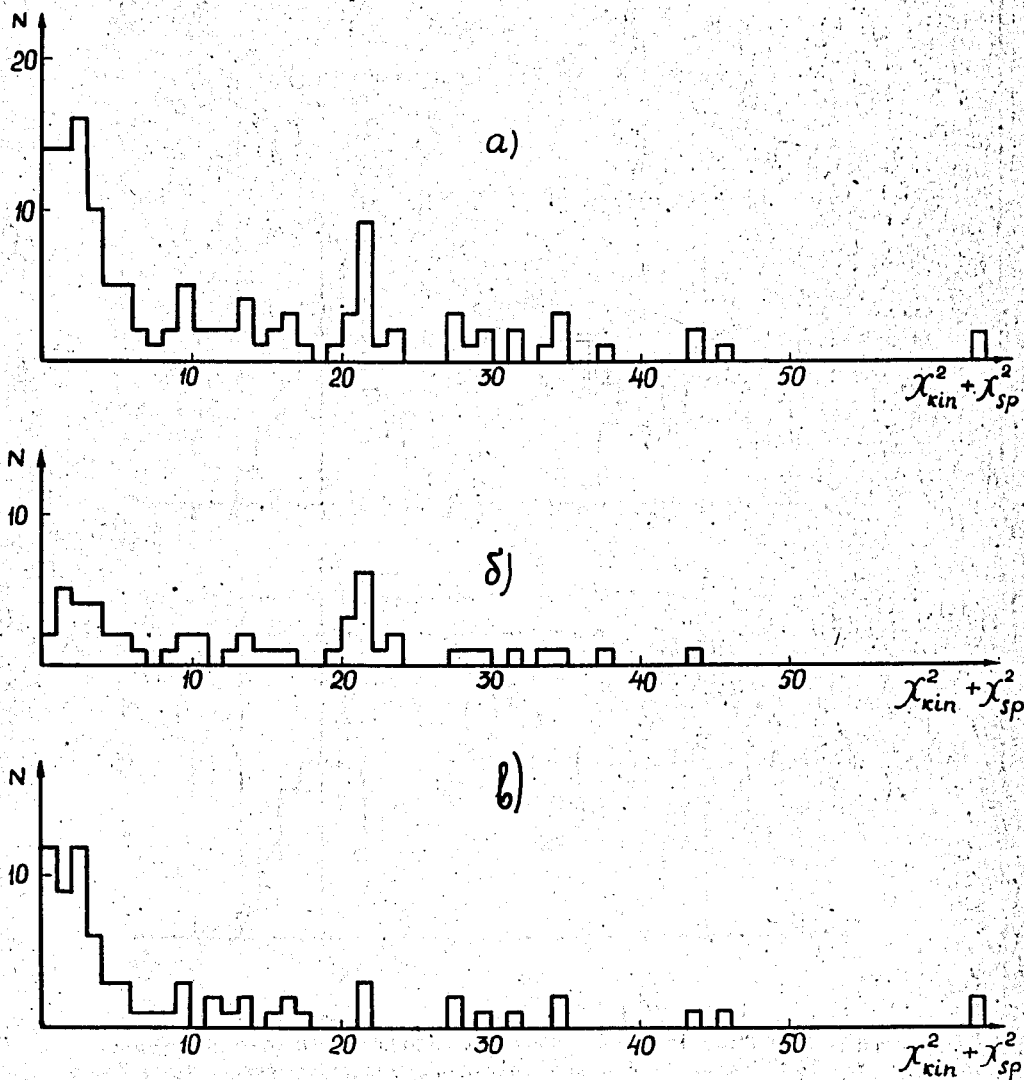


Рис. 5. Распределение событий-кандидатов по величине $\chi_{kin}^2 + \chi_{sp}^2$: а) для всех кандидатов (125 событий); б) и в) для кандидатов, разделенных по критерию ионизационных потерь в счетчиках C_6 и C_7 : б) 52 события с A_6 или $A_7 > A_0 = 1,6$ A вер; в) 73 события с A_6 и $A_7 < A_0$.

