

С 3436
М-55

14/7-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2080



В.Н.Мехедов

"ПЕРЕЗАРЯДКА" НУКЛОНОВ НА ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1965

P-2080

3178 / 1, 1/2

В.Н.Мехелов

"ПЕРЕЗАРЯДКА" НУКЛОНОВ НА ЯДРАХ

Направлено в журнал "Успехи физических наук"

Объединенный институт
ядерной энергии
БНБЛАНК ЕНА

Введение

Как известно, при соударении протонов с нейтронами при энергиях около 100 Мэв и выше происходит обменное взаимодействие нуклонов. Физически оно интерпретируется как переход заряженного мезона (π^+ или π^-) от нейтрона к протону и обратно:

$$n = p + \pi^- ; \quad p = n + \pi^+.$$

При соударениях нуклонов высоких энергий с ядрами вследствие этого имеет место "перезарядка" нуклонов. Процесс "перезарядки" выражается в том, что если на ядро падают, например, протоны высоких энергий, то после взаимодействия в пучке вылетающих частиц обнаруживаются нейтроны с энергиями почти равными или незначительно меньшими, чем у протонов. При этом нейтроны высоких энергий вылетают в направлениях, близких к направлению движения протонов. Подобным же образом бомбардировка ядер нейтронами высоких энергий приводит к испусканию локализованных вперед протонов достаточно высоких энергий. Последовательной теории, описывающей это явление, нет. Расчеты внутриядерных каскадов процесса не объясняют. Ниже мы опишем эмпирические характеристики процесса перезарядки для того, чтобы привлечь внимание к проблеме. Решение этой задачи необходимо для понимания механизма взаимодействия быстрых частиц с ядрами и оказывается важным при рассмотрении ряда практических вопросов, например, расчете защиты современных ускорителей и т.д.

Автор не претендует на полноту обзора литературы по данной теме. Хотя со времени опубликования большинства работ прошло более 10 лет, многие вопросы изучены недостаточно. Лучше всего изучены угловые распределения и энергетические спектры нейтронов перезарядки при облучении бериллия протонами высоких энергий, что объясняется использованием на многих ускорителях бериллиевой мишени в качестве источника нейтронов.

Угловые распределения нейтронов высоких энергий

При изучении угловых распределений опыты ставились следующим образом: нейтроны получались при бомбардировке различных элементов (от лития до урана) протонами высоких энергий. Мишени из выбранных материалов помещались внутри камеры ускорителя в зону крайних орбит ускоряемых протонов. Вылетающие нейтроны регистрировались вне камеры с помощью различных детекторов, размещенных в плоскости пучка под разными углами к касательной к орбите протонов, проходящей через мишень.

Угловое распределение нейтронов изучалось с помощью углеродных детекторов при энергиях 110 и 340 Мэв^{1,2/}. Измерение нейтронных потоков в этом случае основаны

ваются на определении величины интенсивности испускаемых позитронов от распада изотопа C^{11} , образующегося в углероде по реакции (α, n). Порог регистрации нейтронов углеродным детектором лежит в районе 20 Мэв.

С помощью висмутовых камер деления или телескопов сцинтилляционных счетчиков угловое распределение нейтронов определялось при энергиях $85^{3/4}$, $170^{4/4}$, $330^{5/4}$, $480^{8/4}$ и 680 Мэв $^{17/4}$. Порог регистрации нейтронов висмутовыми камерами деления установлен недостаточно надежно, и в работах $^{15-7/4}$ его принимают лежащим в области от 50 до 100 Мэв. В сцинтилляционных счетчиках $^{13,4/4}$ нейтроны детектировались по протонам отдачи, рождающимся в водородосодержащих мишенях. Порог энергии задается углом отлета протонов отдачи относительно направления нейтронного пучка. Меняя угол наблюдения протонов, легко изменить порог регистрации нейтронов.

С помощью фотографических эмульсий угловое распределение нейтронов от бериллиевой мишени измерялось при 1,0 и 2,2 Гэв $^{8/4}$. При использовании фотопластинок производился отбор звезд с числом черных лучей ≥ 8 .

Во всех опытах отмечается испускание нейтронов высоких энергий по направлению движения протонов. Максимальная интенсивность нейтронов наблюдается на касательной к орбите пучка, проходящей через мишень. Это направление принимается за 0° . По мере отклонения от него, интенсивность нейтронов уменьшается симметрично в обе стороны. В качестве меры углового распределения принято приводить ширину Δ пика в точках, где интенсивность уменьшается в 2 раза по сравнению с максимальной. Значения полуширины угловых распределений для различных опытов и энергий протонов приведены в таблице 1.

Рассмотрим вначале данные, полученные на детекторах с примерно одинаковой величиной порога (например, данные для висмутовых камер деления и сцинтилляционных счетчиков с близкими величинами порога). Для них наблюдается монотонное уменьшение полуширины распределения, за отдельными исключениями, с увеличением энергии протонов. Только для 85 Мэв величина Δ получена у бериллия меньшей, чем при 170 Мэв. Начиная с 170 Мэв, повышение энергии протонов до 680 Мэв приводит к систематическому уменьшению полуширины Δ более чем в два раза. Аналогичным образом в опытах, где детекторами служили фотопластинки, увеличение энергии от 1,0 до 2,2 Гэв снижает полуширину Δ в 1,4 раза. На углеродных детекторах такой тенденции не наблюдается, а имеет место скорее постоянство полуширины распределения для энергий 110 и 330 Мэв. Это происходит, по-видимому, из-за неодинаковых условий экспериментов в рассматриваемых работах.

