

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-911

3100/2-76

9/VIII-76

P1 - 9668

С.А.Бунятов, Г.В.Жолобов, Б.Ж.Залиханов,
В.С.Курбатов, М.М.Мусаханов, А.Халбаев, В.А.Ярба

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ И
 $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma n$ ПРИ ЭНЕРГИИ 270 МЭВ

1976

P1 - 9668

С.А.Бунятов, Г.В.Жолобов¹, Б.Ж.Залиханов,
В.С.Курбатов, М.М.Мусаханов,² А.Халбаев,³ В.А.Ярба¹

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ И

$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma n$ ПРИ ЭНЕРГИИ 270 МЭВ

Направлено в ЯФ

¹ Институт физики высоких энергий (Серпухов).

² Ташкентский государственный университет.

³ Институт ядерной физики АН УзССР.



1. Введение

Настоящая работа является продолжением систематических исследований реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога, предпринятых нами главным образом с целью получения информации о пион-пионном взаимодействии при низких энергиях.

Интерес к реакциям $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога возрос в конце 60-х годов в связи с появлением теории, основанной на киральной $SU_2 \times SU_2$ алгебре токов и гипотезе о частичном сохранении аксиально-векторного тока^{/1/}.

Однако при энергиях падающего пиона, меньших 300 МэВ, до последнего времени относительно детально был изучен только один канал: $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$.

Экспериментальные данные об этом канале были получены в 1965 г. в Дубне фотоэмульсионным методом^{/2/}. В 1974 г. нами были получены также фотоэмульсионным методом оценки полных сечений реакций $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ и $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$ при энергиях 230 и 275 МэВ^{/3/}.

Целью настоящей работы является исследование реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ при энергии 270 МэВ. В области низких энергий, до 300 МэВ, имеется всего два измерения сечения этого канала, которые сильно отличаются друг от друга.

В работе Чена и др.^{/4/}, выполненной в Принстоне, полное сечение измерялось по спектрам нейтронов; при энергии 291 МэВ сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ оценивается в $1,25 \pm 0,35$ мб.

В работе Кравцова и др.^{/5/} с помощью двух черенковских спектрометров регистрировались спектры электронов и позитронов, образовавшихся в результате конвер-

сии гамма-квантов от реакций $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$, $\pi^-p \rightarrow \pi^0\gamma n$, $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$, $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^-p$ в свинцовых конверторах. Проведенный анализ показал, что 76% спектра обусловлено гамма-квантами от реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$. Полное сечение этой реакции* оказалось равным $0,27 \pm 0,07$ мб.

В настоящей работе сечение реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$ определяется с помощью 4-канального годоскопа черенковских спектрометров по спектрам гамма-квантов от двух каналов реакций:



Как будет показано в дальнейшем, вклад от реакции /2/ в измеряемые спектры гамма-квантов в условиях нашего эксперимента составляет ~10%.

2. Экспериментальная установка

Для исследования реакций с образованием нейтральных частиц в конечном состоянии была создана экспериментальная установка, общий вид которой схематически показан на рис. 1.

Установка состоит из следующих основных частей:

1/ мониторингового телескопа из пяти сцинтилляционных счетчиков M1 M2 M3 M4 M5 для выделения взаимодействия пионов в водородной мишени;

2/ жидководородной мишени;

3/ четырех черенковских спектрометров полного поглощения (\check{C}_1 \check{C}_2 \check{C}_3 \check{C}_4) для регистрации гамма-квантов и измерения их энергии; перед каждым спектрометром был установлен свинцовый коллиматор и сцинтилляционный счетчик ($\bar{1}$, $\bar{2}$, $\bar{3}$, $\bar{4}$), включенный в схему антисовпадений.

Рабочая часть жидководородной мишени представляет собой стеклянный дьюар цилиндрической формы диаметром 12 см. Объем жидкого водорода - 3 л. Время полного испарения - 20 ч. Толщина стеклянных стенок

