

P-90

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.Г.ЗИНОВ и С.М.КОРЕНЧЕНКО

ОБРАЗОВАНИЕ π -МЕЗОНОВ π^- -МЕЗОНАМИ НА ВОДОРОДЕ
ВБЛИЗИ ПОРОГА

1957 г.

А н н о т а ц и я

С помощью сцинтилляционных счетчиков изучалось образование π -мезонов на водороде π^- -мезонами с энергией 307, 333 и 370 Мэв.

Дифференциальное сечение для образования под углом 80° в лабораторной системе координат (106° с.ц.м.) заряженного мезона в процессах $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+n$ и $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^0p$ оказывается равным для $E_{\pi^-} = 307$ Мэв - $(0,10 \pm 0,06) \cdot 10^{-27}$ см² стерад⁻¹, для $E_{\pi^-} = 333$ Мэв - $(0,17 \pm 0,06) \cdot 10^{-27}$ см² стерад⁻¹, для $E_{\pi^-} = 370$ Мэв - $(0,29 \pm 0,05) \cdot 10^{-27}$ см² стерад⁻¹.

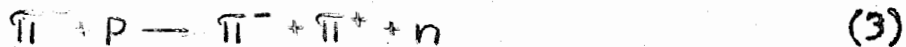
В в е д е н и е

Образование Π -мезонов Π -мезонами на водороде, которое энергетически становится возможным при энергии налетающих Π -мезонов больше 170 Мэв, до настоящего времени было изучено только при больших энергиях⁽¹⁾. Изучение процессов рождения Π -мезонов Π -мезонами вблизи порога образования представляет интерес не только с теоретической точки зрения. Такие измерения также необходимы для оценки вклада процессов рождения в наблюдаемые экспериментальные сечения рассеяния Π -мезонов.

При взаимодействии Π^- -мезонов с водородом помимо процессов рассеяния



могут иметь место следующие процессы рождения:



Данная работа была проведена с целью сделать оценку величины сечений процессов (3) и (4) в области энергий 300-370 Мэв. Оказывается, что при энергии Π^- -мезонов 307 Мэв регистрируемое под углом 80° в лабораторной системе координат число заряженных мезонов, рождающихся на водороде, составляет $\sim 10\%$ от числа упруго рассеянных Π^- -мезонов, а при энергии Π^- -мезонов 370 Мэв - около 40%. Повидимому, при энергии 370 Мэв $\sim 15\%$ полного

сечения взаимодействия π^- -мезонов с водородом (т.е. (3,5-4). 10^{-27} см^2) составляют процессы рождения мезонов мезонами.

Пучки π^- -мезонов

Использовались пучки π^- -мезонов с энергией 250, 307, 333 и 370 Мэв, получаемые за ярмом магнита синхроциклотрона Объединенного института ядерных исследований^(2,3). Пучок π^- -мезонов с энергией 250 Мэв получался из пучка с энергией 300 Мэв путем сброса энергии при помощи полиэтиленовых поглотителей. Энергия пучков π^- -мезонов определялась по их пробегу в меди. Типичная кривая поглощения приведена на рис.1. Примесь μ -мезонов в пучках 300-370 Мэв составляла $5 \pm 1,5$ %. Для пучка 250 Мэв примесь μ -мезонов не определялась. Интенсивность использованных пучков различной энергии равнялись: для 250 Мэв - 45 мезонов. $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$; 307 Мэв - 150 мезонов. $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$; 333 Мэв - 100 мезонов. $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$; 370 Мэв - 45 мезон. $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Для каждой энергии пучка было изучено с помощью сцинтиллятора величиной 1 x 1 x 1 см распределение интенсивности по сечению пучка.

Сцинтилляционные счетчики и электронная аппаратура

Для регистрации частиц применялись сцинтилляционные счетчики. Геометрия опыта приведена на рис.2. Сцинтилляционные счетчики 1, 3, 4, 7 и 8 представляют из себя контейнеры из плексигласа, наполненные раствором терфинала в фенилциклогексане (3 г/литр). Счетчик 1 имеет размер 6 x 6 x 1 см; счетчики 3, 4 и 7 - 12,6 x 11,5 x 1 см; счетчик 8 - 16 x 17 x 1,5 см.

Счетчик 2 с целью уменьшения фона от рассеянных на нем мезонов был изготовлен из кристалла толана размером 6 х 6 х 0,4 см.

Счетчики 1, 2, 3, 7 и 8 соединялись с фотоумножителями при помощи световодов из плексигласа. Счетчик 4 соединялся с фотоумножителем при помощи полого световода с зеркальными алюминиевыми стенками. Необходимость использования полого световода была вызвана тем, что световоды из плексигласа чувствительны к быстрым заряженным частицам, правда с небольшой эффективностью, — 5% (повидимому, в основном за счет черенковского излучения). Эффективность сбора света с помощью такого световода примерно в 2 раза меньше, чем с помощью световода из плексигласа.

Фотоумножители помещались в двойной магнитный экран для защиты от рассеянного магнитного поля магнита синхроциклотрона. Импульсы от фотоумножителей поступали на промежуточную формирующую ячейку (рис. 3). Здесь в каскаде усиления упрощенного "полураспределенного" типа (4) на лампе L_1 большие импульсы ограничивались по амплитуде, а малые усиливались примерно в 2 раза. Затем импульсы формировались по длительности короткозамкнутым отрезком, включенным в анод лампы L_2 , и по высокочастотным коаксиальным кабелям длиной ~ 80 м поступали на схемы совпадений. Время нарастания фронта импульса на выходе промежуточной ячейки составляло $\sim 4 \cdot 10^{-9}$ сек при подаче на ее вход импульса с длительностью фронта $\sim 10^{-9}$ сек.

Блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис. 4. Схемы быстрых совпадений были выполнены на германиевых детекторах. Эти схемы позволяют получать время разрешения до $0,5 \cdot 10^{-8}$ сек при чувствительности 0,5 вольта. Временные свойства фотоумножителей ФЭУ-19, однако, не позволяют работать без

потери эффективности с разрешающим временем меньше, чем 10^{-8} сек.

Схема двойных совпадений приведена на рис.5. По принципу работы она аналогична схеме совпадений, описанной в (5). В нормальном состоянии потенциал точки А (выход схемы совпадений) определяется токами, протекающими через детекторы D_1 , D_2 и сопротивление нагрузки R_H . Токи через детекторы примерно равны по величине. Если импульсом, проходящим от фотоумножителя, запирается только один из детекторов, например D_1 , то потенциал точки А изменится незначительно. Это обусловлено тем, что сопротивление детектора D_2 мало по сравнению с нагрузкой R_H , а в силу нелинейности вольтамперной характеристики детектора увеличение проходящего через него тока в два раза вызывает меньшее увеличение (в 1,2.-1,4 раза) падения напряжения на детекторе. Когда запираются одновременно два детектора D_1 и D_2 , потенциал точки А стремится к нулю, и на выходе схемы совпадений появляется отрицательный импульс. Для удовлетворительной работы схемы нужно, чтобы сопротивление нагрузки было много больше сопротивления входа по высокой частоте. Кривая разрешения, даваемая схемой двойных совпадений при длительности поступающих импульсов $1,2 \cdot 10^{-8}$ сек., приведена на рис.6.

