

1058

7
Б70



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жук, Г. Либман, Л. Неменов,
Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан

P-1058

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ π^- -МЕЗОНОВ
С ВОДОРОДОМ ПРИ ЭНЕРГИИ 340 МЭВ
ЖЭТФ, 1963, т. 4, в. 1, с. 116-126.
СЭРП, 1962, вып. 247.

Т.Д.Блохинцева, В.Г.Гребинник, В.А.Жуков, Г.Либман, Л.Неменов,
Г.И.Селиванов, Юань Жун-фан

P-1058

1608/3
48

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ π^- -МЕЗОНОВ
С ВОДОРОДОМ ПРИ ЭНЕРГИИ 340 МЭВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

При энергии π^- -мезонов 340 ± 15 Мэв с помощью 25-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры в магнитном поле изучались следующие реакции $\pi^+ + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + p$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$. Измерены полные сечения этих реакций и сделан вывод о том, что взаимодействие π^- -мезонов в состоянии с изотопическим спином $T=0$ значительно сильнее, чем в состоянии с $T=2$. Преставлены угловые распределения вторичных частиц, а также распределения по полной энергии в с.ц.м. $\pi^+ p$, $\pi^- p$, $\pi^+ \pi^-$.

В в е д е н и е

Изучение процессов, связанных с рождением на нуклоне дополнительного мезона, в принципе дает возможность получить сведения о $\pi - \pi$ -взаимодействии. Возможность изучения $\pi - \pi$ -взаимодействия в процессах неупругого столкновения π -мезонов с нуклонами отмечалась в ряде работ^{/1,2/}. Там же подчеркивалось, что наиболее отчетливо это взаимодействие должно проявлять себя вблизи порога образования дополнительного мезона. Имеющиеся в настоящее время теоретические попытки строго истолковать процесс рождения мезонов мезонами представлены, в частности, работой Ансельма и Грибова^{/3/}, в которой указана возможность определения амплитуды перезарядки $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ при нулевой энергии. Экспериментальные сведения, относящиеся к области околороговых энергий, были получены в ряде работ, выполненных при энергиях первичных мезонов 225^{/4/} и 245 Мэв^{/5/}. Следует заметить, что экспериментальное исследование этой области крайне затруднено весьма малыми величинами сечений мезообразования. С увеличением энергии возможность воспользоваться интерпретацией Ансельма и Грибова отпадает, однако, создаются более благоприятные условия для проведения эксперимента.

Другой путь получения сечений мезон-мезонного взаимодействия методом экстраполяции указан Чу и Лоу^{/6/}. Однако применение метода Чу и Лоу предусматривает необходимость получения значительного статистического материала, так как погрешности получаемого при экстраполяции результата очень велики. В связи с отсутствием строгой теории, относящейся к области энергий выше 250 Мэв, появился ряд работ^{/7-10/}, в которых делается попытка описать процесс рождения дополнительного мезона при мезон-нуклонном соударении феноменологически или основываясь на некоторых общих свойствах сильных взаимодействий.

Первая попытка сопоставить экспериментальные данные с предсказаниями теории была сделана в работе Родберга^{/11/}, появившейся одновременно с экспериментальными исследованиями^{/12-13/} полного сечения неупругого взаимодействия π^- -мезонов с водородом в области энергий от 260 и до 430 Мэв. Было показано, что с учетом $\pi - \pi$ -взаимодействия удастся описать ход сечения с энергией во всем рассматриваемом энергетическом интервале.

Однако несмотря на важность изучения рождения мезонов мезонами вблизи порога, экспериментальные сведения о реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + p$ в области энергий от 250 и до 500 Мэв по-прежнему немногочисленны^{/14-17/}, а изучение процесса $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ только начато^{/18,19/}. Поэтому представлялось интересным получение дополнительного экспериментального материала в этой области энергий и сравнение его с имеющимися теоретическими представлениями, в частности, с обстоятельным исследованием, проведенным Гёбелом и Шнитцером^{/20,21/}.

Возможными неупругими процессами при энергии 340 Мэв являются:



Последние две реакции крайне трудно идентифицируемы по камерным снимкам и поэтому в дальнейшее рассмотрение не входят. Изучение реакций (1), (2) и (3) являлось целью проведенного нами эксперимента. Исследование выполнено на двадцатипятисантиметровой жидководородной пузырьковой камере, помещенной в магнитное поле.

1. Условие опыта

Эксперимент проводился в пучке π^- -мезонов, получаемых на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Общая схема опыта приведена на рис. 1. Пучок анализировался по импульсам рассеянным полем синхроциклотрона, а также дополнительным отклоняющим электромагнитом и детектировался телескопом, составленным из трех сцинтилляционных счетчиков. Необходимые значения поля отклоняющего магнита определялись методом токнесущей нити^{/22/}. В дальнейшем на всем протяжении эксперимента оно непрерывно контролировалось магнитометром, основанным на измерении ЭДС Холла, датчик которого был жестко закреплен в межполюсном зазоре. Для того, чтобы наиболее точно выделить π^- -мезоны с заданным импульсом, пучок первоначально отклонялся на угол 30° , где с помощью телескопа из сцинтилляционных счетчиков находился максимум интенсивности путем перемещения по радиусу и азимуту внутренней мишени синхроциклотрона. В дальнейшем изменением полярности магнита он направлялся в камеру. Угол отклонения пучка при этом составлял 10° .

Для контроля относительной интенсивности пучка частиц на входе камеры применялся второй телескоп из сцинтилляционных счетчиков. Геометрические размеры сцинтилляторов в нем были выбраны с таким расчетом, чтобы через них проходили только те частицы, которые находились вблизи нижней границы пучка и в дальнейшем не попадали в камеру.

Среднее число частиц, вводимых в камеру за один цикл расширения, не превышало 10-12.

Общий контроль за интенсивностью внутреннего пучка ускорителя осуществлялся с помощью ионизационной камеры, а для синхронизации момента фотографирования треков с временным положением пучка использовался газоразрядный счетчик, заполненный BF_3 , который регистрировал фон рассеянных нейтронов в районе расположения мишени.

Энергетический разброс частиц в пучке определялся непосредственным измерением

радиусов кривизны треков на снимках после репроекции. Соответствующее распределение, построенное на основании просмотра 500 треков, приведено на рис. 2. Определенная отсюда средняя энергия первичных π^- -мезонов составляла 340 ± 15 Мэв.

2. Жидководородная камера

Конструктивные и технические особенности жидководородной пузырьковой камеры, использованной в эксперименте, приведены в отдельных статьях ^{/23,24/}. Ниже даются только те ее характеристики, которые могли быть связаны с точностью получаемых в эксперименте данных. Схематический чертеж камеры показан на рис. 3. Величина магнитного поля в средней плоскости рабочего объема камеры составляет 12000 э. Неоднородности поля по радиусу и по глубине показаны на рис. 4.

Измерение магнитного поля в рабочем объеме камеры производилось магнитометром, аналогичным упомянутому выше. Магнитометр специально для этого случая калибровался по протонному резонансу с помощью прибора, описанного в ^{/25/}. В дальнейшем контроль за магнитным полем осуществлялся по току, питающему обмотки электромагнита.

От правильного выбора режима работы камеры существенно зависит возможность проведения идентификации событий по плотности ионизации следов. Поэтому, чтобы обеспечить получение идентичных, не зависящих от случая к случаю плотностей следов, рабочий режим камеры тщательно контролировался и поддерживался постоянным рядом автоматически действующих стабилизирующих устройств.

Ввод пучка π^- -мезонов в камеру осуществлялся через коллиматор, замонтированный в ярме ее магнита. Поле в зазоре магнита за пределами рабочего объема камеры очень значительно. Поэтому, чтобы избежать большого отклонения пучка частиц, поступающих в камеру, в зазоре вдоль направления движения частиц размещен магнитный экран. В результате смещение пучка частиц с импульсами, равными 460 Мэв/с, от первоначального направления составляет на границе рабочей области не более 1 см. Однако наличие этого экрана несколько сказывается на распределении поля вдоль радиуса, создавая в нем некоторую асимметрию. В том месте, где проходит пучок, стенки камеры, а также азотного экрана и вакуумного кожуха сделаны плоскими и возможно более тонкими. Количество вещества стенок в этом направлении составляет 4 г/см^2 .

Ложная кривизна треков, обусловленная многократным кулоновским рассеянием при наших энергиях, несовершенством оптической системы, а также движением жидкости в рабочем объеме камеры после расширения, измерялась с помощью автоматического просмотрового устройства непосредственно на пленке на прямых треках, полученных без магнитного поля, и оказалась равной 28 м.

В работе ^{/26/} отмечалось, что при температурах жидкого водорода происходят изменения магнитных свойств нержавеющей стали. Чтобы учесть этот эффект, измерения магнитного поля в рабочем объеме проводились как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого водорода, соответствующей выбранному режиму камеры. Проведение таких измерений стало возможным после изготовления специального приспособления (схематически оно показано на рис. 5) для перемещения датчика ЭДС Холла в пределах чувстви-

тельной области рабочего объема камеры в условиях, когда термостатирующая "рубашка" камеры заполнена жидким водородом. С этой целью внутрь камеры, смотровые стекла с которой были удалены, со стороны осветителя вводился вакуумно герметизированный цилиндр с глухим дном, так что его наружная поверхность не соприкасалась с внутренними стенками камеры. В изолированном таким образом пространстве проводились магнитные измерения. Результаты измерений нанесены на график (рис. 4) в виде пунктирной линии.