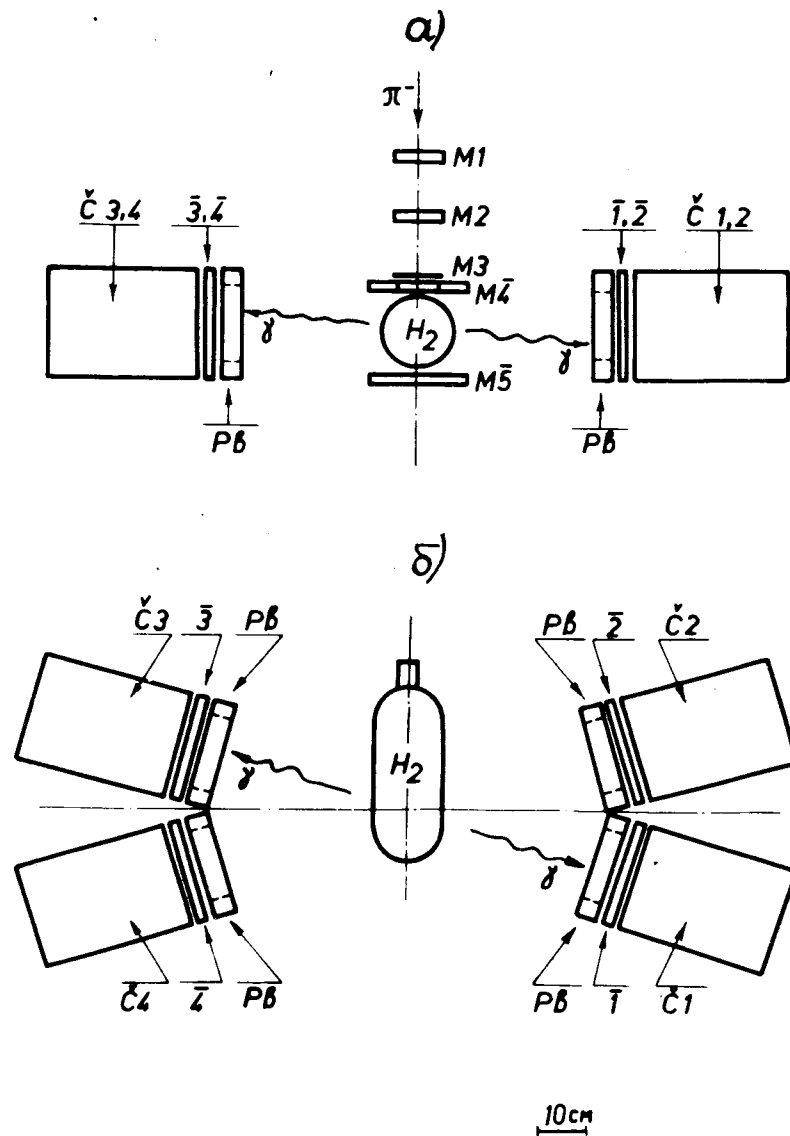


Рис. 1. Схематический вид экспериментальной установки: а/ вид сверху; б/ вид со стороны пучка.

* Измерения проводились при энергии 275 МэВ.

дьюара составляет 4 мм. Толщина оболочки из алюминия равна 2 мм.

Радиаторы гамма-спектрометров были изготовлены из свинцового стекла ТФ-1 с повышенной прозрачностью /0,1% на см/ в виде шестигранников с расстоянием между параллельными гранями 18 см и длиной 30 см /12 радиационных длин/. Каждый радиатор просматривался одним ФЭУ-49. Использование радиаторов повышенной прозрачности и тщательный подбор делителей напряжения для ФЭУ-49 позволили получить лучшие спектрметрические характеристики для спектрометров данного типа. Энергетическое разрешение спектрометров для гамма-квантов с энергией 129 МэВ равно /26±2%.

Для улучшения временных характеристик ФЭУ-49 использовался метод временной привязки по пересечению нуля; это улучшило разрешение в 4-5 раз. Временные разрешения спектрометров при регистрации гамма-квантов с энергиями 30-200 МэВ в среднем составляли /4-5/ нс. Более подробные данные о спектрометрах опубликованы в работах ^{6,7/}.

Свинцовые коллиматоры, помещенные перед радиаторами, вырезали окно диаметром 13 см с центром по оси спектрометра. Толщина стенок коллиматора составляла 4 см. Спектрометры были установлены попарно на расстоянии 40 см от центра мишени на подвижных платформах, которые могли вращаться вокруг оси, проходящей через центр водородной мишени.

Измерения проводились в двух геометриях. В геометрии I обе пары спектрометров были установлены под углом 90° к пучку, как показано на рис. 1. В геометрии II одна пара спектрометров была установлена под углом 60°, а другая - под углом 120°. В обоих случаях разные пары спектрометров находились на одной прямой, по обе стороны от водородной мишени.

3. Постановка эксперимента

Реакцию /1/ предполагалось выделять по $\gamma\gamma$ -совпадениям от пар черенковских спектрометров, находя-

щихся по разные стороны от мишени *. В этом случае возможны четыре различные комбинации: $(\check{C}_1 + \check{C}_3)$, $(\check{C}_1 + \check{C}_4)$, $(\check{C}_2 + \check{C}_3)$, $(\check{C}_2 + \check{C}_4)$. Углы между направлениями регистрируемых гамма-квантов в комбинациях $(\check{C}_1 + \check{C}_3)$ и $(\check{C}_2 + \check{C}_1)$ равны $180^\circ \pm 14^\circ$, а в комбинациях $(\check{C}_1 + \check{C}_4)$ и $(\check{C}_2 + \check{C}_3)$ - $156^\circ \pm 14^\circ$. Так как реакции с образованием заряженных частиц исключаются счетчиками $\bar{1}-\bar{4}$, включенными в канал антисовпадений, то, в принципе, установкой могут регистрироваться следующие реакции:



Сечение реакции /3/ при энергии 270 МэВ равно 20 мб, т.е. примерно в 100 раз превышает сечения реакций образования дополнительного пиона. Сечение реакции /2/, как электромагнитного процесса первого порядка по отношению к /3/, должно быть примерно такой же величины, как сечение /1/. Процесс радиационного излучения двух гамма-квантов /4/ рассматривался в работах ^{8,9,10/}. Теоретические оценки относительной вероятности процессов /4/ к /3/ составляют $1,2 \times 10^{-4}$ ^{9/}, а экспериментальная оценка верхнего предела этой величины для остановившихся пионов - $8,5 \times 10^{-4}$ ^{8/}. Из-за малости сечения этот процесс в дальнейшем не рассматривается.

Геометрия установки и пороги регистрации гамма-квантов были выбраны таким образом, чтобы полностью исключить возможность регистрации перезарядки /3/ и свести до минимума вклад от реакции /2/.

* Расчеты эффективности установки показали, что вероятность регистрации установкой 3 и 4 гамма-квантов более чем на порядок меньше, чем вероятность регистрации двух гамма-квантов.