Повышение порога детектора при неизменной энергии протонов также приводит к уменьшению полуширины Δ . Наиболее отчетливо такая зависимость появляется для 170 Мэв. Аналогичная зависимость видна для бериллиевой мишени при энергии 95 Мэв, где увеличение порога от 48,5 до 70,7 Мэв снизило полуширину от $21,5^\circ$ до $14,5^\circ-17,5^\circ$.

Таблица 1
Угловые распределения нейтронов перезарядки

Энергия протонов Мэв	Мишень	Полуширина углового распределения Δ	Тип детектора	Порог детектора, Мэв	Литература	Примечание
110	Bi, Al, Cu, Pb	$27^\circ-29,5^\circ$	Углеродные детекторы	>20	1	
330	Be Al, Cu U	27° $29,5^\circ$ 29°	- " -	> 20	2	
95	Li, Be C Al, Cu Pb	$21,5^\circ$ $26,5^\circ$ $22-23^\circ$ 25°	Сцинтилляционные счетчики	> 48,5	3	Найдено нами по данным цитируемых работ
95	Li, Be, Al, Cu C Pb	$16-17^\circ$ $21,5^\circ$ 27°	- " -	>65,9	3	- " -
95	Li, Be C Al, Cu Pb	$14-17,5^\circ$ 17° $13,5-14^\circ$ 22°	- " -	>70,7	3	- " -
170	Be	33° 30° 28° 25° 20°		> 50 > 67 > 83 >100 >120	4	
330	Be	24°	Висмутовая камера	>50	5	
480	Be C Cu Pb	$15,7^\circ$ 16° $18,5^\circ$ 23°	- " -	>100	6	Значение порога по видимому завышено
680	Be	$14,5^\circ$	- " -	> 50	7	
1,0 Гэв	Be	9°	Фотоэмульсия	>550	8	
2,2 Гэв	Be	$6,5^\circ$	- " -	> 550	8	

Для различных мишеней наблюдается слабое возрастание величины Δ с увеличением порядкового номера облучаемого ядра. В различных опытах оно не одинаково и более отчетливо видно при высоких порогах или энергиях падающих протонов. Иногда встречаются выбросы, например, при углероде при пороге $48,5 \text{ Мэв}^{/3/}$, где значение полуширины оказалось больше, чем для свинцовой мишени. Вероятно прежде всего здесь требуется уточнение экспериментальных данных. Увеличение полуширины распределения у тяжелых элементов объясняют значительным вкладом от нейтронов выбивания. Как указано в ^{/3/}, ход кривой углового распределения нейтронов весьма близок к зависимости для (ν, ρ) - рассеяния на свободных нуклонах.

Энергетические распределения нейтронов перезарядки

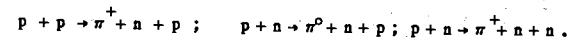
Спектры нейтронов изучались при энергиях протонов от 85 до 660 Мэв ^{/3,9-21/}. Энергетические распределения большей частью измерялись с помощью телескопов сцинтилляционных счетчиков на нейтронных пучках, коллимированных защитой ускорителей. В таких условиях предотвращалось воздействие на детекторы рассеянных и сопутствующих излучений от синхротронных. Обычно измеряется кривая поглощения протонов отдачи, вылетающих из водородосодержащей мишени при упругом (ν, ρ) рассеянии под некоторым углом. Спектр нейтронов находится из этих измерений с учетом соотношения, связывающего угол рассеяния протонов отдачи с энергией нейтронов.

Телескопы пропорциональных счетчиков применялись лишь в работах ^{/11,19/}. Методика работы с пропорциональными счетчиками отличается от методики работы со сцинтилляционными счетчиками лишь меньшим быстродействием и более низким коэффициентом усиления у первых детекторов. Наблюдения спектра нейтронов велись под углом 0° или при малых углах вылета. Под другими углами спектры измерялись в работе ^{/3/} ($0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 18^\circ$ и 28°); в работе ^{/12/} (0° и 15°); в работе ^{/20/} (0° и 18°).

Нужно сказать, что сравнивать между собой спектры нейтронов, измеренные на различных ускорителях, следует с осторожностью, так как условия опытов в большинстве случаев не являются идеичными, хотя применяется одна и та же методика. Расхождение результатов измерений может возникать, например, по следующей причине: используются бериллиевые мишени неодинаковой толщины, при этом из-за различия в ионизационных потерях в них и числа прохождений будут неодинаковыми размытия спектра падающих пучков протонов; возможно также, что разрешающая способность телескопов счетчиков, применявшихся в опытах, была недостаточна при данной скважности и интенсивности пучка ускорителя и т.д. Это замечание подтверждается, если сопоставить спектры нейтронов от бериллия, измеренные при $375^{/15/}$ и $380 \text{ Мэв}^{/16/}$. Хотя в этих работах энергии протонов близки друг другу, спектр нейтронов при 375 Мэв оказывается более размытым, чем при 380 Мэв . Тем не менее, мы рискуем сопоставить различные спектры, чтобы установить, хотя бы качественно, нали-

чие общих черт или различий между ними. Вероятно, строгие количественные сопоставления будут возможны после сооружения ускорителей с регулируемой энергией выведенных пучков протонов.