3. Просмотр пленок и отбор событий

В общей сложности в описываемом эксперименте было получено более 25000 стереофотографий.

Для предварительного отбора событий был использован "Микрофот" типа БПО-1. Все пленки просматривались дважды разными просмотрщиками. Эффективность обнаружения двухлучевых звезд при двукратном просмотре, найденная из соотношения $E_{12} = E_1 + E_2 - E_1 E_2$, где E_1 и E_2 - эффективности первого и второго однократных просмотров, составляла 99,5%. Благоприятные фоновые условия и достаточная четкость треков на снимках позволили провести ясную идентификацию почти всех случаев взаимодействия. Обработка кадров, содержащих двухлучевые звезды, производилась с помощью репроектора, на котором для каждого случая измерялись:

- 1) Угол α , составляемый входящим треком с медианной плоскостью камеры.
- 2) Расстояние точки взаимодействия от края видимой области камеры.
- 3) Азимутальные углы ϕ_2 и ϕ_3 (индексы 2 и 3 соответственно относятся к положительной и отрицательной частицам) между медианной плоскостью и плоскостями, проходящими через вторичные частицы и первичный трек.
- 4) Углы θ_{12} и θ_{13} , которые вторичные частицы составляли с направлением первичного трека.

При обработке снимков вводились следующие критерии:

- 1) Угол α не должен превышать $\pm 4^\circ$. Такой выбор величины угла α обусловлен тем, что при рассеянии на угол 4° π^- -мезоны практически не меняют своей энергии. Этот угловой интервал охватывает 93,4% полного числа частиц, прошедших через чувствительный объем камеры. Распределение входящих частиц по углам α приведено на рис.6.
- 2) Длина трека π^- -мезона, вызвавшего взаимодействие, должна быть не менее 10 мм. При выполнении этого требования удается с достаточной точностью совместить изображения треков при репроекции и определить угол α .
- 3) Расстояние точки взаимодействия от края видимой области рабочего объема камеры не должно быть меньше 20 мм. При этом условии обеспечивается возможность проведения измерений импульсов вторичных частиц по кривизне их треков.
- 4) Угол ϕ_3 не должен превышать 70° , т.е. того предела, выше которого точность измерений с помощью репроектора резко падает.

5) Некопланарность случаев упругого взаимодействия не должна выходить за пределы $\pm 3^\circ$ и, одновременно с этим, корреляция углов для упругого взаимодействия должна выполняться также с точностью $\pm 3^\circ$. Соответствующие распределения отклонений упругих случаев от компланарности и корреляции представлены на рис. 7 и 8, из которых следует, что точность определения углов ϕ_2 и ϕ_3 , а также θ_{12} и θ_{13} составляла $\pm 2^\circ$.

Если отклонение от компланарности или от расчетных значений корреляции превышало $\pm 3^\circ$, то производились измерения импульсов вторичных частиц, которые сравнивались со значениями, вычисленными из кинематики упругого соударения, а также определялась их относительная ионизация. Метод измерения ионизации по камерным снимкам подробно описан в работах /27,28/.

Представление о характере изменения ионизации по объему камеры и во времени может быть получено из рассмотрения рис. 9, на котором приведено распределение числа разрывов на единице длины входящих треков на протяжении одной экспозиции длительностью в 1 час.

В тех случаях, когда отклонения измеренных величин импульсов от расчетных превышали 25%, события анализировались как неупругие.

Реакция (1) отличалась от реакций (2) и (3) по углу вылета положительной частицы, по величине ее ионизации, а также путем сравнения пробега положительной частицы, вычисленного по измеренному импульсу (в предположении, что эта частица является протоном) с величиной действительного пробега, наблюдаемого в камере. Кроме того, реакции (1), (2) и (3) анализировались на основании закона сохранения, который позволял разделить между собою реакции (2) и (3).

Достоверность отделения случаев реакции (2) от случаев реакции (3) иллюстрируется таблицей 1, в которой собраны все 19 событий, связанных с испусканием нейтральной частицы. Во второй строке таблицы записаны отклонения от закона сохранения энергии в предположении, что испущенная нейтральная частица является π^0 -мезоном. Цифры в третьей строке относятся к тем же случаям, но в предположении, что испущенная нейтральная частица является γ -квантом.

В четвертой строке приведены углы вылета протонов, которые иногда ($\theta_{12} = 52^\circ$ и $\theta_{13} = 60^\circ$) позволяют однозначно идентифицировать нейтральные частицы как γ -кванты, учитывая то обстоятельство, что предельный угол вылета протона от реакции (2) не может превышать при наших энергиях 50° .

Случаи относились к реакции (2), если отклонения от закона сохранения, записанные во второй строке, не превышали одной стандартной ошибки в определении импульсов вторичных частиц, а соответствующие отклонения в третьей строке составляли не менее двух таких ошибок. Аналогичным путем отделялись случаи реакции (3) от реакции (2).

Реакция (4) идентифицировалась путем измерения ионизации вторичных частиц и по величине пространственного угла между ними.

4. Основные результаты и выводы

В результате просмотра 18 тысяч стереофотографий, отобранных из общего количества

25 тысяч стереоснимков, было найдено 1400 двухлучевых звезд. Из этого числа звезд в таблицу 2 внесены те из них, которые удовлетворяли критериям отбора, приведенным выше

Представленные в таблице экспериментальные величины полных сечений неупругих процессов были найдены путем сопоставления числа случаев неупругого взаимодействия с числом случаев упругого рассеяния в интервале углов рассеяния π^- -мезона в л.с. от 30° до 150° . Сечение упругого рассеяния в этом интервале углов было получено интегрированием угловых распределений π^- -мезонов^{/29/} и оказалось равным $\sigma_{\text{упр.}} = (7,52 \pm 0,55)$ мб.

В число упругих случаев, отвечающих этому сечению, вносилась поправка, учитывающая неодинаковую эффективность обнаружения событий, лежащих в горизонтальной плоскости и в плоскостях, близких к 70° . Величина этой поправки в указанном интервале углов составляла 14%. Для неупругих случаев эта поправка была незначительна и поэтому во внимание не принималась.

Чтобы составить представление о вкладе различных изотопических состояний в сечения реакций (1) и (2) запишем их в виде:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{1}{9} \left[\frac{1}{5} |A_2^{3/2}|^2 - 2\sqrt{\frac{2}{5}} \operatorname{Re}(A_2^{3/2} * A_0^{1/2}) + 2|A_0^{1/2}|^2 \right] + \\ &+ \frac{1}{9} \left[|A_1^{3/2}|^2 - 2 \operatorname{Re}(A_1^{3/2} * A_1^{1/2}) + |A_1^{1/2}|^2 \right], \\ \sigma_2 &= \frac{1}{10} |A_2^{3/2}|^2 + \frac{1}{9} \left[\frac{1}{2} |A_1^{3/2}|^2 + 2 \operatorname{Re}(A_1^{3/2} * A_1^{1/2}) + 2|A_1^{1/2}|^2 \right], \end{aligned}$$

где A_k^i - инвариантные изотопические амплитуды (верхний индекс относится к полному изотопическому спину всей системы, а нижний обозначает полный изотопический спин системы двух π^- -мезонов).

Полученные значения сечений реакций (1) и (2) позволяют при некоторых крайних предположениях сделать заключение о величинах и фазах изотопических амплитуд:

а) если положить амплитуды $A_1^{1/2}$ и $A_1^{3/2}$ равными нулю, то амплитуда $A_2^{3/2}$ оказывается значительно меньше, чем $A_0^{1/2}$

$$3,1 |A_2^{3/2}|^2 \leq |A_0^{1/2}|^2 \leq 5,7 |A_2^{3/2}|^2;$$

б) если считать, что величины сечений σ_1 и σ_2 определяются в основном амплитудами $A_1^{1/2}$ и $A_1^{3/2}$, то фазы этих амплитуд сдвинуты на угол $\sim 180^\circ$, а модули связаны соотношением:

$$|A_1^{3/2}| \approx 2 |A_1^{1/2}|.$$

При энергии налетающих π^- -мезонов, равной 340 Мэв, максимальная полная энергия в системе центра инерции двух π^- -мезонов равна 400 Мэв. Если справедлив вариант а), то можно утверждать, что π^- -мезоны в интервале энергий от 280 Мэв до 400 Мэв взаимодействуют преимущественно в состоянии с полным изотопическим спином $T=0$, а не в состоянии с $T=2$. Предположение о таком характере ($\pi\pi$)-взаимодействия было впервые выска-

зано в работе ^{/29/} и экспериментально подтверждено только вблизи порога мезообразования ^{/4/}.

Теоретические значения сечений реакций 1 и 2, приведенные в таблице 2, были получены Гёбелом и Шнитцером ^{/20/} в предположении, что процесс $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ описывается диаграммами а) и б), воспроизведенными на рис. 10.

