

С 346.2 г

П-166

29/IX-64.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1725



В.С. Пантуев, М.Н. Хачатурян, И.В. Чувило

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
НЕЙТРОНОВ С ПРОТОНАМИ  
И НЕЙТРОНАМИ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ  
ОТ 2,6 ДО 8,3 ГЭВ

29, 1965, т. 1, в. 1, с. 134-144.

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1964

P-1725

В.С.Пантуев, М.Н.Хачатурян, И.В.Чувило

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
НЕЙТРОНОВ С ПРОТОНАМИ  
И НЕЙТРОНАМИ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ  
ОТ 2,6 ДО 8,3 ГЭВ

Направлено в ЖЭТФ

2648/3 чс.

## В в е д е н и е

Знание полных сечений взаимодействия нейтронов с нуклонами имеет фундаментальное значение для понимания структуры элементарных частиц и природы сил взаимодействия между ними. Особый интерес представляет исследование полных сечений взаимодействия частиц при высоких энергиях, когда дебройлевская длина волны, соответствующая относительной скорости сталкивающихся частиц, становится существенно меньше радиуса действия сил.

Развитие ускорительной техники за последние годы дало возможность получить значительную информацию по полным сечениям взаимодействия  $\pi$ -мезонов,  $K$ -мезонов и протонов с протонами в широком диапазоне энергий. Менее благоприятно обстоит дело с измерениями эффективных сечений взаимодействия нейтронов с протонами. Последнее обусловлено главным образом теми экспериментальными трудностями, которые возникают при измерениях с нейтронами больших энергий (например, широкое энергетическое распределение нейтронных пучков, низкая эффективность существующих детекторов нейтронов и др.). С увеличением энергии нейтронов ситуация еще более усложняется вследствие увеличения ионизационных пробегов вторичных частиц и уменьшения эффективности детекторов.

Указанные затруднения потребовали разработки и применения принципиально новых устройств, позволяющих с относительно высокой эффективностью детектировать нейтроны с энергией в несколько миллиардов электронвольт. Имевшаяся до последнего времени информация по эффективным сечениям взаимодействия нейтронов с протонами в основном относится к области энергий порядка сотен Мэв. Область энергий от одного Гэв и выше освещается только в работах<sup>1,2,16/</sup>. В этих работах полные сечения взаимодействия нейтронов с протонами были измерены для нейтронов с энергией 1,4 и 5,0 Гэв.

Очевидно, что указанные работы не могли дать сколько-нибудь полной картины поведения эффективных сечений взаимодействия нейтронов с протонами в области высоких энергий и тем более дать возможность провести какое-либо сравнение с данными по эффективным сечениям взаимодействия между другими элементарными частицами. Возникающие здесь вопросы представляют интерес в связи с проверкой различных теоретических гипотез об асимптотическом поведении сечений в области высоких энергий. Целью настоящей работы было в какой-то степени восполнить пробел по полным сечениям взаимодействия нейтронов с протонами в интервале энергий от 2,6 до 8,3 Гэв.

## 1. Формирование пучка нейтронов

Нейтроны генерировались на бериллиевой мишени размерами  $10,7 \times 4,1 \times 2,0$  см<sup>3</sup>, которая находилась внутри вакуумной камеры синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ на расстоянии 10 м от края одного из прямолинейных промежутков (см. рис. 1). Нейтроны выводились под углом  $0^\circ \pm 1'$  относительно направления движения пучка ускоренных протонов, так как нейтроны, вылетающие под  $0^\circ$  имеют максимальную энергию и наибольшую интенсивность. При установке мишени внутри камеры ускорителя был поставлен специальный эксперимент для трассировки оси нейтронного канала с помощью  $\gamma$ -источника ( $\text{Co}^{60}$ ) активностью около  $130$  мк<sup>3</sup>. Коллимация пучка производилась стальным коллиматором, имеющим длину 250 см и диаметр отверстия 5,0 см. Коллиматор располагался на расстоянии 18,5 м от бериллиевой мишени. При диаметре отверстия 5,0 см угловая расходимость коллимированного пучка не превышала  $0,07^\circ$ . Осевое положение пучка дополнительно контролировалось перед началом измерений с помощью телескопа из сцинтилляционных счетчиков, который передвигался перпендикулярно направлению пучка по горизонтали и по вертикали. Одна из кривых, полученная таким способом, приведена на рис. 2.

Исходный пучок нейтральных частиц состоял в основном из нейтронов, а также  $\gamma$ -квантов, образующихся в результате распадов  $\pi^0$ -мезонов, генерированных протонами на бериллиевой мишени, и небольшой примеси  $\text{K}_2^0$ -мезонов и антинейтронов. По оценкам, число  $\text{K}_2^0$ -мезонов и антипротонов не превышает 1% от числа нейтронов высоких энергий. Для очистки пучка от сильного  $\gamma$ -фона перед коллиматором и внутри него устанавливались свинцовые фильтры суммарной толщиной до 7,2 см (около 13 рад. ед.). Очистка пучка от заряженных частиц, образующихся в результате взаимодействия нейтронов и  $\gamma$ -квантов в стенках вакуумной камеры ускорителя и в веществе свинцовых фильтров, производилась с помощью магнитного поля с  $H = 1800$  э и  $L = 130$  см. Геометрия опыта и величина поля подбирались таким образом, чтобы заряженные частицы с максимально возможными импульсами отклонялись на углы, превышающие угол, охватываемый детектором нейтронов.