Вначале рассмотрим данные для бериллиевой мишени. Некоторые спектры, измеренные под 0° , демонстрируются на рис. 1. Вследствие трудности нормировки мы не приводим масштаб по оси ординат. Как видно из рис. 1, для каждой энергии протонов имеется своя форма спектра. Все спектры имеют максимумы, лежащие вблизи предельной энергии протонов. В сторону больших энергий от максимума наблюдается более резкое падение числа нейтронов, чем в сторону меньших энергий. Во всех спектрах установлено, хотя и в малых количествах, присутствие нейтронов с энергией, почти равной энергии налетающих протонов. Слева от максимума видно значительное количество нейтронов сравнительно малых энергий. Вследствие этого в области малых энергий появляются участки плато. Ширина и ординаты плато оказываются различными. По мере возрастания энергии протонов спектры нейтронов размываются и при энергии 480 Мэв начинает вырисовываться второй максимум, лежащий на 200-250 Мэв ниже основного максимума. Второй максимум наиболее отчетливо виден на кривой для энергий протонов 660 Мэв, где он расположен в интервале 200-300 Мэв. Появление второго максимума не связано с обменными взаимодействиями. Как отмечают авторы ^{/20/}, он обусловлен нейтронами, испускаемыми в реакциях образования π^+ и π^- мезонов при столкновениях протонов с ядром. Образование нейтронов в данном случае происходит за счет реакций:



В таблице 2 указаны параметры, характеризующие спектры нейтронов от бериллиевой мишени для различных E_p . В качестве параметров приводятся энергия E_m , при которой расположен максимум спектра, и "полуширина" ΔE максимума. Как видно из табл. 2, сброс энергий в процессе перезарядки (т.е. величина $E_p - E_m$) имеет вначале значение около 10-20 Мэв и увеличивается с энергией падающих протонов. Наблюдается большой разброс в величине сбрасываемой энергии даже при близких энергиях падающих протонов. В наиболее тщательно выполненных экспериментах ^{/18,20/} при высоких E_p сброс достигает 30-50 Мэв. Величина ΔE также сравнительно невелика при малых энергиях протонов, но затем она увеличивается примерно в 2-3 раза. Иногда наблюдаются большие отклонения в ΔE , что связано, по-видимому, с перечисленными ранее причинами погрешностей. Там, где использовалась аппаратура с достаточно высокой разрешающей способностью по энергиям ^{/18,20/}, величина ΔE существенно меньше, чем в других измерениях. Максимум спектра нейтронов имеет симметричную форму при сравнительно малых энергиях протонов (до 250) и при 660 Мэв.

Таблица 2

E_p , Мэв	E_n , Мэв	ΔE , Мэв	Литература
95	90 - 95	~ 50	3
100	90	35	9
143	140	~ 30	10
170	150	55	11
245	215	80	12
340	275	~ 100	13
350	280	~ 130	14
375	315	150	15
380	350	~ 30	16
450	400	~ 90	18
480	395 ^x	~ 140 ^x	19
660	610 ^x	~ 100 ^x	20

^x Значения для максимума, отвечающего нейтронам перезарядки.

Имеющиеся немногочисленные наблюдения спектров нейтронов от бериллиевой мишени под углом отличным от 0° /3,12,20/, по-видимому, позволяют говорить, что с увеличением угла наблюдения происходит уменьшение ординат спектра по абсолютной величине и смещение его максимума в сторону меньших энергий.

Энергетические распределения нейтронов перезарядки наблюдались /3, 10-12/ при облучении других элементов (от дейтерия до урана). В этих наблюдениях содержится меньше погрешностей, так как опыты производятся на одном и том же ускорителе. Однако и здесь результаты некоторых авторов /3, 12, 15/ иногда противоречат друг другу.

Спектры нейтронов под углом 0° в большинстве случаев по форме похожи на спектр для бериллиевой мишени. Согласно /10-12/, можно говорить о возрастании сбрасываемой энергии примерно в два раза и значительном увеличении ординат спектров для более тяжелых элементов по сравнению с бериллием. На рис. 2 представлены энергетические распределения нейтронов, вылетающих из различных мишеней в направлении 0° при $E_p = 143$ Мэв, полученные в наиболее чистых измерениях методом времени пролета /10/. На этих рисунках пунктиром указаны эффективные энергетические распределения падающих протонов с учетом разброса по энергии выведенного пучка и его потерь в мишени. Штрих-пунктирной кривой очерчено энергетическое разрешение наблюдаемых пиков в каждом спектре. Мы видим, что для дейтерия основную часть спектра (более 80%) составляют нейтроны перезарядки, а остальные участки обязаны нейтронам, выбитым в результате многократных столкновений. У более тяжелых мишеней пик нейтронов перезарядки играет меньшую роль. Возрастает вклады участков, отвечающих многократным соударениям и области низких энергий - соответствующих выбитым нейтронам.

Выходы нейтронов высоких энергий

Сведения о вероятности образования нейтронов высоких энергий на различных мишенях получены при энергиях протонов $95^{3/}$, $143^{10/}$, $160-170^{4,11/}$, $340^{5,22/}$ и 480 Мэв /6/.

