

2-72-72

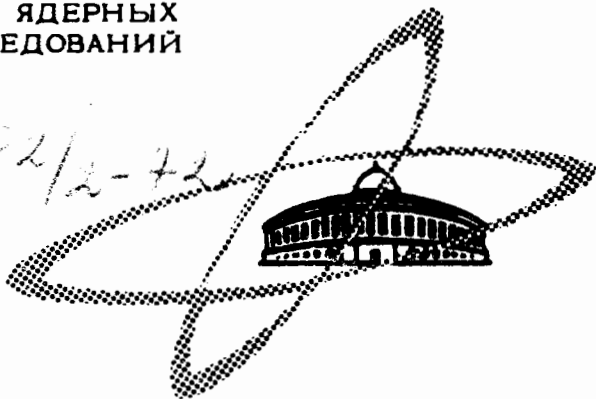
A-341

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1582/2-72

P1 - 6308



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Л.С.Ажгирей, О.Д.Далькаров, З.В.Крумштейн,
Ю.П.Мерексов, З.Мороз, Нго Куанг Зуй,
В.И.Петрухин, А.И.Ронжин, Г.А.Шелков, З.Цисек

ИССЛЕДОВАНИЕ
СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ,
ОБРАЗУЕМЫХ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 670 МЭВ
НА ЯДРАХ

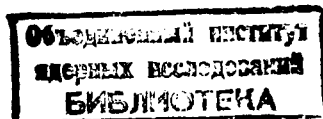
1972

P1 - 6308

Л.С.Ажгирей, О.Д.Далькаров, З.В.Крумштейн,
Ю.П.Мереков, З.Мороз, Нго Куанг Зуй,
В.И.Петрухин, А.И.Ронжин, Г.А.Шелков, З.Цисек

ИССЛЕДОВАНИЕ
СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ,
ОБРАЗУЕМЫХ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 670 МЭВ
НА ЯДРАХ

Направлено в Nuclear Physics



1. Введение

Выяснение механизма прямых ядерных реакций является одной из важных задач ядерной физики. Особое место в этой проблематике занимают процессы квазиупругого рассеяния на ядрах $(p, 2p)$, (p, dN) , (p, tp) и т.д. Однозначность кинематики процессов такого типа приводит к достаточно простой геометрии постановки опыта. С другой стороны, при энергиях первичных протонов, превышающих несколько сот Мэв, и больших передачах импульса в процессе рассеяния налетающие и вылетающие частицы обладают энергией, достаточной для того, чтобы в первом приближении можно было пренебречь их взаимодействием с ядром. Последнее обстоятельство позволяет исследовать механизм взаимодействия налетающего протона с отдельными нуклонами или нуклонными ассоциациями в ядре.

Квазиупругое рассеяние протона на протоне ядра (реакция $(p, 2p)$) достаточно хорошо изучено в области начальной энергии до 460 Мэв ^{/1/}. Этот процесс оказался эффективным средством для изучения оболочечной структуры ядра. Более сложный процесс - рассеяние протона на двухнуклонных группах (p, dN) - дает инфор-

мацию о более тонких деталях структуры ядра. Однако экспериментальных данных по реакциям типа (p, dN) в настоящее время имеется сравнительно мало ^{/2,3/}. Ранее нами измерялись спектры дейтронов, образуемых при бомбардировке ядер протонами с энергией 670 Мэв под углом $6,5^{\circ}$ к направлению первичного пучка в широкой области импульсов от ≈ 700 Мэв/с до 1700 Мэв/с ^{/4,5/}. Предварительный анализ полученных спектров дейтронов показал, что помимо известного процесса $p + \langle 2N \rangle \rightarrow d + N$ существует также новый канал реакции образования дейтронов с рождением π - мезонов $p + \langle N \rangle \rightarrow d + \pi$, который отвечает области импульсов вылетающего дейтрона до ≈ 1400 Мэв/с. Настоящая работа является продолжением исследований, начатых в работах ^{/4,5/} с целью систематического изучения механизма образования дейтронов в реакциях $p + \langle 2N \rangle \rightarrow d + N$ и $p + \langle N \rangle \rightarrow d + \pi$ в широкой области импульсов дейтронов при энергии налетающих протонов 670 Мэв.