## 2. Детектор нейтронов

Для увеличения эффективности регистрации нейтронов с энергией в несколько миллиардов электронвольт был предложен новый метод, с одной стороны, позволяющий из довольно широкого спектра нейтронов, генерированных в основном в неупругих взаимодействиях выделить ту часть спектра, которая имеет наиболее высокую энергию и с

другой стороны, обладающий достаточно высокой эффективностью к нейтронам больших энергий. Метод основан на идее применения черенковского счетчика из свинцового стекла длиной около 20 рад. ед. или двух средних свободных ядерных пробегов. Как известно <sup>14/</sup>, при взаимодействии нейтронов с энергией порядка нескольких миллиардов электронвольт с веществом главным образом происходят процессы неупругого взаимодействия с генерацией  $\pi$ -мезонов. Очевидно, что среди множества актов взаимодействия будут такие взаимодействия, в которых большая часть кинетической энергии налетающего нуклона будет передана генерированным в этом акте  $\pi^0$ -мезонам (одному или нескольким).  $\gamma$ -кванты от распадов  $\pi^0$ -мезонов в свинцовом стекле размерами 20x20x20 рад. ед. образуют электронно-фотонную лавину, которая практически полностью поглощается в радиаторе черенковского счетчика. Легко видеть, что в тех случаях, когда энергия налетающей частицы полностью передается  $\pi^0$ -мезонам, число черенковских фотонов, излученных частицами электронно-фотонного ливня, должно быть пропорционально энергии налетающей частицы. Необходимо еще отметить, что в общем балансе выделяемой энергии участвует вся релятивистская компонента ( $c\beta > 0,81$ ), образующаяся как при взаимодействии первичного нейтрона с веществом конвертора, так и при взаимодействии вторичных частиц в радиаторе черенковского счетчика. Детектор нейтронов состоит из сцинтилляционного счетчика с пластическим сцинтиллятором диаметром 13 см и длиной 2 см, работающего в режиме антисовпадений, алюминиевого конвертора диаметром 5 см и длиной 10 см - для конвертирования нейтронов в  $\pi$ -мезоны  $+$  и свинцового конвертора толщиной 0,5 см - для конвертирования  $\gamma$ -квантов, образующихся в результате распадов  $\pi^0$ -мезонов в электронные пары. Для выделения пучка заряженных частиц, генерированных нейтронами в алюминиевом конверторе, служит телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков с пластическими сцинтилляторами диаметром 5 см и толщиной 1,5 см. Телескоп работает в режиме тройных совпадений. События, выделенные счетчиками антисовпадений и счетчиками совпадений, анализируются по энергывыделению с помощью черенковского спектрометра полного поглощения из свинцового стекла. Радиатор счетчика был собран из трех прямоугольных блоков стекла марки ТФ-1 и имел форму куба со стороной 50 см и общим весом 440 кг. Радиационная единица - около 2,5 см, критическая энергия - около 15 Мэв. Черенковский свет собирался с помощью четырех фотоумножителей типа ФЭУ-45 с диаметром фотокатода 20 см. Схематический чертеж черенковского счетчика приводится на рис.3. Детектором регистрируются только те нейтроны, энергывыделение от которых в черенковском счетчике превышает некоторую пороговую энергию. Калибровка энергетических порогов нейтронного детектора производилась на пучке электронов <sup>15/</sup>. Угол  $\phi$ , охватываемый телескопом сцинтилляционных счетчиков с центром в середине конвертора, равен  $3^{\circ}$  (см. рис. 4), что позволяет дополнительно дискриминировать спектр нейтронов со стороны низких энергий за счет разницы в угловых распределениях вторичных частиц.

### 3. Монитор

В качестве монитора используется телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков с пластическими сцинтилляторами размерами  $3 \times 3 \times 1$  см<sup>3</sup> и алюминиевого конвертора, который служит для конвертирования нейтронов в заряженные частицы. Алюминиевый конвертор и телескоп располагались позади свинцового коллиматора длиной 100 см и диаметром 5 см на расстоянии 17 м от мишени в ускорителе. Ось мониторингового канала была смещена на  $3^\circ$  относительно осевого направления основного канала.

### 4. Электронная аппаратура

Блок-схема электронной аппаратуры, которая была использована при измерениях сечений взаимодействия нейтронов с нуклонами, приведена на рис. 5. Импульсы с фотоумножителей счетчика антисовпадений и трех счетчиков совпадения по кабелю РК-2 подаются на входы широкополосных усилителей УР-1М с полосой пропускания 150 Мгц. Сформированные по амплитуде и длительности импульсы поступают на ячейку отбора тройных совпадений и антисовпадений, собранной на кристаллических диодах ДГС-1 с разрешающим временем 8 нсек. Аналогичная схема, но без антисовпадений, использовалась в мониторинговом канале. В сцинтилляционных счетчиках использовались временные фотоумножители типа ФЭУ-33. Для увеличения стабильности работы счетчиков для каждого фотоумножителя было подобрано плато по напряжению, которое в дальнейшем периодически контролировалось. Плато схем совпадений были подобраны также по диодному ограничителю и выходному дискриминатору.

Для согласования анодных нагрузок (390 ом) фотоумножителей черенковского счетчика с волновым сопротивлением кабеля импульс с фотоумножителей на кабель передавался катодным повторителем Уайта на лампе 8Н1П. Сложение импульсов осуществлялось на общей нагрузке в анодах четырех пентодов 8Ж1П. Для выделения сигналов временным селектором без искажения амплитудных соотношений импульсы усиливались двумя усилителями "бегущей волны". Схема пропускания (линейный селектор) собрана на диодах ДГС-1, соединенных последовательно с целью увеличения допустимого обратного напряжения. Диапазон амплитуд, пропускаемых схемой, определялся в основном амплитудной характеристикой усилителя, линейность которого сохранялась до 5 вольт для положительных импульсов на выходе. Для анализа амплитуд импульсов черенковского счетчика использовались дискриминаторы с разрешающим временем 1 мксек. Пороги дискриминаторов устанавливались калибровкой черенковского счетчика и всего спектрометрического тракта на пучке электронов и с помощью генератора на ртутном реле. Для одновременного счета случайных совпадений, вклад которых в зависимости от загрузки и режима работы ускорителя может быть

значительным, задержанный по времени управляющий импульс подавался на один из входов второй схемы пропускания. Пропущенные схемой импульсы подавались на входы дискриминаторов, пороги которых были подобраны равными соответствующим порогам дискриминаторов основного канала.