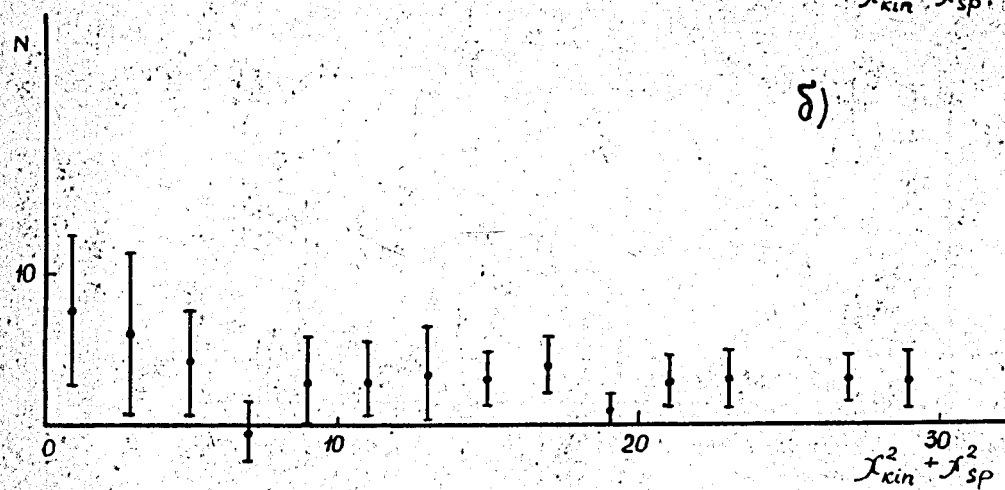
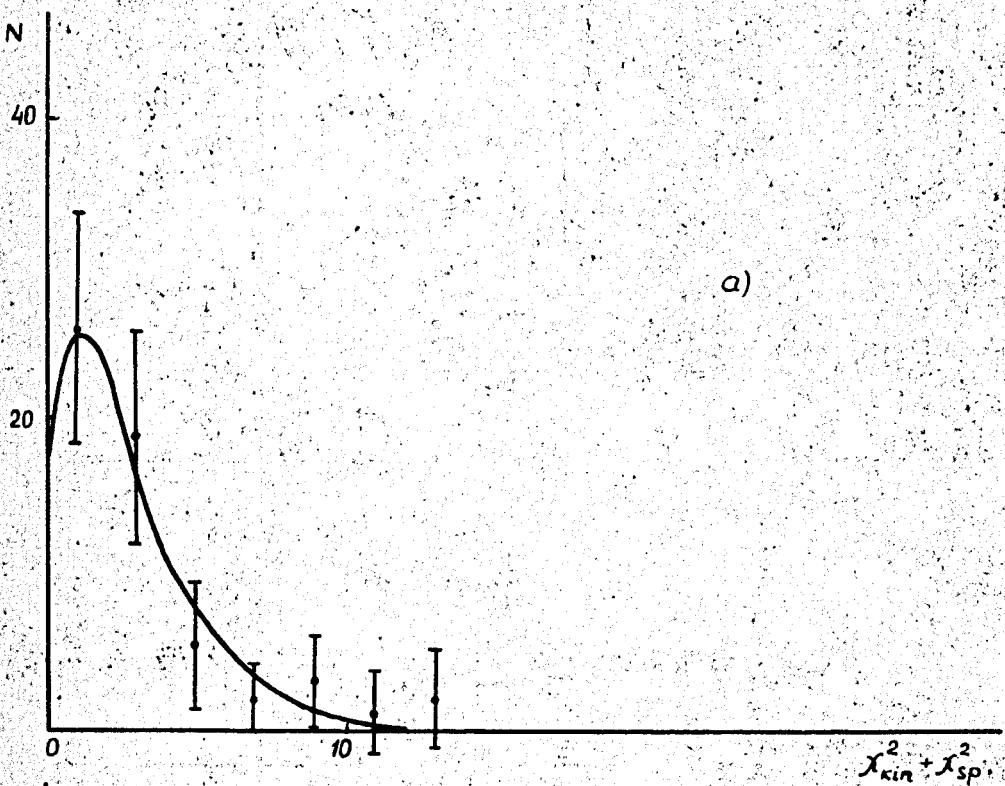


Рис. 6. Распределения по $\chi_{kin}^2 + \chi_{sp}^2$ событий реакции (1) (a) и фона (б), разделенных при помощи соотношения (2). Кривая соответствует χ^2 -распределению с тремя степенями свободы.

