

6
3-63 455

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

D-455

В.Г.Зинов, А.Д.Кони, С.М.Коренченко, Б. Понтекорво

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
 π^- -МЕЗОНОВ С ВОДОРОДОМ

Поиски ρ^0 -мезона и проверка
дисперсионных соотношений

Дубна 1959 год

D-455

В.Г. Зинов, А.Д. Конин, С.М. Коренченко, Б.Понтекорво

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
 π^- -МЕЗОНОВ С ВОДОРОДОМ

Поиски ρ^0 -мезона и проверка
дисперсионных соотношений^{x/}

СОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

^{x/} Результаты доложены на конференции по физике частиц высоких энергий. Киев 1959 г.

546/8 142

А н н о т а ц и я

С точностью 1,5 - 2% и при ~ 50 значениях энергии пионов в интервале от 140 до 360 Мэв были измерены полные сечения π^-p -взаимодействия / σ_t^- /, причем энергия пионов была известна с точностью $\pm 1\%$.

Аномалий в энергетической зависимости σ_t^- с амплитудой больше чем $\sim 4\%$, которые могли бы свидетельствовать о существовании ρ^0 -мезона с массой в интервале энергий /270-410/ Мэв/ c^2 , не было найдено.

Полученные данные не являются совместимыми со значением энергии $E_2 = 650$ Мэв второго максимума в σ_t^- , обнаруженного в работе американских авторов, но подтверждают вывод французских авторов, что он находится при меньшей энергии / $E_2 \approx 610$ Мэв/. Применение полученных данных к дисперсионным соотношениям для / π^-p / -рассеяния окончательно показывает, что проблемы Пуппи-Штангеллини, как таковой, более не существует и что она возникла только из-за неточного знания полного сечения / π^-p / - взаимодействия.

Статья направлена в ЖЭТФ.

В в е д е н и е

Энергетическая зависимость полного сечения π^-p — взаимодействия / σ_t^- / уже исследовалась в широком интервале энергий несколько лет тому назад. В интервале энергий до 360 Мэв, где имелись самые точные данные, сечение было измерено с точностью, не превышающей $\sim 5\%$, причем энергия, при которой определялось сечение, была известна в пределах только ± 6 Мэв. Между тем, прецизионные измерения этого сечения при хорошем энергетическом разрешении представляют несомненный интерес по ряду причин.

Во-первых, как уже сообщалось ранее^{/1/}, при определении энергетической зависимости полного сечения σ_t^- с большой точностью возможно, в принципе, наблюдение определенного сорта "пороговых аномалий", которые могли бы дать сведения о / $\pi-\pi$ / — взаимодействии или свидетельствовали бы о существовании до сих пор неизвестной нейтральной частицы / ρ^0 /.

Во-вторых, определенный интерес представляет выражение энергетической зависимости полного пион-нуклонного сечения в состоянии с изотопическим спином $T=1/2$ [$\sigma(1/2)$] в терминах небольшого числа "резонансных" кривых типа Брайта-Вигнера. Это требует экспериментальных данных высокой точности.

В-третьих, некоторыми авторами^{/2/} поставлена под сомнение справедливость дисперсионных соотношений для пион-нуклонного рассеяния. С этой точки зрения более тщательные, чем выполненные до сих пор, измерения σ_t^- в достаточно широком интервале энергии являются необходимыми для точного вычисления действительной части амплитуды π^-p — рассеяния.

В настоящей работе излагаются экспериментальные исследования, принятые нами в связи с тремя вышеупомянутыми пунктами.

Экспериментальная часть

а/ Геометрия опыта

Полные сечения взаимодействия π^- -мезонов с водородом измерялись по методу ослабления пучка мезонов, проходящего через водородный рассея-

ватель. Общая геометрия опыта представлена на рис. 1. Пучок мезонов, падающий на водородную мишень, выделялся прямоугольным коллиматором шириной 3 см в ярме магнита синхроциклотрона, отклоняющим магнитом и счетчиками 1,2, включенными на совпадения. Мезоны, прошедшие через расщепитель, регистрировались счетчиком 3, включенным на совпадения со счетчиками 1,2. Счетчики 1,2 и 3, изготовленные из сцинтиллирующей пластмассы, имели следующие размеры: счетчик 1 - /0,8x3x6/ см; счетчик 2 - /0,5x3x6/см; счетчик 3 - /1 x 10 x 10/см /для каждого счетчика последнее значение указывает размер по вертикали/. Средний угол регистрации счетчика 3 составлял $10,5^\circ$. В качестве мишени служил жидкий водород, помещенный в пенополистироловый сосуд /0,8г/см² /3/. Плотность водорода считалась равной 0,0708 г/см³, чему соответствует среднее число ядер водорода на пути пучка $0,4807 \pm 0,0023 / 10^{24}$ ядер/см².

б/ Электронная аппаратура

В эксперименте использовалась в основном та же аппаратура, что и в работе^{/3/}. В сцинтилляционных счетчиках применялись фотоумножители ФЭУ-33. Для увеличения надежности регистрации частиц и уменьшения роли дрейфа в аппаратуре разрешающее время схем совпадений увеличено до $2 \cdot 10^{-8}$ сек. Для счета падающих и прошедших мезонов использовались 2 пересчета перед каждым из которых включался еще пересчет на 4 с мертвым временем 0.1 мксек.

