

21/vi-71

СЗ46.48

Д-148

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 5781

2064/2-71



5781

В. Дайнет, Г. Мюллер, Д. Шмитт,  
Г.-М. Штауденмайер, С. Бунятов, В. Курбатов,  
Э. Заваттини

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

РЕАКЦИЯ  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p^0 n$

ПРИ ЭНЕРГИИ 447 МЭВ

1971

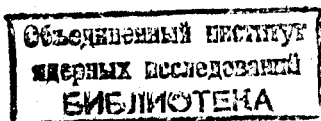
P1 - 5781

В. Дайнет\*, Г. Мюллер\*, Д. Шмитт\*,  
Г.-М. Штауденмайер\*, С. Бунятов, В. Курбатов,  
Э. Заваттини\*\*

РЕАКЦИЯ  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$   
ПРИ ЭНЕРГИИ 447 МЭВ

---

\* Институт экспериментальной ядерной физики, Карлсруэ.  
\*\* ЦЕРН, Женева.



1. Эксперимент выполнен на протонном синхротроне ЦЕРН'а с помощью нейтронного спектрометра недостающих масс/1/. Целью работы является исследование реакции



вблизи порога рождения  $\Sigma, \Sigma^*$  - изобары (390 Мэв). При энергии 447 Мэв кроме реакции (1) могут идти реакции



и



Сумма полных сечений реакций (2) и (3) по оценкам равна 0,1 - 0,2 мб и в данной работе эти каналы не рассматриваются. Поэтому в дальнейшем анализе предполагается, что основным неупругим каналом является реакция (1). Дифференциальные сечения нейтронов от этой реакции были измерены Барिशем и др./2/ при энергиях 374, 417 и 454 Мэв. Однако при энергии 454 Мэв измерения были выполнены только в интервале углов вылета нейтронов в лабораторной системе  $10 - 25^\circ$ .

В данном эксперименте измерены дифференциальные сечения реакции (1) в интервале углов  $20^\circ - \theta_{\text{макс}}$ . ( $\theta_{\text{макс}} \sim 60^\circ$ ) при энергии 447 Мэв. Кроме того, в отличие от эксперимента Бариша и др./2/ в дан-

ной работе регистрировались не только нейтроны, но и  $\gamma$ -кванты от распадов  $\pi^0$ -мезонов.

Интерес к этой реакции связан с тем, что это один из двух основных каналов, в которых может проявиться ( $\pi\pi$ )-взаимодействие в конечном состоянии с изотопическим спином  $T=0$ ; в частности, могут наблюдаться особенности в области малых значений масс двух  $\pi$ -мезонов, связанные с проявлением т.н. треугольной диаграммы<sup>3,4</sup> вблизи порога рождения  $\Delta_{33}$  изобары. Выбор энергии определялся также тем, что при близких энергиях имелись данные по всем остальным каналам реакций  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ , что важно для проведения детального парциально-волнового анализа.

Экспериментальная установка схематически показана на рис. 1. Пучок отрицательных  $\pi$ -мезонов мониторировался счётчиками 1, 2 и  $\bar{7}$ ; разброс пучка по импульсу составлял  $\frac{\Delta p}{p} \approx 1\%$ , интенсивность -  $10^5$  мезонов/цикл. Примесь  $\mu$  и  $e$  составляла 11%. Растяжка пучка - 250 - 300 мсек. Водородная мишень длиной 10 см и диаметром 6 см была окружена счётчиками  $\bar{3}$  и  $\bar{4}$ , что позволяло выделять реакции только с нейтральными вторичными частицами. Нейтроны регистрировались одним из пяти сцинтилляционных счётчиков, каждый из которых имел длину 160 см и диаметр 10 см.

Сцинтилляторы просматривались с обоих торцов (А и В) фотоумножителями 56AVP. Это позволяло определить с точностью  $\pm 3$  см координату точки взаимодействия нейтрона в сцинтилляторе по разности времени распространения светового сигнала до обоих ФЭУ<sup>5</sup>. Одновременно измерялось время пролета от базового счётчика 1 до верхнего (В) и нижнего (А) торца нейтронного счётчика. Путем усреднения этих двух измерений определялось время пролета нейтрона с точностью  $\pm 0,8$  нсек. Счётчик  $\bar{5}$  (160 x 60 x 1,5 см<sup>3</sup>) включен на антисовпадения и исключает заряженные частицы, летящие в сторону нейтронных счётчиков. Для амплитудного анализа регистрировались также величины импульсов с обоих выходов ФЭУ А и В. При обработке на ЭВМ отбрасывались случаи, когда срабатывал более чем один ФЭУ на концах А или В. С помощью техники совпадений отбирались случаи, когда нейтрон регистрировался в заданном интервале времени пролета (12 + 54 нсек). Вся электронная