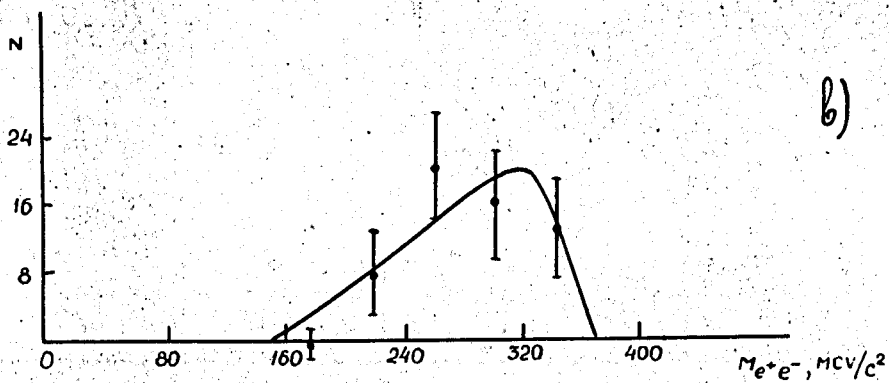
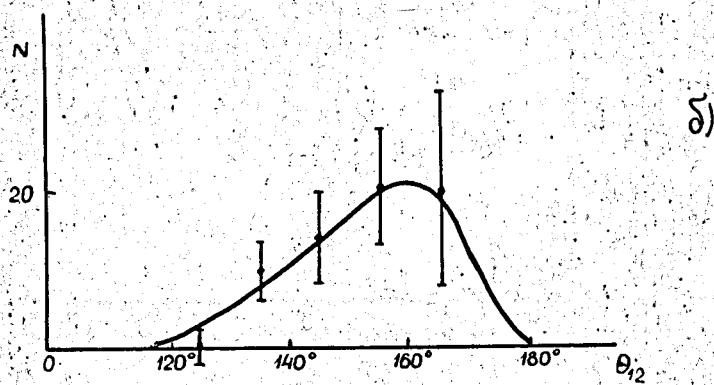
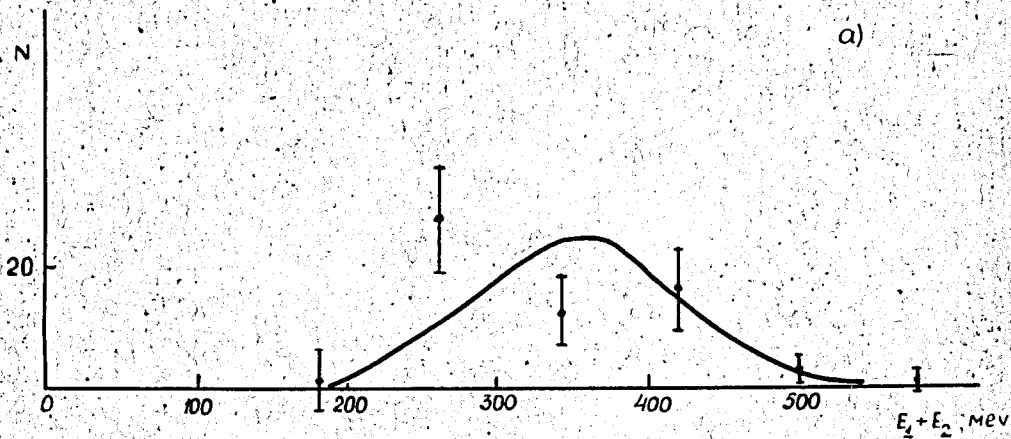


Рис. 7. Распределение событий реакции (1) по сумме энергий электронов и позитронов (а), по углу между ними θ_{12} (б) и по эффективной массе пары $M_{e^+e^-}$ (в). Сплошные кривые вычислены по статистической модели.