Энергия π^0 -мезона от перезарядки под углами, близкими к 90° , составляет ~ 200 МэВ. Наиболее вероятный угол разлета между двумя гамма-квантами при такой энергии π^0 -мезона равен $\Theta_{\min} \approx 50^\circ$. Вероятность разлета под углами 180° сильно подавлена, и, кроме того, энергия одного из гамма-квантов /летящего в сторону, противоположную направлению π^0 -мезона/ не может превышать 15 МэВ. Для полного исключения возможности регистрации двух гамма-квантов от перезарядки при обработке данных устанавливался "программный" порог $E_{\gamma} > \geq 30$ МэВ. При таком пороге установка могла регистрировать два гамма-кванта от одного π^0 -мезона только с энергией $T_{\pi^0} \leq 50$ МэВ.

Что касается реакции /2/, то, как показали подробные расчеты, вероятность ее регистрации существенно подавлена в такой геометрии из-за сильной вытянутости вперед углового распределения свободного гамма-кванта и из-за довольно высокого энергетического порога $E_{\gamma} \geq 30$ МэВ. Реакция /1/ могла регистрироваться по двум гамма-квантам либо от распада одного π^0 -мезона, либо от распадов двух π^0 -мезонов.

В эксперименте использовалась электроника, разработанная в основном В.Борейко и др.^{/11/}, а также два типа блоков, разработанные Ю.Акимовым и др.^{/12/} в Лаборатории ядерных проблем.

Вся информация о регистрируемых событиях передавалась на стойку многомерного анализа^{/13/}, которая служила для кодировки и упаковки информации.

Со стойки многомерного анализа сигналы передавались в память анализатора АИ-4096, накапливались там, а затем с помощью программы связи передавались на ЭВМ "Хьюлетт-Паккард 2116-С".

Для калибровки спектрометров использовались гамма-кванты, образованные остановившимися π^- -мезонами в водородной мишени от реакций $\pi^-p \rightarrow n\pi^0$ и $\pi^-p \rightarrow p\gamma$ ^{/7/}.

4. Вычисление сечения реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\gamma p$

Так как в эксперименте измеряется суммарный спектр гамма-квантов от двух реакций /1/ и /2/, то для опре-

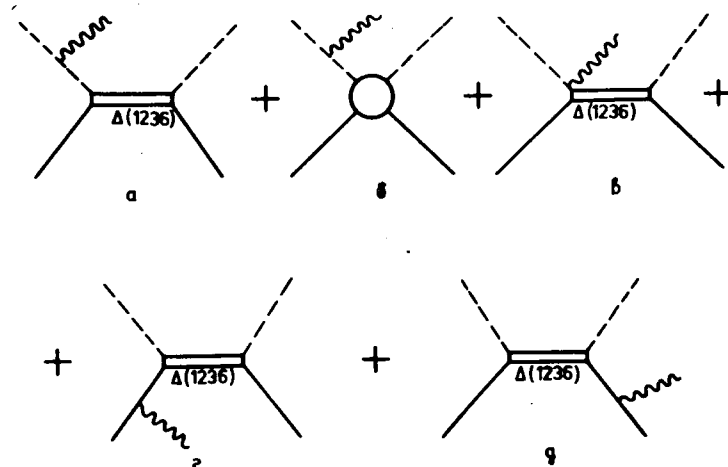


Рис. 2. Диаграммы, использованные при вычислении сечения реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\gamma p$.

деления спектра от реакции /1/ необходимо было учесть вклад от реакции /2/. Сечение процесса $\pi^-p \rightarrow \pi^0\gamma p$ было вычислено по модели М.М.Мусаханова с использованием диаграмм, изображенных на рис. 2. Проведенные нами ранее расчеты сечений реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^+\gamma p$ при энергиях 230 и 275 МэВ по этой модели^{/3/} оказались в хорошем согласии с экспериментом и с расчетами, основанными на соотношениях алгебры токов^{/14/}.

Главный вклад в сечение дают диаграммы /а/ и /б/ тормозного излучения π^- -мезона и часть диаграммы /г/, описывающая излучение заряда протона.

Так как основной вклад дает тормозное излучение π^- -мезона, то при его расчете учитывается как резонансная δ_{33} -фаза πN -рассеяния /диаграмма а/, так и нерезонансные S- и P-фазы /диаграмма б/; остальные диаграммы вычисляются в "резонансном" приближении.

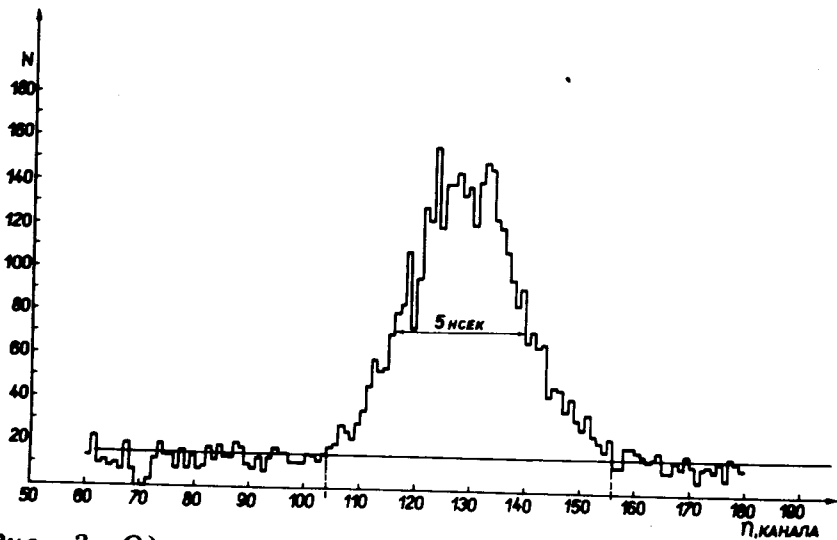


Рис. 3. Одномерное распределение времени появления сигнала от одного из спектрометров относительно монитора.