Фазы $\pi\pi$ -рассеяния были взяты в приближении длины рассеяния, наилучшее согласие с имеющимися экспериментальными данными было получено при следующих значениях ^{/21/} длин рассеяния:

$$\begin{array}{ll} a_0 = 0,50 & a_0 = 0,65 \\ a_1 = 0,07 & a_1 = 0,07 \\ a_2 = 0,16 & a_2 = -0,14 \end{array}$$

Совпадение вычисленных сечений с результатами, полученными в настоящей работе, указывает на качественно правильный выбор приведенных выше параметров.

Сравнение угловых распределений нейтронов от реакции (1) в с.д.м. при энергиях падающих π -мезонов 290 ^{/14/} и 340 Мэв (см. рис. 11) показывает, что с ростом энергии налетающего мезона характер неупругого πN -взаимодействия существенно меняется.

Если при энергии 290 Мэв нейтроны получают большие передачи импульса и летят в основном в переднюю полусферу, то при энергии 340 Мэв они летят преимущественно под углами, близкими к 90° , что соответствует меньшим передачам импульса нуклону и указывает на начало преобладания периферических соударений, играющих, как известно ^{/30/}, основную роль при энергиях 700-900 Мэв и выше.

При кинетической энергии налетающих π -мезонов, равной 340 Мэв, максимально допустимая полная энергия в с.д.м. πN -равна $8,6 m_\pi$.

Близость резонансного значения энергии для πN -взаимодействия, равного $8,68 m_\pi$, проявляется в импульсных и энергетических распределениях вторичных частиц. В связи с этим импульсное распределение π^+ -мезонов, которые с точки зрения изобарной модели ^{/31/} рассматриваются преимущественно как "остаточные", оказывается несколько мягче, чем аналогичное распределение π^- -мезонов, рис. 12.

Кроме того, из сопоставления гистограмм, представленных на рис. 13, можно сделать вывод, что в системе центра инерции (π^-N) имеет место преобладание максимально допустимых энергий, что является характерным для изобарной модели.

При этом угловые распределения π^+ и π^- -мезонов в системе ц.м. трех конечных частиц имеют вид, иллюстрируемый рис. 14.

Энергетический спектр нейтронов, как следует из рис. 15, хорошо описывается статистическим распределением.

Распределение по полной энергии (рис. 16) в с.д.м. $\pi^+ \pi^-$ сдвинуто в сторону максимально допустимых энергий и не описывается кривыми, рассчитанными по статистической теории и изобарной модели.

В связи с этим целесообразно сопоставить полученный результат с данными работы ^{/32/}, в которой изучалась реакция $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + p$ и было найдено, что распределение по импульсам в с.ц.м. двух π^- -мезонов хорошо согласуется с кривой фазового объема. Отсюда следует, что матричный элемент, описывающий $\pi^- \pi^-$ -взаимодействие в состоянии с полным изотопическим спином $T=2$, в указанном интервале энергий остается практически постоянным и, таким образом, не может обуславливать имеющегося в нашем эксперименте резкого отклонения от расчетных кривых. Поэтому можно предположить, что наблюдавшееся в с.ц.м. $\pi^+ \pi^-$ смещение в сторону максимальных энергий вызвано $\pi\pi$ -взаимодействием с $T=0$ и $T=1$.

Путем привлечения данных ^{/33/}, полученных в экспериментах по парному рождению мезонов в pd -соударениях, относящихся примерно к той же области энергий в с.ц.м. двух π^- -мезонов, можно получить дальнейшие сведения о вкладе состояний с $T=0$ и $T=1$.

В этих опытах было показано, что сечение образования двух π^- -мезонов в состоянии с изотопическим спином $T=1$ мало и в рассматриваемой области энергий практически остается постоянным, в то время как сечение образования двух π^- -мезонов в $T=0$ быстро растет с энергией.

Поэтому естественно заключить, что наблюдавшийся подъем в распределении по полной энергии в с.ц.м. двух π^- -мезонов обусловлен их взаимодействием в состоянии $T=0$. Аналогичный вывод о характере взаимодействия в $\pi^- \pi^+$ -системе делается также в работе ^{/16/}, выполненной при энергии первичных мезонов 350 Мэв.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора Б.М.Понтекорво за постоянный интерес к работе и ценные советы и П.Ф.Ермолова за полезные обсуждения. Мы признательны также Н.Антоновой, Н.Курилиной и И.Шевченко за большой труд по просмотру и обработке пленок.

Л и т е р а т у р а

1. G.F.Chew, Доклад на Киевской конференции по физике частиц высоких энергий, 1959 г.
2. Б.М.Понтекорво. Доклад на Киевской конференции по физике частиц высоких энергий, 1959 г., стр. 91.
3. А.А.Ансельм, В.Н. Грибов. ЖЭТФ, 37, 501 (1959).
4. J.Deahl, M.Derrick, J.Fetkovich, T.Fields and G.V.Yodh, Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester, p. 185.
5. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ЖЭТФ, 39, 1850 (1960).
6. G.F.Chew, F.L.Low, Phys. Rev. 113, 1640 (1959).
7. S.Barshaw, Phys. Rev. 111, 1651 (1958).
8. R.F.Peterls, Phys. Rev. 111, 1373 (1958).
9. В.В.Анисович. ЖЭТФ, 39, 97 (1960).
10. К.С. Мариш, препринт ОИЯИ, Д-793, (1961)
11. L.S.Rodberg, Phys. Rev. Lett. 3, 58 (1959).

12. В.Г. Зинов, С.М. Коренченко. ЖЭТФ, 38, 1099 (1960).
13. W.A.Perkins, J.C.Carls, R.W.Kenney, E.A Knapp and Perez-Mendez, Phys. Rev. Lett. 3, 56 (1959).
14. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба, ЖЭТФ, 40, 460 (1961).
15. В.С. Barish, R.J.Kurz, P.G.McManigal, V.Perez-Mendez, J.Solomon, Phys. Rev. Lett. 6, 297 (1961).

16. J.Schwartz, J.Kirz and R.Tripp, Bull. Am. Phys. Soc. 7, 282 (1962).
17. В.С. Barish, R.J.Kurz, V.Perez-Mendez and J.Solomon, Bull. Am. Phys. Soc. 6, 523 (1961).
18. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ, 40, 1528 (1961).
19. L.K.Goodwin, R.W.Kenney and V.Perez-Mendez, Phys. Rev. 122, 655 (1961).
20. G.J.Goebel and H.J.Schnitzer, Phys. Rev. 123, 1021 (1961).
21. H.J.Schnitzer, Phys. Rev. 125, 1059 (1962).
22. М.С. Козодаев, А.А. Тяпкин. ПТЭ, 1, 21 (1956).
23. Т.Д. Блохинцева, А.Т. Василенко, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан, препринт Р-848, ОИЯИ (1961).
24. М.П. Баландин, В.Г. Гребинник, Г.И. Селиванов. Препринт Р-52 ОИЯИ (1961).
25. Ю.Н. Денисов. ПТЭ, 5, 67 (1958).
26. P.Amiot, Nucl. Instr. Methods 4, 118 (1959).
27. Г.А. Блинов, Ю.С. Крестников, М.Ф. Ломанов. ЖЭТФ, 31, 762 (1956).
28. Н.Врана. Материалы совещания по методике пузырьковых камер, стр.38, Дубна (1961).
29. С.М. Коренченко. Диссертация, Дубна (1959).
30. См. напр. Pickup, Phys. Rev. Letters 7, 192 (1961).
31. Lindenbaum and Sternheimer, Phys. Rev. 109, 1723 (1958).
33. Ю.К. Акимов, В.И. Комаров, К.С. Мариш, О.В. Савченко, Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 40, 1532 (1961).
32. J.Kirz, J.Schwartz and R.D.Tripp, Preprint UCRL-9941 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 августа 1962 года.

Таблица № 1.

Реакция	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$												$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$						
	$\Delta E_{\text{зг}} (\text{МэВ})$	0	3	2	1	10	19	15	13	3	19	44	32	38	59	55	32	78	43
$\Delta E_{\text{л}\gamma} (\text{МэВ})$	32	54	42	84	70	87	99	46	48	91	124	6	18	1	9	11	13	1	3
$\theta_{12} (\text{град.})$	22	13	27	22	10	9	38	23	38	7	13	16	16	36	44	52	37	30	60

Таблица № 2.

№ пп	Процесс	Число событ.	σ полн. Экспер. (мб).	σ полн. Теор. (мб).	Примечание.
1.	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$	108	$1,24 \pm 0,14$	1,60	-
2.	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$	11	$0,13 \begin{matrix} +0,06 \\ -0,04 \end{matrix}$	0,19	-
3.	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$	8	$0,09 \begin{matrix} +0,03 \\ -0,06 \end{matrix}$	-	Сечение относится к случаям, в которых энергия испускаемого γ -кванта превышает 100 Мэв.
4.	$\pi^- + p \rightarrow \begin{matrix} \pi^0 + n \\ \gamma \swarrow \searrow \\ e^+, e^- \end{matrix}$	8	-	-	
5.	Упругое (πp)-рассеяние	764	$7,52 \begin{matrix} + \\ - \end{matrix} 0,55$	-	Для интервала углов рассеяния π^- -мезонов от 30 до 150° в л.с.