### 5. Эффективная энергия нейтронов

Для оценки средней эффективной энергии нейтронов необходимо определить энергетический спектр нейтронов под углом  $0^\circ$  к направлению внутреннего пучка ускоренных протонов и эффективность регистрации детектором нейтронов с энергией  $E$ . В настоящей работе используются энергетические спектры нейтронов, полученные в работах<sup>/6,4/</sup> при энергии 2,2, 6,2 и 9,0 Гэв.

Для оценки средней эффективной энергии нейтронов под углом  $0^\circ$ , образующихся при взаимодействии протонов, энергия  $E_p$  которых равна 3,3; 4,6; 6,5; 7,9 и 9,5 Гэв, с бериллиевой мишенью был использован спектр нейтронов, полученный для протонов с энергией 6,2 Гэв. При определении средней эффективной энергии спектр, полученный при энергии 6,2 Гэв, умножался на соответствующий фактор, учитывающий разницу в энергиях протонов. Оценки средней энергии, полученные указанным способом, затем контролировались с помощью аналогичных расчетов со спектрами, полученными при других энергиях. Из рис. 6 и 7 видно, что расчетная величина средней эффективной энергии нейтронов при  $E_p = 3,3$  Гэв практически не зависит от используемой формы спектра (в данном случае - для протонов с энергией 2,2 и 6,2 Гэв). Оценки средней эффективной энергии при  $E_p = 9,5$  Гэв, вычисленные на основании данных Холмквиста<sup>/4/</sup> для протонов с энергией 6,2 Гэв и эмульсионных данных - для протонов с энергией 9 Гэв отличаются незначительно. Слабая зависимость средних эффективных энергий от формы спектров нейтронов, полученных в разных работах, является следствием высокого энергетического порога черенковского спектрометра, а также того, что в интервале энергий от 2,2 до 10 Гэв преобладающим процессом генерации нейтронов являются неупругие процессы. При расчете средней эффективной энергии нейтронов калибровочная кривая (зависимость амплитуды черенковских импульсов от энергии электронов) была линейно экстраполирована до энергии 9,5 Гэв<sup>/7/</sup>.

Для проверки зависимости величины средней эффективной энергии от разрешающей способности черенковского спектрометра средние эффективные энергии нейтронов были рассчитаны для случая, когда энергетическое разрешение черенковского счетчика для электронов с энергией 1 Гэв равно  $\Delta_0 = \pm 15\%$  и изменяется с энергией по закону  $\Delta = \frac{\Delta_0}{\sqrt{E}}$ , где  $E$  - энергия электронов. Средние эффективные энергии нейтронов были рассчитаны также для случая, когда  $\Delta_0 = \pm 15\%$  и постоянна в интервале

энергий от 1 до 10 Гэв. На рис. 7, 8, 9, 10 и 11 приведены эффективные спектры, полученные указанным выше способом. Численным интегрированием кривых были найдены средние эффективные энергии нейтронов  $E_{эф.}$ , граничные значения эффективных спектров  $E_{min}$  и  $E_{max}$  и величины полуширины кривых на полувысоте  $\delta$ . Эти данные приводятся в таблице 1. Как видно из графиков, изображенных на рис. 7-11, средняя эффективная энергия нейтронов мало зависит от разрешающей способности черенковского счетчика и в основном определяется энергетическим порогом  $E_{п}$  черенковского спектрометра.

Т а б л и ц а 1

$E_p$ Гэв	3,3	4,6	6,5	7,9	9,5
$E_{эф.}$ Гэв	2,6	3,9	5,5	6,9	8,3
$E_{min}$ Гэв	1,8	2,9	4,2	5,5	6,7
$E_{max}$ Гэв	3,3	4,6	6,5	7,9	9,5
$E_{п}$ Гэв	2,2	3,4	4,9	6,2	7,6
$\delta$ Гэв	$\pm 0,5$	$\pm 0,6$	$\pm 0,7$	$\pm 0,75$	$\pm 0,85$

#### Геометрия и постановка опыта

Полные сечения взаимодействия нейтронов с протонами измерялись разностным методом по ослаблению пучка нейтронов в мишенях из полиэтилена и углерода. Геометрия опыта (см. рис. 1), которая определялась расстоянием между мишенью и конвертором, удовлетворяла условиям "хорошей геометрии" ( $\theta = 0,228^\circ$ ). Для уменьшения влияния нестатических факторов в ускорителе и в аппаратуре измерения производились попеременно с мишенями из полиэтилена и углерода. Автоматическое устройство позволяло производить смену мишеней каждые 20 циклов работы ускорителя. В измерениях использовались полиэтиленовые и углеродные мишени толщиной соответственно 48,53 ; 23,66 ; и 41,56; 20,32 г/см<sup>2</sup>. Расстояние между центрами мишеней и конвертора было равно 6,3 м. При диаметре конвертора 5 см для телесного угла детектора нейтронов получаем величину, равную  $7,9 \cdot 10^{-3}$  стер.

#### Методика измерений и обработка данных

Полные сечения взаимодействия нейтронов с протонами были измерены для нейтронов с эффективной энергией 2,6; 3,9; 5,5; 6,9 и 8,3 Гэв. Для каждой энергии попеременным экспонированием мишеней из полиэтилена и углерода было получено



несколько сотен групп отсчетов, которые затем обрабатывались по заданной программе на электронно-вычислительной машине. Величина сечения определялась по формуле:

$$\frac{N_{\text{CH}_2}}{M_{\text{CH}_2}} = \frac{N_0}{M_0} \cdot e^{-\kappa \rho x} \quad (1)$$

где  $N_0$ ,  $M_0$  и  $N_{\text{CH}_2}$ ,  $M_{\text{CH}_2}$  - соответственно число отсчетов детектора нейтронов и монитора при экспонировании углеродной и полиэтиленовой мишеней,  $\kappa$  - толщина полиэтиленовой мишени в см.,  $\rho$  - число протонов в см<sup>3</sup>,  $\delta$  - полное сечение взаимодействия в см<sup>2</sup>.