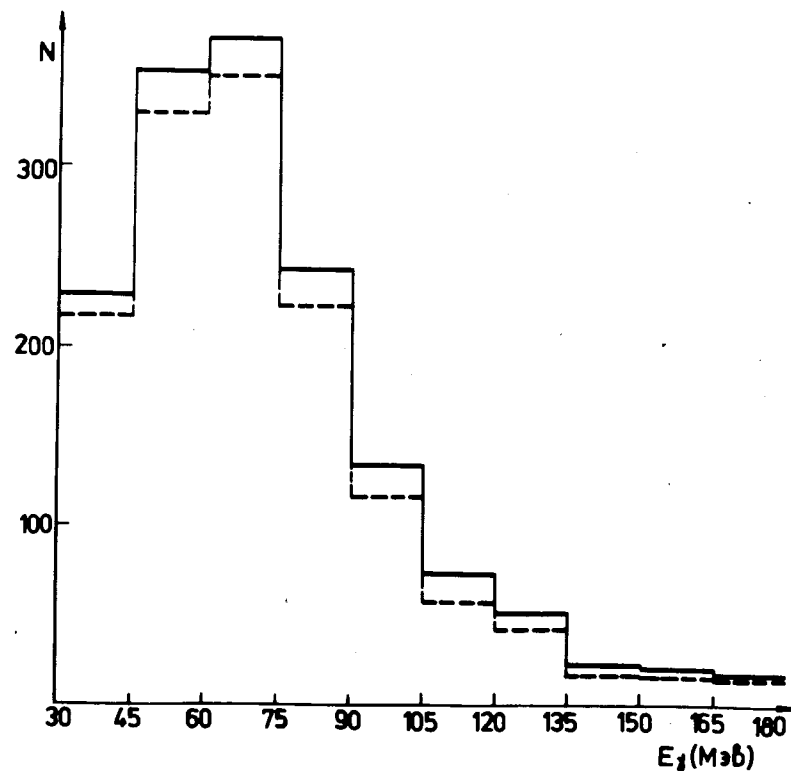
Вклад диаграмм а и б и части диаграммы г, описывающей излучение заряда протона, зависит от энергии гамма-кванта E_γ приблизительно как $1/E_\gamma$ и имеет максимум в направлении, близком к направлению импульса первичного π^- -мезона. Спектр гамма-квантов, соответствующий диаграмме в/в, практически не зависит от энергии E_γ и имеет почти изотропное угловое распределение. Учет контактной диаграммы, а также излучения магнитных моментов нейтрона и протона /диаграммы д и часть диаграммы г/, которые в сумме дают небольшой вклад в полное сечение, является существенным при вычислении спектра гамма-квантов под большими углами. Результаты расчетов полных сечений процесса /2/ при энергии 270 МэВ при разных порогах регистрации свободного гамма-кванта показаны в табл. 1

Рис. 4. Спектр гамма-квантов от реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma n$: сплошная линия - суммарный спектр, пунктир - реакция $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$.

Таблица 1

Сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma n$ при энергии 270 МэВ при разных порогах регистрации свободного гамма-кванта

№№ пп	Порог E_γ , МэВ	Полное сечение, мб
1	10	$0,33 \pm 0,03$
2	30	$0,24 \pm 0,02$
3	50	$0,18 \pm 0,02$



Точность расчетов в интервале энергий первичного π -мезона 100-300 МэВ не хуже 10%. Это связано с тем, что вклад структурных диаграмм /в, г, д/ учитывается с точностью 10%.

Из табл. 1 видно, что сечение сильно зависит от порога регистрации свободного гамма-кванта. Несмотря на то, что порог в условиях нашего эксперимента был установлен равным 30 МэВ, из-за учета экспериментального разрешения спектрометров при этой энергии / ± 8 МэВ/ могли регистрироваться гамма-кванты и с меньшей энергией /до 10 МэВ/. Поэтому при вычислении вклада процесса в измеряемые спектры устанавливался "программный" порог 10 МэВ.

5. Измерения спектров гамма-квантов от реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$

События, соответствующие реакциям /1/ и /2/, выделялись по $\gamma\gamma$ -совпадениям от двух черенковских спектрометров с монитором. На рис. 3 показано распределение времени появления сигнала на одном из спектрометров относительно монитора. Уровень случайных совпадений составляет ~10%. Эффект на водороде определялся путем вычитания отсчетов при пустой мишени. В среднем счет при пустой мишени составлял $45 \pm 5\%$ от общего счета.

На рис. 4 показан суммарный спектр гамма-квантов от двух реакций - сплошная линия - и спектр гамма-квантов от реакции /1/- пунктир. Последний получался вычитанием из суммарного спектра вклада от реакции /2/. Вклад от реакции /2/ не превышает 10% от суммарного спектра. На рис. 5 приведен спектр гамма-квантов от реакции /2/. На рис. 6 спектр гамма-квантов от реакции /1/ сравнивается с результатами моделирования в предположении, что матричный элемент реакции равен константе. Видно, что экспериментальный спектр мягче расчетного.