Отличительной чертой использовавшейся схемы двойных совпадений является наличие системы компенсации "одиночных" импульсов, состоящей из детекторов D_3 и D_4 и RC цепи (R_1, R_2, C). Приходящий на вход схемы совпадений импульс одновременно через цепь компенсации подается в катод лампы L_1 . Параметры цепи компенсации подбирались так, чтобы нейтрализовать импульс, который появляется на выходе схемы совпадений в том случае, когда приходит импульс только на один из входов. Благодаря нелинейности вольтамперной характеристики детекторов введение

цепи компенсации не влияет заметно на чувствительность схемы совпадений, так как малые импульсы не проходят через детекторы D_3 или D_4 . Применение компенсации позволило существенно уменьшить величину "одиночных" импульсов, идущих с выхода схемы двойных совпадений. Это было важно для четкой работы (без ложных совпадений) схем тройных совпадений.

Импульс с выхода схемы двойных совпадений усиливался распределенным усилителем и подавался в искусственную линию с сосредоточенными постоянными, являющуюся естественным продолжением анодной линии усилителя. В качестве емкостей в этой линии служили входы четырех схем тройных совпадений (на блок-схеме рис. 4 показаны только две из них) и вход схемы быстрых антисовпадений. Такой способ включения схем тройных совпадений позволил разделить емкости входов отдельных схем и избежать затягивания импульса с выхода схемы двойных совпадений. При подаче на вход линии импульса с длительного фронта $\sim 10^{-9}$ сек время нарастания фронта импульса на выходе линии составляло $\sim 4 \cdot 10^{-9}$ сек.

Схема тройных совпадений приведена на рис. 7. По принципу действия она аналогична схеме двойных совпадений. Цепь компенсации в ней не делалась. Относительно небольшие импульсы на выходе схемы тройных совпадений, появляющиеся в том случае, когда запираются только один или два детектора схемы, отделяются с помощью детектора типа ДГС (D_4).

Схема быстрых антисовпадений приведена на рис. 8. Она представляет из себя схему двойных совпадений описанного выше типа, у которой один из детекторов (D_1) заперт. Если на детектор D_2 приходит запирающий импульс, то на выходе схемы антисовпадений также появляется импульс. В том случае, когда

на D_2 приходит импульс с выхода схемы двойных совпадений и одновременно детектор D_1 отпирается положительным импульсом, поступающим с лампы L_I , на выходе схемы антисовпадений не может появиться импульс. Длительность сформированных импульсов от счетчика антисовпадений составляла примерно $2,2 \cdot 10^{-8}$ сек. Кривая разрешения схемы антисовпадений в этом случае представлена на рис.9.

Медленные ($\tau \approx 5 \cdot 10^{-7}$ сек) схемы совпадений и антисовпадений, сделанные на лампах, работали на стандартных сформированных импульсах, идущих с выхода быстрых схем. Эффективности работы совпадений и антисовпадений проверялись путем установки соответствующих счетчиков в один ряд в пучок Π^- -мезонов с пониженной интенсивностью. Эффективность схем совпадений была близка к 100%; эффективность схемы быстрых антисовпадений не меньше, чем 97%; эффективность схемы медленных антисовпадений не меньше, чем 99,9%.

Мишень из жидкого водорода

Жидкий водород помещался в сосуд, сделанный из пенополистирола марки ПС-4 с удельным весом $0,04 \text{ г/см}^3$. Сосуд склеивался из отдельных блоков клеем БФ-4. Схематическая конструкция пенополистироловой мишени изображена на рис.10. Мишень состоит из внутреннего 2 и внешнего 1 сосудов, помещенных один в другой. Испаряющийся водород прежде чем выйти наружу омывает стенки сосудов, охлаждая их. Для уменьшения скорости испарения жидкого водорода вокруг внутреннего сосуда расположена рубашка 3 из красной меди толщиной 1 мм, охлаждаемая жидким азотом, наливаемым в карманы 4. Там, где проходит пучок Π^- -мезонов, стенки

сосудов сделаны более тонкими. Жидкий водород заливался в цилиндр 5, выточенный из дюралюминия. Толщина стенок этого цилиндра в рабочей части 6 составляет 0,1 мм. Диаметр цилиндра в рабочей части равен 11 см. Вид внутреннего пенополистиролового сосуда вместе с дюралюминиевым цилиндром показан в процессе сборки на рис. 11. На фотографии видны отверстия и назы, по которым проходит испаряющийся водород. При наличии жидкого азота в азотной рубашке скорость испарения жидкого водорода составляла 0,7 л/час. Запас водорода (сверх рабочей части) составлял 6 литров. Количество водорода в мишени контролировалось с помощью поплавкового уровня 7 (рис. 10). Поплавок и стержень изготовлялись из пенополистирола. Количество вещества стенок мишени на пути пучка равно $0,35 \text{ г/см}^2$, количество вещества стенок мишени для рассеянного Π -мезона - $0,34-0,38 \text{ г/см}^2$. После испарения жидкого водорода во время измерений фона пустая мишень непрерывно продувалась газообразным водородом.

Измерения и поправки

В опыте регистрировались заряженные мезоны, рожденные на водороде в процессах (3) и (4) и летящие под углом 80° в лабораторной системе координат. Такие мезоны вызывают четверные совпадения в счетчиках 1, 2, 3 и 4. Наряду с рожденными мезонами четверные совпадения в счетчиках 1, 2, 3 и 4 (и в значительно большем количестве) будут давать также мезоны, упруго рассеянные на водороде. Для исключения счета упруго рассеянных мезонов совпадения счетчиков 1, 2, 3, 4 исключались на антисовпадения со счетчиком 8 (рис. 2 и 4), который помещался под углом вылета протона отдачи при упругом рассеянии ($37,5^\circ-38^\circ$). Таким образом, регистрировались только такие четверные

совпадения счетчиков 1,2,3,4, которые не сопровождались прохождением заряженной частицы через счетчик 8. В дальнейшем они называются совпадениями типа Q.

Совпадения типа Q могут давать не только образованные на водороде мезоны. Такие совпадения возможны также:

- а) когда протон отдачи от процесса (1) рассеивается на водороде и стенках мишени и не попадает в счетчик 8, а соответствующий π^- -мезон проходит через телескоп из счетчиков 3 и 4;
- б) при вторичном рассеянии в водороде и стенках мишени π^- -мезонов, первоначально упруго рассеянных на водороде на угол, отличный от 80° ;
- в) когда γ -кванты от процесса (2) конвертируются в стенках мишени и в счетчике 3;
- г) когда π^0 -мезоны от процесса (2) распадаются (в 1,6% случаев ^{1/6/}) по схеме $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ и электроны попадают в телескоп 3,4;
- д) При рассеянии π^- -мезона с излучением ($\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \gamma$).