Ошибка измерения в каждой группе находилась в предположении того, что отсчеты распределены по закону Пуассона.

$$\Delta \sigma = \frac{1}{x \cdot n} \sqrt{\sum_i \frac{1}{N_i} + \sum_i \frac{1}{M_i}} \quad (2)$$

Экспериментальные данные были обработаны как с вычетом случайных совпадений, так и без их вычета. Разница в величинах сечений, полученных двумя методами, менее 1%. В программе был предусмотрен также отбор экспериментальных данных по определенному критерию. Применение первого критерия приводило к отбраковке тех групп отсчетов, отклонение которых от среднего значения превышало четыре стандартные ошибки. После нахождения нового среднего значения применялся второй критерий, на основании которого все группы, имеющие отклонение от среднего, превышающее две стандартные ошибки, отбрасываются как несовместимые<sup>18/</sup>. При обработке данных средние значения были получены также и без применения указанных выше критериев. Проведенный анализ показывает, что отличие величин сечений, полученных разными способами обработки экспериментальных данных, не превышает одной стандартной ошибки.

#### Поправки и возможные систематические ошибки

##### а) Вклад заряженных частиц.

Присутствие заряженных и нейтральных частиц в пучке нейтронов может привести к искажению величин сечений взаимодействия нейтронов с нуклонами. Очистка пучка нейтронов от заряженных частиц, генерированных на бериллиевой мишени, осуществлялась магнитным полем ускорителя. Для очистки пучка от заряженных частиц, генерированных нейтронами при взаимодействии в стенках вакуумной камеры ускорителя и в веществе свинцовых фильтров, служит магнит, установленный непосредственно за стальным коллиматором. По оценкам (с учетом эффективностей счетчика антисовпадений и детектора нейтронов), вклад заряженных частиц был менее 0,1% от числа регистрируемых нейтронов, что находится в удовлетворительном согласии с оценкой, полученной независимо, с помощью эмульсионной методики.

## б) Вклад нейтральных частиц

Число  $\gamma$ -квантов, генерированных на бериллиевой мишени в ускорителе, сравнимо с числом нейтронов или даже превышает его. Для очистки пучка от  $\gamma$ -квантов использовались свинцовые фильтры толщиной до 7,2 см (примерно 12,5 рад.ед.). Для определения степени очистки пучка от  $\gamma$ -квантов измерялось сечение взаимодействия нейтронов с ядрами свинца. Оценки показывают, что примесь  $\gamma$ -квантов в пучке нейтронов не превышает 0,1%.

В пучке присутствуют также нейтральные странные частицы. Однако их вклад, за исключением долгоживущих нейтральных  $K$ -мезонов, должен быть мал из-за короткого времени жизни этих частиц (которое не превышает  $10^{-10}$  сек) и значительного расстояния между мишенью и детектором (около 30 метров).  $K_2^0$ -мезоны имеют время жизни порядка  $10^{-7}$  сек и, следовательно, могут повлиять на результаты измерений. Однако число  $K_2^0$  уменьшается за счет перехода их в короткоживущую компоненту  $K_1^0$  при взаимодействиях в стенках вакуумной камеры ускорителя и в веществе фильтров. По данным работы /9/, число генерированных  $K^0$ -мезонов составляет примерно  $10^{-4}$  от числа нейтронов для протонов с энергией 6,2 Гэв. Кроме того, сечение взаимодействия  $K_2^0$ -мезонов от сечения нейтронов отличается незначительно.

В пучке нейтральных частиц имеется также примесь антинейтронов, однако их вклад в величину сечения пренебрежимо мал.

в) При измерениях сечений взаимодействия нейтронов с протонами использовались мишени из полиэтилена и пористого углерода диаметром 10 см и длиной соответственно 25,42; 52,15 и 23,28; 47,19 см. Эквивалентность мишеней по содержанию углеродных атомов и число молекул водорода на  $\text{см}^2$  определялось повторными измерениями размеров и веса полиэтиленовых и углеродных образцов. Для средних взвешенных плотностей полиэтилена и углерода были получены значения  $d(\text{C}_2\text{H}_4) = 0,9306$  и  $d(\text{C}) = 0,8807 \text{ г/см}^3$ . Ошибка величин сечений, обусловленная неточностью измерений размеров и веса мишеней, по оценкам, не превышает 0,3 мб и существенно меньше статистической точности измерений. Рассмотренные выше систематические ошибки меньше статистических, поэтому точность измеренных в эксперименте величин сечений в основном определяется статистическими ошибками.

### Экспериментальные данные по полным сечениям взаимодействия нейтронов с протонами

Полные сечения взаимодействия нейтронов с протонами для средних эффективных энергий 2,8; 3,9; 5,5; 6,9 и 8,3 Гэв приведены в таблице 2. Указанные в таблице ошибки являются статистическими.