При той точности результатов в полных сечениях, которую требовалось получить /~2%/, стабильность работы аппаратуры должна составлять приблизительно несколько сотых долей процента. Поэтому желательно было иметь объективный критерий удовлетворительного качества работы аппаратуры. Таким критерием может служить воспроизводимость результатов в течение длительного времени /десятки часов/. Если взять, например, счет совпадений счетчиков 1,2, 3 /счет 1,2 - монитор/ и промерить его достаточное количество раз, то в случае отсутствия ошибок, связанных с дрейфом аппаратуры, отклонения каждого измерения от среднего значения должны подчиняться

гауссовскому распределению с рассчитываемой дисперсией. Однако, на подобный контроль ушло бы почти столько же времени, сколько на все измерения. Поэтому для проверки использовалась информация, уже накопленная в течение измерения полных сечений. При одном значении энергии измерения повторялись 5-6 раз. Отклонения счета N_{123} с водородом от его среднего значения суммировались при разных энергиях. Результат суммирования приведен на рис. 2. Видно, что отклонения очень хорошо подчиняются гауссовскому закону с дисперсией, совпадающей со значением, вычисленным на основании предположения об отсутствии дрейфа аппаратуры и других ошибок, кроме рассчитываемых статистических флуктуаций в числе актов взаимодействия пионов после их регистрации в счетчиках 1,2. Сплошная кривая на рис. 2 - рассчитанная таким способом функция распределения отклонений счета N_{123} с водородом от среднего значения.

в/ Определение импульса π^- -мезонов

В исследуемой области, где сечение довольно сильно зависит от энергии, определение его с указанной выше точностью имеет смысл только в том случае, если точность измерения импульса π^- -мезонов $\sim 1\%$. Кроме того, такая точность в определении импульса π^- -мезонов необходима для возможности обнаружения ρ^0 -мезона, так как ожидаемая ширина аномалий мала, и, следовательно, требовались измерения сечения при значениях пионной энергии, отличающихся меньше, чем на 5 Мэв. Таким образом, этому вопросу необходимо было уделить особое внимание. Поле отклоняющего магнита на время измерений при одной энергии стабилизировалось с точностью 0,1% /на основе эффекта Холла в пластинке германия/, а в некоторых случаях и лучше /на основе эффекта ядерного резонанса/. Величина поля определялась по току, возникающему в кристалле германия за счет эффекта Холла. Холловский ток измерялся прибором класса 0,5. Показания прибора были непосредственно проградуированы в величинах импульсов π^- -мезонов с помощью метода токонесущей нити с точностью 0,5%. Необходимая энергии пионов задавалась следующим образом. Вначале устанавливалось нужное поле отклоняющего магнита, а затем дистанционно находилось положение бериллиевой мишени внутри

камеры синхроциклотрона, которое обеспечивало максимум интенсивности пионного пучка.

В связи с тем, что существовала некоторая неточность в установке мезонной мишени, окончательная точность определения среднего значения импульса π^- -мезонов составляла $\sim 1\%$.

Энергетический разброс пучка зависел от ширины коллиматора в ярме магнита синхроциклотрона и по оценкам, сделанным графическим путем, составлял $\pm 0,5$ Мэв/см, то есть для коллиматора шириной 3 см — $\pm 1,5$ Мэв. Сброс энергии в водороде составлял ~ 3 Мэв.

Энергетический ход сечений в области порогов мезоно-
образования /150-180 Мэв/

При энергии налетающих π^- -мезонов больше 150 Мэв возможны три реакции рождения мезонов мезонами:

1. $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ порог 172 Мэв
2. $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ порог 165 Мэв
3. $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + n$ порог 160 Мэв.

Согласно А.Н.Базю, Л.Б.Окуню, Я.А.Смородинскому, можно, в принципе, ожидать в области порогов наличие аномалий связанных с $\pi\pi$ -взаимодействием. В столь узком энергетическом интервале / ~ 10 Мэв/ основное внимание уделялось только относительному ходу сечений. Энергия первичного пучка π^- -мезонов поддерживалась постоянной, а мезоны нужной энергии получались путем сброса энергии первичных пионов в графитовом фильтре. Измерение относительного хода сечений велось через ~ 2 Мэв. На рис. 3 представлены результаты двух серий измерений в разные дни. Видно, что в пределах точности эксперимента / $\sim 1,5\%$ / аномалий в зависимости хода сечения от энергии не обнаружено. Следует заметить, что приведенные на рис. 3 значения "водородной разницы" не являются пропорциональными сечениям, так как метод сброса энергии с помощью графитового фильтра требует внесения поправок, сильно зависящих от энергии.

Необходимо подчеркнуть, что взаимодействие в реакциях 1,2,3 может привести к аномалии только в том случае, если два π^- -мезона образуют

связанную систему. Феноменологически такая система есть уже новая частица. Поэтому ясно, что исследования необходимо вести в более широкой области энергий, так как нейтральный бозон, отличающийся от π^0 -мезона, в принципе, может иметь любую массу.