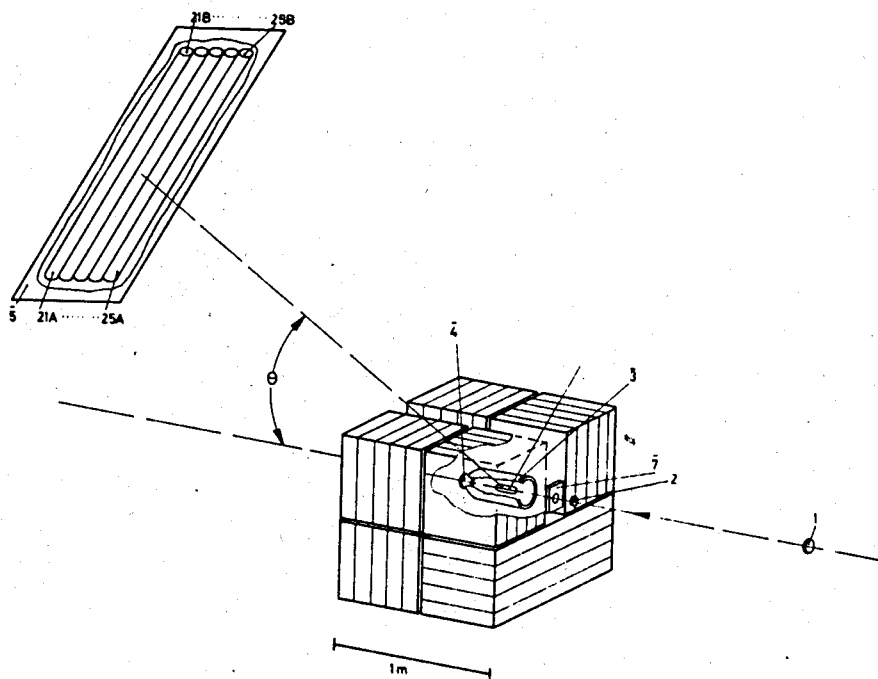


Рис. 1. Общий вид экспериментальной установки.

информация для каждого случая с пяти шкал и одной годоскопической ячейки записывалась на пятидорожечную бумажную ленту с помощью перфоратора. Такая запись содержала полную информацию о нейтроне (измерение координаты определяет угол вылета  $\theta_n$ , а измерение времени пролета дает величину импульса  $|p_n^{\rightarrow}|$ ) и позволяла получать спектр недостающих масс. Кроме нейтрона в данном эксперименте дополнительно регистрировались  $\gamma$ -кванты от распада  $\pi^0$ -мезонов с помощью системы оптических искровых камер, которые почти полностью окружали водородную мишень. Небольшая щель шириной  $\approx 10$  см оставалась в направлении пучка и нейтронных счётчиков. Стенки искровых камер были выполнены из пластин нержавеющей стали толщиной 1,5 мм. Ширина искровых промежутков была 6 мм.

Искровые камеры были изготовлены в виде модулей двух размеров:  $60 \times 60$  см<sup>2</sup> и  $60 \times 120$  см<sup>2</sup>. Блок камер собирался из пяти модулей, каждый из которых состоял из 10 промежутков. Всего в установке имелось 4 блока размером  $60 \times 60$  см<sup>2</sup> и 2 блока размером  $60 \times 120$  см<sup>2</sup>, то есть 300 искровых промежутков. Толщина каждого блока соответствовала 4 радиационным длинам ( $\approx 8$  см стали).

С помощью системы зеркал изображения всех искровых камер (в двух ортогональных проекциях) фотографировались одним фотоаппаратом на перфорированную пленку шириной 35 мм. Фотографировалось одно событие в одном цикле ускорителя, что лимитировалось скоростью лентопротяжного механизма ( $\approx 1$  кадр/сек).

Нейтронные счётчики располагались на расстоянии  $\approx 2$  м от водородной мишени и покрывали интервал углов вылета в лабораторной системе от  $20^\circ$  до  $60^\circ$ . Регистрировались нейтроны в интервале времени пролета от 12 до 54 нсек, что соответствует интервалу недостающих масс 0 - 450 Мэв и интервалу импульсов нейтрона 600 - 150 Мэв/с.

На рис. 2 и 3 показана кинематика реакции (1). Как видно из рис. 3, выбранный интервал времени пролета включает часть реакции перезарядки  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ ; пик от  $\pi^0$ -мезонов в распределении по недостающей массе использовался для контроля работы аппаратуры.

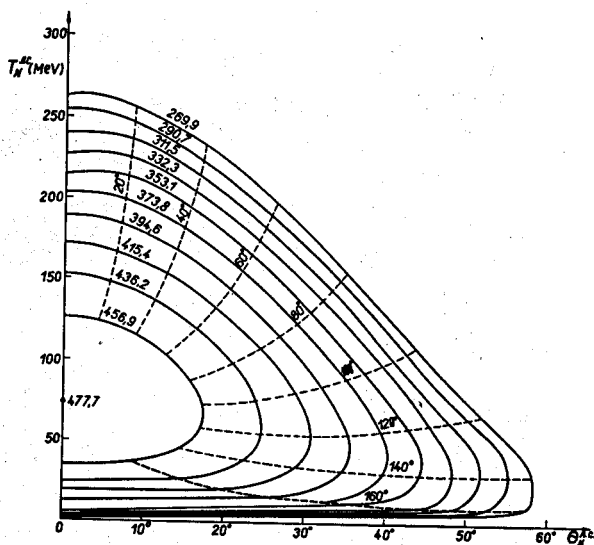


Рис. 2. Кинематика реакции (1). Ось абсцисс – угол вылета нейтрона в лабораторной системе, ось ординат – кинетическая энергия нейтрона в лабораторной системе. Сплошные кривые – линии одинаковой массы  $m_{\pi^0 \pi^0}$ , пунктир – линии одинакового угла вылета нейтрона в системе центра масс.