Совпадения типа Q регистрируются также в том случае, когда по какой-либо причине не срабатывает схема "медленных" антисовпадений. Поправка, учитывающая эту неэффективность работы схемы антисовпадений, не превышает 0,1% от величины сечения упругого рассеяния, что составило ~ 1% от наблюдаемого при 307 Мэв эффекта рождения мезонов мезонами.

Для определения поправки, связанной с а), необходимо знать сечение процесса (1) под данным углом (совпадения счетчиков 1,2,3,4,8). Совпадения 1,2,3,4,8 регистрировались в течение всего времени измерения Q. Количество рассеянных в водороде и в стенках мишени протонов отдачи определялось из полных сечений взаимодействия нуклонов с водородом и

углерода^{17/}. Учитывалось также многократное и однократное рассеяние протонов на кулоновском поле ядер.

Точное определение вклада вторичного рассеяния Π^- -мезонов практически невозможно. В первом грубом приближении считалось, что все вторичные рассеянные Π^- -мезоны распределены в пространстве изотропно. Общее число вторично рассеянных мезонов определялось из полных сечений упругого рассеяния Π^- -мезонов на водороде и упругого и неупругого рассеяния на углеводе^{8,9/}. Полученное таким образом число вторично рассеянных мезонов составляло 1,8% от числа упруго рассеянных Π^- -мезонов. Надо заметить, что вся эта ~~поправка~~ поправка составляет ~15% от наблюдаемого при энергии 307 Мэв числа рожденных мезонов, а для больших энергий еще меньше.

Для определения поправок, связанных с эффектами в) и г), необходимо знать, какое количество γ -квантов проходит через счетчик 3. С этой целью проводились измерения, в которых перед счетчиком 3 для увеличения эффективности регистрации γ -квантов от процесса (2) ставился конвертор из свинца толщиной 7,35 г/см². Зная сечения конверсии γ -квантов в водороде, углеводе и свинце, можно оценить величину поправки на конверсию γ -квантов в счетчике 3 и в стенках мишени. Она составляла $4 \pm 1,5\%$ от эффекта свинца.

Поправка, учитывающая рассеяние Π^- -мезонов с излучением, не вводилась. Повидимому, сечение этого процесса имеет величину не больше 1% от сечения упругого рассеяния Π^- -мезонов на водороде (10). При энергии 307 Мэв это может составить ~10% от наблюдаемого эффекта рождения мезонов мезонами.

Помимо перечисленных специфических поправок были сделаны "обычные" поправки, учитывающие следующие эффекты: примесь μ -мезонов в пучке ($5 \pm 1,5\%$), просчеты в пересчете монитора (до 6%) поглощение Π -мезонов в стенках мишени и в водороде, поглощение Π -мезонов в счетчике 3, распад Π^- -мезонов.

Для определения не связанного с водородом фона от рассеянных в стенках мишени и счетчиках 2 и 7 мезонов, а также фона случайных совпадений производились измерения с пустой мишенью. Измерения с задержанными совпадениями показали, что случайные совпадения в подавляющем большинстве были обусловлены прохождением Π^- -мезонов через счетчики 1 и 2 и одновременным случайным прохождением какой-нибудь заряженной частицы сразу через оба счетчика 3 и 4. Для уменьшения фона случайных совпадений применялся счетчик 7, включенный на антисовпадения со счетчиками 1 и 2 (рис. 2 и 4), так что совпадения типа Q регистрировались лишь в том случае, если Π^- -мезон из пучка рассеялся в мишени. Это позволило уменьшить фон случайных совпадений в ~ 20 раз. Дополнительное уменьшение фона случайных совпадений достигалось помещением между счетчиками 3 и 4 алюминиевого фильтра толщиной $5,4 \text{ г/см}^2$. Благодаря тому, что интенсивность работы синхроциклотрона во время измерений изменялась не больше, чем на 10% относительно среднего уровня, колебания фона случайных совпадений не превышали $\pm 0,05$ отсчетов на 10^6 отсчетов монитора. При энергии 307 Мэв это составляло $\sim 7\%$ от числа регистрируемых рожденных мезонов.

Результаты и заключение

Полученные при различных энергиях экспериментальные величины и сделанные к ним поправки приведены в таблице I.

Как и ожидалось, при энергии первичного пучка 250 Мэв мезоны, рожденные на водороде, не регистрируются. Это связано с тем, что рожденный Π -мезон в условиях наших опытов должен иметь в лабораторной системе координат кинетическую энергию больше 42 Мэв. Только в этом случае он будет зарегистрирован с вероятностью, отличной от нуля. Высокий энергетический порог регистрации в значительной степени обусловлен алюминиевым фильтром, помещенным между счетчиками 3 и 4. Влияние алюминиевого фильтра на эффективность регистрации мезонов различной энергии изучалось экспериментально.

Наличие энергетического порога регистрации Π^{\pm} -мезонов приводит к тому, что значительная часть образовавшихся на водороде мезонов не регистрируется. Для того, чтобы определить, какая часть рожденных мезонов регистрируется, надо знать энергетический спектр рождающихся мезонов. Так как сведения о таком спектре отсутствуют, то приходится делать предположения относительно его вида. Если предположить, что в системе центра масс энергетический спектр симметричен относительно энергии равной половине максимальной энергии рождающихся Π -мезонов, то оказывается, что эффективность регистрации (т.е. доля регистрируемых мезонов из спектра) не очень сильно зависит от вида спектра. Так при энергии пучка Π^- -мезонов 307 Мэв эффективность регистрации составляет 44,8%, 43,4% и 42,7% для, соответственно, прямоугольного, трапециoidalного и треугольного вида энергетического спектра. При энергии 370 Мэв

Энергия пучка Π^- -мезонов в Мэв	Счет совпадений I234-78 (на 10^6 отсчетов монитора) без водородам	Счет совпадений I234-78 (на 10^6 отсчетов монитора) без водорода	Разность (на 10^6 отсчетов монитора, среднее взвешенное) Q_1	Эффект P_6 (на 10^6 отсчетов монитора, разность с и без водорода)	Эффект I2348-7 (на 10^6 отсчетов монитора, разность с и без водорода)	Поправка, связанная с квантами (на 10^6 отсчетов монитора)	Поправка, связанная с упругим рассеянием (на 10^6 отсчетов монитора)
250	8,97 \pm 0,75 II,86 \pm 0,6	7,43 \pm 0,52 9,99 \pm 0,53	1,73 \pm 0,6	23,2 \pm 2,1	9,83 \pm 0,47	1,31 \pm 0,33	0,32 \pm
307	10,17 \pm 0,32	8,33 \pm 0,26	1,84 \pm 0,41	14,7 \pm 1,7	8,5 \pm 0,32	0,81 \pm 0,2	0,26 \pm
333	10,27 \pm 0,37 26,4 \pm 0,9	7,50 \pm 0,36 14,1 \pm 0,8	2,70 \pm 0,48	14,3 \pm 1,6	8,44 \pm 0,32	0,79 \pm 0,2	0,25 \pm
370	10,89 \pm 0,63 II,51 \pm 0,59 10,86 \pm 0,55	6,60 \pm 0,44 6,90 \pm 0,53 7,37 \pm 0,55	4,13 \pm 0,45	II,2 \pm 1,9	8,01 \pm 0,32	0,62 \pm 0,2	0,24 \pm