Энергетический ход сечений в области 160-360 Мэв

В этой части описываются результаты опыта не только по измерению относительного хода сечений, но и их абсолютных величин. Окончательные результаты абсолютных измерений полных сечений представлены в таблице 1. Нет необходимости приводить сделанные поправки для всех энергий. Мы ограничимся лишь следующими краткими замечаниями:

1. Поправка на примесь μ -мезонов в пучке π^- -мезонов определялась, как обычно, из кривой поглощения π^- -мезонов в меди.

2. Учет числа рассеянных π^- -мезонов и протонов отдачи, попадающих в счетчик 3, делался на основании известных угловых распределений.

3. Вклад интерференции кулоновского и ядерного рассеяния π^- -мезонов рассчитывался по формулам работы ^{14/} и известным фазовым сдвигам π^-p -рассеяния.

4. Учитывалось кулоновское многократное рассеяние пионов на водороде. Его вклад составляет заметную величину при наличии расходимости пучка, которая всегда существует хотя бы за счет рассеяния в счетчике 2.

5. Измерения с водородом и без него производились с разными сосудами. Разница между мишенью и макетом определялась экспериментально.

В таблице 2 выписаны поправки для двух значений энергии, чтобы дать представление об их величине.

Обсуждение результатов

а/ Поиски ρ^0 -мезона

Здесь ρ^0 -мезон определен как псевдоскалярный мезон с зарядом и изотопическим спином, равными нулю. В опыте, результаты которого были изложены в предыдущем параграфе, предполагалось искать наличие относительно узкой аномалии в энергетической зависимости полного сечения σ_{π^0} , поскольку такая аномалия, в принципе, может указывать на существование ρ^0 -мезона. Идея ^{11/} состоит в том, что в одной или обеих реакциях $\pi^+p \rightarrow \pi^0+n$ и $\pi^-p \rightarrow \pi^+p$ может появиться анома-

для около порога гипотетической реакции $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$. Ширину аномалии можно получить из условий $KR \ll 1$, где K - импульс испускаемого ρ^0 -мезона в системе центра масс, а R - радиус взаимодействия. Принимая $R \sim \frac{\hbar}{m_\rho c}$, максимальная ширина пика в энергетической зависимости оказывается в лабораторной системе около 40 Мэв в случае $m_\rho \sim 400 \text{ Мэв}/c^2$. В действительности ширина может быть значительно меньше, чем эта величина, и поэтому в опытах было использовано хорошее разрешение по энергии. Амплитуда аномалии $\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \rho^0 n)_{K=K_0}}{\sigma_t(\pi^- p)}$ в принципе может достигать нескольких процентов.

Полученные данные показывают, что в области энергий от 140 до 360 Мэв аномалии в сечении, скажем, с амплитудой больше 3-4% нет. Это значит, что не был найден ρ^0 -мезон с массой в интервале 270-410 Мэв/ c^2 . Конечно, это не означает, что такой мезон не существует.

На Киевской конференции по физике частиц высокой энергии в 1959 году сообщалось об исследовании Сальвини и сотрудников^{15/}, которые, используя другой метод поиска ρ^0 -мезона, также не нашли указания в пользу его существования.

б/ Полное сечение в состоянии с $T=1/2$.

Н. Клепиков, В. Мещеряков и С. Соколов в 1959 году проанализировали совокупность сведений о полных сечениях πN - взаимодействия на основании всех опубликованных данных, а также на основании данных настоящей работы. "Полные" сечения в состояниях с изотопическим спином $T=3/2$ [$\sigma(3/2)$] и $T=1/2$ [$\sigma(1/2)$] аппроксимировались резонансными формулами типа Брайта-Вигнера, при этом использовался метод максимального правдоподобия^{16/}. Таким способом были найдены все параметры кривых и соответствующие коридоры ошибок. Следует заметить, что в области энергий 250-1500 Мэв не удавалось описать $\sigma(1/2)$ как функцию энергии в терминах кривых Брайта-Вигнера, если одновременно использовать данные настоящей работы и данные, полученные в работе Фриша и др.^{17/}, в которой были обнаружены два максимума в энергетической зависимости сечения σ_t^- при энергиях

$E_2 \sim 850$ Мэв, $E_3 \sim 950$ Мэв. По-видимому, это затруднение было связано с ошибкой в шкале пионной энергии в опытах американских авторов и подтверждает вывод французской группы,^{/8/} о том, что максимумы находятся при энергиях $E_2 \approx 810$ Мэв, $E_3 \approx 880$ Мэв.

г/ Пион-нуклонное рассеяние и дисперсионные соотношения.

На конференции по физике частиц высокой энергии в 1958 году резюмировалось^{/9/} положение о применении дисперсионных соотношений к $|\pi^+p|$ и $|\pi^-p|$ - процессам следующим образом:

1. Совокупность информации о процессах π^+p и π^-p - рассеяния вполне совместима с дисперсионными соотношениями и позволяет определить константу связи мезон-нуклонного взаимодействия f^2 , которая оказывается равной 0,08 с точностью 10%.