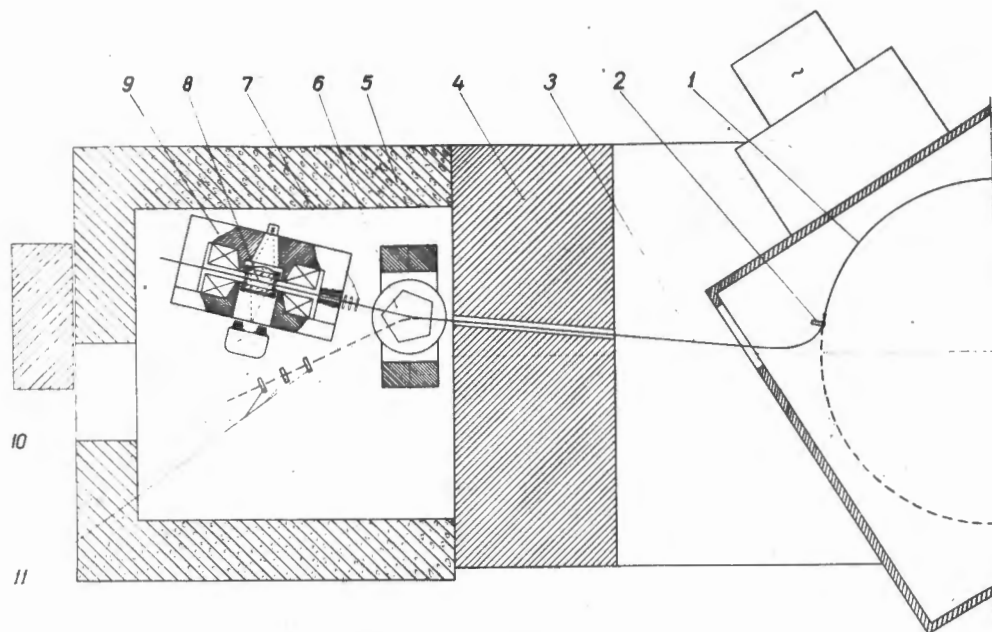


Рис. 1. Схема опыта. 1 - циркулирующий пучок протонов, 2 - бериллиевая мишень, 3 - пучок π^- -мезонов, 4 - ярмо магнита синхротрона, 5 - бетонная защита, 6 - отклоняющий магнит, 7 - телескоп из сцинтилляционных счетчиков, контролирующий интенсивность пучка π^- -мезонов на входе камеры, 8 - жидководородная пузырьковая камера, 9 - магнит камеры, 10 - стереофотоаппарат (показан условно), 11 - телескоп из сцинтилляционных счетчиков, предназначенный для предварительного выделения моноэнергетического пучка π^- -мезонов.

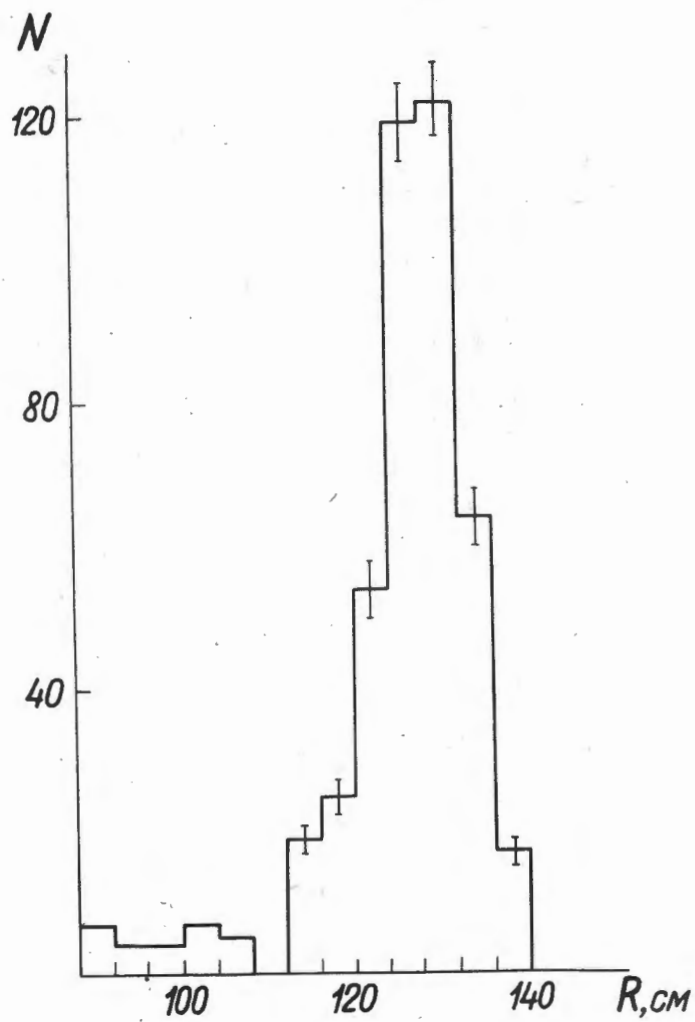


Рис. 2. Распределение треков первичных π^- -мезонов в зависимости от радиуса кривизны.

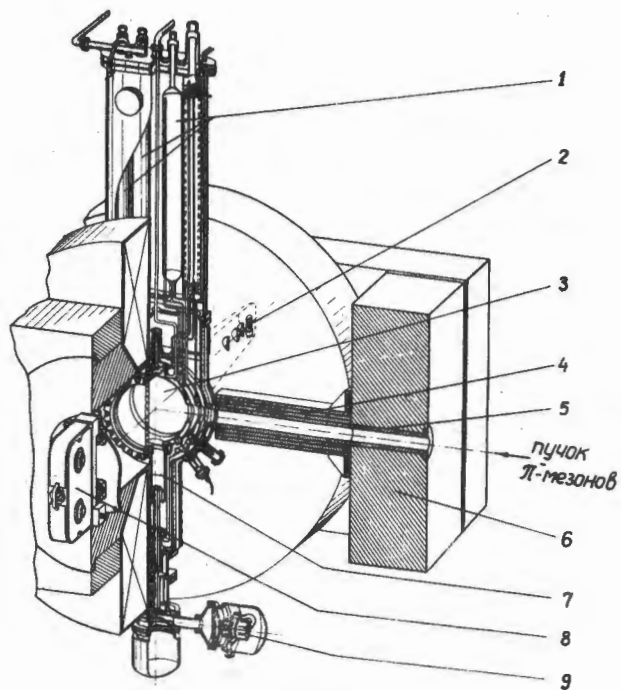


Рис. 3. Схематический чертеж камеры: 1 - сосуды с запасом жидкого водорода, 2 - осветитель, 3 - рабочий объем камеры, 4 - магнитный экран, 5 - коллиматор, 6 - ярмо электромагнита, 7 - расширительный сильфон, 8 - стереофотоаппарат, 9 - электромагнитный клапан.

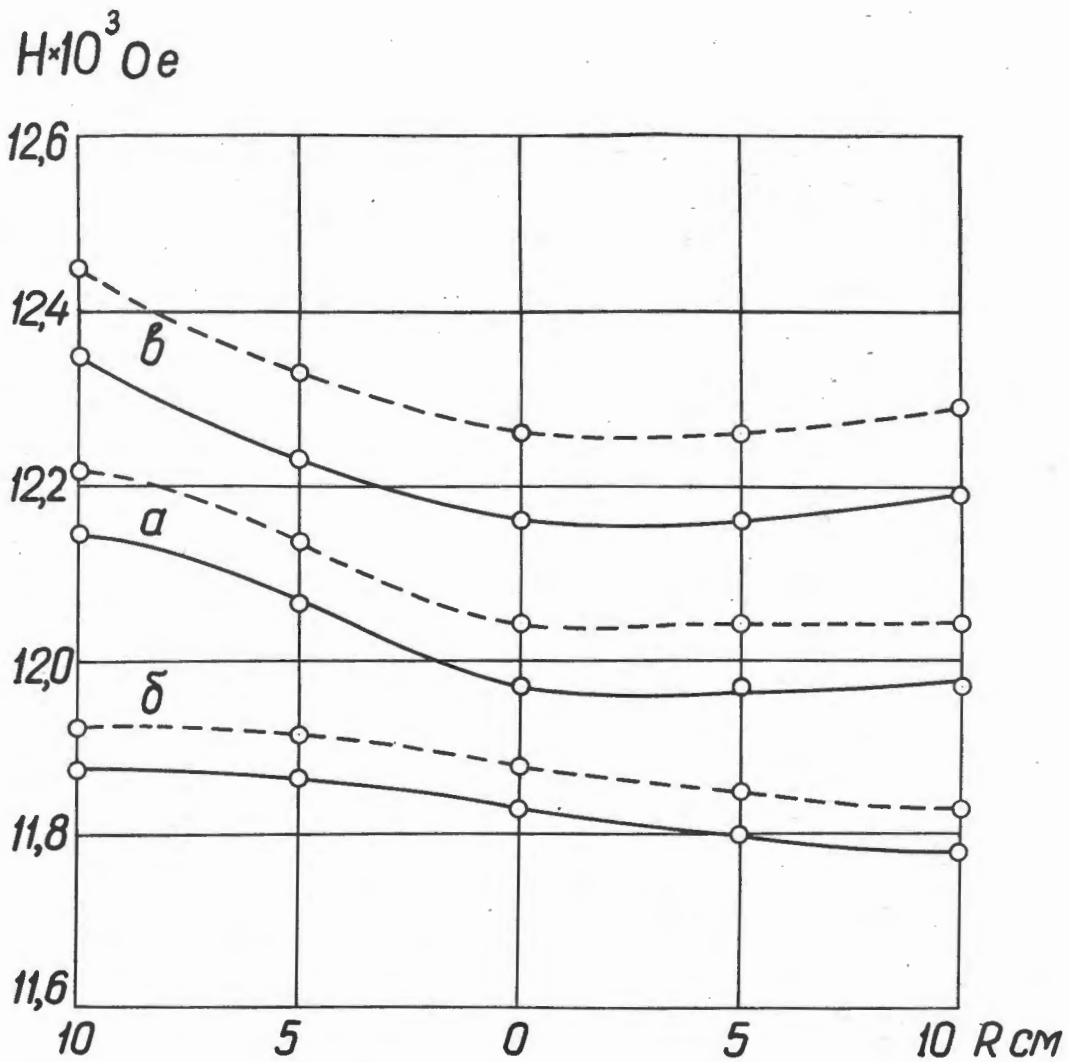


Рис. 4. Зависимость напряженности магнитного поля в зазоре магнита от радиуса при комнатной температуре (сплошные линии) и при рабочей температуре камеры (пунктирные линии). Кривые А соответствуют медианной плоскости; кривые Б и В-уровню переднего и заднего смотровых стекол камеры.