Для того, чтобы выяснить поведение спектров в более широком интервале углов, были проведены измерения

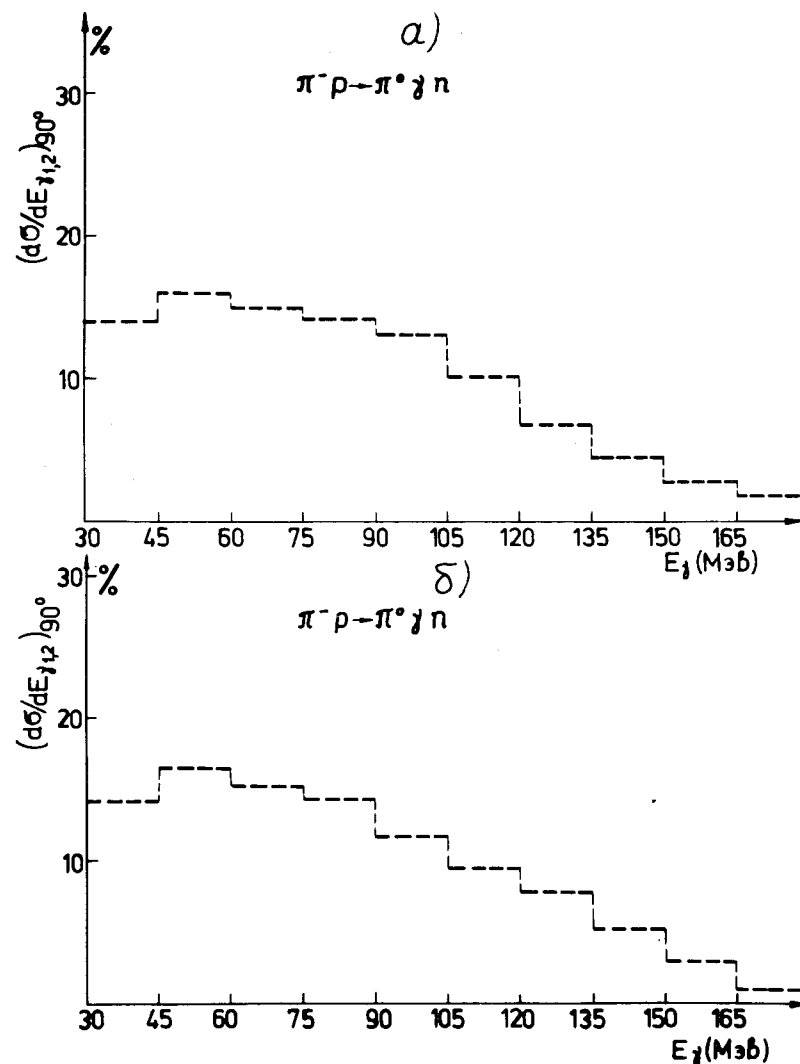


Рис. 5. Спектр гамма-квантов от реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$: а/ $\theta_\gamma = 90^\circ$, комбинации $(\check{C}_1 + \check{C}_3)$ и $(\check{C}_2 + \check{C}_4)$; б/ $\theta_\gamma = 90^\circ$, комбинации $(\check{C}_1 + \check{C}_4)$ и $(\check{C}_2 + \check{C}_3)$ /результаты моделирования/.

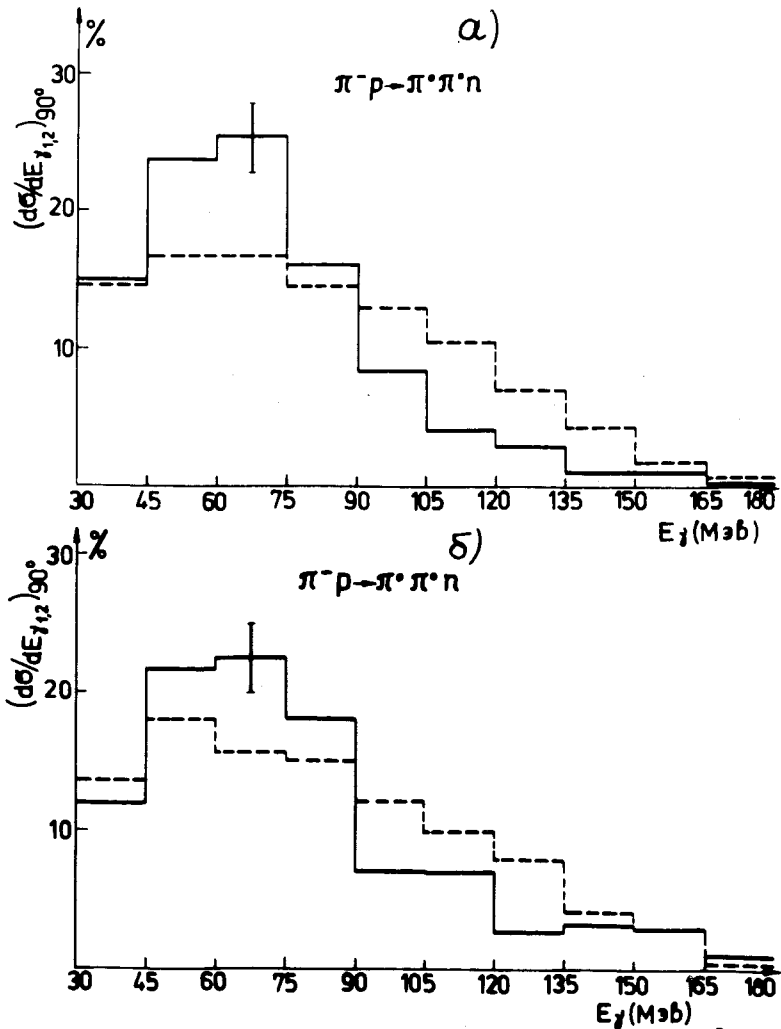


Рис. 6. Спектр гамма-квантов от реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^0 n$. Геометрия I. Сплошная линия - эксперимент; пунктир - результаты моделирования в предположении постоянного матричного элемента. а/ $\theta_\gamma = 90^\circ$, $\gamma\gamma$ -совпадения ($\check{C}_1 + \check{C}_3$) и ($\check{C}_2 + \check{C}_4$); б/ $\theta_\gamma = 90^\circ$, $\gamma\gamma$ -совпадения ($\check{C}_1 + \check{C}_4$) и ($\check{C}_2 + \check{C}_3$).