2. Данные, относящиеся только к π^+p -рассеянию, позволяют достаточно точно определить f^2 .

3. Сведения, относящиеся только к π^-p -рассеянию, были менее удовлетворительны в том смысле, что оказывалось трудно удовлетворить данные при помощи величины константы f^2 , определенной из опытов по $|\pi^+p|$ -рассеянию /так называемая проблема Пуппи-Штангеллини/.

Можно сказать, что к возможности "революционного" вывода Пуппи-Штангеллини /особенно подчеркиваемого рядом других авторов/ всегда было естественно относиться с осторожностью не только ввиду его далеко идущих теоретических последствий, но также особенно ввиду некоторых логических внутренних противоречий этого вывода, состоящих в следующем: о взаимодействии в состояниях с $T=1/2$ экспериментально практически ничего не было известно. Поэтому, непонятно каким образом при отсутствии сведений могло возникнуть действительное противоречие с дисперсионными соотношениями.

В 1959 году появились некоторые теоретические работы, указывающие на отсутствие серьезных трудностей при применении дисперсионных соотношений к πN -рассеянию^{/10/}. Самые убедительные результаты были пред-

ставлены в цитированной работе Клепикова, Мещерякова и Соколова^{/6/}, которые использовали данные настоящей работы наряду с другими опубликованными. На основании кривых полных сечений, полученных, как указано в предыдущем параграфе, эти авторы рассчитали действительную часть амплитуды рассеяния $\pi\rho$ вперед и получили соответствующий коридор ошибок. На рис. 4 приведена расчетная кривая действительной части амплитуды рассеяния вперед, полученная из "дисперсионного интеграла" и ее отдельные значения, полученные при некоторых энергиях из угловых распределений упругого $\pi\rho$ -рассеяния и полных сечений σ_{\pm}^{-} . Необходимо подчеркнуть, что при нанесении точек, приведенных на рис. 4, использовались величины полных сечений, полученных из "расчетных кривых"^{/6/}. Использование расчетной кривой $\sigma_{\pm}^{-}(E)$ дает меньшую ошибку, чем использование отдельного измерения полного сечения, поскольку ширина коридора ошибок $\sigma_{\pm}^{-}(E)$ мала.

Как видно, трудно ожидать лучшего согласия между расчетной кривой D_{\pm}^{δ} и величинами, полученными из угловых распределений и полных сечений. Поскольку проблема Пуппи-Штангелли была очень широко обсуждена, правда, по нашему мнению, не вполне основательно, законно поставить вопрос, почему она возникла. Сейчас совершенно ясно, что "расхождение" Пуппи-Штангелли было связано просто с неточными знаниями полных $\pi\rho$ -сечений, которые входили как в "дисперсионный интеграл", так и в "экспериментальные" величины действительной части амплитуды рассеяния вперед. Более точные измерения σ_{\pm}^{-} и лучшие способы обработки экспериментальных данных для вычисления дисперсионного интеграла устраняют расхождение. Это очевидно хотя бы из того факта, что данные о $\pi\rho$ -взаимодействии Ашкина и других^{/15/} при энергиях 150 Мэв и 170 Мэв, которые были в 1956 году главным источником расхождения, прекрасно лежат на современных кривых D_{\pm}^{δ} /см. рис.4/, когда используются последние данные по полным сечениям.

Авторы признательны С.Н.Соколову, А.И.Мухину, В.А.Мещерякову и Н.П.Клепикову за очень полезные и многочисленные дискуссии.

Т а б л и ц а 1

Полные сечения / πp /-взаимодействия при разных энергиях ^{x/}

E_{π^-} (МэВ)	$\sigma_t (10^{-27} \text{ см}^2)$	E_{π^-} (МэВ)	$\sigma_t (10^{-27} \text{ см}^2)$
158,2	56,4 \pm 2,0	254,7	39,8 \pm 0,8
171,7	67,2 \pm 1,1	258,0	38,8 \pm 0,8
178,4	67,2 \pm 1,1	261,4	36,8 \pm 0,8
185,2	67,7 \pm 1,0	266,5	35,6 \pm 0,8
189,9	67,8 \pm 0,8	271,6	33,4 \pm 0,8
196,2	64,0 \pm 1,1	276,7	31,1 \pm 0,8
201,0	63,8 \pm 1,0	281,8	32,4 \pm 0,8
205,8	59,3 \pm 1,0	286,9	31,6 \pm 0,8
210,6	58,7 \pm 1,1	292,0	30,5 \pm 0,8
215,4	55,6 \pm 1,0	297,2	29,3 \pm 0,8
220,2	52,2 \pm 1,0	302,5	28,9 \pm 0,8
225,0	50,2 \pm 0,9	307,7	28,1 \pm 0,8
228,3	48,2 \pm 0,9	313,0	28,7 \pm 0,7
231,6	49,0 \pm 0,9	318,2	27,0 \pm 0,6
234,9	44,5 \pm 0,9	323,5	26,2 \pm 0,6
238,2	44,9 \pm 0,9	328,2	26,4 \pm 0,6
241,5	42,7 \pm 0,9	334,2	26,0 \pm 0,6
244,8	43,1 \pm 0,9	345,0	24,0 \pm 1,0
248,1	41,0 \pm 0,9	361,0	25,2 \pm 1,0
251,4	39,3 \pm 0,9		

^{x/} Указанные в таблице ошибки сечений не включают погрешностей, связанных с неточностью определения среднего числа ядер водорода на пути пучка / $\pm 0,5\%$ / и примеси μ -мезонов в пучке / $\pm 1,5\%$ /. Эти ошибки имеют систематический характер.