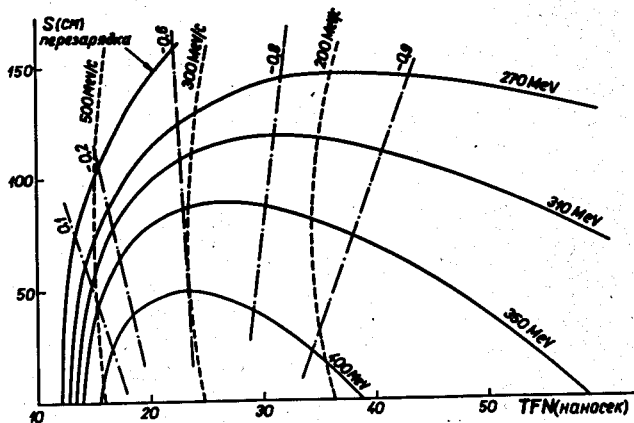


Рис. 3. Кинематика реакции (1) в области, ограниченной экспериментальной установкой. По оси абсцисс отложено время пролета нейтрона от мишени до нейтронного счётчика, по оси ординат - расстояние вдоль нейтронного счётчика. Сплошные кривые - линии одинаковой недостающей массы, пунктир - линии одинакового импульса нейтрона в лабораторной системе, штрих-пунктир - линии одинакового косинуса угла вылета нейтрона в системе центра масс.



## Обработка экспериментальных данных

Обработка данных сводилась к просмотру фотопленок и обчёту информации о нейтронах, записанной на перфорированной бумажной ленте. Всего было отснято 24 фотопленки, каждая длиной 115 м. На каждой фотопленке было 2600 кадров. Эксперимент был проведен в две недели: неделя 29/30 (17 фотопленок), неделя 31/32 (7 фотопленок). Все отснятые пленки были разделены на 3 части: ЦЕРН - 13 пленок; Карлсруэ - 4 пленки, Дубна - 7 пленок.

В таблице 1 указано количество событий и счёт монитора для каждой группы данных<sup>х/</sup>.

При просмотре за трек принимались минимум четыре искры, лежащие на одной прямой на обеих проекциях и исходящие визуально из мишени. (Положение и размеры мишени на кадре определялись на каждой проекции в дополнительной экспозиции по точкам пересечения треков заряженных частиц).

Принятый критерий "трека" определял нижнюю границу энергии  $\gamma$ -кванта, который может быть зарегистрирован при таком просмотре. Эта граница энергии довольно хорошо рассчитывается и равна 9 Мэв.

Таблица 1

	Счёт монитора	Количество кадров	Количество событий, использованных в анализе
ЦЕРН	$1,98 \cdot 10^9$	34398	1902
Дубна	$1,33 \cdot 10^9$	16662	1422
Карлсруэ	$0,50 \cdot 10^9$	9823	551
Всего	$3,81 \cdot 10^9$	60883	3875

<sup>х/</sup> Отклонение от пропорциональности между счётом монитора и количеством кадров объясняется небольшим отличием в доле перезарядки, регистрируемой аппаратурой, для разных групп событий. Однако количества событий, использованных для анализа, в пределах ошибок пропорциональны счёту монитора.

За время экспозиции (около двух недель) через установку прошло  $3,8 \cdot 10^9$   $\pi^-$ -мезонов и было получено  $6,1 \cdot 10^4$  кадров.

Для просмотра части фотопленки в Дубне был создан стол с системой перемещения неперфорированной фотопленки и оптической проекционной системой.

Система лентопротяжки и оптика была изготовлена на основе системы, разработанной Малы в ЛВЭ.

При увеличении в  $\approx 20$  раз размеры проекционного изображения на столе составляли  $1050 \times 700$  мм<sup>2</sup>. На фотографии (рис. 4) показан общий вид стола.

На рис. 5 показан один из кадров с 3  $\gamma$ -квантами при рабочем просмотре. При просмотре использовался трафарет, на котором изображено положение блоков искровых камер в двух проекциях и положения мишеней относительно искровых камер. В середине кадра с помощью светового табло воспроизводился номер каждого события.

Фотопленки были просмотрены дважды с эффективностью 98%.

Результаты просмотра пробивались на перфокарты, а затем записывались на магнитную ленту. Данные Дубны обрабатывались на ЭВМ CDC-1604A. Перфорированная бумажная лента вводилась с помощью устройства фотоввода CDC-350; информация о нейтронах, содержащаяся на ней, декодировалась и также записывалась на магнитную ленту. Затем проводилась некоторая предварительная обработка этой информации с целью исключить случаи, неправильно пробитые перфоратором.

Таким образом, при обсчёте случаев по программе недостающих масс использовались две магнитные ленты, на одной из которых были записаны результаты просмотра, а на другой – информация о нейтронах. Результаты просмотра фотографий и информация о нейтронах групп ЦЕРНа и Карлсруэ, записанные на магнитную ленту, были присланы в Дубну и их окончательная обработка проходила на CDC-1604A.

На рис. 6 показан спектр недостающих масс для событий с различным числом зарегистрированных  $\gamma$ -квантов от 1 до 4. Отчётливо виден пик от  $\pi^0$ -мезонов перезарядки при наличии 1 и 2  $\gamma$ -квантов, что подтверждает правильность определения калибровочных констант при вычислении времени пролета и координаты точки взаимодействия нейтрона.



Рис. 4. Общий вид просмотрного стола.