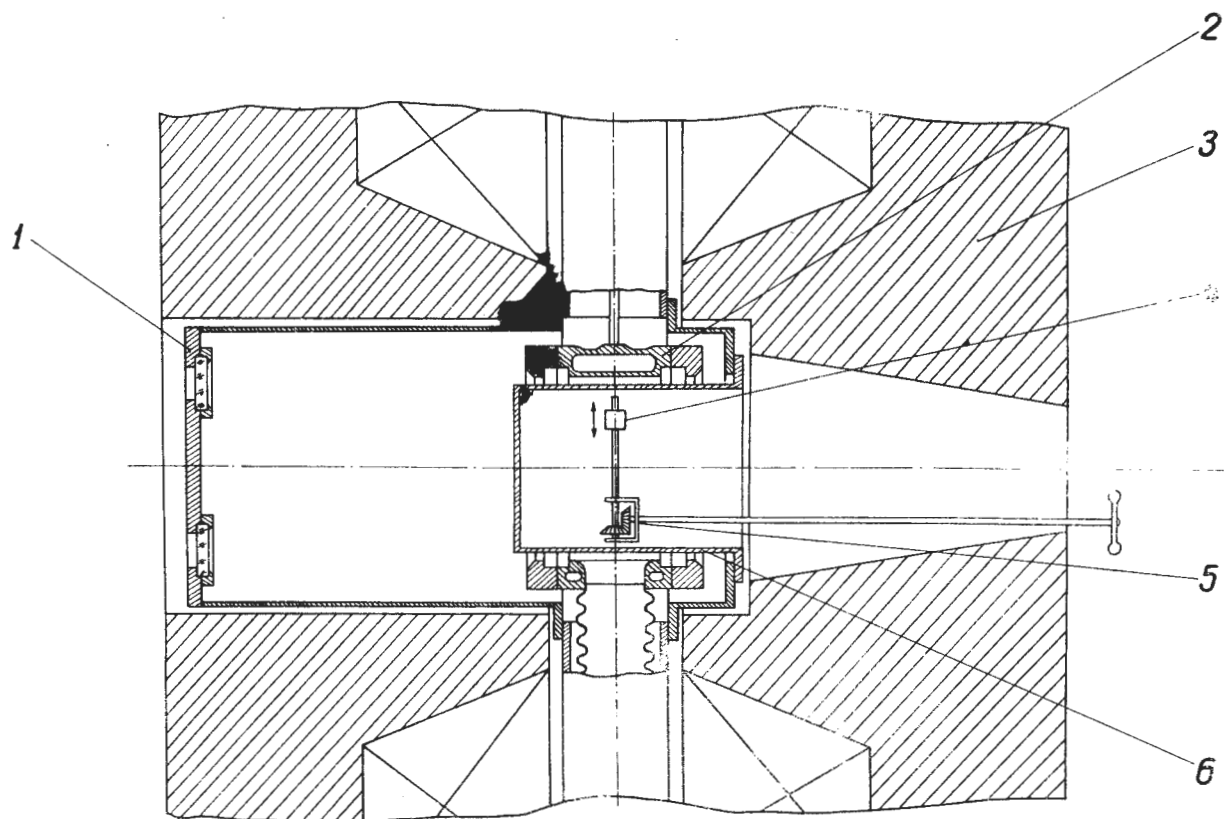


Рис. 5. Приспособление для измерения магнитного поля в рабочем объеме камеры в условиях низких температур: 1 - вакуумный кожух, 2 - корпус камеры, 3 - ярмо электромагнита, 4 - датчик ЭДС Холла, 5 - механизм перемещения датчика, 6 - стакан из немагнитного материала.

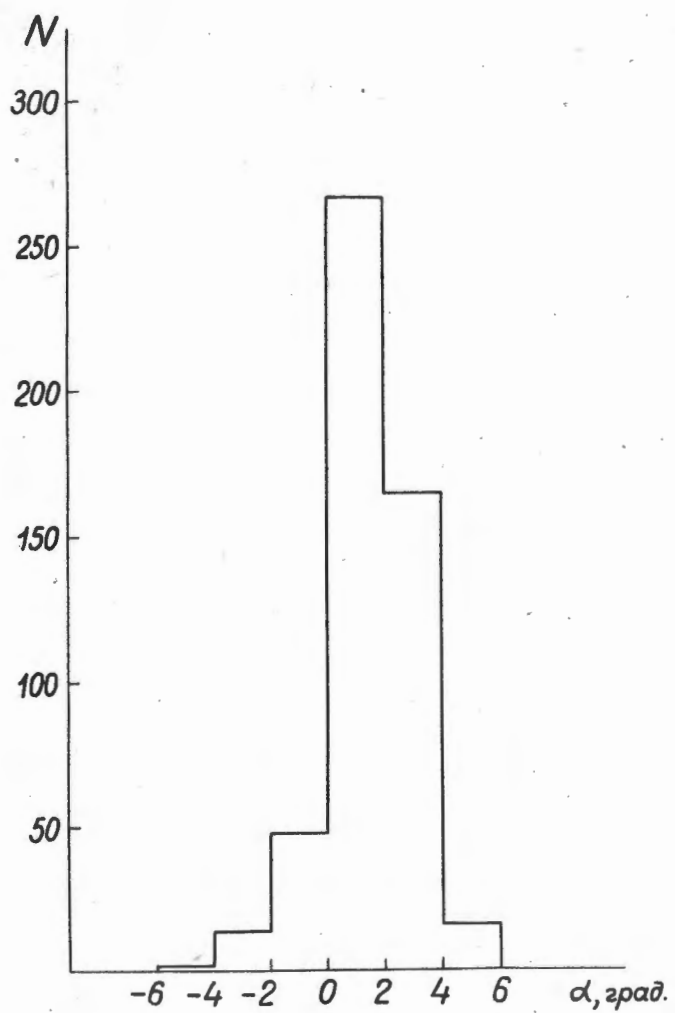


Рис. 6. Распределение входящих частиц по углу α .

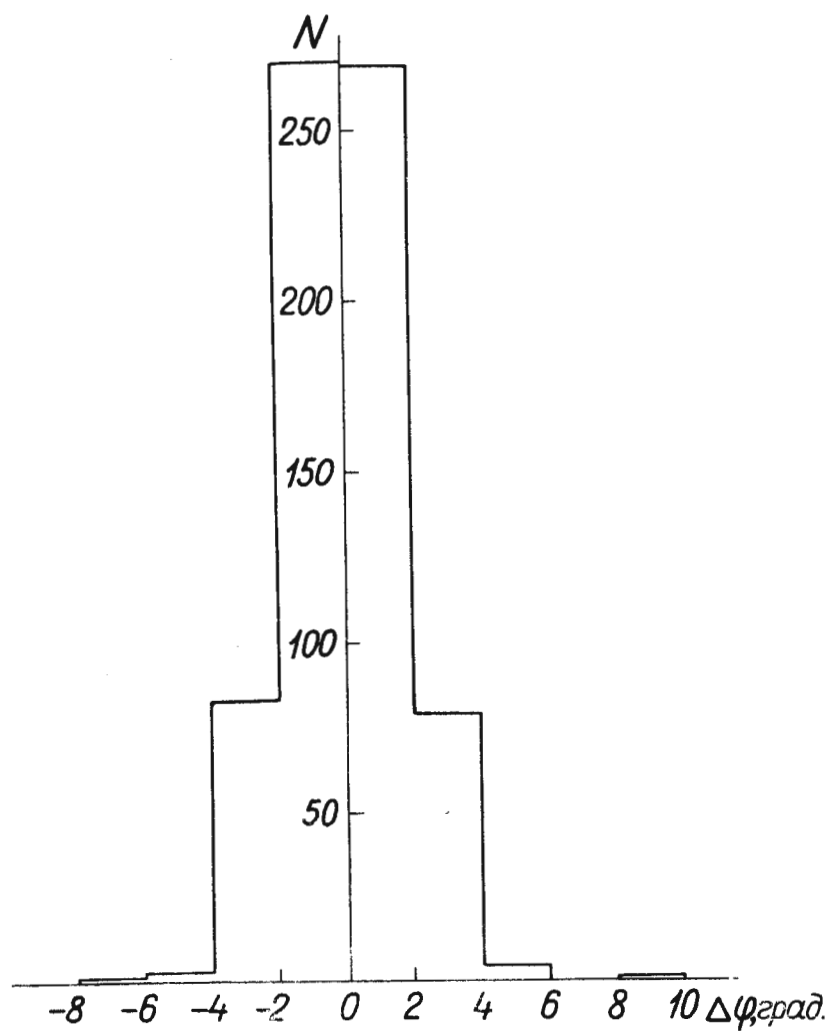


Рис. 7. Распределение отклонений случаев упругого взаимодействия от компланарности.