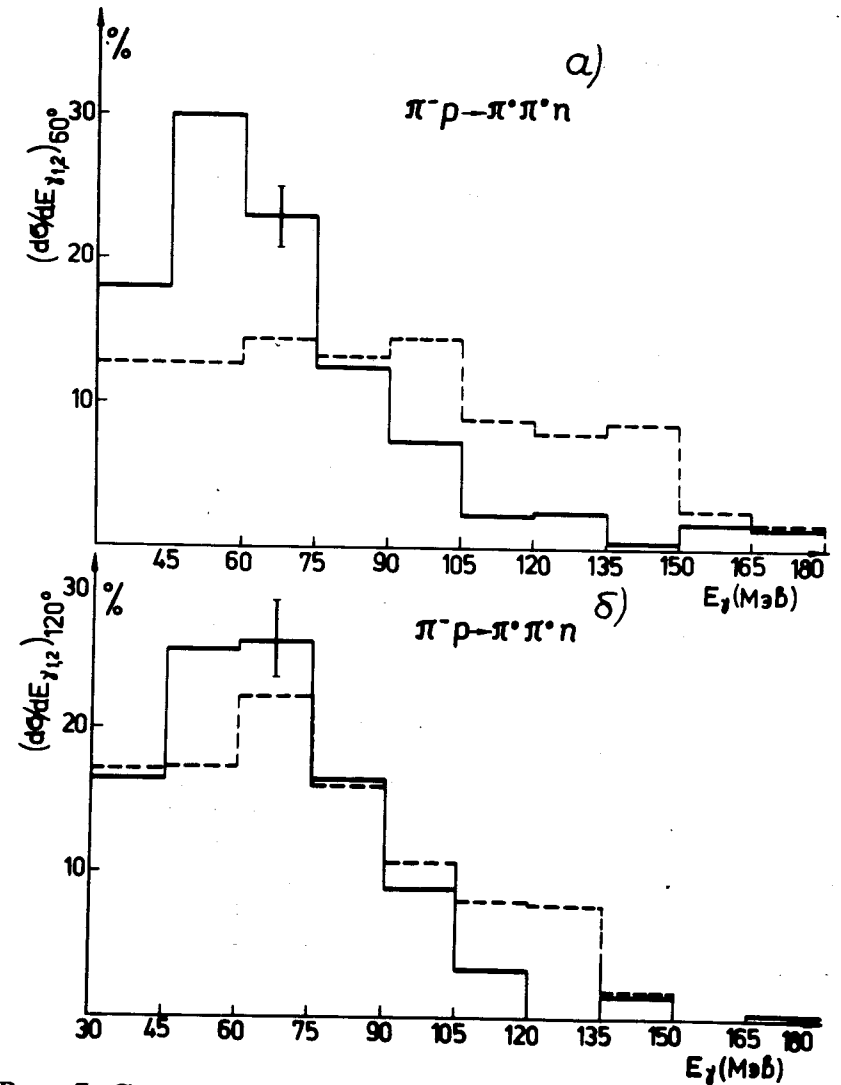


Рис. 7. Спектр гамма-квантов от реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^0 n$. Геометрия II. Сплошная линия - эксперимент; пунктир - результаты моделирования в предположении постоянного матричного элемента. а/ $\theta_\gamma = 60^\circ$. Спектрометры \check{C}_1 и \check{C}_2 , $\gamma\gamma$ -совпадения ($\check{C}_1 + \check{C}_3$) и ($\check{C}_2 + \check{C}_4$); б/ $\theta_\gamma = 120^\circ$. Спектрометры \check{C}_3 и \check{C}_4 , $\gamma\gamma$ -совпадения ($\check{C}_1 + \check{C}_3$) и ($\check{C}_2 + \check{C}_4$).

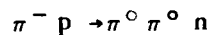
в другой геометрии: спектрометры \check{C}_1 и \check{C}_2 устанавливались под углом 60° , а спектрометры \check{C}_3 и \check{C}_4 - под углом 120° по отношению к импульсу первичных пионов. Результаты измерений показаны на рис. 7. Поведение спектра по сравнению с расчетным не меняется. Экспериментальный спектр, как и в первой геометрии, мягче расчетного. Кроме того, в обеих геометриях наблюдается различие в эффективности регистрации двух γ -квантов в зависимости от углов между парами спектрометров, счет в парах, находящихся под углом 180° , на 20% больше, чем счет в парах, находящихся под углом 156° .