Т а б л и ц а 2

Энергия нейтронов, Гэв	2,6	3,9	5,5	6,9	8,3
$\sigma_i$ , мб	38,1	43,4	41,2	39,3	40,8
$\Delta\sigma_i$ , мб	$\pm 2,6$	$\pm 1,6$	$\pm 1,7$	$\pm 1,7$	$\pm 1,9$

Экспериментальные данные по полным сечениям взаимодействия нейтронов с протонами приведены на рис. 12. Для сравнения на том же рисунке приведены данные по полным сечениям взаимодействия протонов с протонами. Из рис. 12 видно, что полное сечение  $\sigma_i$  (пр) в интервале энергий от 1,4 до 8,3 Гэв изменяется мало, а в интервале энергий от 5,5 до 8,3 Гэв полные сечения пр- и пр-пр-взаимодействий в пределах ошибок эксперимента совпадают. По-видимому,  $\sigma_{np} = \sigma_{pp}$  и при более высоких энергиях взаимодействующих нуклонов. Из известных данных об энергетической зависимости полных сечений пр- и пр-пр-взаимодействий, в предположении справедливости гипотезы изотопической инвариантности процессов нуклон-нуклонных взаимодействий, можно получить сведения об энергетической зависимости сечений нуклон-нуклонных взаимодействий в различных изотопспиновых состояниях. Действительно, поскольку пр-система характеризуется изотопическим спином  $T=1$ , то  $\sigma_{T=1} = \sigma_{pp}$ . Из того обстоятельства, что пр-система является смесью состояний с  $T=0$  и  $T=1$ , используя изотопическую инвариантность, можно получить следующее выражение для сечения нуклон-нуклонного взаимодействия в состоянии с  $T=0$ :

$$\sigma_{T=0} = 2\sigma_{np} - \sigma_{pp}.$$

Найденные таким способом сечения  $\sigma_{T=0}$  и  $\sigma_{T=1}$  в зависимости от энергии взаимодействующих нуклонов приведены на рис. 13. Приведенные данные указывают на то, что при энергиях, превышающих  $\approx 6$  Гэв, сечения нуклон-нуклонного взаимодействия в пределах ошибок эксперимента не зависят от величины изотопического спина нуклон-нуклонной системы.

В работе /10/ Удгаонкаром были получены соотношения, которые позволяют получить выражения, определяющие зависимость  $\sigma_i$  (пр) от энергии в предасимптотической области. Для расчета пр-сечений можно воспользоваться тем обстоятельством, что траектории Редже одинаковы для разных типов взаимодействия, т.е. значения соответствующих траекторий Редже при  $t=0$  можно определить из данных по сечениям взаимодействий  $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $p^-$ ,  $N^-$  и  $\bar{p}^-$  с нуклонами. Воспользуемся результатами совместного анализа имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по полным сечениям  $\pi^-p^-$ ,  $\pi^+p^+$ ,  $K^+p^+$ ,  $pp^-$ ,  $pp^+$ ,  $K^-p^-$  и  $pp^+$  с целью получения параметров, характеризующих вклады полюсов Редже в мнимые части

амплитуд соответствующих процессов при  $t=0$ , где  $t$  - квадрат переданного четырехмерного импульса в с.д.м.<sup>/11/</sup>. Ограничиваясь вкладами вакуумного, квазивакуумного  $\omega$ -и  $\rho$ -полюсов, полное сечение  $\sigma_{pr}$  можно представить в виде

$$\sigma_{pr} = \frac{kE + \ell E^q - nE^\omega + rE^\rho}{(E^2 - M^2)^{1/2}}, \quad (6)$$

где  $E$  - полная энергия нейтрона в л.с.к.,

$M$  - масса нуклона,

$q$ ,  $\omega$  и  $\rho$  - значения квазивакуумной,  $\omega$ -и  $\rho$ -траекторий при  $t=0$ ,

$k, \ell, n$  и  $r$  - функции вычетов соответствующих полюсов.

В таблице 3 приведены величины сечений взаимодействия нейтронов с протонами, вычисленные с помощью формулы (6)

Т а б л и ц а 3

$E_{np}$ , ГэВ	2,6	3,9	5,5	6,9	8,3
$\sigma_p$ , мб	43,0	41,6	40,0	39,8	39,3

Из таблиц 2 и 3 видно, что экспериментально измеренные и вычисленные на основании полюсов Редже величины сечений в интервале энергий 3,9-8,3 ГэВ довольно хорошо согласуются друг с другом.

Экспериментальные данные по полным сечениям взаимодействия нейтронов с нейтронами

Измерение сечений взаимодействия нейтронов с нейтронами производилось разностным методом с помощью мишеней из обычной и тяжелой воды, содержащих одинаковое число ядер кислорода. Толщина мишеней была равна соответственно 50,01 и 55,60 г/см<sup>2</sup>. Геометрия опыта удовлетворяла условиям "хорошей геометрии" ( $\theta=0,228^\circ$ ). В остальном методика измерений соответствует описанной для опытов по измерению сечений  $np$ -взаимодействия. Полученные из эксперимента величины полных сечений взаимодействия нейтронов с нейтронами при средней эффективной энергии 5,5 и 8,3 ГэВ приведены в таблице 4. Указанные ошибки являются статистическими. В величины сечений не включена поправка на экранировку нейтрона протоном в дейтроне. В той же таблице для сравнения приведены величины полных сечений взаимодействия протонов с протонами, полученные в работе<sup>/12/</sup>.

Т а б л и ц а 4

$\sigma$ (nn)			$\sigma$ (pp)		
Е, Гэв	5,5	8,3	Е, Гэв	5,0	9,0
$\sigma_{\text{т}}$ , мб	34,8	31,5	$\sigma$ , мб	42	40
$\Delta\sigma$ , мб	$\pm 1,6$	$\pm 1,7$	$\Delta\sigma$ , мб	$\pm 1$	$\pm 1$

Величину поправки на экранирование можно оценить из известных экспериментальных величин для  $\sigma_{\text{pp}}$  и  $\sigma'_{\text{nn}}$ , измеренных при одной и той же энергии. Здесь  $\sigma'$  — полное сечение взаимодействия нейтронов с нейтронами без учета поправки на экранирование в дейтроне.