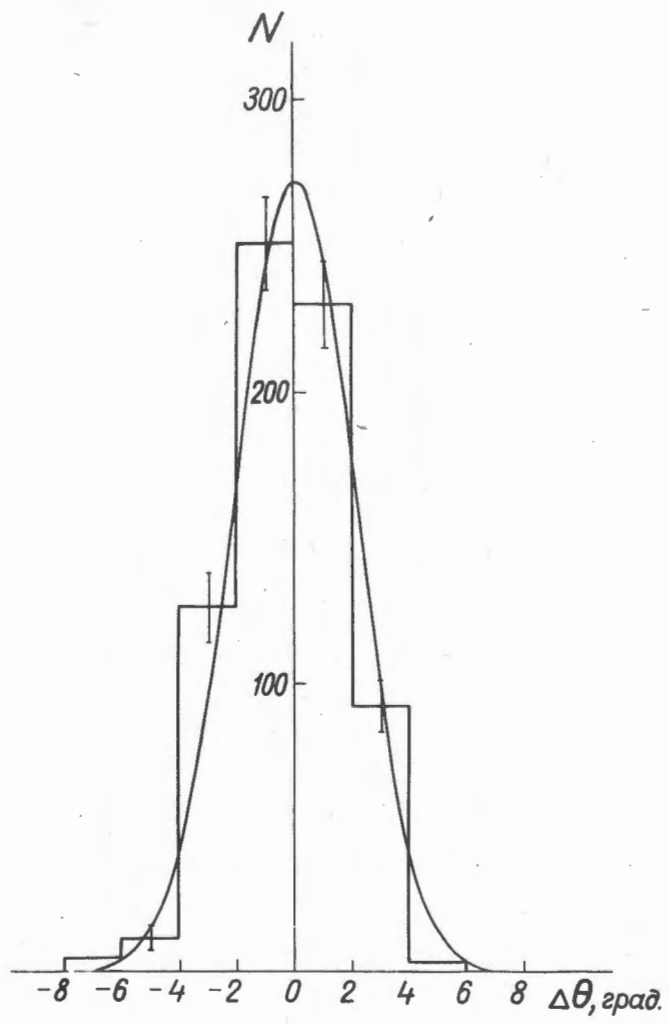


Рис. 8. Нарушение корреляции для случаев упругого взаимодействия.

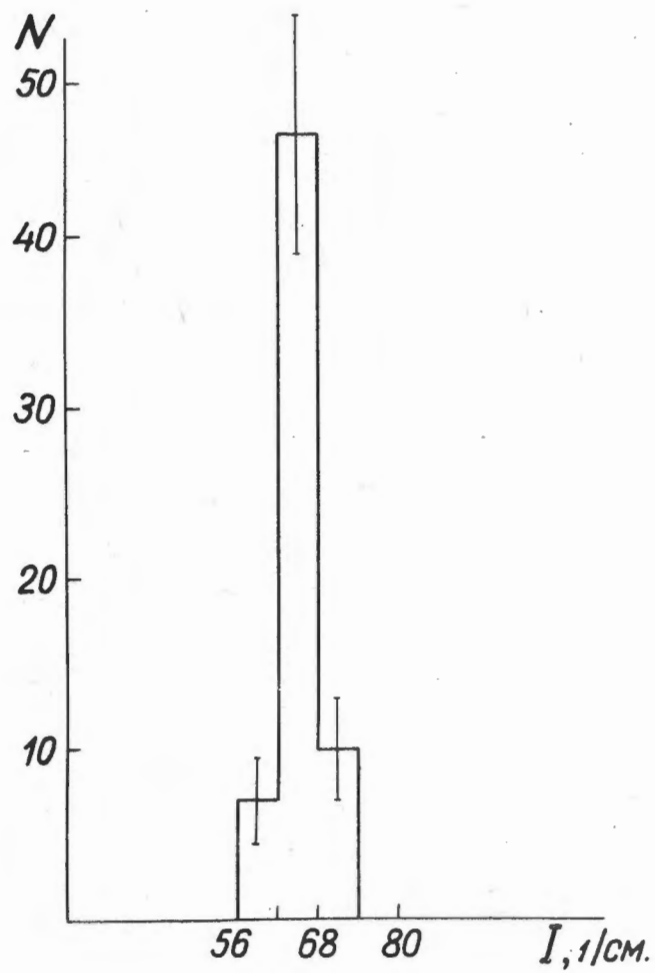


Рис. 9. Распределение числа разрывов на единице длины входящих треков.

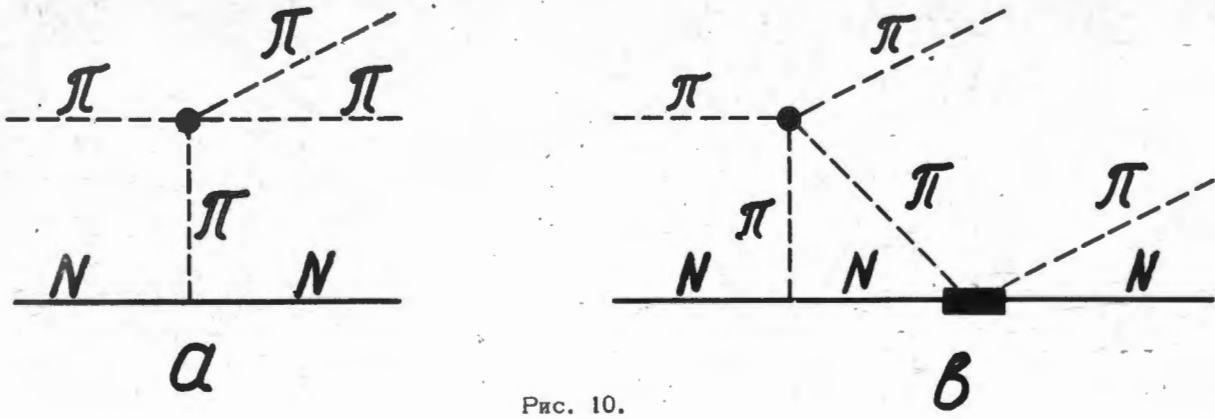


Рис. 10.

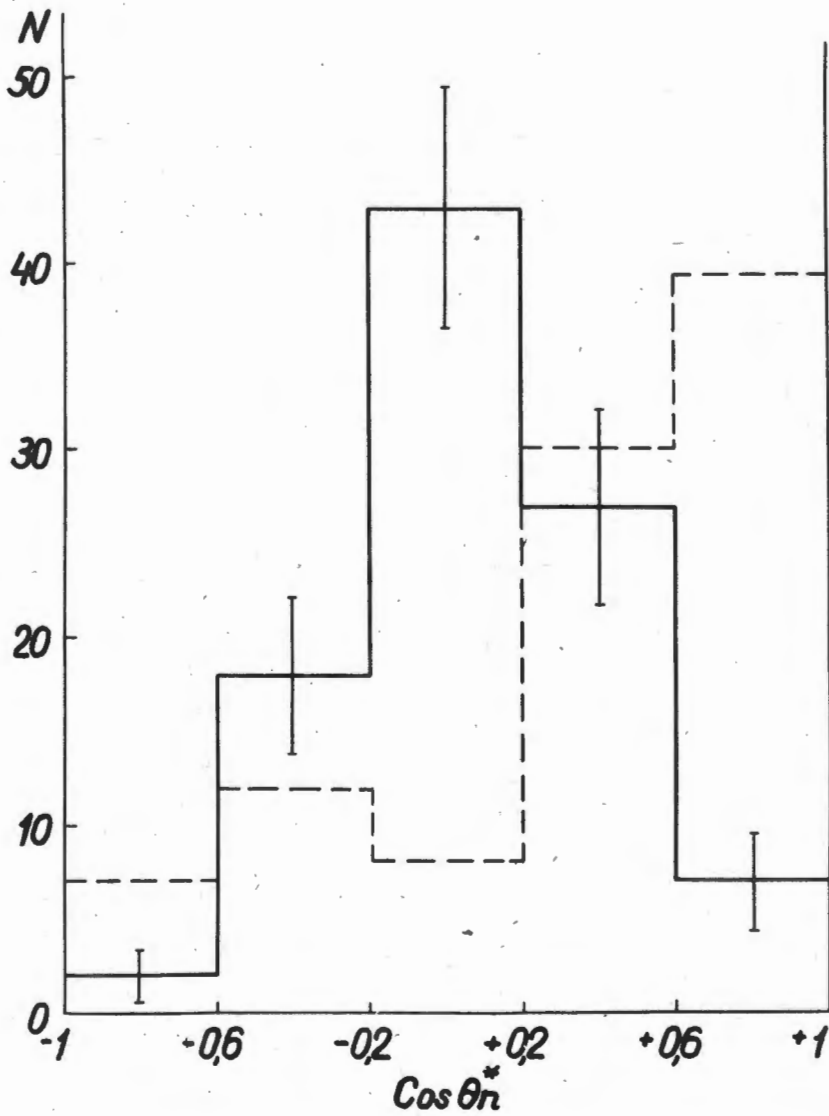


Рис. 11. Угловые распределения нейтронов в с.ц.м. от реакции (1), /14/ полученные в настоящей работе (сплошная линия) и в работе (пунктирная линия).