Таблица I

Поправка, связанная с упругим рассеянием (на 10^6 отсчетов монитора)	Число совпадений типа Q, вызванных образованными мезонами (на 10 отсчетов монитора) $Q_{\text{режд}}$	Регистрируемая доля Γ -мезонов при энергетическом спектре в виде трапеции ξ		Обычные поправки f	Дифференциальное сечение для образования заряженного мезона $(\frac{d\sigma}{d\omega})_{105^\circ}$ см ² /стерад	$2\sigma_{(3)} + \sigma_{(4)} =$ $= 4\pi \frac{d\sigma}{d\omega} \cdot b \cdot 10^{-27}$ • см ² /стерад
3 0,32 \pm 0,15	0,1 \pm 0,7	около 0				
0,26 \pm 0,13	0,77 \pm 0,48	0,44	0,96	0,099 \pm 0,062	1,24 \pm 0,78	
0,25 \pm 0,13	1,66 \pm 0,54	0,57	0,95	0,166 \pm 0,054	2,09 \pm 0,68	
0,24 \pm 0,12	3,27 \pm 0,51	0,67	0,92	0,287 \pm 0,047	3,61 \pm 0,59	

соответственные эффективности равны 60,8%, 67% и 69,7%. В таблице I приведены эффективности для спектра в виде трапеции.

Дифференциальное сечение для образования заряженного мезона под углом 80° в лабораторной системе координат вычислялось по формуле:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{\text{рожд}} = \frac{Q_{\text{рожд}}}{N \cdot \omega \cdot f \cdot \epsilon} 10^{-6} \quad (6)$$

где $Q_{\text{рожд}}$ - число совпадений типа Q , получающееся после вычета вклада эффектов а), б), в) и г), на 10^6 отсчетов монитора

$N = 0,443 \cdot 10^{24}$ - среднее число атомов водорода на 1 см^2 ;

$\omega = 0,0417$ стерадиан - телесный угол, выделяемый телескопом, состоящим из счетчиков 3 и 4;

ϵ - эффективность регистрации образовавшихся Π -мезонов, если энергетический спектр этих мезонов имеет трапецевидную форму;

f - коэффициент, учитывающий "обычные" поправки.

Углу 80° в лабораторной системе координат соответствует в среднем угол $105-107^\circ$ в системе центра масс. Соответствующий коэффициент перехода для дифференциальных сечений отличается от единицы в среднем не более, чем на 1%.

Полученные при разных энергиях дифференциальные сечения для образования заряженного мезона под углом 80° в лабораторной системе координат, или $\sim 106^\circ$ в системе центра масс, приведены на рис. 12. Видно, что дифференциальное сечение быстро растет с энергией. При энергии 370 Мэв измеренное сечение составляет $\sim 60\%$ от дифференциального сечения упругого рассеяния.

Представляет интерес сделать на основе полученных дифференциальных сечений приблизительную оценку величины полных сечений для образования мезонов мезонами на водороде. Если предположить, что в обоих процессах (3) и (4) угловое распределение мезонов изотропно и мезоны не коррелированы, то величина $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{\text{полн}}$ 4π есть сумма $2\sigma_{(3)} + 0,7\sigma_{(4)}$ полных сечений процессов (3) и (4) (таблица I). Коэффициент 2 перед $\sigma_{(3)}$ возникает потому, что в процессе (3) получается 2 заряженных мезона, Коэффициент 0,7 перед $\sigma_{(4)}$ связан с тем, что по грубой оценке примерно 30% протонов отдачи от процесса (4) могут попадать в счетчик 8, уменьшая соответственно эффективность регистрации Π^- -мезонов от процесса (4).

В последнее время были опубликованы теоретические работы (II, I2) результаты которых можно сравнить с величиной полных сечений, полученных при вышеуказанных предположениях. В работе (II) рассматривалось зарядовосимметричное псевдоскалярное взаимодействие методом Тамма-Данкоффа, при этом пренебрегалось амплитудами всех состояний, содержащих больше, чем два мезона. Согласно этой работе вклад рождения мезонов мезонами в исследованном нами интервале энергий составляет меньше 1% от величины упругого рассеяния. Это по крайней мере в десять раз меньше полученных нами значений. Надо заметить, что метод Тамма-Данкоффа и для обычного рассеяния Π^- -мезонов на протонах дает результаты, не согласующиеся с экспериментом.

В работе (I2) были вычислены сечения процессов (3), (4) и (5) на основе теории Чью И Жоу.

Зависимость суммы $2\sigma_{(3)} + 0,76_{(4)}$ от энергии Π^- -мезонов, полученная на основании данных этой работы, приведена для сравнения на рис. 12 в виде сплошной кривой. С методической точки зрения представляет интерес тот факт, что нет большого расхождения между экспериментальными данными и данными работы (12).

Авторы выражают благодарность профессору Б.М.Понтекорво за постоянное внимание и помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

- I. Blau and M Caulton, Phys. Rev. 96, 150 (1954); Walker, Steinberger, Sixth Annual Rochester Conference on High Energy Nuclear Physics (Interscience Publishers, Inc New York, 1956); W.D. Walker, F. Hushfar and W.D. Shepharg, Phys. Rev. 104, 226 (1956).
2. А.Е.Игнатенко, В.В.Кривицкий, А.И.Мухин, Б.М.Понтекорво, А.А.Реут, К.И.Тараканов. Атомная энергия, 5, 5 (1956).
3. В.Г.Зинов и С.М.Коренченко, ЖЭТФ (в печати).
4. С.Т.Калихман. Радиотехника, 6, 52 (1953).
5. W.C. Elmore, Rev. Sci. Instr. 21, 649 (1950)
6. P. Lindenfeld, A. Sachs and J. Sternberger, Phys. Rev. 89, 531(1953).
7. В.Н.Гольданский, А.Л.Любимов и Б.В.Медведев, УФН, 48, 531 (1952) и УФН, 49, 3 (1953) (Обзор).
8. Л.М.Барков и Б.А.Никольский, УФН, 61, 341 (1957), (Обзор).
9. В.П.Джелепов, В.Т.Иванов, М.С.Козодаев, В.Т.Осипенков, Н.П.Петров, В.А.Русаков. ЖЭТФ, 31, 925 (1956).
10. В.Г.Соловьев, ЖЭТФ, 29, (1955).
- II. Mark Nelkin, Phys. Rev. 104, 1150 (1956)
- I2. J. Franclin, Phys. Rev. 105, 1101 (1957)