Т а б л и ц а 2.

Величины поправок, внесенных при определении полных сечений /в процентах/

Энергия π^- -мезонов /Мэв/	Примесь μ^- -мезо- нов	π^- -мезоны и протоны, рассеянные вперед	Интерферен- ция кулонов- ского и ядер- ного рассея- ния	Кулонов- ское мно- гократное рассеяние в водороде	Разница макета и мишени
201,0 \pm 2	6,5 \pm 1,5	3,1 \pm 0,4	-0,3	-1,2 \pm 0,3	-0,3 \pm 1,0
287,2 \pm 3	3,5 \pm 1,5	3,5 \pm 0,4	+0,3	-0,8 \pm 0,2	-0,2 \pm 1,3

Рукопись поступила в издательский отдел
31 декабря 1959 года.

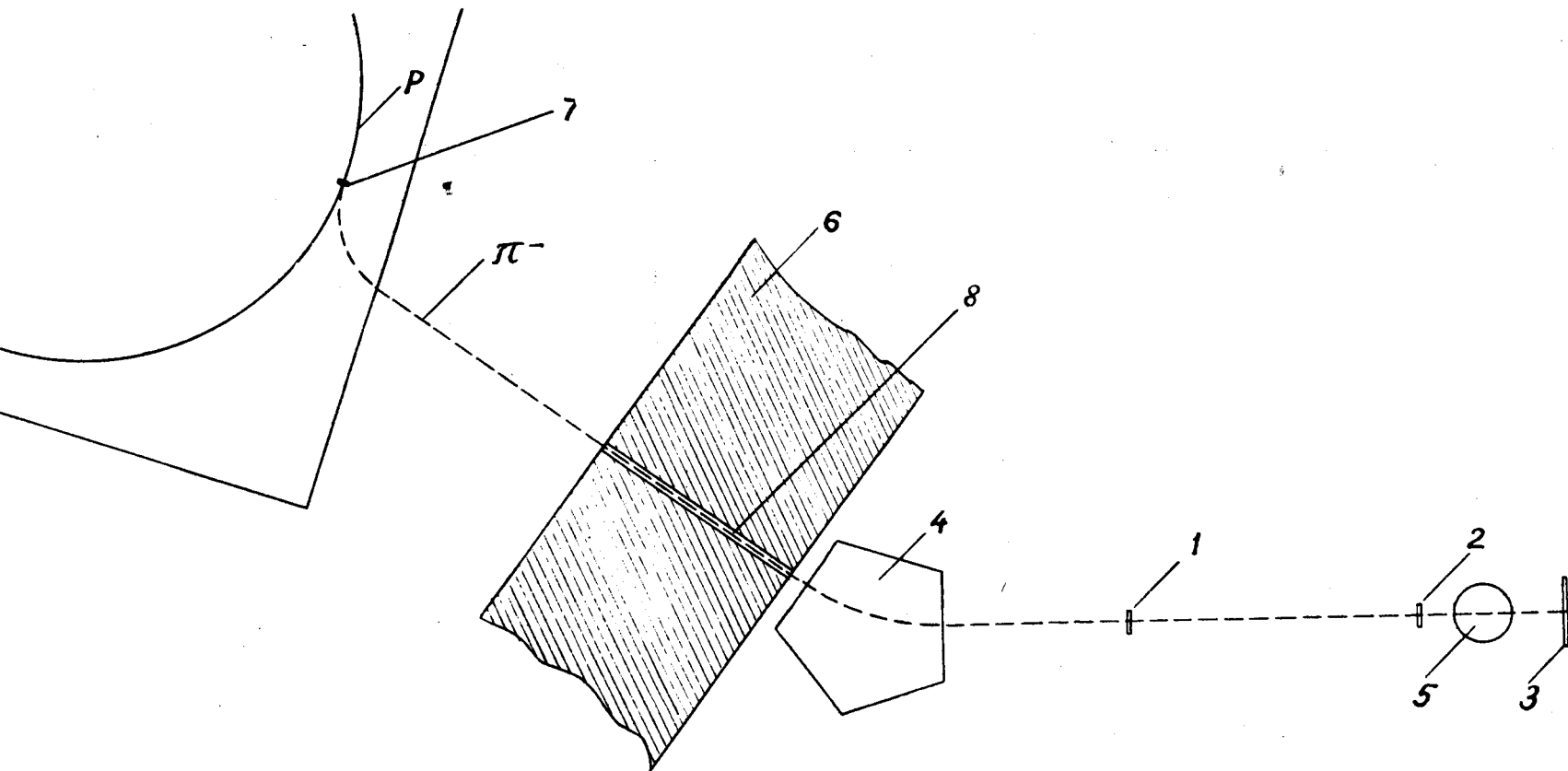
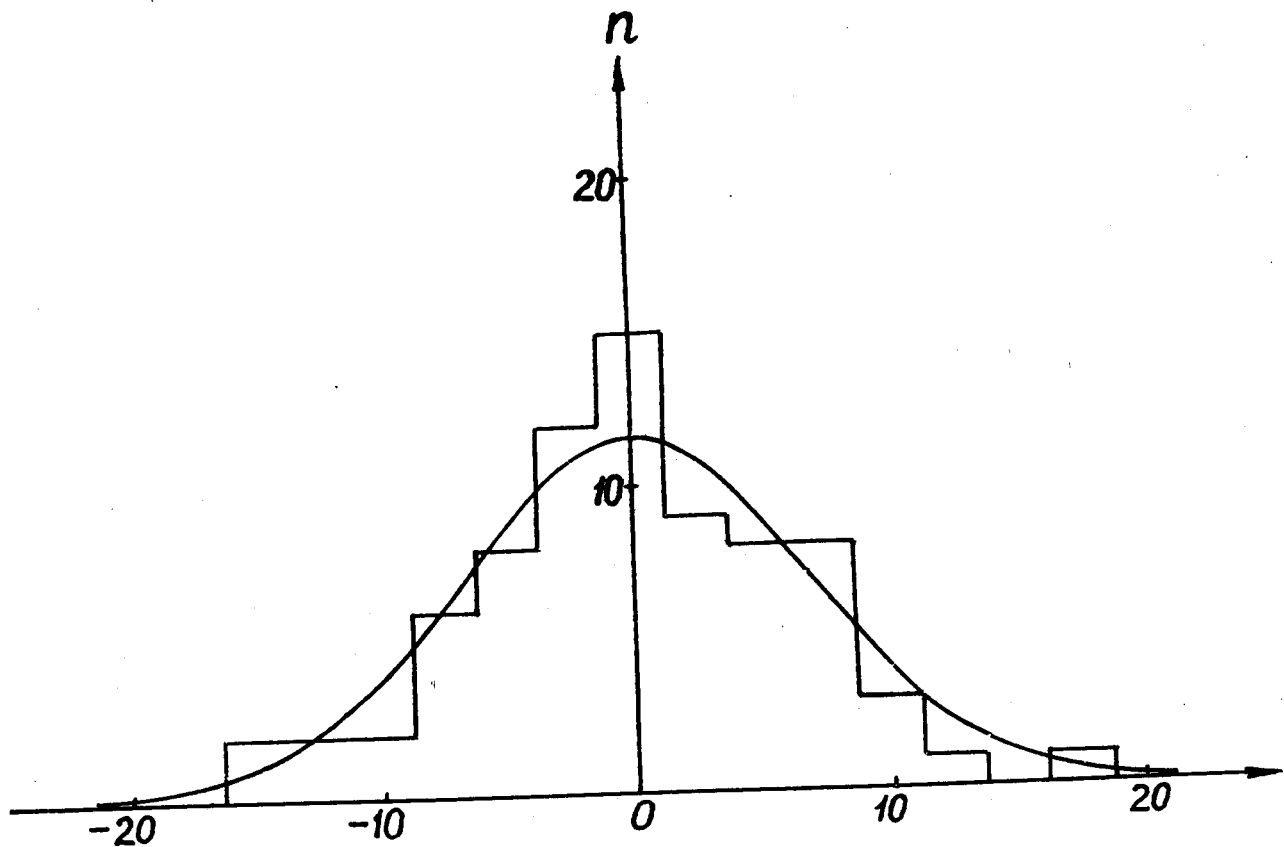


Рис. 1. Геометрия опыта.

1,2,3 - сцинтилляционные счетчики, 4 - отклоняющий магнит,

5 - водородный рассеиватель, 6 - ярмо магнита синхроциклотрона,

7 - бериллиевая мишень внутри камеры синхроциклотрона, ускоряющего протоны до энергии 670 Мэв.



$$\frac{N_{123} - \bar{N}_{123}}{\bar{N}_{123}} \times 10^4$$

Рис. 2. Разброс отклонений нормированного счета N_{123} /с водородом/ от среднего значения. n - число измерений, имеющих данное отклонение. Сплошная кривая - функция распределения, рассчитанная при предположении, что отклонения связаны только со статистическими флуктуациями в числе актов взаимодействия пионов