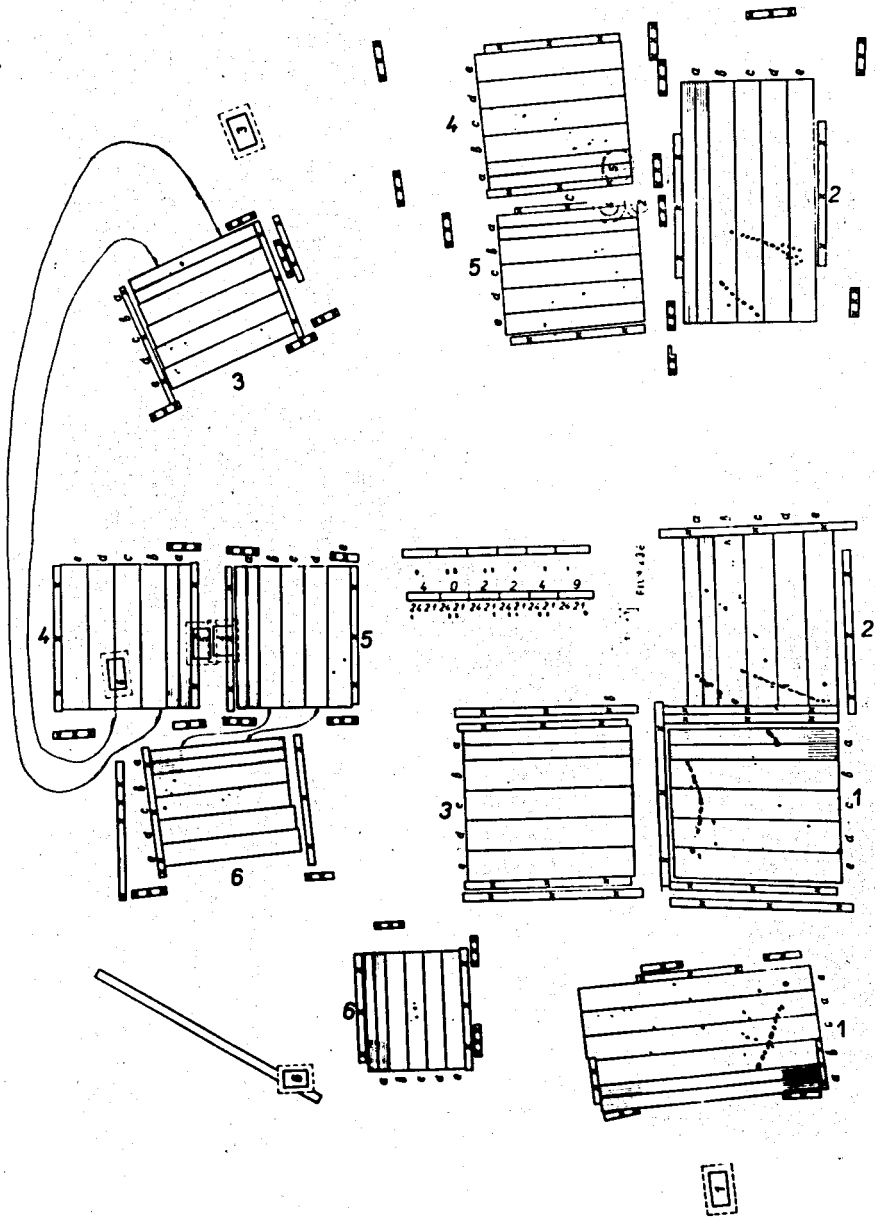


Рис. 5. Фотография случая с тремя Y-квантами, совмещенная с графическим.