В данной работе спектры дейтронов измерены для ряда ядер от дейтерия до свинца под углами $9,5^{\circ}$; $13,5^{\circ}$ и $16,0^{\circ}$. Полученные результаты совместно со спектрами под углом $6,5^{\circ}$ ^{/5/} обсуждаются в рамках дисперсионной теории прямых ядерных реакций с учетом полюсной и треугольной диаграмм.

II. Процедура измерений и обработка результатов

Схема опыта списана в работе ^{/4/}. Измерения проводились с помощью магнитного спектрометра и спектрометра по времени пролета. Разрешающая способность магнитного спектрометра $\Delta P/P$ составляла $\pm 1,8\%$, а разрешение спектрометра по времени пролета $2\tau = 0,9$ нсек. В условиях данного эксперимента неопределенность в угле вылета вторичных частиц была равна $\pm 0,6^{\circ}$.

В эксперименте использовалась система связи с ЭВМ "Минск-22" /6/. С помощью ЭВМ производилась предварительная обработка результатов эксперимента и их запись на магнитную ленту. При обработке данных по выходам дейтронов учитывались поправки на просчеты регистрирующей аппаратуры, на многократное рассеяние дейтронов в мишени, в воздухе и в сцинтилляторах счетчиков.

Абсолютные величины дифференциальных сечений для дейтронов, испускаемых под углами $6,5^{\circ}$ и $9,5^{\circ}$, определялись из отношения числа дейтронов, зарегистрированных от данной мишени, к числу дейтронов от реакции $pp \rightarrow d\pi^{+}$. Сечения этой реакции были взяты из работ /7,8/. Такой метод нормировки, однако, дает плохую точность для угла вылета дейтронов $13,5^{\circ}$ из-за сильной угловой зависимости дифференциального сечения реакции $pp \rightarrow d\pi^{+}$ вблизи предельного угла вылета дейтрона в этой реакции, а под углом 16° (за предельным углом) дейтроны в реакции $pp \rightarrow d\pi^{+}$ вообще не образуются. Поэтому сечения испускания дейтронов под углами $13,5^{\circ}$ и 16° определялись из отношения числа дейтронов, зарегистрированных от данной мишени, к числу всех заряженных частиц, зарегистрированных от углеродной мишени. Абсолютные величины дифференциальных сечений образования заряженных частиц на углероде брались из работы /9/. Для контроля дифференциальные сечения под углами $6,5^{\circ}$ и $9,5^{\circ}$ были определены обсьими методами, при этом полученные величины дифференциальных сечений согласовались между собой в пределах экспериментальных ошибок.

III. Результаты измерений

1. Импульсные спектры

Импульсные спектры дейтронов, образуемых под углом $6,5^{\circ}$ на ядрах H , D , Li^7 , C , Al , Si , Rh и Pb , показаны на рис. 1.