---ooo000ooo---

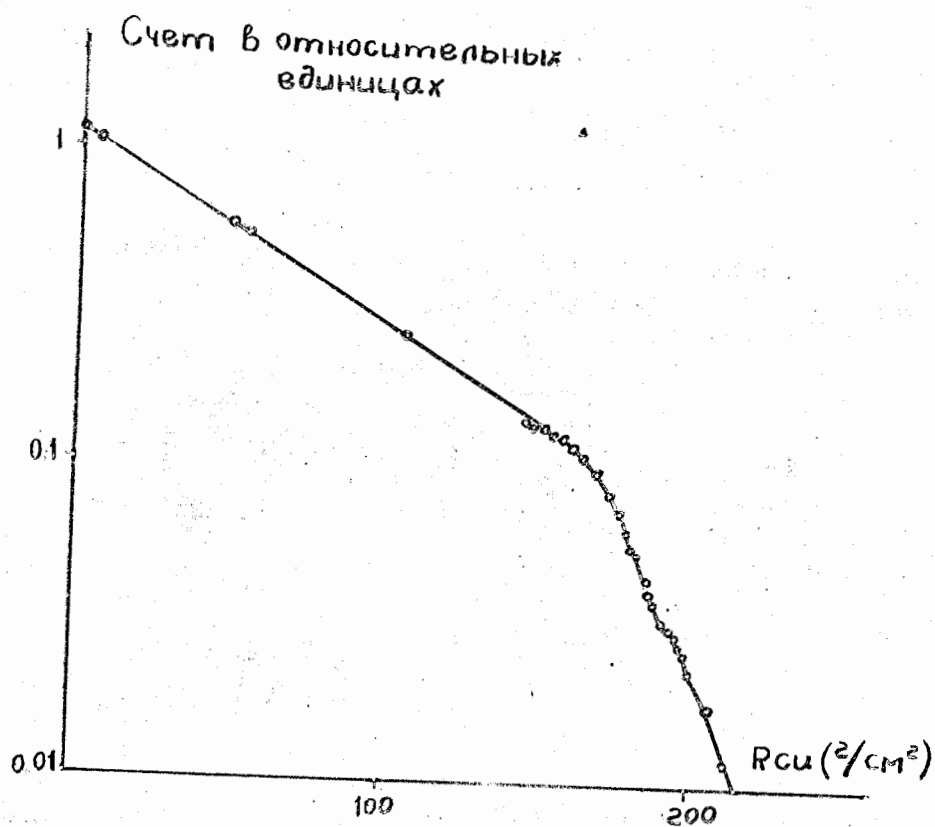


Рис. 1. Кривая поглощения ($E_{\pi^-} = 307 \text{ мэв.}$)