18

28

38

48

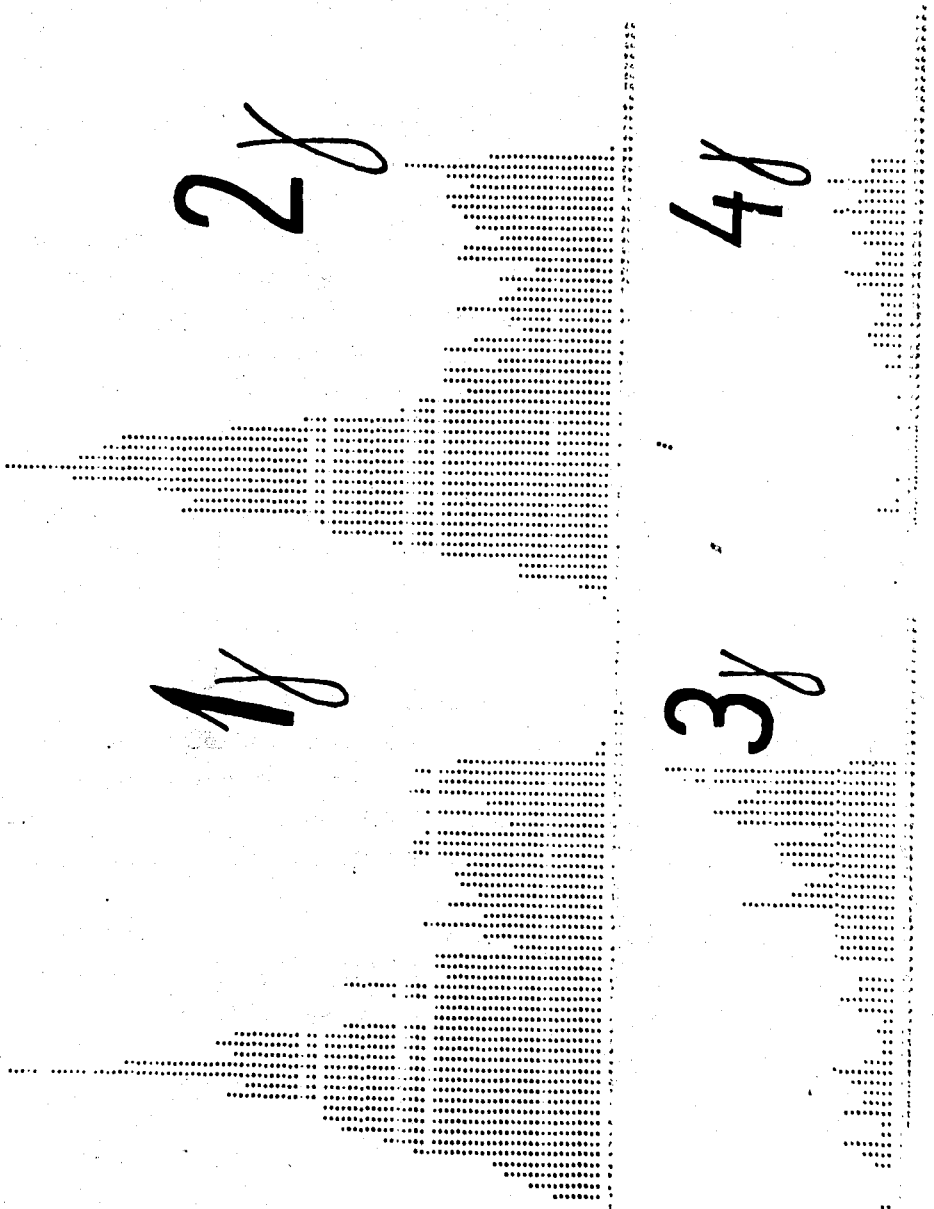


Рис. 6. Распределение случаев с различным числом у-квантов по недостающей массе.

Практическое отсутствие пика от  $\pi^0$  в событиях с 3 и 4  $\gamma$ -квантами показывает надежность работы искровых камер и высокую эффективность просмотра.

Для оценки фона от стенок мишени была проведена специальная экспозиция с пустой мишенью. Оказалось, что фон для случаев с числом  $\gamma$ -квантов от 1 до 4 меньше 2%.

В событиях без  $\gamma$ -квантов велик фон случайных совпадений; по этой причине они в дальнейшем не рассматривались.

Для исследования реакции (1) мы использовали ограниченную кинематическую область (рис. 7): по недостающей массе - 270 - 430 Мэв, по углу вылета нейтрона в с.ц.м. относительно направлениях первичного  $\pi^-$ -мезона -  $0,75 < \cos \theta_n^* < 0,1$ . Выбор таких ограничений связан с тем, что для  $\cos \theta_n^* > +0,1$  ухудшается разрешение по недостающей массе, а для  $\cos \theta_n^* < -0,75$  (что соответствует импульсам нейтрона меньше 250 Мэв/с) ухудшается точность в определении эффективности регистрации нейтрона.

При выбранных нами ограничениях пик от перезарядки отстоит от края выделенной кинематической области минимум на 2 нсек по времени пролета, то есть не менее, чем на 2 стандартные ошибки (разрешение по времени пролета  $\pm 0,8$  нсек). По этой причине мы пренебрегли фоном от перезарядки в выбранной кинематической области для регистрации реакции (1).

Как видно из рис. 6, для выделения реакции (1) можно использовать только события с 3 и 4  $\gamma$ -квантами. Однако для этого необходимо довольно точно знать вероятность конверсии 3 и 4  $\gamma$ -квантов в нашей установке. Расчёты по методу Монте-Карло показали, что эта вероятность очень чувствительна к выбору вида энергетической зависимости эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов в искровых камерах.

Поэтому в дальнейшем использовались все события с числом  $\gamma$ -квантов от 1 до 4. Вероятность регистрации  $2\pi^0$  при таких условиях близка к 100% и не чувствительна к выбору параметров, необходимых для расчёта эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов.

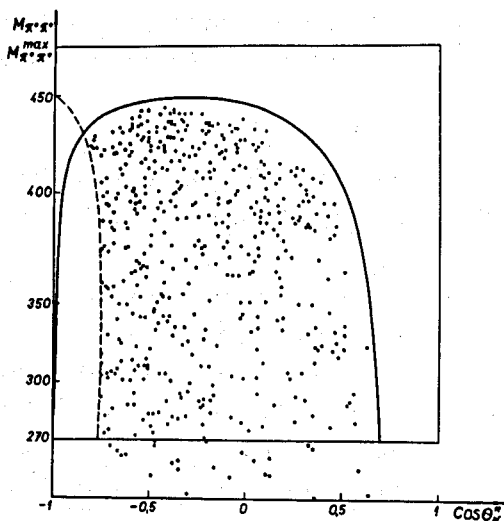


Рис. 7. Область значений  $(m_{\pi^0}, \cos \theta_n^*)$  регистрируемая установкой. Часть области, левее пунктира, соответствует импульсам нейтронов в лабораторной системе меньше 250 Мэв/с; точки - события с 3 $\gamma$ - и 4 $\gamma$ -квантами (группа Дубны).