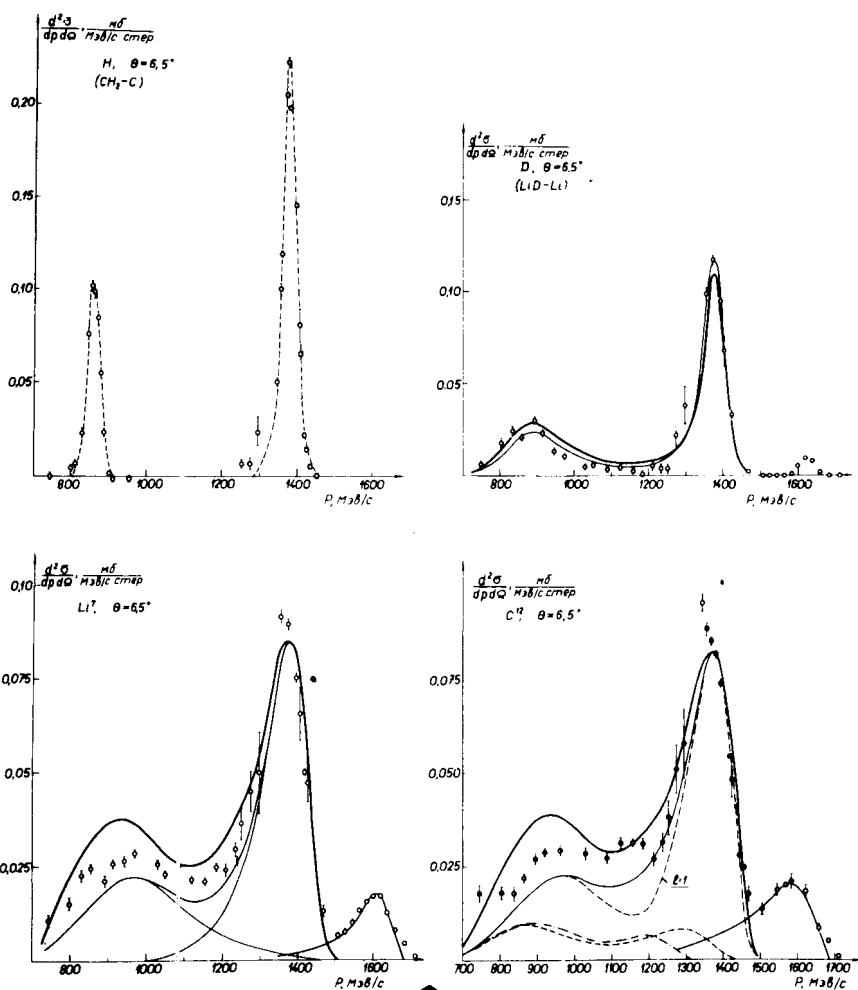
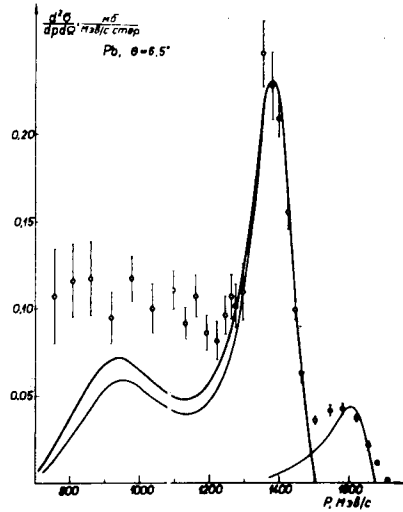
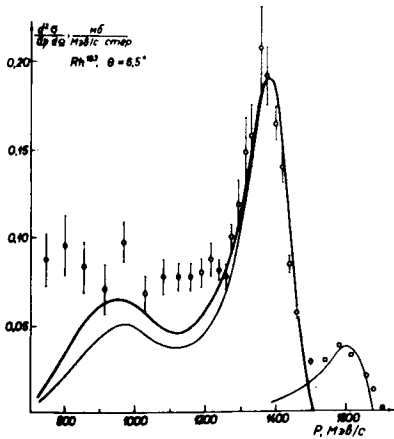
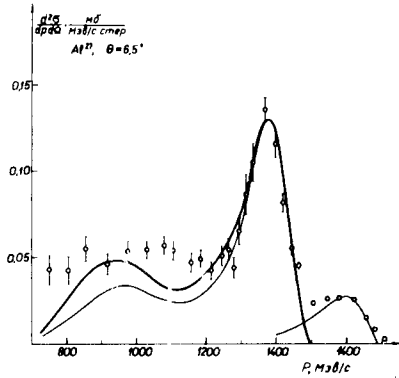
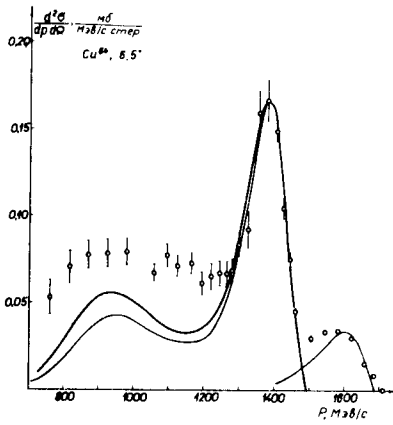