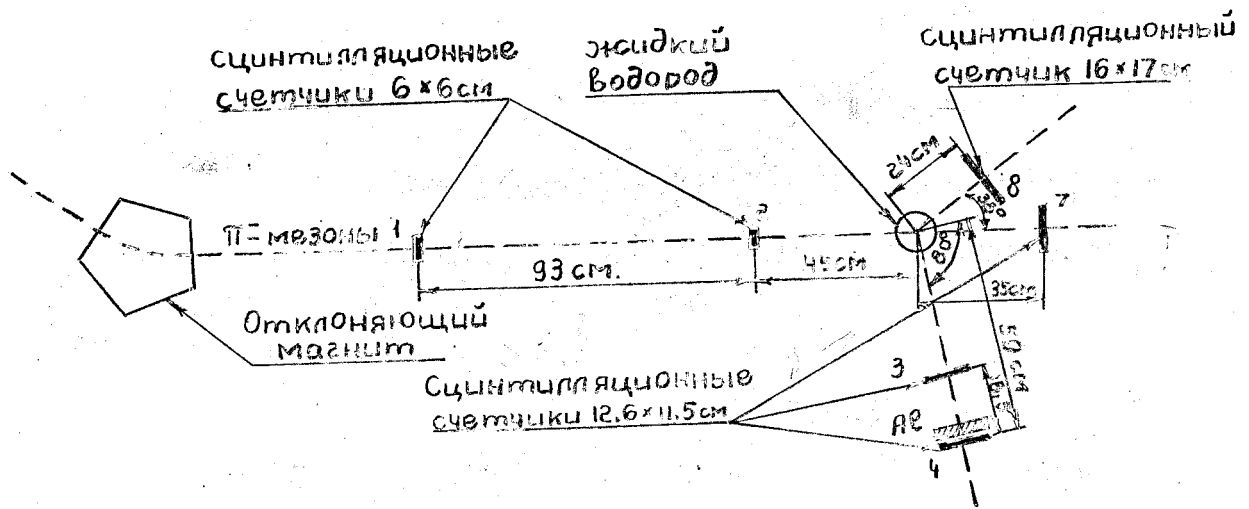


Рис. 2 Геометрия опыта

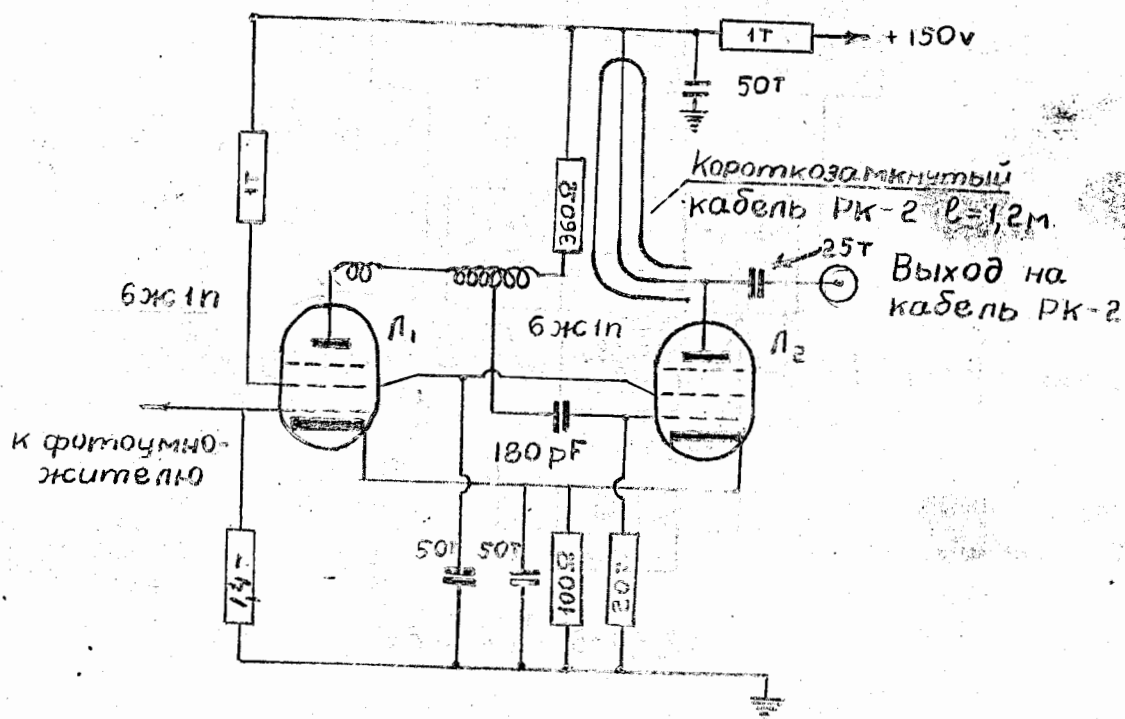


Рис. 3. формирующая ячейка.

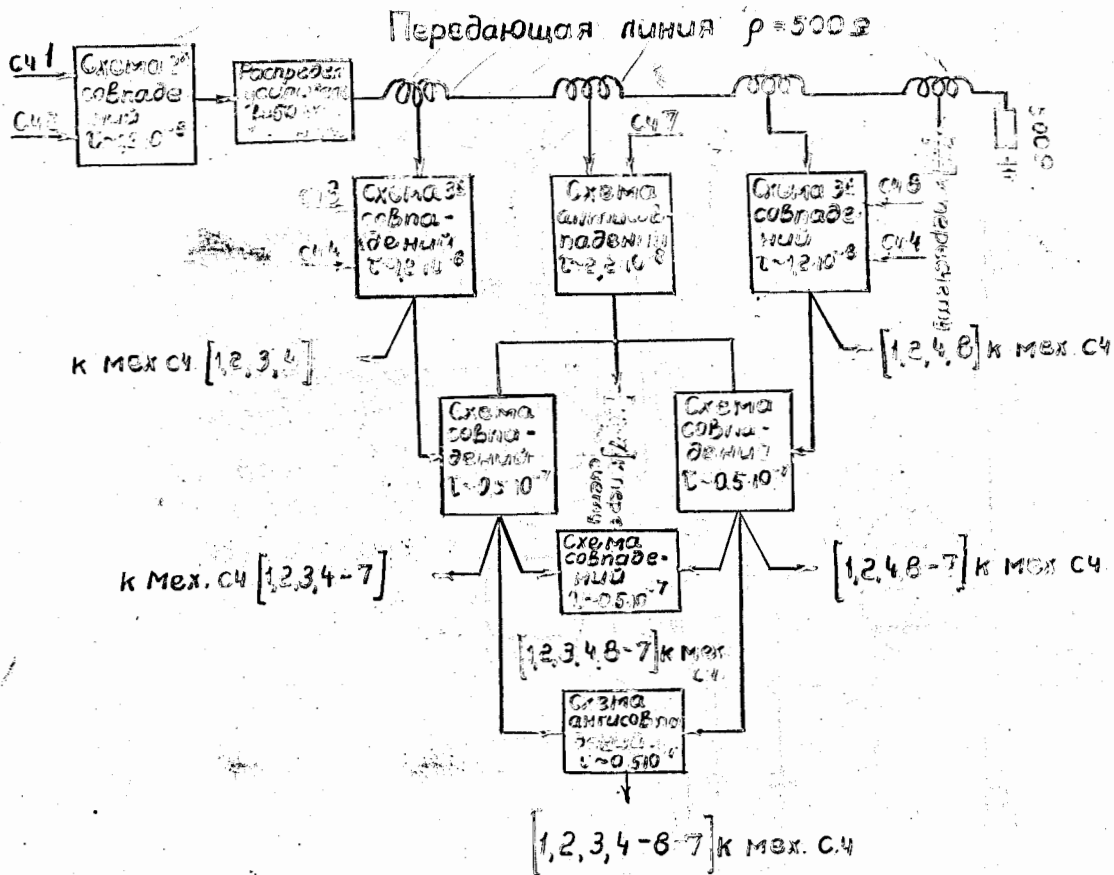


Рис. 4. Блок-схема электронной аппаратуры.

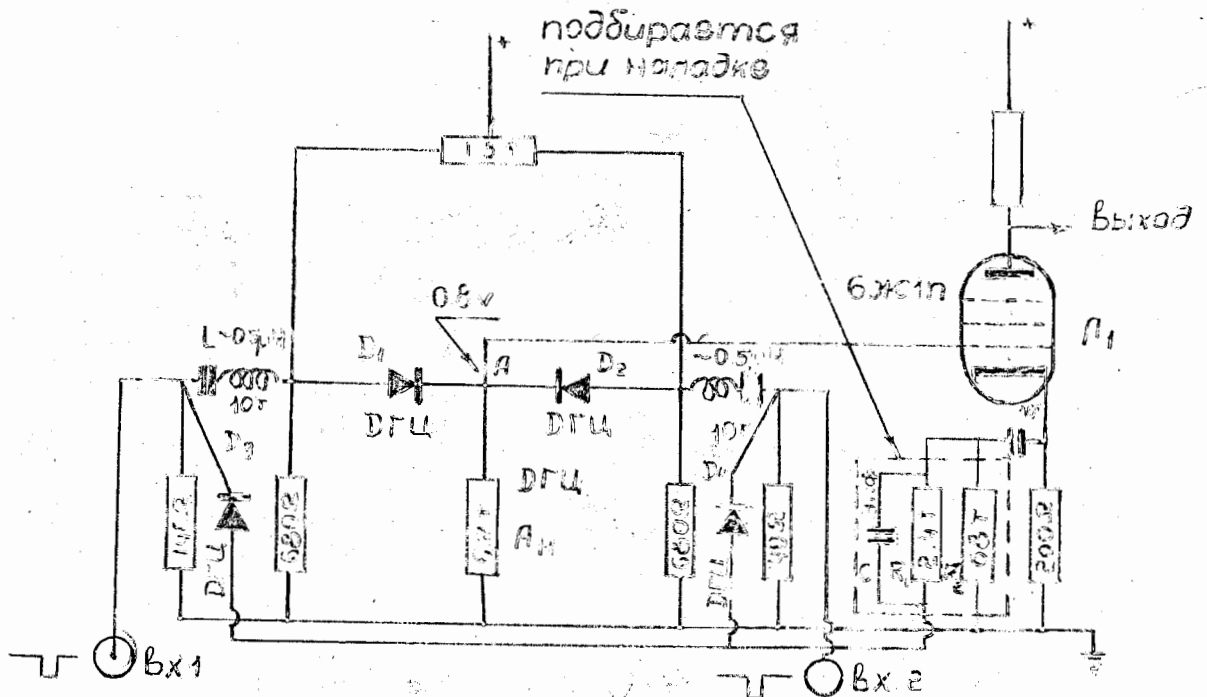


Рис. 5. Схема двойных совпадений (монитор)