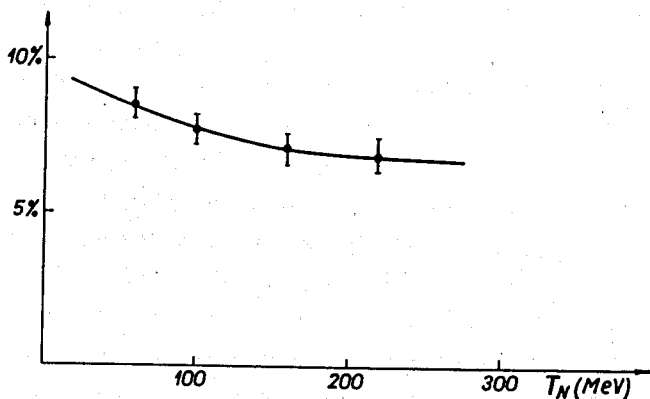


Рис. 8. Зависимость эффективности регистрации нейтрона в нейтронном счётчике от энергии нейтрона.

## Результаты эксперимента

Для вычисления дифференциальных сечений были внесены следующие поправки: на примесь ( $\mu - e$ ) в пучке, на потери случаев из-за распада  $\pi^0$ -мезонов на пары Далица.

Учитывалось, что при обработке были отброшены случаи, когда нейтрон был зарегистрирован более чем одним нейтронным счётчиком, а также сбой перфоратора при записи информации о нейтроне на бумажную ленту.

Примесь  $\mu$  и  $e$  в пучке была измерена пороговым черенковским счётчиком и составляла 11%, потеря случаев из-за пар Далица равна 2,6%. Поправка на регистрацию нейтрона более чем одним счётчиком определялась экспериментально и равна 16,5%; поправка на сбой перфоратора была посчитана как отношение числа неправильно пробитых на бумажной ленте случаев к общему числу случаев и составила 2,5%.

Кроме того необходимо было знать эффективности регистрации нейтрона и  $\gamma$ -квантов от реакции (1). С этой целью была написана программа моделирования методом Монте-Карло, которая учитывала: геометрию нейтронного счётчика, искровых камер и мишени; зависимость эффективности регистрации нейтронов в нейтронных счётчиках от энергии нейтрона; зависимость сечения конверсии  $\gamma$ -кванта от энергии в водороде, алюминии (из которого изготовлена оболочка мишени), сцинтилляторах и стальных пластинках-конверторах в искровых камерах; вероятность того, что после конверсии  $\gamma$ -квант создает ливень, необходимый для его идентификации при принятых критериях просмотра. При моделировании предполагалось, что  $\pi^0 \pi^0$ -система в своей системе центра масс распадается изотропно. В программе использовалась эффективность регистрации нейтронов в нейтронных счётчиках, измеренная в работе /6/ (рис. 8).

Для ряда точек в плоскости ( $m_{\pi^0 \pi^0}, \cos \theta_n^*$ ) рассчитаны: вероятность того, что нейтрон от реакции (1) не будет рассеян в мишени и антисчётчиках, вероятность попадания нейтрона в нейтронный счётчик и вероятность регистрации нейтрона в самом нейтронном счётчике. Рассчитанная потеря случаев из-за конверсии  $\gamma$ -квантов в мишени и антисчётчиках составила 12%. Вероятность регистрации события с числом  $\gamma$ -квантов



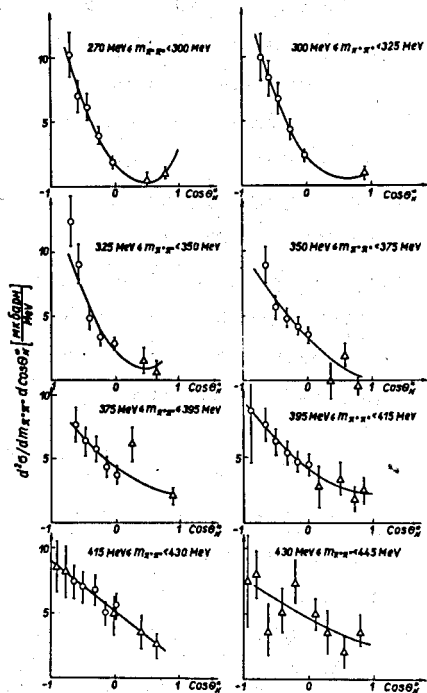


Рис. 9. Дифференциальные сечения в системе центра масс;  $\circ$  - результаты настоящего эксперимента,  $\Delta$  - данные работы /2/ при 454 Мэв. Гладкая кривая - аппроксимация полиномами Лежандра 0-й, 1-й и 2-ой степеней.

от 1 до 4 от реакции (1) оказалась близкой к 100% и нечувствительной к выбору параметров, использованных в расчете. Этот факт послужил основанием для того, чтобы для оценки сечений анализировались события с  $(1+2+3+4)u$ -квантами. Число случайных совпадений определялось по числу случаев, которые попадали в последние 5 нсек интервала времени пролета (куда не могли попадать случаи от реакции (1)). Систематические ошибки в дифференциальном сечении обуславливались неопределенностью в эффективности регистрации нейтрона 12% и неопределенностью в счете монитора  $\approx 4\%$ . Статистические ошибки в каждой из 35 ячеек по  $\pi^0 \pi^0$  и  $\cos \theta_n^*$  не превышали 10%.

На рис. 9 представлены результаты расчета дифференциальных сечений в семи интервалах по недостающей массе (общее число отобранных событий 3875). В таблице 2 приведены коэффициенты разложения по полиномам Лежандра до второго порядка включительно, в мкбарн/мэв, соответствующие экспериментальным данным. В таблице 3 приведены дифференциальные сечения реакции (1), в мкбарн/мэв, полученные в нашем эксперименте.