Полные сечения испускания нейтронов ($E_n > 50$ Мэв) из бериллиевой мишени при энергиях протонов 143, 170, 340 и 480 Мэв равны: 84 ± 4 мб /10/; 60 ± 30 мб /11/; 100 ± 50 мб /5/ и 50 ± 25 мб /8/, соответственно. Авторы работы /6/ указывают, что порог регистрации нейтронов в их опытах находился выше 100 Мэв. Мы уже отмечали, что такая величина порога нам представляется завышенной и его лучше принимать лежащим в районе 50 Мэв, как это делается в других исследованиях. Тогда в пределах ошибок эксперимента полное сечение испускания нейтронов из бериллия можно считать практически не зависящим от энергии в рассматриваемом интервале энергий протонов. По сравнению с геометрическим сечением ($\sigma_{\text{геом}} = 250$ мб) вероятность испускания нейтронов высоких энергий составляет около одной пятой части всех взаимодействий. Полное сечение испускания нейтронов ($E_n > 50$ Мэв) ядрами углерода, меди и свинца при энергии протонов 480 Мэв равно: 40, 450 и 1100 мб, соответственно. По сравнению с геометрическим сечением оно составляет примерно одну седьмую часть всех взаимодействий на углероде и около половины взаимодействий на меди и свинце. Входы нейтронов из различных элементов в переднюю полусферу приведены в таблице 3.

Данные таблицы 3 получены в разных опытах и поэтому их сравнивать между собой трудно. Лучше сравнивать выходы нейтронов в одном и том же опыте. Из всех опытов видно, что с увеличением порядкового номера мишени вероятности испускания нейтронов высоких энергий монотонно растут. Наблюдается различная зависимость выходов нейтронов от атомного веса мишеней. Так, в работе /3/ указывается, что он пропорционален $A^{2/3}$, между тем как в работах /10,22/ утверждается, что зависимость относительного выхода нейтронов в пределах экспериментальных погрешностей меняется линейно как $(A - Z)^{2/3}$. Объяснения этого различия пока нет.

Испускание заряженных частиц высоких энергий

Об испускании заряженных частиц высоких энергий при бомбардировке ядер нейтронами имеется немного данных /23-26/. Они разрознены и их нелегко сравнивать между собой. В работе /23/ с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле, измерялись угловые распределения и энергетические спектры протонов и дейтронов, вылетающих из углеродной мишени при бомбардировке ее нейтронами с энергией около 90 Мэв. Разделение треков на протоны и дейтроны производилось по величине радиуса кривизны. Было найдено, что из 386 треков 52% представляют собой протоны с энергиями от 32 до 107 Мэв; 42% являются дейтронами с энергиями от 25 до 124 Мэв и

Таблица 3

Энергия протонов	Мишени	Выход	Литература	Примечание
95 Мэв	Be	≈ 90	/3/	$\times \frac{d\sigma (\text{мб})}{d\Omega \text{ стерад}}$ $E_n > 48.6 \text{ Мэв}$
	C	≈ 55		
	Al	≈ 90		
	Cu	180		
	Pb	360		
143 Мэв	D	43± 3	/10/	"вперед" мб
	Li	71± 4		
	Be	84± 4		
	C	65± 4		
	Al	103± 5		
	Cu	205± 10		
	Pb	453± 28		
U	475± 29			
160 Мэв	Be	81± 15	/11/	$\frac{d\sigma(2,5^\circ) \text{ мб}}{d\Omega \text{ стерад}}$ $E_n > 50 \text{ Мэв}$
	C	81± 15		
	Al	192± 35		
	Pt	1360± 280		
340 Мэв	Be	1,5	/22/	Относительный выход "вперед"
	C	1,0		
	Al	2,1		
	Cu	3,7		
	Ag	5,7		
	Pb	8,3		
U	9,0			

около 6% - ядра трития с энергией от 58 до 95 Мэв. Утверждается, что протоны с энергиями 32-62 Мэв испускаются изотропно (в пределах экспериментальных ошибок), а для интервала 62-98 Мэв имеется резкая направленность вперед, причем полуширина углового распределения составляет $18 \pm 3^\circ$. Это значение полуширины удовлетворительно совпадает с величиной Δ для нейтронов перезарядки из углерода, указанной в таблице 1 для порога выше 65,9 Мэв. Вероятность испускания протонов всех энергий в интер-

вале углов $0-24^\circ$ найдена равной $11,3 \pm 5,6$ мб. Спектр протонов, выбрасываемых вперед (см. верхнюю часть рис. 3), имеет плато в интервале энергий 32-70 Мэв и затем падает почти до нуля в области больших энергий.

Измерения энергетических спектров протонов и дейтронов из углеродной, медной и свинцовой мишени при облучении нейтронами с энергией 90 Мэв производились в работе ^{/24/}. В качестве детекторов применялись телескопы пропорциональных счетчиков, а тип вылетающих частиц устанавливался по величине отклонения их в магнитном поле. В случае углерода среди испускаемых частиц с энергиями более 20 Мэв обнаружено около 60% протонов, 36% дейтронов и около 4% ядер трития, что удовлетворительно согласуется с данными работы ^{/23/}. Вероятности выбрасывания протонов ($E > 20$ Мэв) и дейтронов ($E > 27$ Мэв) для разных интервалов углов вылета перечислены в таблице 4. Мы видим, что более вероятно выбрасывание частиц вперед ($0-15^\circ$). Наибольшая степень анизотропии в испускании имеет место для углеродной и наименьшая - для свинцовой мишени.