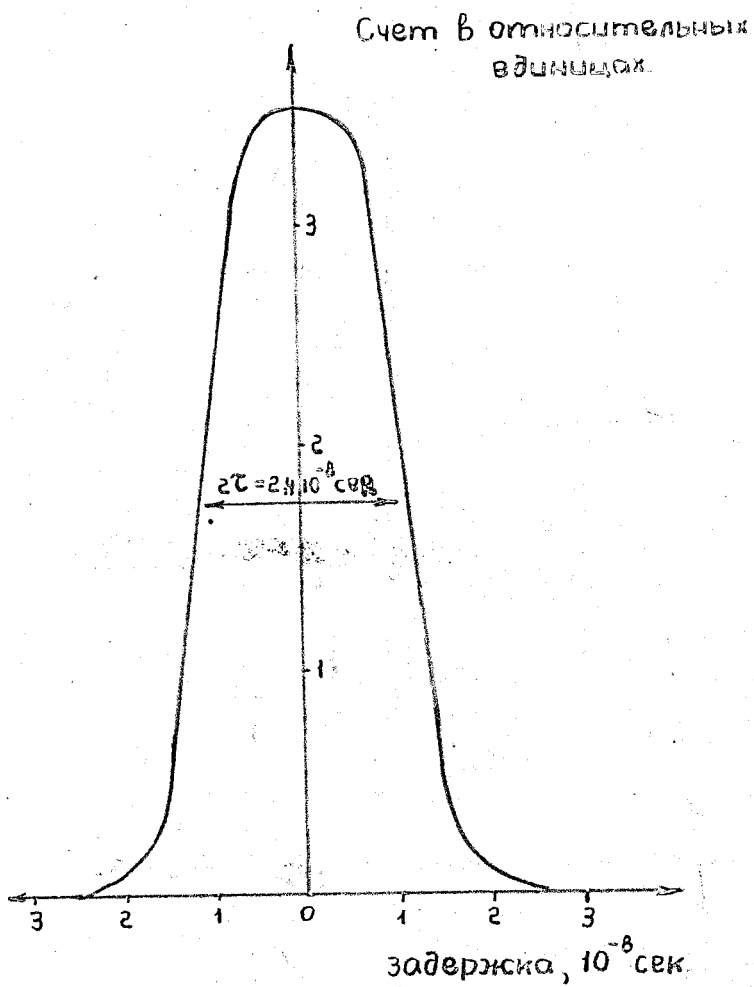


Рис. 6. Кривая разрешения схемы быстрых совпадений.

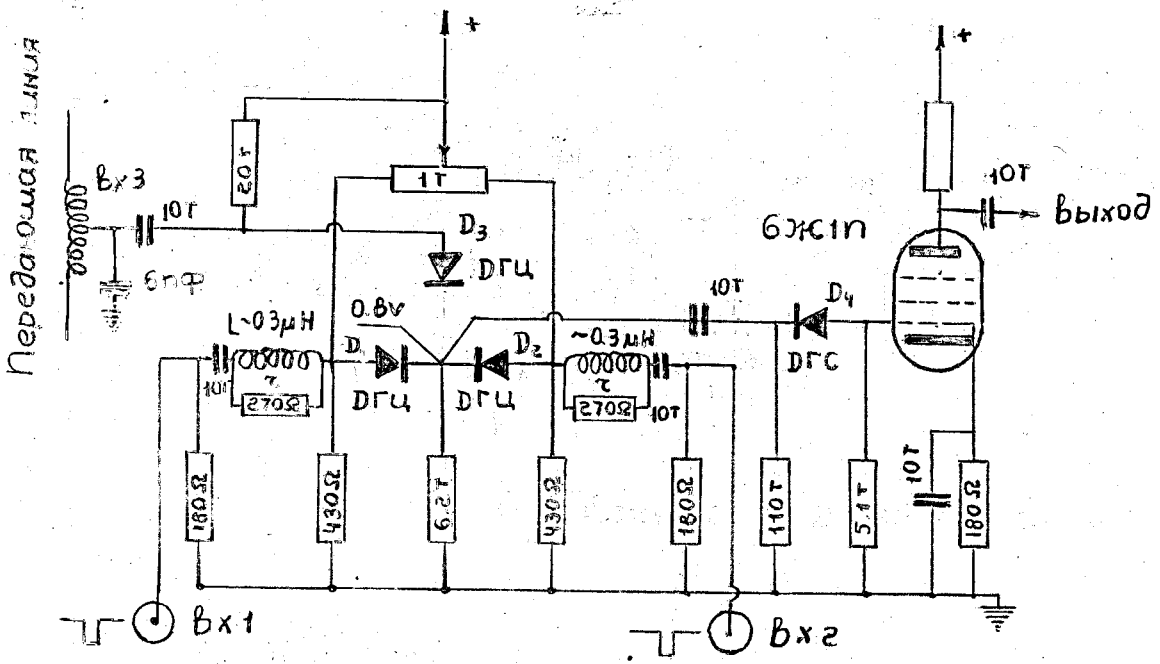


Рис 7 Схема 3^х совпадений (угловые телескопы)

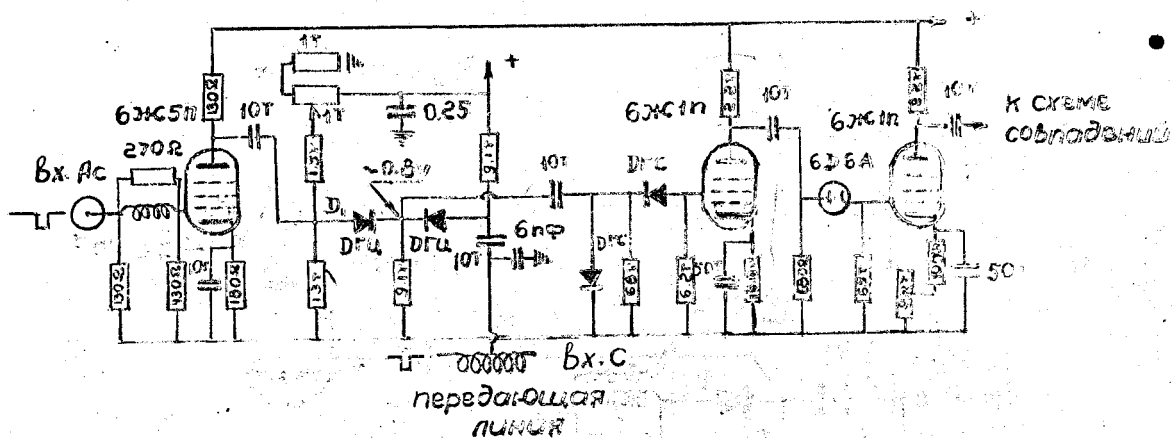


Рис. 8 Схема антисовпадений.