На этом же рисунке показаны точки из работы Бариша и др.<sup>/2/</sup>. Видно, что в пределах экспериментальных ошибок данные совпадают. Это дает нам возможность использовать данные Бариша и др. в интервале углов  $10-20^\circ$  и получить полное сечение реакции. Оно оказалось равным  $(1,90 \pm 0,25)$  мб. Полученное нами значение в пределах ошибок согласуется с приведенным в работе<sup>/2/</sup>  $(1,6 \pm 0,2)$  мбх/.

На рис. 10 приведено распределение  $d\sigma / d \cos \theta_n^*$ , которое получено путем интегрирования двойных дифференциальных сечений по массе  $\pi^0 \pi^0$ -системы.

Характерной особенностью углового распределения нейтронов в с.ц.м. от реакции (1) является резко выраженная анизотропия; нейтроны преимущественно летят в заднюю полусферу.

---

<sup>x/</sup> В приведенной в этой работе ошибке не учтена неопределенность в эффективности регистрации нейтронов, которая определялась расчетным путем.

Таблица 2

Интервал масс $\pi^+\pi^+$ (MeV)	$A_0$	$A_1$	$A_2$
270-300	$4,13 \pm 0,33$	$-6,43 \pm 0,77$	$4,66 \pm 0,84$
300-325	$4,31 \pm 0,35$	$-7,18 \pm 0,97$	$4,18 \pm 0,93$
325-350	$4,46 \pm 0,50$	$-5,86 \pm 0,88$	$4,42 \pm 1,42$
350-375	$3,88 \pm 0,40$	$-5,16 \pm 0,85$	$4,16 \pm 1,15$
375-395	$4,70 \pm 0,38$	$-3,53 \pm 0,95$	$0,97 \pm 1,01$
395-415	$4,77 \pm 0,38$	$-3,67 \pm 0,82$	$1,10 \pm 1,05$
415-430	$5,10 \pm 0,49$	$-3,75 \pm 0,90$	$0,00 \pm 0,13$

Таблица 3

$\pi^+\pi^+$ (MeV) \ / \ $\cos^2 \theta$	-0,700	-0,575	-0,425	-0,250	-0,025
285,0	$10,4 \pm 1,8$	$7,1 \pm 1,2$	$6,2 \pm 1,0$	$4,0 \pm 0,7$	$1,9 \pm 0,4$
342,5	$10,0 \pm 1,8$	$8,4 \pm 1,4$	$6,8 \pm 1,2$	$4,4 \pm 0,8$	$2,4 \pm 0,4$
337,5	$12,4 \pm 2,1$	$9,1 \pm 1,5$	$4,9 \pm 0,9$	$3,4 \pm 0,6$	$2,9 \pm 0,5$
$\pi^+\pi^+$ (MeV) \ / \ $\cos^2 \theta$	-0,655	-0,495	-0,325	-0,155	-0,015
362,5	$8,9 \pm 1,4$	$5,6 \pm 1,0$	$4,8 \pm 0,8$	$4,2 \pm 0,7$	$3,5 \pm 0,6$
385,0	$7,6 \pm 1,3$	$6,3 \pm 1,1$	$5,7 \pm 1,0$	$4,3 \pm 0,8$	$3,7 \pm 0,7$
405,0	$7,6 \pm 1,2$	$6,3 \pm 1,1$	$5,4 \pm 0,9$	$4,7 \pm 0,8$	$4,5 \pm 0,8$
422,5	$7,4 \pm 1,3$	$7,0 \pm 1,2$	$6,8 \pm 1,2$	$5,0 \pm 0,9$	$5,6 \pm 1,0$

Для сравнения на рис. 11 приведено угловое распределение нейтронов от реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$  при 430 Мэв, полученное в работе /7/. Как видно, в этой реакции угловое распределение намного более изотропно, с небольшим превышением числа нейтронов в передней полусфере.

На рис. 12 приведено угловое распределение нейтронов реакции (1) при энергии 417 Мэв. Видно, что асимметрия при этой энергии выражена слабее.

Дифференциальное сечение  $d\sigma/dm_{\pi^0\pi^0}$  для энергии 447 Мэв, построенное с привлечением данных эксперимента Бариша и др., показано на рис. 13. Видно, что дифференциальное сечение возрастает при увеличении массы  $\pi^0\pi^0$ -системы. Тот же самый эффект, но в несколько большей степени, наблюдается и в спектре  $m_{\pi^0\pi^0}$  при энергии 417 Мэв. Эта так называемая "аномалия" была отмечена в спектре масс  $\pi^+\pi^-$  от реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$  /8/. Отличительной чертой реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$  является существенно более слабое проявление этой аномалии по сравнению с реакцией  $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$ . Как показывают наши данные при 447 Мэв и данные при 417 Мэв, эта аномалия так же как и в реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$  ослабевает при увеличении энергии первичного  $\pi^-$ -мезона от 417 до 447 Мэв. Как и в реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$  в исследуемой реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$  при энергии 447 Мэв наблюдается небольшое, но заметное превышение над фазовой кривой в области самых малых масс системы  $\pi\pi$ . Эта область масс представляет особый интерес для интерпретации АВС-эффекта /9/.

Полученные экспериментальные данные анализируются с целью проведения парциально-волнового анализа реакций с учётом влияния треугольной диаграммы /3,4/.