Таблица 4

Вылетающие частицы	Мишень	Угол вылета			Общее сечение мб
		$0^\circ-25^\circ$	$25^\circ-45^\circ$	$45^\circ-180^\circ$	
Протоны	C	35	31	24	90
Протоны ($E > 35$ Мэв)		24	19	9	52
Дейтроны		12	8	6	26
Протоны	Cu	70	68	103	241
Дейтроны		18	14	20	52
Протоны	Pb	100	132	192	424
Дейтроны		23	21	31	75

Если выделить среди протонов более энергичную часть (с $E > 35$ Мэв), то можно заметить, что при этом наблюдается существенно большая степень анизотропии в испускании, чем для всего спектра. Полуширина углового распределения таких протонов из углерода получена равной $\sim 20^\circ$, что не намного меньше, чем соответствующая величина для нейтронов перезарядки, указанная в таблице 1. Выходы энергичных протонов в данном опыте оказываются сравнимыми с выходами нейтронов перезарядки из тех же ядер при близких энергиях налетающих частиц. Так, сечение образования протонов на углероде почти равно выходу нейтронов перезарядки для углерода и бериллия (см. предыдущий раздел), в то время как для меди и свинца оно составляет чуть

больше половины или половину. Энергетические спектры протонов изучены подробно с разными мишенями при нескольких углах вылета (0° , 12° , 25° , 45°). Во всех случаях они похожи друг на друга по форме. При угле наблюдения 0° плато простирается от 27 до 70 Мэв (углерод, спектр показан на рис. 3 внизу), 35-50 Мэв (медь) и 35-45 Мэв (свинец). Ординаты плато равны около 1,6; 3,0 и 4,5 мб/стер. Мэв, соответственно. Эти величины почти равны ординатами плато для спектров нейтронов перезарядки из углерода и примерно в два-три раза меньше - для остальных мишеней^{/3/}. При других углах вылета спектры имеют приблизительно такой же характер, но постепенно размываются с увеличением угла наблюдения. Обращает на себя внимание резко отличный вид спектров протонов перезарядки от энергетического распределения нейтронов перезарядки (см. рис. 1 и 2). Между тем спектр дейтронов, измеренный в тех же опытах (см. рис. 3), похож на спектр нейтронов перезарядки (также имеет максимум в области больших энергий).

В работе^{/25/} с помощью телескопа сцинтилляционных счетчиков изучались выходы протонов, дейтронов и ядер трития при бомбардировке различных мишеней протонами и нейтронами с энергией 300 Мэв. Измерения проводились для углов вылета 26° , 40° и 60° . Разделение вылетающих частиц проводилось по величине радиуса кривизны траектории частиц в магнитном поле и их ионизационным потерям, измеренным в одном из сцинтилляторов. Дифференциальные сечения испускания протонов с энергиями больше 36 Мэв (в мб/стер) приведены в таблице 5. Из таблицы видно, что по мере увеличения порядкового номера мишени выходы протонов возрастают примерно в 9 раз при облучении протонами и нейтронами. Как и в работе^{/24/} выход протонов растет с уменьшением угла наблюдения. Вероятность испускания протонов под действием нейтронов оказывается в 2,5-3 раза меньше, чем при облучении протонами. Отношение вероятности выбрасывания протонов из Al и Cu по сравнению с углеродом в случае облучения нейтронами оказывается примерно таким же, как и относительные выходы нейтронов перезарядки в таблице 3 для 340 Мэв. В то же время относительные вероятности испускания этих частиц из тяжелых мишеней (Pb и U) почти вдвое меньше выходов нейтронов перезарядки в тех же условиях. В спектрах протонов под некоторыми углами наблюдения при облучении протонами обнаруживаются максимумы неодинаковой высоты для разных мишеней, лежащие при энергиях 200 Мэв (26°) и примерно от 170 до 200 Мэв (40°). По форме и полуширине они немного различаются друг от друга и являются пиками квазиупругого рассеяния протонов на нуклонах ядра.

Относительно испускания дейтронов в работах^{/23-26/} имеются указания на то, что они вылетают более анизотропно, чем протоны; их относительный выход по мере увеличения Z мишени растет несколько сильнее, чем протонов; в энергетических распределениях наблюдается тонкая структура в виде наличия одного, а под некоторыми углами - двух четко очерченных максимумов, положение которых зависит от выбора мишени, угла наблюдения и т.д. Значительно меньше сведений получено относительно

Таблица 5

Мишень	Выход протонов		Бомбардирующие частицы
	26°	40°	
Литий	-	35,3± 3,0	Протоны с энергией 300 Мэв
Углерод	70 ± 4,0	52,3± 4,0	
Алюминий	130,1± 5,0	89,0± 4,0	
Медь	188,5± 7,0	142,8± 6,0	
Кадмий	-	193,2± 9,0	
Свинец	290,0±12,0	234 ±12	
Уран	-	251 ±11	
Литий	-	9,6±0,9	Нейтроны с энергией 300 Мэв
Углерод	27,7±2,0	16,2±0,8	
Алюминий	49,2±3,0	29,7±1,4	
Медь	76,2±5,0	46,8±1,9	
Кадмий	-	64,2±2,4	
Свинец	120,2±8,0	80,4±3,3	
Уран	-	83,3±3,3	

особенностей испускания ядер трития. Любопытно отметить, что во всех исследованиях^{/23-26/} обнаружено выбрасывание дейтронов и ядер трития с кинетическими энергиями, существенно превышающими полную энергию связи нуклонов в этих фрагментах или высоту кулоновского барьера.