Из условия зарядовой симметрии ядерных сил, если пренебречь электромагнитным взаимодействием,  $\sigma_{\text{pp}}$  должно быть равно  $\sigma_{\text{nn}}$  (для свободных нуклонов). Отсюда следует, что

$$\delta\sigma = \sigma_{\text{pp}} - \sigma'_{\text{nn}} = \sigma_{\text{nn}} - \sigma'_{\text{nn}}. \quad (7)$$

Используя величины сечений, приведенные в таблице 4, и предполагая, что в интервале энергий от 5,5 до 8,3 Гэв  $\delta\sigma = \text{const}$ , для среднего значения поправки на экранирование получаем:

$$\delta\sigma = (7,8 \pm 2) \text{ мб}.$$

Эта величина хорошо согласуется с величиной  $\delta\sigma = 7,2$  мб, полученной Глаубером<sup>/13/</sup> для потенциала вида

$$V(r) = \lambda(e^{-\lambda r} - 1)^{-1}, \quad (8)$$

и с данными Блайра, вычисленными для волновых функций Хюльтена и Гартенхауза (соответственно 9 и 8 мб)<sup>/14/</sup>. Полученная величина поправки на экранирование в пределах экспериментальных ошибок согласуется также с величиной поправки, найденной Ченом и др. из разности  $\sigma'_{\text{nn}} - \sigma_{\text{pp}}$  при энергии 1,4–2,8 Гэв<sup>/15/</sup>.

Используя измеренные в настоящей работе величины  $\sigma'_{\text{nn}}$  и  $\sigma_{\text{pp}}$  при одной и той же энергии, можно определить полные сечения взаимодействия нейтронов с дейтронами. Воспользовавшись данными, которые приводились в таблицах 2 и 4, получаем:

$$\sigma(\text{nd}) = (78,0 \pm 2,4) \text{ мб} \quad \text{и}$$

$$\sigma(\text{nd}) = (71,8 \pm 2,5) \text{ мб}$$

соответственно для нейтронов с эффективной энергией 5,5 и 8,3 Гэв. Эти данные в пределах экспериментальных ошибок совпадают с  $\sigma(\text{pd})$  (соответственно 78 и 78 мб).

Методика обработки экспериментальных данных и возможные систематические ошибки измерений обсуждалась выше.

Авторы благодарят академика В.И.Векслера за содействие и постоянное внимание к работе, В.И.Иванова за помощь во время измерений, Ин Фу-цин - программиста расчетного центра ОИЯИ, Л.П.Зиновьева, М.И.Яцуту и весь персонал синхротрона, на протяжении длительного времени обеспечивавшего устойчивую работу ускорителя.

#### Л и т е р а т у р а

1. T.Coor, D.A.Hill, W.F.Hornyak, L.W.Smith and G.Snow. Phys. Rev., 98, 1369 (1955).
2. J.H.Atkinson, W.N.Hess, V.Perez-Mendez and R.Wallase. Phys. Rev., 123, 1850 (1961).
3. Л.Ожляни, В.С.Пантуев, М.Н.Хачатурян. ПТЭ № 2 (1981).
4. F.N.Holmquist, UCRL-8559 (1958).
5. М.Н.Хачатурян, В.С.Пантуев. ПТЭ № 6, (1983).
6. Fowler, Shutt, Thorndike and Whittemore. Phys. Rev., 95, 1026 (1954).
7. G.Gatti, G.Giacomelli, W.A.Love, W.C.Middelkoop and T.Yamagata. Rev. S.Instr. 32, 949 (1961).
8. F.Rossini and W.E.Deming I.Wash, Acad. Sci, 29, 416 (1939).
9. L.Van Rossum and L.T.Kerth, Bull. Am. Phys. Soc., 1, 385 (1956).  
W.W.Chupp et.al., Suppl. N,Cimento, 4, 359 (1956);
10. M.Udgaonkar, Phys. Rev. Lett., 8, 142 (1962).
11. В.И.Никаноров. ЖЭТФ, 44, 2184 (1983).
12. S.I.Lindenbaum, W.A.Love, I.A.Niederer, S.Ozaki, H.Russell, L.C.L.Yuan. Phys. Rev. Lett., 7, 185 (1961).
13. R.I.Glauber, Phys. Rev., 100, 242 (1955).
14. I.S.Blair, Nucl. Phys., 6, 348 (1958).
15. F.F.Chen, C.R.Leavitt, Phys. Rev., 103, 211 (1956).
16. Palevsky. Bull, Am. Phys. Soc., 9, 94 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 июня 1964 г.

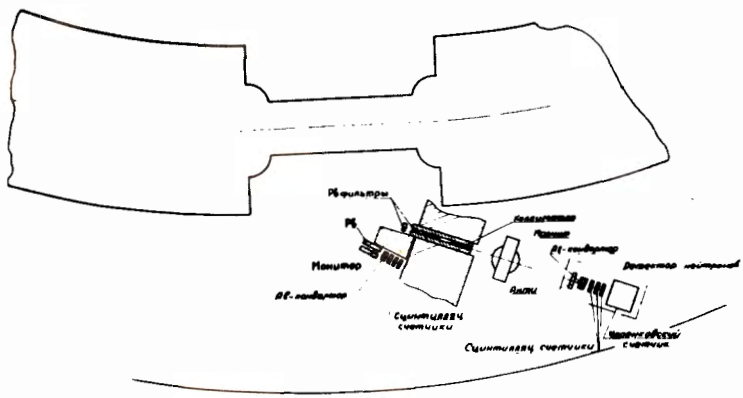


Рис. 1.

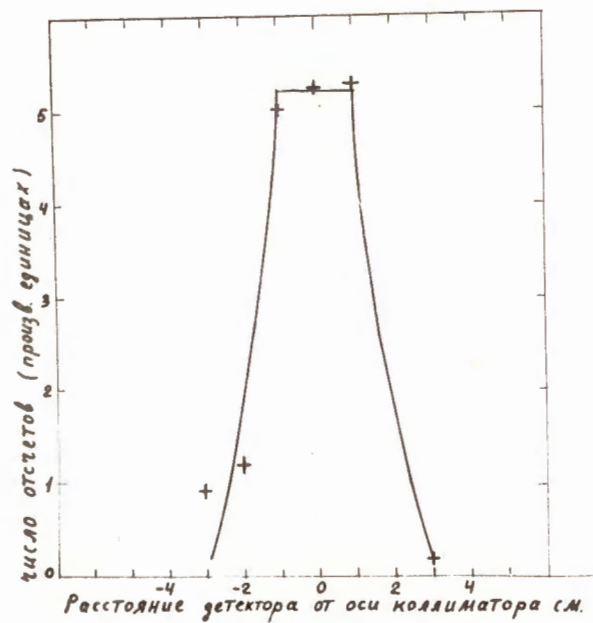


Рис. 2.