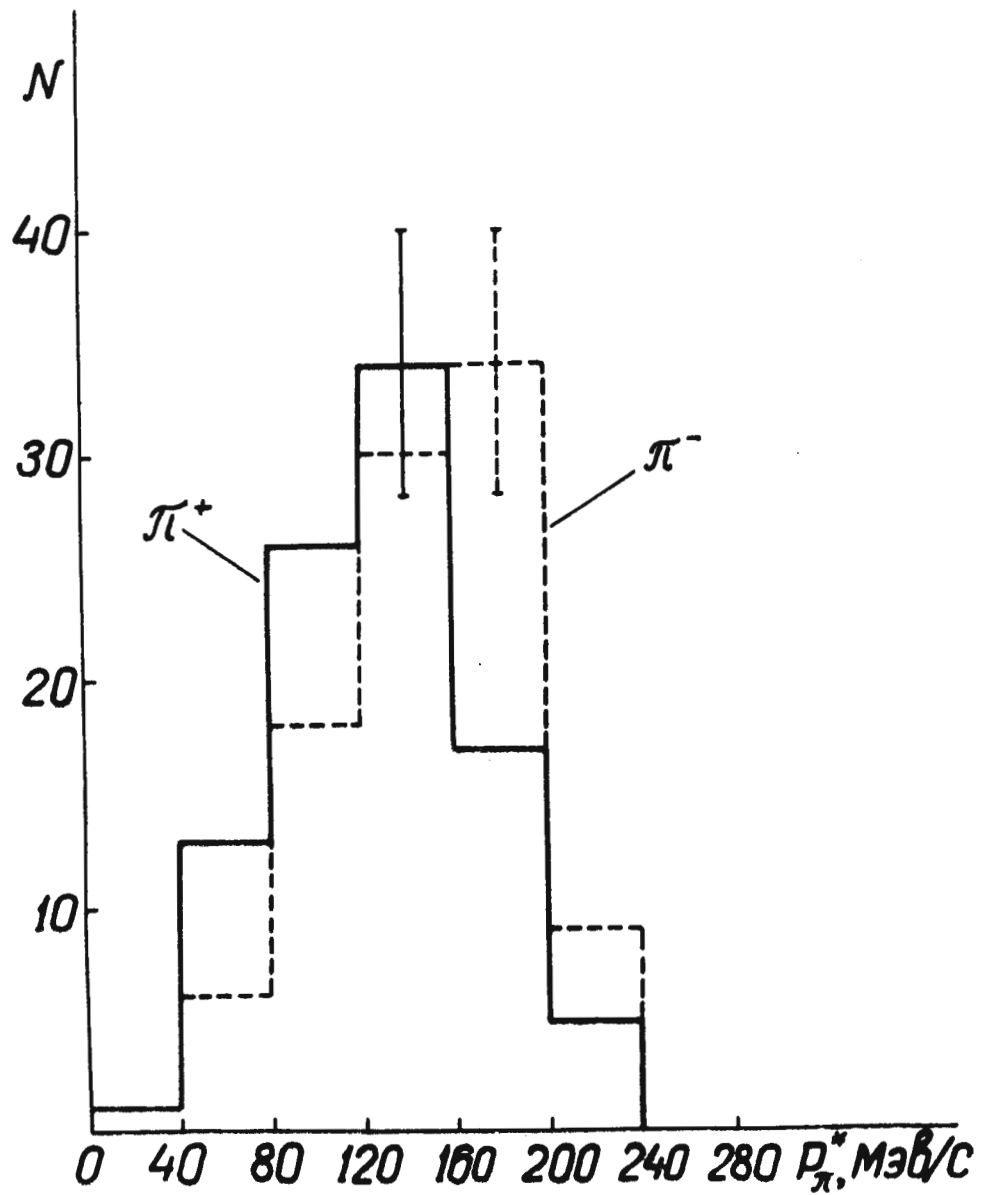


Рис. 12. Импульсные распределения π^+ и π^- -мезонов от реакции (1) в с.ц.м. трех частиц.

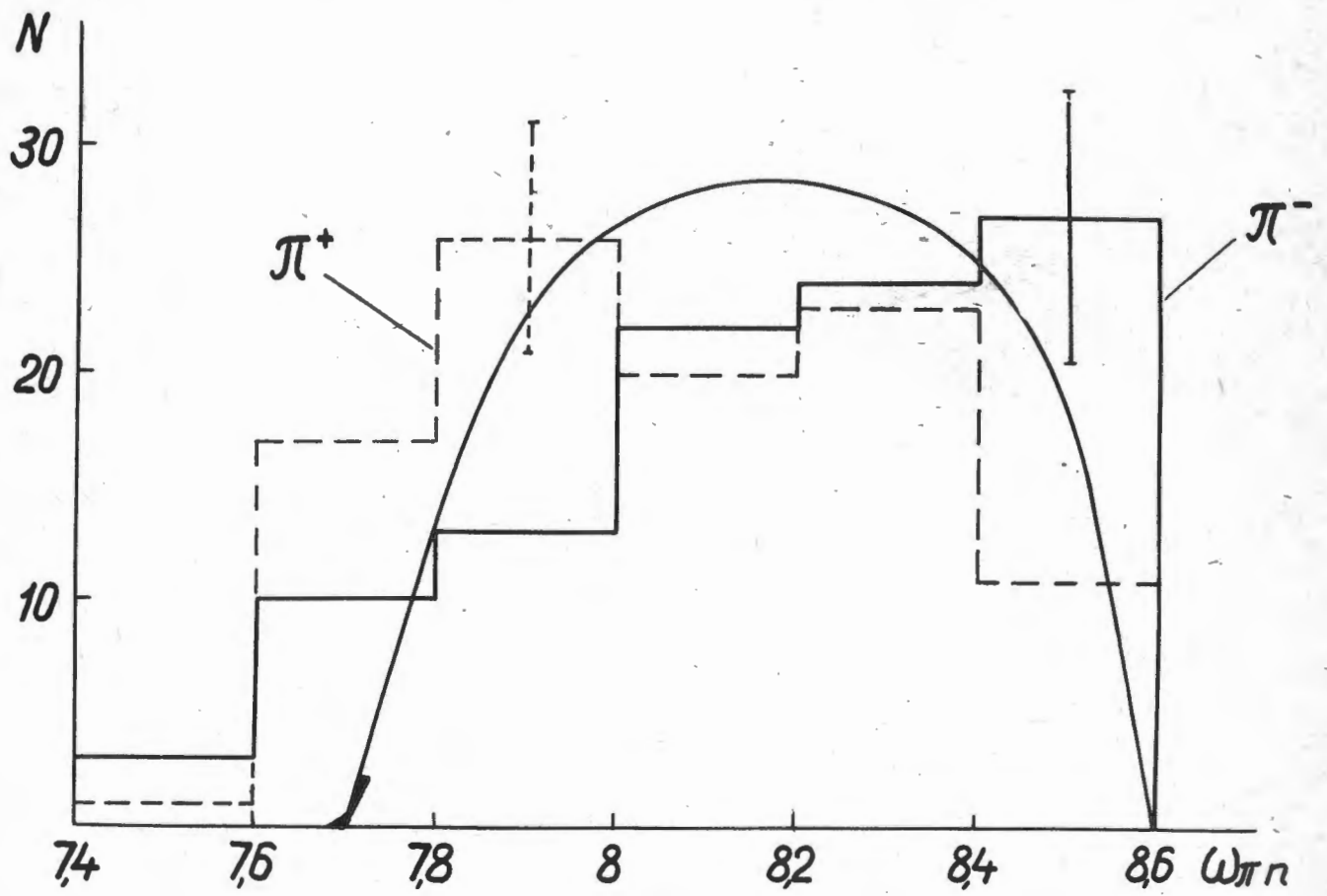


Рис. 13. Распределение по полной энергии (в единицах m_{π}) в с.ц.м. π^+p и π^-p от реакции (1)