Заключение

Подводя итог сказанному, мы видим, что многие вопросы из этого раздела изучены еще недостаточно полно. Тем не менее, насколько можно верить приведенным экспериментальным данным, энергетические и угловые распределения вторичных частиц показывают наличие специфического процесса перезарядки нуклонов в ядрах, свойственного высоким энергиям. Как и для процесса перезарядки протонов в нейтроны на ядрах обратный процесс характеризуется резкой асимметрией вылета вторичных частиц.

Однако спектры нуклонов перезарядки оказываются разными в зависимости от того, какая частица падает на ядро. При падении протона у вторичных нейтронов в направлении 0° имеется четко очерченный максимум, лежащий при больших энергиях и общая картина взаимодействия близка к картине обменных (p, d) взаимодействий в дейтроне. При падении нейтрона у вторичных протонов такого максимума нет, а в той области спектра, где для нейтронов перезарядки наблюдается максимум, здесь имеет место

плавное падение. При этой причине средние значения энергии вторичных нейтронов перезарядки должны значительно превышать средние значения энергий вторичных быстрых протонов. Выходы нейтронов и протонов перезарядки на легких элементах примерно одинаковы. На тяжелых мишенях вероятность испускания нейтронов больших энергий почти вдвое превышает вероятность испускания протонов. Отсюда следует, что количество энергии, уносимой от падающей частицы нейтронами перезарядки, на тяжелых мишенях будет значительно превышать количество энергии, уносимой протонами перезарядки.

Бросается в глаза одинаковый вид энергетических распределений дейтронов, выбрасываемых из ядер под действием нейтронов^{/24/} или протонов^{/28/}, который мало чем отличается от спектра нейтронов перезарядки. Относительные выходы дейтронов ($E > 48$ Мэв) при облучении протонами^{/25/} почти в два раза превышают выходы этих фрагментов из разных элементов под действием нейтронов. В то же время вероятность испускания ядер трития ($E > 58$ Мэв) как под действием протонов, так и нейтронов из одного и того же элемента совпадают друг с другом в пределах ошибок эксперимента^{/25/}.

Вряд ли следует думать, что различия в энергетических распределениях и выходах вторичных нуклонов обусловлены непохожестью по энергии падающих пучков нейтронов. Этому противоречит совпадение спектров дейтронов, испускаемых из ядер под действием нейтронов и протонов^{/24,28/}.

Различия в спектрах и выходах нуклонов перезарядки качественно можно понять и, по-видимому, объяснить теоретически на основе каскадных расчетов, предположив неравномерное распределение протонов и нейтронов в ядре. До сих пор в каскадных расчетах распределение нуклонов принималось равномерным. Если принять, что поверхность ядра обогащена нейтронами, мы будем иметь благоприятные условия для получения более энергичных нейтронов перезарядки. Выбрасывание из ядра в процессе перезарядки глубинного протона, естественно, должно сопровождаться потерями энергии в ядерном веществе, вследствие чего в спектрах протонов должны преобладать частицы с относительно малыми энергиями. На первый взгляд может показаться, что предположение о неравномерном распределении нейтронов и протонов противоречит имеющимся экспериментальным данным^{/27/}, в частности опытам Хофштадтера по рассеянию электронов высоких энергий ядрами. На самом деле здесь никакого противоречия нет. Дело в том, что зондирование ядра, базирующееся на использовании электромагнитных сил взаимодействия, в принципе может дать иной ответ, чем при использовании в качестве пробной частицы нейтрона. На это неоднократно обращали внимание многие исследователи (см., например, обзор^{/27/}). В этом обзоре отмечается, в частности, что данные о сечениях взаимодействия нейтронов с различными ядрами при энергии 4,5 Гэв в сочетании с анализом при помощи оптической модели свидетельствуют о некотором различии в распределениях протонов и нейтронов в тяжелых ядрах. Поэтому высказанное нами предположе-

ние об обогащении поверхности ядра нейтронами, по-видимому, можно принять как рабочую гипотезу для дальнейшего развития исследований в этом направлении. Со своей стороны добавим, что к такому же заключению об обогащении поверхности ядра нейтронами мы пришли при рассмотрении особенностей образования в реакциях с быстрыми частицами нейтроноизбыточных (N^3, He^6) и нейтронодефицитных фрагментов ($Li^8, Be^7, C^{11}, N^{13}, F^{18}$ и т.д.). Подробнее об этом будет сказано в работе, посвященной исследованиям образования фрагментов в реакциях с быстрыми частицами.