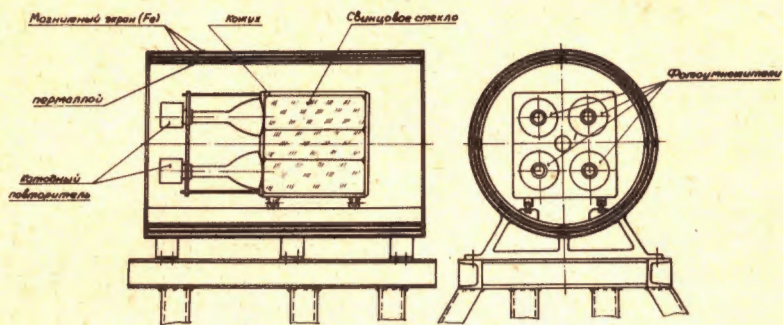


Рис. 3

Устройство Черенковского счетчика

Рис. 3.

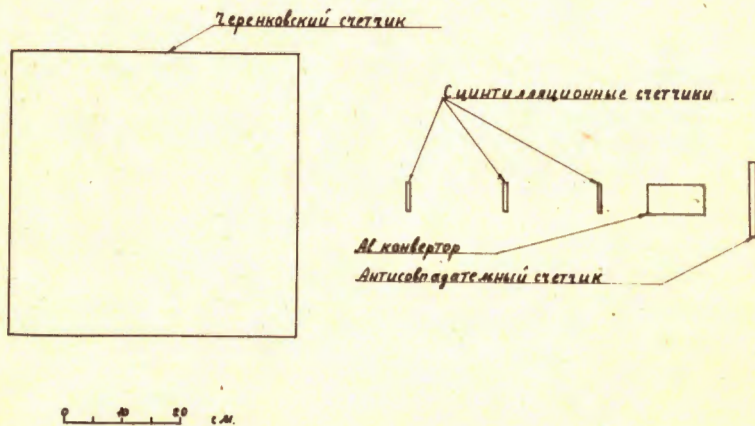


Рис. 4.



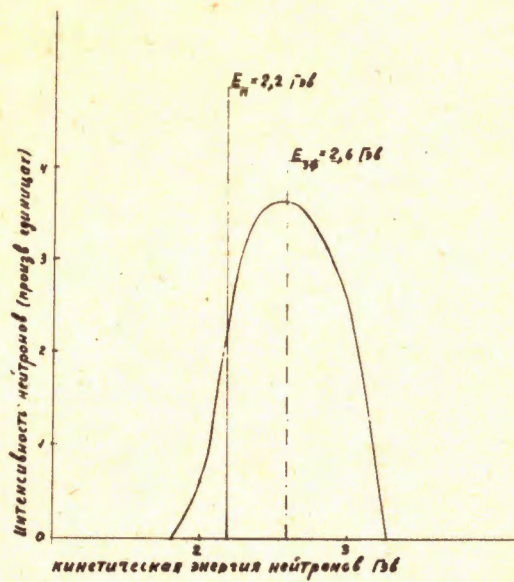


Рис. 7.

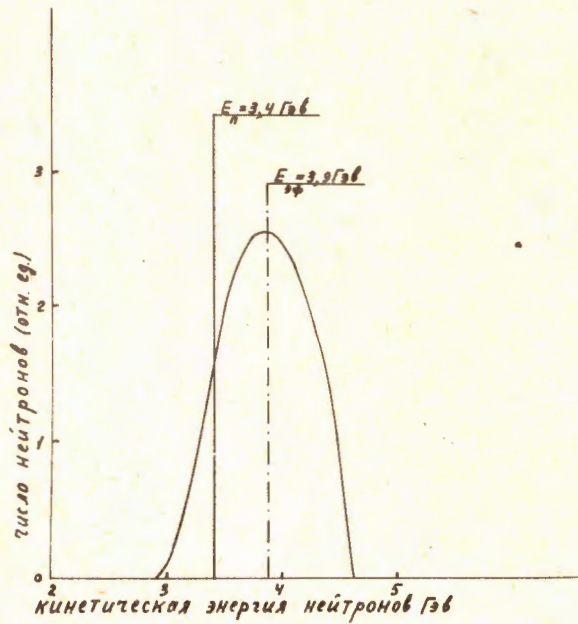


Рис. 8.

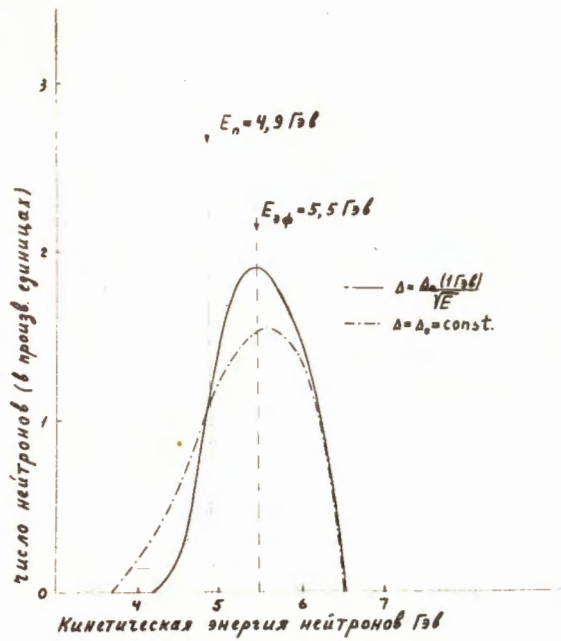


Рис. 8.