Авторы выражают благодарность профессорам В.П. Желепову, А. Цитрону, Г. Шопперу, П. Прайсверку за постоянную поддержку и интерес к работе. Мы благодарны также техникам К. Ратцу, Г. Зишеру и Б. Смицу за квалифицированную техническую помощь, профессору Ж. Ауслендеру и мисс Э. Кох за организацию просмотра, доктору А. Менционе за помощь в начальной стадии эксперимента. Мы обязаны техническому персоналу протонного синхротрона ЦЕРНа за обеспечение стабильной работы ускорителя в течение всего эксперимента.

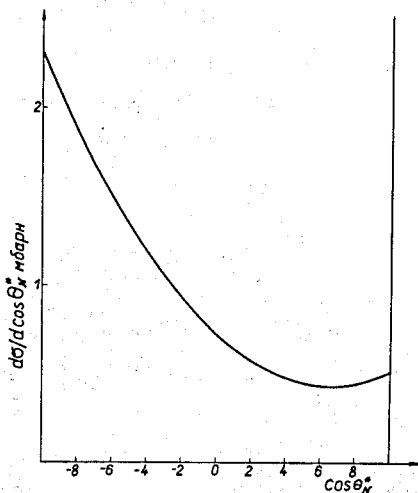


Рис. 10. Дифференциальное сечение  $d\sigma/d \cos \theta^*$  в зависимости от угла вылета нейтрона реакции (1) в системе центра масс. Данные настоящего эксперимента и работы/2/.

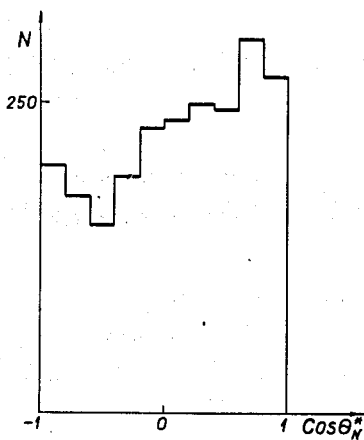


Рис. 11. Распределение по углу вылета нейтрона в реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ . Данные из работы/7/.

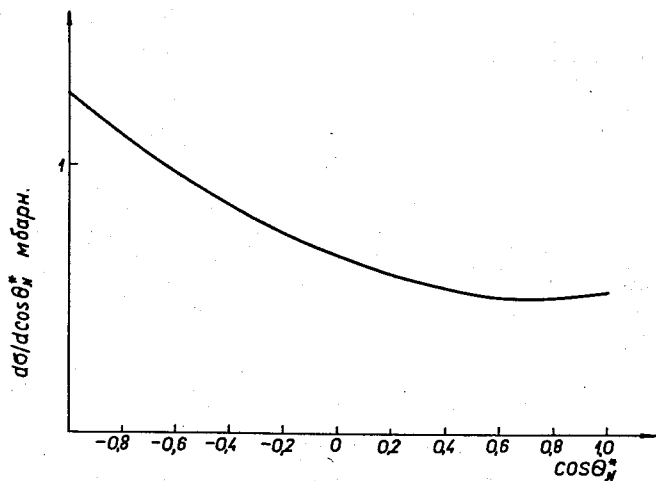


Рис. 12. Дифференциальное сечение  $d\sigma/d\cos\theta_n^*$  в зависимости от угла вылета нейтрона в реакции (1) при 417 Мэв (данные работы/2/).

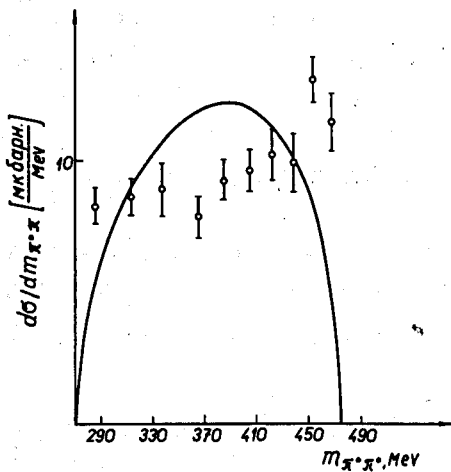


Рис. 13. Дифференциальные сечение  $d\sigma/dm \pi^0 \pi^0$ . Данные настоящего эксперимента и работы/2/. Сплошная кривая - распределение по фазовому объему.

## Л и т е р а т у р а

1. S. Buniatov, E. Zavattini, W. Deinet, H. Muller, D. Schmitt and H. Staudenmaier. Phys.Lett., 25B, 560 (1967).
2. B.C. Barish, R.J. Kurz, V. Perez-Mendez and J. Solomon. Phys.Rev., 135B, 416 (1964).
3. В.В. Анисович, Л.Г. Дахно. ЖЭТФ 46, 1152 (1964).
4. Б.Н. Валуев. ЖЭТФ 47, 649 (1964).
5. G. Charpak, L. Dick and L. Feuvorais. Nucl.Instr. and Meth., 15, 323 (1962).
6. H. Müller, W. Deinet, D. Schmitt, H. Staudenmaier. A Neutron Counter with Position Determination, Interner bericht des Instituts für Experimentelle Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe.
7. D.H. Saxon, J.H. Mulvey and W. Chinowsky. Phys.Rev., 2D, 1790 , (1970).
8. J. Kirz, J. Schwartz and R.D. Tripp. Phys.Rev., 130, 2481 (1963).
9. A. Abashian, N.E. Booth, K.M. Crowe, R.E. Hill and E.H. Rogers. Phys.Rev., 132, 2296, 2305, 2309, 2314 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел

10 мая 1971 года.