Наряду с нейтронами и протонами из мишеней вылетают более сложные частицы, например, дейтроны, ядра трития и т.п. с высокими кинетическими энергиями. Механизм испускания сложных частиц с большими энергиями не ясен. С точки зрения каскадно-испарительной модели непонятными являются способы передачи комплексу нуклонов ядра от падающей частицы большой кинетической энергии, которая значительно превышает высоту кулоновского барьера или величину полной энергии связи всех нуклонов во фрагменте. Мы приписываем такие события актам осуществления многочастичных взаимодействий нуклонов при высоких энергиях, подсказываемых, например, в теориях флуктуационного сжатия ядерного вещества или мезонной теории ядерных сил^{/28/}.

Л и т е р а т у р а

1. K. Strauch. Phys. Rev., 82, 299 (1951).
2. R.D. Müller, D.C. Sewell, R.W. Wright. Phys. Rev., 81, 374 (1951).
3. J.A. Hofman, K. Strauch. Phys. Rev., 90, 449 (1953).
4. M. Snowden. Phil Mag., 43, 285 (1952).
5. J. De Juren. Phys. Rev., 81, 458 (1951).
6. В.П. Джелепов, Ю.М. Казаринов, Б.М. Головин, В.Б. Флягин. Дубна Б1 1537, 1953 г.
7. М.М. Комочков, В.Н. Мехедов. Атомная энергия, 8, 152, 1960.
8. T. Coor, D.A. Hill, W.F. Hornyak, L.W. Smith, I. Snow. Phys. Rev., 98, 1369 (1955).
9. D. Bodansky, N.F. Ramsey. Phys. Rev., 82, 831 (1951).
10. P.H. Bowen, G.C. Cox, G.B. Huxtable, I.P. Scanlon, J.J. Thresher. Nucl. Phys., 30, 475 (1962).
11. I.M. Cassels, T.C. Randle, T.G. Pickavance, A.E. Taylor. Phil. Mag., 42, 215 (1951); 44, 425 (1953).
12. B.K. Nelson, G. Guernsey, G. Mott. Phys. Rev., 88, 1, (1952).
13. R. Fox, C. Leith, L. Winters, K.R. Mackenzie. Phys. Rev., 80, 23 (1950).
14. I.B. Cladis, I. Hadley, W.H. Hess. Phys. Rev., 86, 110 (1952).
15. W.F. Goodell, Jr., H.H. Loar, R.P. Durbin, W.W. Havens, Jr. Phys. Rev., 89, 724 (1953);

16. A.Ashmor, R.G.Jarvis, D.S.Mather, S.K.Sen Proc. Phys. Soc., 70 A, 735, (1957).
17. A.I.Hartzler, R.T.Siegel. Phys. Rev., 95 185 (1954).
18. G.B.Yodh. Phys. Rev., 98, 1330 (1955).
19. В.П.Джелепов, Ю.М.Казаринов, Б.М.Головин, В.Б.Флягин, В.И.Сатаров. Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 573, 1955.
20. В.С.Киселев, В.Б.Флягин. ЖЭТФ, 32, 882, 1957.
21. В.С.Киселев, К.О.Оганесян, Р.А.Позе, В.Б.Флягин. ЖЭТФ, 35, 812, 1958.
22. W.I.Knox. Phys. Rev., 81, 687 (1951).
23. K.Brueckner, W.Powell. Phys. Rev., 75, 1274 (1949); 75, 1970 (1949).
24. J.Hadley, H.York. Phys. Rev., 80, 345 (1950).
25. W.H.Hess, B.I.Moyer. Phys. Rev., 101, 337 (1956).
26. W.Selove. Phys. Rev., 101 231 (1956).
27. Л.Элтон. "Размеры ядер". ИИЛ, 1962.
28. Д.И.Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295, 1967; М.Верде. Сборник. Строение атомного ядра. ИИЛ, 1959.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 марта 1965 г.

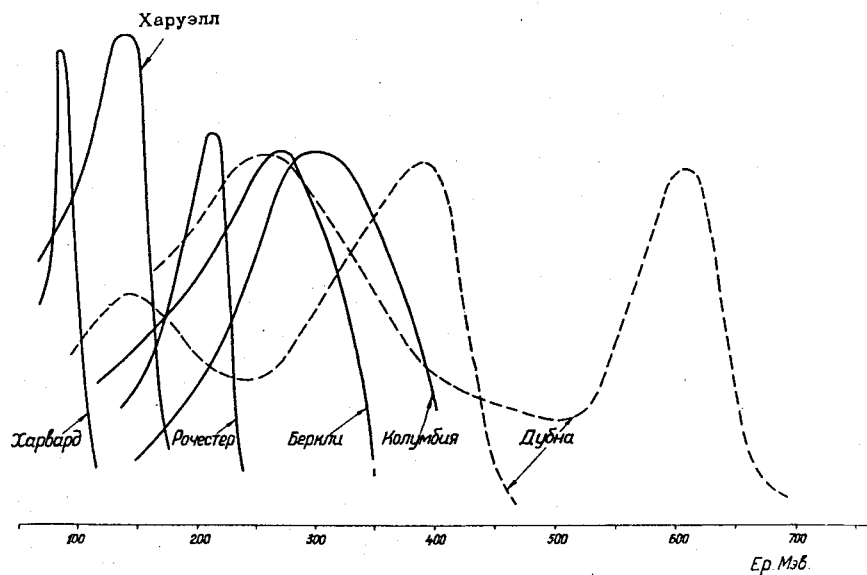


Рис. 1. Энергетические распределения нейтронов от перезарядки протонов различных энергий, измеренные под углом 0° .