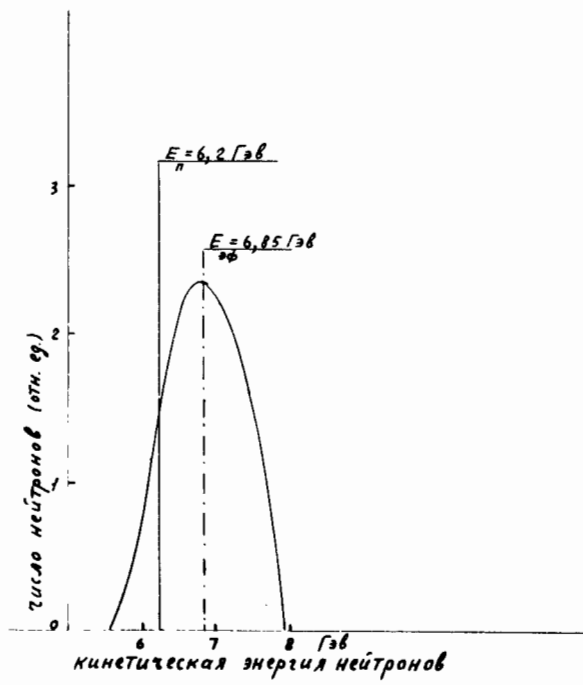


Рис. 10.

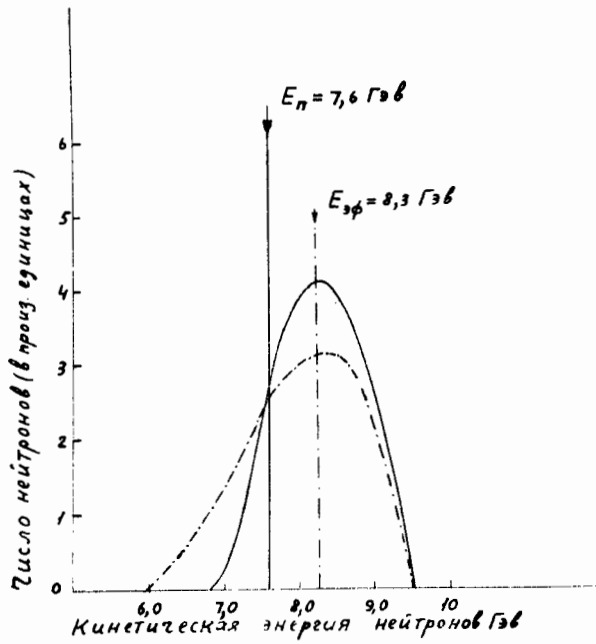


Рис. 11.

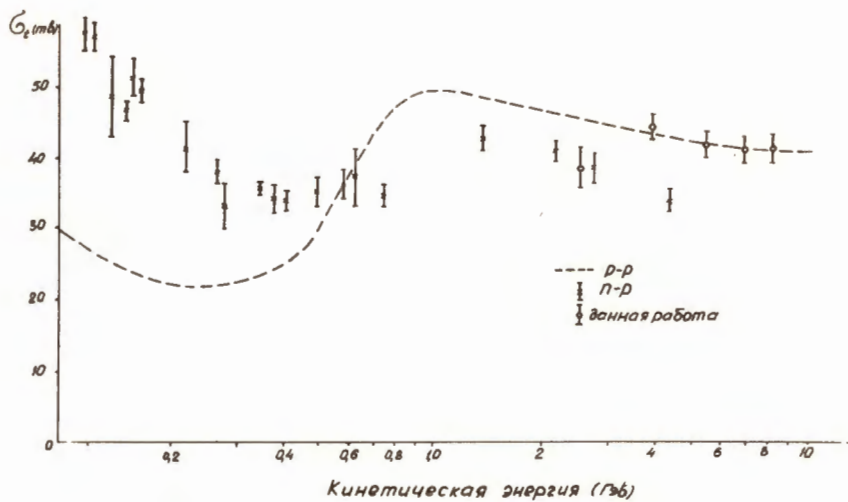


Рис. 12.

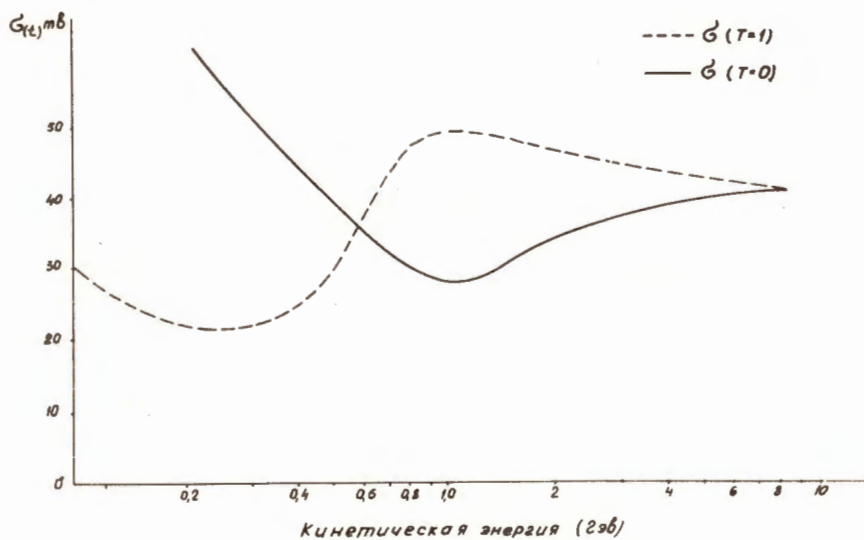


Рис. 13.