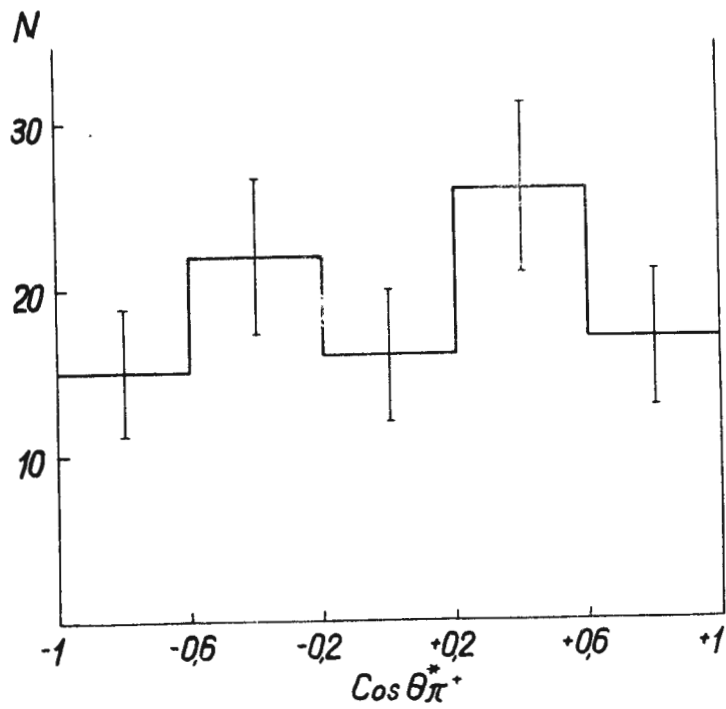
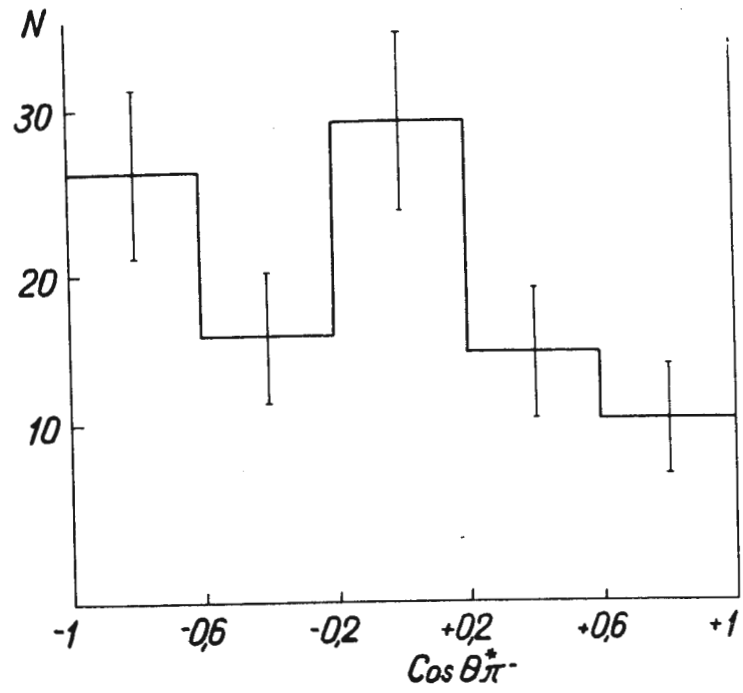


Рис. 14. Угловые распределения π^+ и π^- -мезонов в с.п.м. трех конечных частиц.

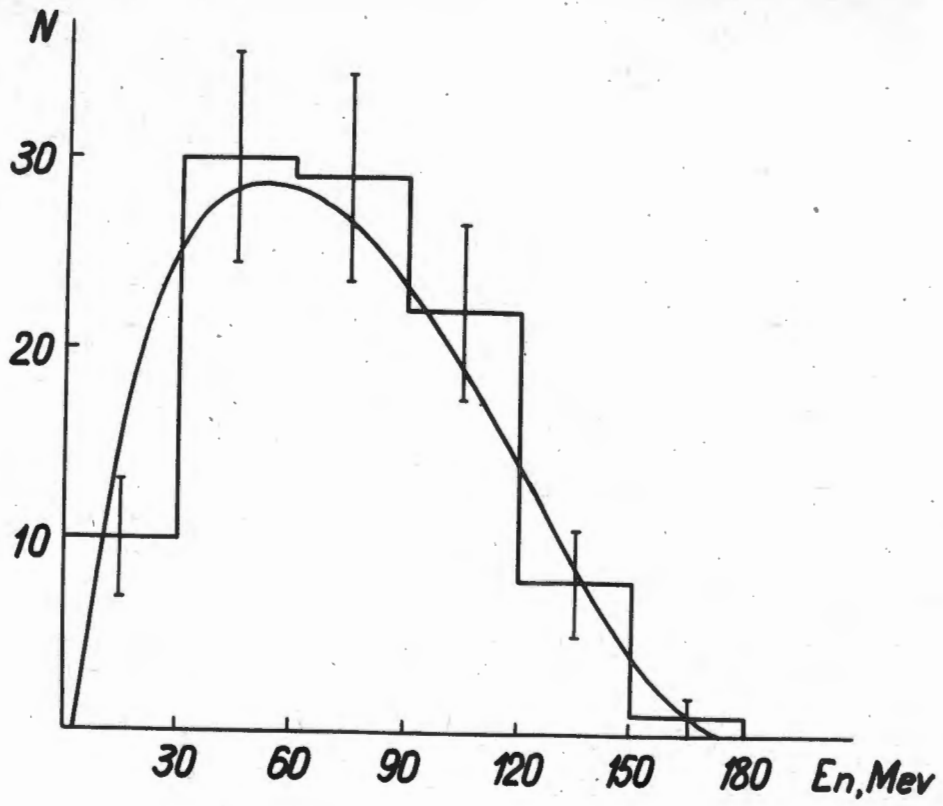


Рис. 15. Энергетический спектр нейтронов от реакции (1).

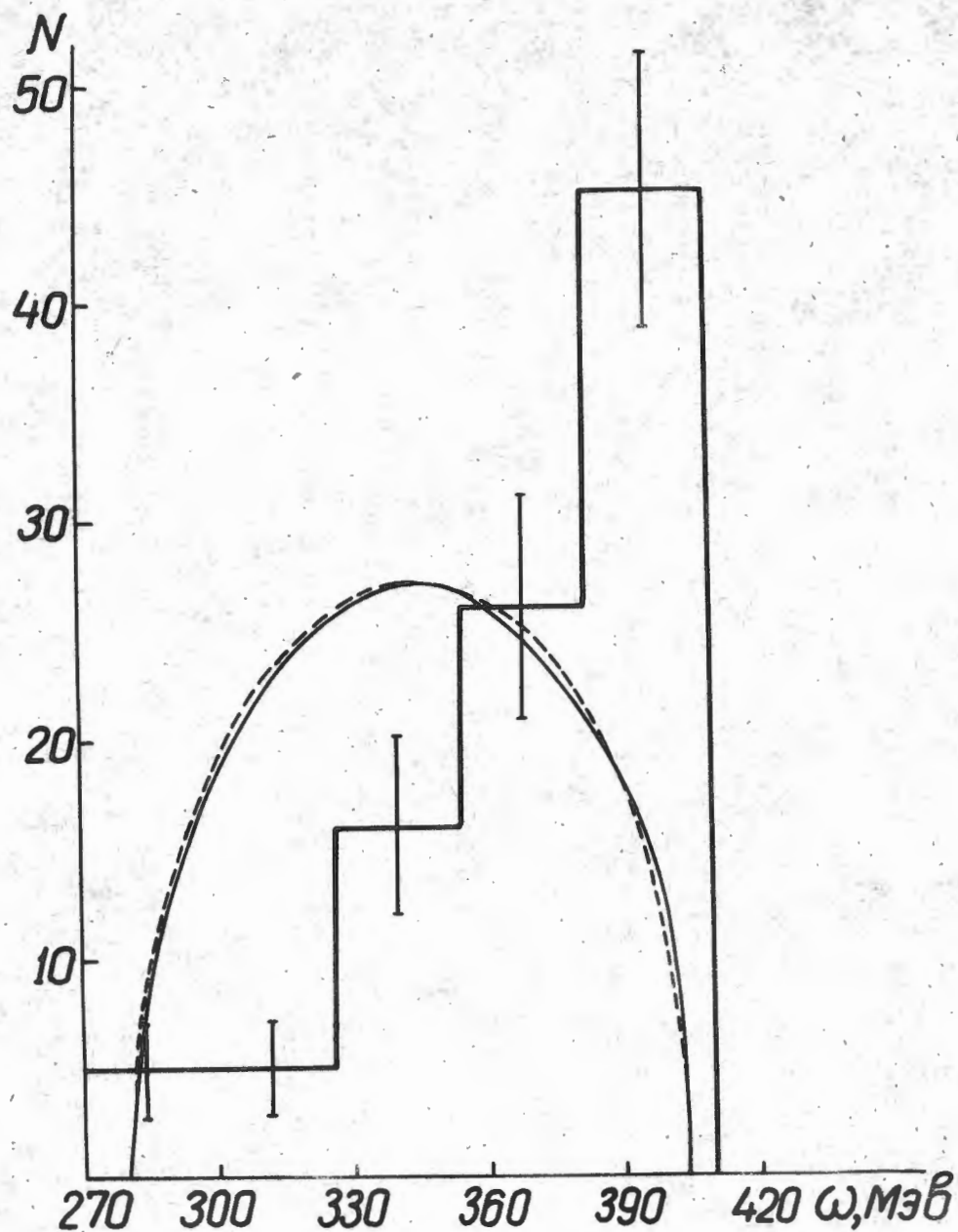


Рис. 16. Распределение по полной энергии в с.ц.м. $\pi^+\pi^-$ от реакции (1). Сплошной линией отмечен фазовый объем, рассчитанный по статической теории, а пунктирной - по изобарной модели.