Были проведены расчеты с матричным элементом

$$M^2 = 0,5 + \frac{k_{12}^2}{k_{12 \max}^2}$$

/где k_{12} - относительные импульсы двух π^0 -мезонов/, отражающим аномалию в спектре масс двух пионов, впервые наблюденную в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ вблизи порога /15/. Аналогичная аномалия должна наблюдаться и в спектре масс двух пионов реакции /1/. Результаты расчетов эффективностей регистрации двух γ -квантов с новым матричным элементом отличались не более чем на 5% от прежних расчетов; отличие от экспериментального спектра сохранилось. Рассматривалась также возможность описания наблюдаемого спектра гамма-квантов за счет анизотропии углового распределения π^0 -мезонов в с.с.и. Однако для согласия с экспериментом требуется слишком большая анизотропия, что мало вероятно при энергии 270 МэВ . Причиной расхождения с расчетами может быть более мягкий характер спектров π^0 -мезонов от реакции /1/ в рассматриваемой геометрии по сравнению с фазовым объемом.

6. Определение полного сечения реакции



Полное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ вычислялось по формуле

$$\sigma = \frac{N_{\gamma\gamma} - n_{\gamma\gamma}}{IN_H \epsilon}$$

где $N_{\gamma\gamma}$ - измеренное число $\gamma\gamma$ -совпадений, $n_{\gamma\gamma}$ - вычисленное число $\gamma\gamma$ -совпадений от реакции /2/ с учетом эффективности установки, I - поток пионов, падающих на мишень, N_H - число ядер водорода на см^2 в жидководородной мишени, ϵ - эффективность экспериментальной установки к регистрации $\gamma\gamma$ -совпадений от реакции /1/.

Эффективность регистрации реакций /1/ и /2/ по $\gamma\gamma$ -совпадениям рассчитывалась методом Монте-Карло на ЭВМ CDC - 6400. Для реакции /2/ расчеты проводились с матричным элементом, описываемым диаграммами /рис. 2/. Для реакции /1/ матричный элемент считался постоянным. Программа выдавала эффективности регистрации двух гамма-квантов для каждой из возможных двойных комбинаций спектрометров и спектры гамма-квантов для каждого спектрометра.

Доля пионов в пучке определялась по времени пролета. Аппаратурное разрешение системы, состоящей из 4 сцинтилляционных счетчиков, равнялось 130 пс . Счетчики перекрывали площадь $3 \times 3 \text{ см}^2$. База между счетчиками равнялась 6 м . Доля пионов в пучке составляла по этим измерениям $0,90 \pm 0,02$. Энергия пучка равнялась $270 \pm 14 \text{ МэВ}$.

При вычислении сечения вносились следующие поправки: на угловую расходимость пучка /5%/, на ослабление потока за счет поглощения пионов в стенках мишени /4%/, на просчеты схем совпадения монитора /6%/, на поглощение гамма-квантов в стенках мишени и в веществе сцинтиллятора /4%/.

Измерения проводились в трех сеансах, в двух геометриях. Через установку было пропущено $4,1 \times 10^9$ частиц в I сеансе; $4,3 \times 10^9$ - во II сеансе и 3×10^9 - в III сеансе. Результаты измерений полных сечений приведены в табл. 2.

Полное сечение реакции /1/, усредненное по трем сеансам, $\sigma = 0,32 \pm 0,04 \text{ мб}$; ошибка измерений определялась по дисперсии результатов измерения сечения в трех сеансах.

Таблица 2

Полные сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p \pi$ при энергии (270±15) МэВ

№ комбинации	Сеанс №1, I геом.		Сеанс №2, II геом.		Сеанс №3, I геом.	
	$N_{\gamma\gamma-\pi,\gamma\gamma}$	σ , мбн	$N_{\gamma\gamma-\pi,\gamma\gamma}$	σ , мб	$N_{\gamma\gamma-\pi,\gamma\gamma}$	σ , мб
$\check{C}_1 + \check{C}_3$	360	0,41	276	0,36	365	0,41
$\check{C}_1 + \check{C}_4$	249	0,29	191	0,22	286	0,34
$\check{C}_2 + \check{C}_3$	229	0,26	188	0,22	-	-
$\check{C}_2 + \check{C}_4$	384	0,42	273	0,33	345	0,38
	1222	0,34±0,08	928	0,29±0,07	996	0,36±0,04

7. Сравнение с результатами других работ

Сечение реакции /1/ при энергиях до 300 МэВ измерялось в двух работах. В работе Чена и др.^{/4/} при энергии 291 МэВ сечение реакции /1/ равно $1,25 \pm 0,35$ мб, в работе Кравцова и др. при энергии 275 МэВ сечение равно $0,27 \pm 0,07$ мб. Результаты работы Чена и др. противоречат нашим измерениям и результатам Кравцова и др.^{/5/}. Кроме того, они находятся в противоречии с измерениями полных сечений реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ ^{/2/}, если использовать изотопическую инвариантность. На это обстоятельство было обращено внимание в работе М.Макарова и др.^{/16/}. Сечение реакции /1/ не может быть столь большим. Единственным объяснением возможного роста неупругого сечения в интервале 270-290 МэВ может быть/ если экспериментальные данные верны/ появление нового канала $\pi^- p \rightarrow n + X^0$.

Измеренное нами полное сечение реакции /1/ находится в согласии с оценкой этой величины, полученной в работе Кравцова и др.^{/5/}. Однако имеется два замечания в связи с обсуждаемыми в данной работе вопросами.

Первое замечание относится к объяснению спектра электронов и позитронов. В эксперименте Кравцова и др.^{/5/} регистрировались электроны, полученные в результате конверсии гамма-квантов в свинцовых конверторах /Pb; 2,5 мм/, помещенных перед спектрометрами. Полученное экспериментальное распределение по энергосодержанию в спектрометрах оказалось намного мягче по сравнению с результатами моделирования в предположении, что спектр γ -квантов от реакции /1/ описывается постоянным матричным элементом. Для описания экспериментального распределения авторы предполагали, что в 50% событий тормозное излучение электронов в конверторах не регистрируется спектрометрами.