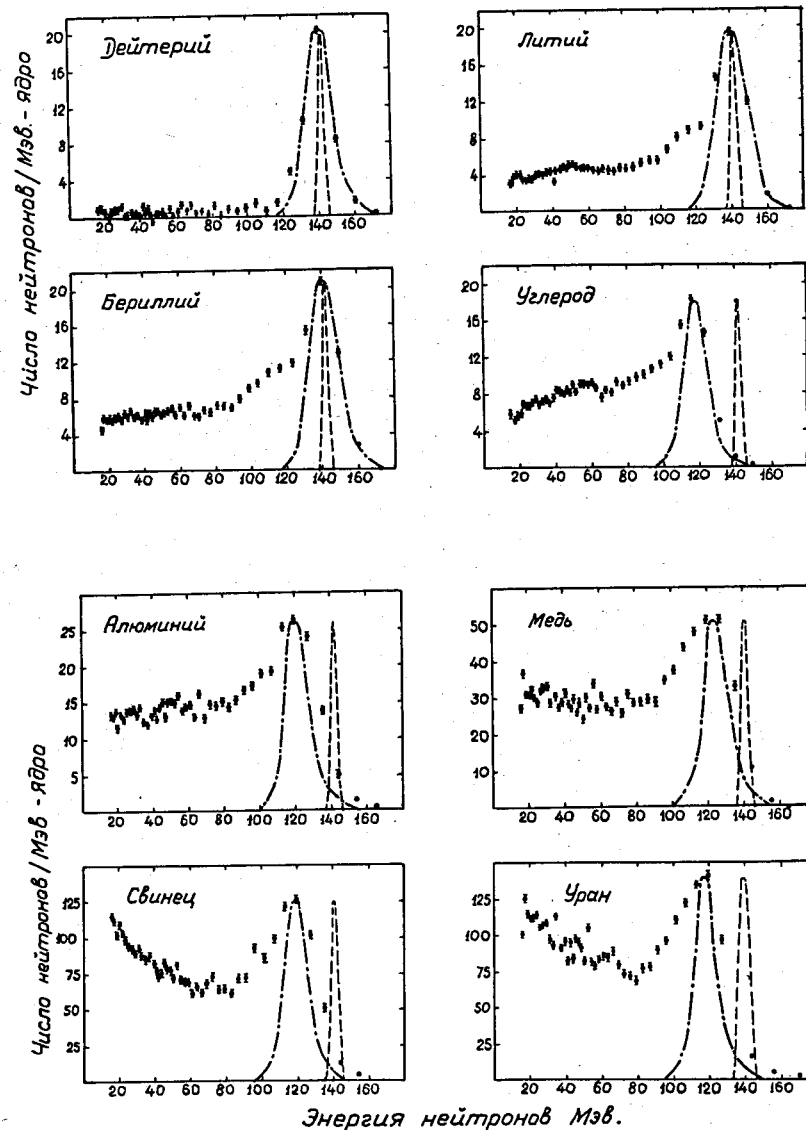


Рис. 2. Спектры нейтронов, вылетающих в направлении 0° из различных элементов под действием протонов с энергией 143 Мэв.

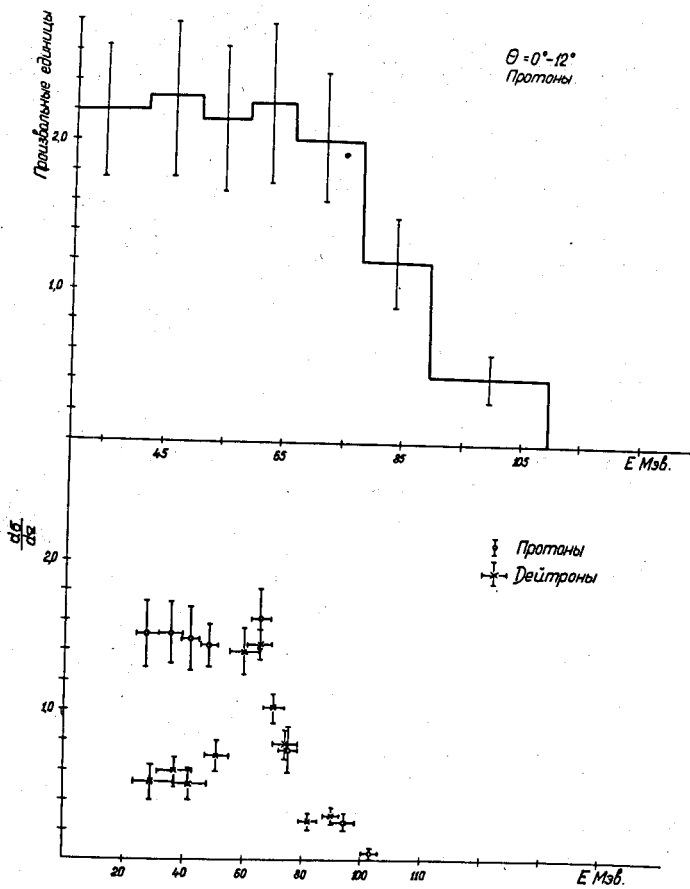


Рис. 3. Спектры протонов перезарядки и дейтронов, выбрасываемых из углеродной мишени под действием нейтронов со средней энергией 90 Мэв.