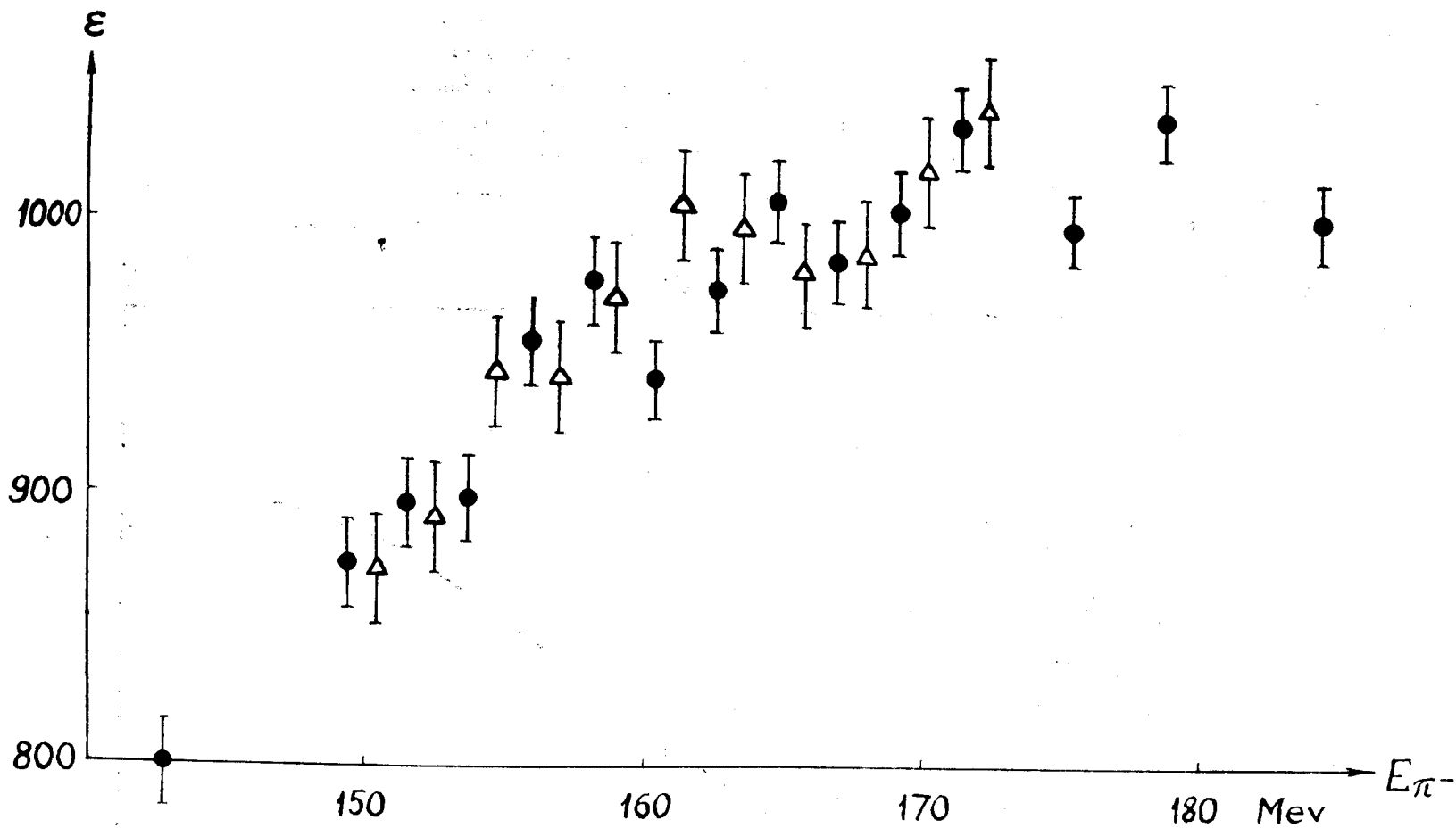


Рис. 3. Энергетическая зависимость эффекта водорода ϵ в относительных единицах в области порогов мезообразования (результаты двух серий измерений в разные дни).