Как видно из наших измерений, спектры γ -квантов не описываются постоянным матричным элементом и существенно мягче по сравнению с теоретически рассчитанными. По-видимому, именно это обстоятельство, а не

частичная регистрация энергетических потерь электронов служит главной причиной смятения спектра электронов.

Величина полного сечения реакции /1/, полученная в работе Кравцова и др.^{/5/} в предположении, что спектрометры полностью регистрируют энергетические потери электронов, равна $0,23 \pm 0,07$ мб.

Второе замечание относится к теоретическим расчетам сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma p$. В работе Кравцова и др.^{/5/} для описания этого процесса использовались две диаграммы: диаграмма *a* /рис. 5/ и диаграмма однопионного обмена. Диаграмма однопионного обмена была введена в работах Л.Неменова и др.^{/17/} для описания жесткой части спектра γ -квантов от реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \gamma p$ при энергии 340 МэВ; при этом согласно с экспериментом было достигнуто при значении константы $\gamma 3\pi$

взаимодействия $C_{\gamma 3\pi}^2 = 0,9^{+0,22}_{-0,52}$ /18/. Возможность опи-

сания жесткой части спектра γ -квантов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \gamma p$ послужила поводом для использования диаграммы однопионного обмена и в случае процесса /2/. Однако включение диаграммы однопионного обмена вносит существенные трудности в понимание процессов радиационного рассеяния. Так, подсчитанная нами величина сечения процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma p$ при энергии 450 МэВ и значении константы $C_{\gamma 3\pi}^2 = 0,9$ оказалась равной при $E_\gamma \geq 10$ МэВ $0,60$ мб, а без учета этой диаграммы - $0,25$ мб. То есть с ростом энергии вклад диаграммы однопионного обмена становится преобладающим, что приводит к сильному росту сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma p$ с увеличением энергии от 270 до 450 МэВ; в то время как сечение перезарядки падает от 20 до 10 мб при этих энергиях. Этот факт ставил под сомнение разумность введения диаграммы однопионного обмена для описания радиационного рассеяния.

В 1971 г. появились теоретические оценки константы $C_{\gamma 3\pi}^2$ на основе соотношений алгебры токов. В работах М.Терентьева^{/19/} и Адлера и др.^{/20/} для этой константы получено значение $C_{\gamma 3\pi}^2 = 0,042$, т.е. в 25 раз меньше,

чем это следует из модели $\pi^- p \rightarrow \pi^- \gamma p$ /18/. Поэтому введение диаграммы однопионного обмена представляется не оправданным. Для описания жесткой части спектра в процессах радиационного рассеяния необходимо учитывать контактную диаграмму /рис. 2в/, включение которой диктуется фундаментальными соображениями: без этой диаграммы амплитуда радиационного рассеяния не удовлетворяет градиентной инвариантности.

Авторы выражают благодарность А.А.Тяпкину, Л.И.Лапидусу, В.М.Сидорову за постоянный интерес и внимание к работе, В.Г.Зинову, А.Н.Синаеву, А.И.Калинину за обеспечение эксперимента электроникой и полезные обсуждения, Н.А.Лебедеву за техническую помощь при проведении эксперимента.

Литература

1. S. Weinberg. Proc. of the XIV Conf. on High Energy Phys., Vienna, 1968.
2. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ЯФ, 1, 526 /1965/.
3. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян, В.М.Сидоров, М.Мусаханов, Г.Ионице, Е.Лозняну, В.Михул, Д.Тувдендорж. ЯФ, 21, 308 /1975/.
4. K. W. Chen, P. A. Crean, M. G. Houser (Princeton). Материалы XV Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970.
5. А.В.Кравцов, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов, Е.А.Старченко, Д.М.Хазинс. ЯФ, 20, 942 /1974/.
6. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, А.Халбаев. Сообщение ОИЯИ, P13-8987, Дубна, 1975.
7. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, А.Халбаев. Препринт ОИЯИ, P13-9491, Дубна, 1976.
8. I. M. Vasilevski et al. Nucl. Phys., B9, 673, 1969.
9. Л.И.Лапидус, М.М.Мусаханов. ЯФ, 15, 1002, 1972.
10. М.Вишинеску, В.Дубовик. Сообщение ОИЯИ, P2-8444, Дубна, 1974.
11. В.С.Борейко и др. Препринт ОИЯИ, 13-6396, Дубна, 1972.
12. Yu. Akimov et al. Nuclear Science, v. 19, 404 /1972/.
13. А.Н.Синаев, А.А.Стахин. Сообщение ОИЯИ, 13-7656, Дубна, 1974.

14. R. Baier et al. *Nucl. Phys.*, B27, 589 /1971/.
15. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. *ЖЭТФ*, 43, 2015 /1962/.
16. М.М. Макаров, Г.З. Обрант, В.В. Саранцев. *ЯФ*, 17, 170 /1973/.
17. Л.Л. Неменов. Препринт ОИЯИ Р-111, Дубна, 1962;
В.А. Мещеряков, Л.Л. Неменов, Л.Д. Соловьев. *ЖЭТФ*, 45, 1188 /1963/.
18. Т.Д. Блохинцева. Автореферат диссертации. ОИЯИ, 1-6233, Дубна, 1971.
19. М.В. Терентьев. Письма *ЖЭТФ*, 14, 140 /1971/;
Phys. Lett., 38B, 419 /1972/.
20. S.L. Adler et al. *Phys. Rev.*, D4, 3479 /1971/.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 апреля 1976 года.