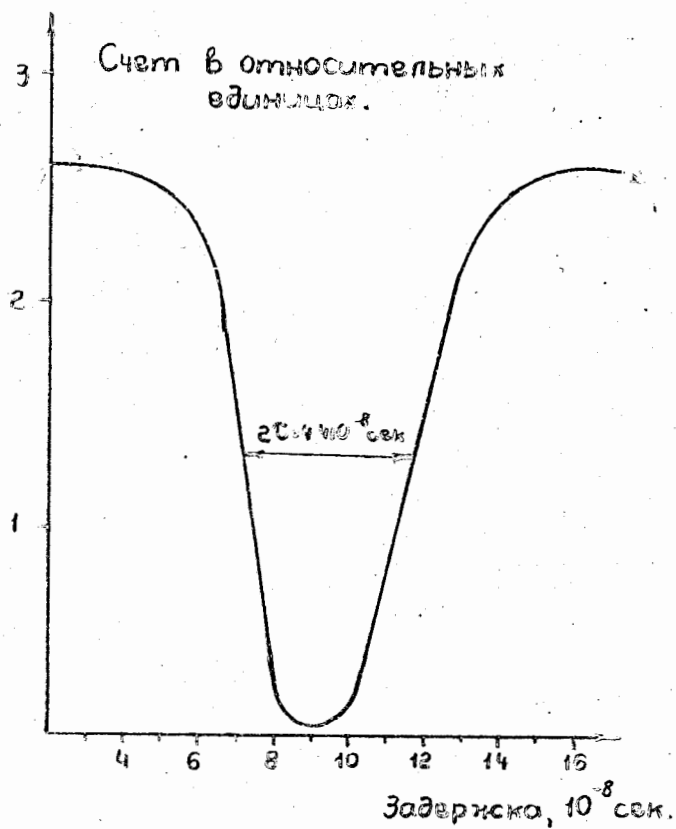


Рис. 9. кривая разрешения схемы быстрых антисовпадений.

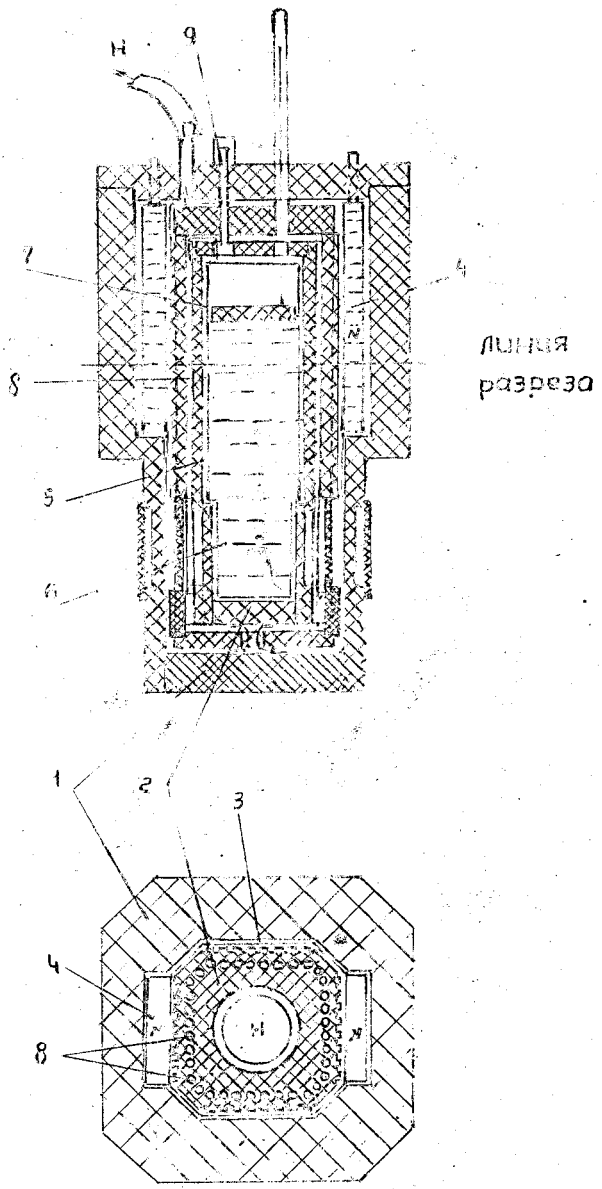


Рис. 10.

Дифференциальное сечение для образования заряженного мезона под углом 80° под сист. в 10^{27} см² стеррад.

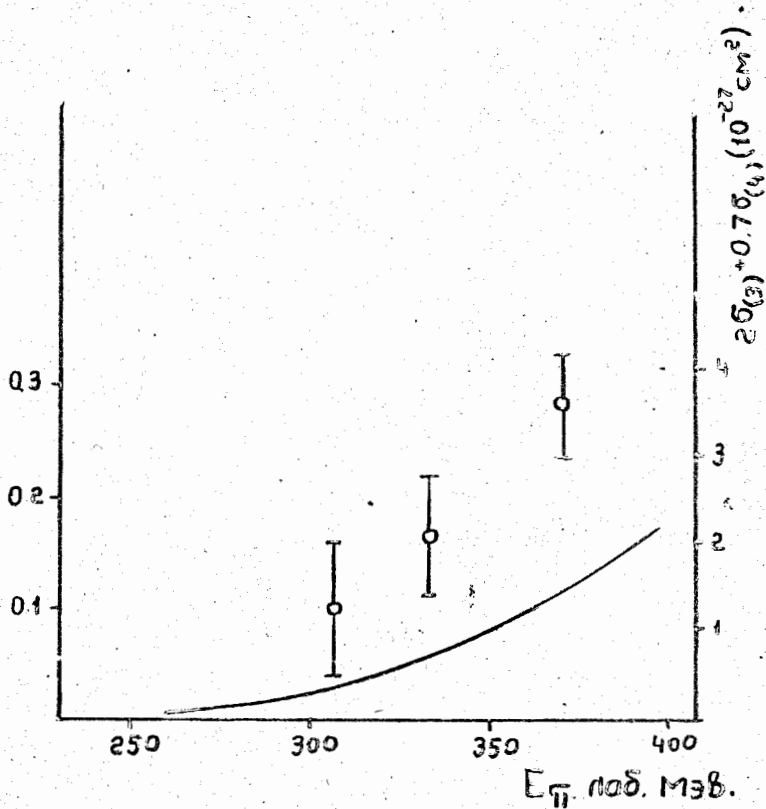


Рис. VII. Зависимость дифференциального сечения для образования заряженного π -мезона под углом 80° в лабораторной системе координат (105° в с.с.м.) от энергии падающего пучка π -мезонов.

Сплошная кривая получена на основании теории Чью и Лоу.