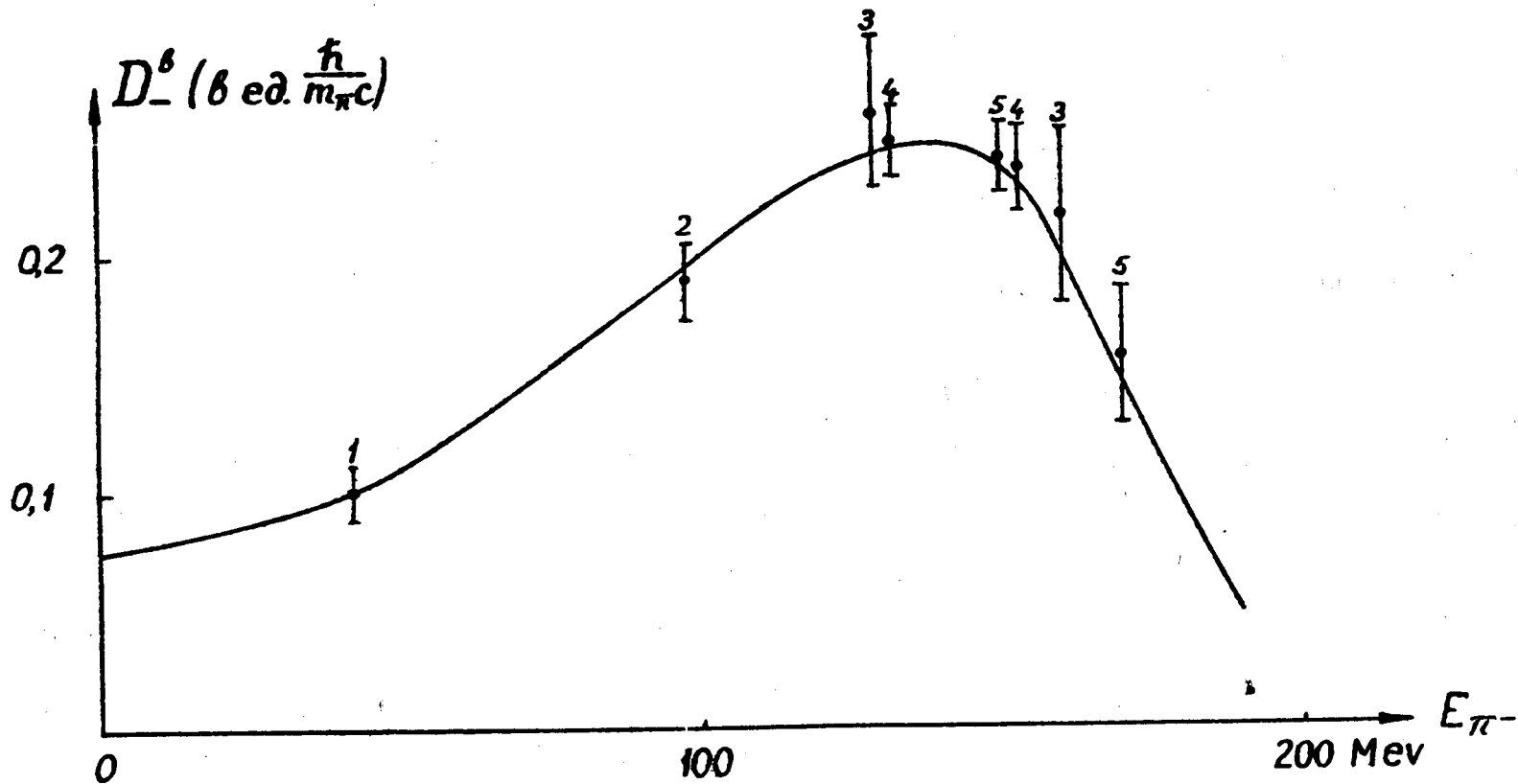


Рис. 4. Действительная часть амплитуды $|\pi^-p|$ -рассеяния вперед D_-^0 . Сплошная кривая рассчитана Клепиковым и др.^{/8/} на основании всех измеренных значений полных сечений. 1 - Барнес и др. /Рочестер/^{/11/}, 2 - Эдвардс и др. /Ливерпуль/^{/12/}, 3 - Будагов и др. /Дубна/^{/13/}, 4 - Крюз и Арнольд /Чикаго/^{/14/}, 5 - Ашкин и др. /Карнеги/^{/15/}. Все точки на рисунке приведены с учетом данных по полным сечениям.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г. Зинов, А.Д. Конин, С.М. Коренченко, Б.Понтекорво. ЖЭТФ, 36, 1948 /1959/.
- В.И. Гольданский, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, 36, 1950 /1959/.
2. G. Puppi, A. Stanghellini. Nuovo Cim. 5, 1305, (1957).
3. В.Г. Зинов, С.М. Коренченко. ЖЭТФ, 34, 301 /1958/.
4. F.T. Solmitz. Phys.Rev., 94, 1799, (1954).
5. C. Bernardini, R. Querzoli, G. Salvini, A. Silverman and G. Stoppini.
Сообщение на конференции по физике частиц высокой энергии /доклад Г.Бернардини. Киев, 1959 г./.
6. Н.П. Клепиков, С.Н. Соколов, В.А. Мещеряков. Конференция по физике частиц высокой энергии /доклад Б.Понтекорво Киев, 1959 г./.
7. H.C. Burrowes, D.O. Caldwell, D.H. Frisch, D.A. Hill, D.M. Ritson, R.A. Schluter, and M.A. Wahlig. Phys.Rev. Lett. 2, 119, (1959).
8. J.C. Brisson, J.F. Detoef, P. Falk-Vairant, L. Van Rossum, G. Valladas and L.C.L. Yuan. Phys.Rev. Lett. (in print).
9. G. Puppi. Annual International Conference on High Energy Physics, Geneva, 1958.
10. См. например, H.J. Schnitzer, G. Salzman. Phys.Rev. 113, 1153, (1959).
11. S. Barnes, B. Rose, G. Giacomelli, J. Ring, K Miyake. Phys.Rev. (In print)
12. D.N. Edwards, S.G.F. Frank, J.R. Holt. Proc.Phys.Soc. 73, 856, (1959).
13. Ю.А. Будагов, С.Виктор, В.П. Джелепов, П.Ф. Ермюлов, В.И. Москалев. ЖЭТФ /в печати/.
14. U.E. Kruse and R.C. Arnold. Phys.Rev. (in print).
15. J. Ashkin, J.V. Blaser, F Feiner, M.O. Stern. Phys.Rev. 101, 1149, (1956).