Рис. 1. Импульсные спектры дейтронов, образуемых протонами с энергией 670 Мэв под углом $6,5^\circ$. Кривые на рис. 1 D - $1Pb$ - результаты расчета по дисперсионной теории прямых ядерных реакций: — — — — — полюсная диаграмма; — — — — — полюсная + треугольная диаграммы; — — — — — треугольная диаграмма (рис. 1C); — — — — — интерференция полюсной и треугольной диаграмм (рис. 1C). Кривая с индексом $l = 1$ (рис. 1C) - расчет с учетом формфактора $l = 1$. Кривые на рисунке 1H проведены от руки.



Как видно из рис. 1Н, импульсный спектр дейтронов от реакции $p p \rightarrow d \pi^+$ на свободных протонах состоит из двух пиков, отвечающих вылету дейтронов в с.ц.м. "вперед" и "назад". Положения пиков хорошо совпадают с рассчитанными по кинематике соответствующими значениями импульсов 1378 и 859 Мэв/с. Ширины пиков $\Delta P \approx 45$ Мэв/с характеризуют импульсное разрешение магнитного спектрометра. В импульсном спектре дейтронов от дейтерия (рис. 1Д) хорошо выделяются три пика, при значениях импульсов $P_d \approx 870$ Мэв/с, 1375 Мэв/с и 1625 Мэв/с. Пик при $P = 1625$ Мэв/с обусловлен упругим рассеянием на свободном дейтроне. Ширина этого пика, равная ≈ 52 Мэв/с, отвечает импульсному разрешению магнитного спектрометра. Остальные два пика кинематически соответствуют реакции $p + \langle N \rangle \rightarrow d + \pi$ на нуклонах ядра дейтерия. Их ширины на полувысоте составляют ≈ 150 Мэв/с и ≈ 85 Мэв/с. Характерной особенностью импульсных спектров дейтронов от более тяжелых ядер (Li^7 , C , Al , Si , Rh , Pb) является наличие двух пиков при значениях импульсов $P_d \approx 1600$ Мэв/с и $P_d \approx 1370$ Мэв/с. Пик при $P_d \approx 1600$ Мэв/с обусловлен квазиупругим рассеянием протонов на двухнуклонных ассоциациях в ядрах, т.е. реакцией



Этот процесс наблюдался ранее в работах ^{/2,3/}. Небольшое смещение максимума влево относительно значения $P_d \approx 1625$ Мэв/с, отвечающего свободному $p d$ - рассеянию, согласуется со значениями энергии отделения дейтрона ($\approx 10-20$ Мэв). Тот факт, что ширины на полувысоте пика, отвечающего реакции (1), $\Delta P \approx 150$ Мэв/с, заметно превышают импульсное разрешение спектрометра, по-видимому, связан с

внутриядерным движением двухнуклонных ассоциаций в ядрах. Если допустить, что внутриядерное распределение импульсов двухнуклонных ассоциаций является гауссовым, то из полученных результатов можно оценить среднюю кинетическую энергию движения двухнуклонных кластеров $T_{\langle 2N \rangle}$; такая оценка приводит к значению $T_{\langle 2N \rangle} \approx 15$ Мэв.

Пик в районе импульса $P_d = 1370$ Мэв/с кинематически соответствует образованию дейтронов в реакциях:

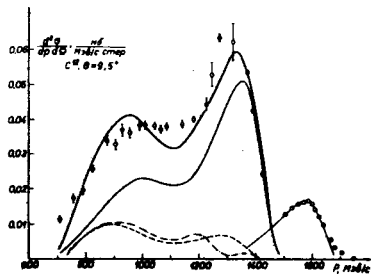
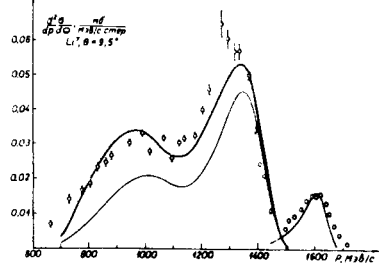
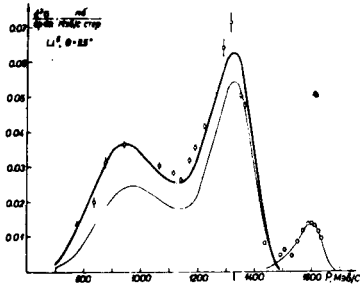
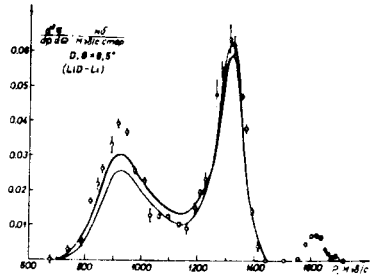
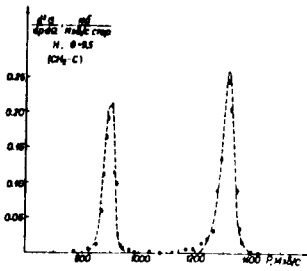


на связанных нуклонах ядра с вылетом дейтрона в с.п.м. "вперед", т.е. реакцией



В отличие от реакции $(p, d\pi)$ на дейтерии, пики, отвечающие реакции (4) с вылетом дейтронов в с.п.м. "назад", в спектрах дейтронов от более сложных ядер не выделяются. Это может быть обусловлено как уширением пика вследствие внутриядерного движения нуклонов, так и вкладом других реакций, в том числе процессов образования дейтронов с развалом конечного ядра. Указанием на последнюю причину может служить рост отношения высоты импульсного спектра в его мягкой части (≤ 1200 Мэв/с) к высоте пика при $P_d \approx 1360$ Мэв/с с увеличением массового числа ядра.

На рис. 2 показаны импульсные спектры дейтронов, испускаемых ядрами H , D , Li^6 , Li^7 , C , Al , Cu , Rh , Pb под углом $9,5^\circ$. В этих спектрах наблюдаются, как и в случае $\theta_d = 6,5^\circ$, максимумы при импульсах $P_d \approx 1600$ Мэв/с и $P_d \approx 1300$ Мэв/с, которые отвечают соответственно дейтронам от реакции (1) и дейтронам,



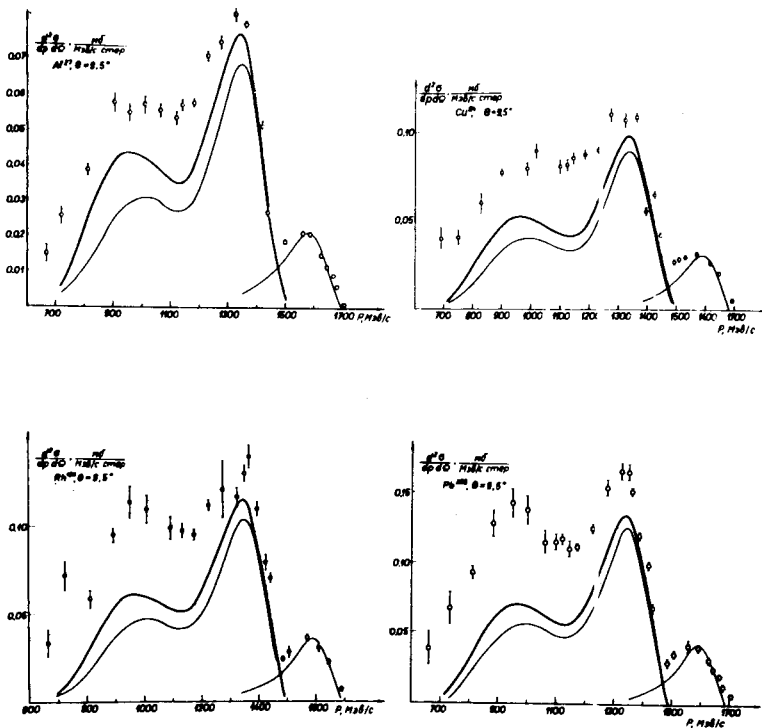


Рис. 2. Импульсные спектры дейтронов, образуемых протонами с энергией 670 Мэв под углом $9,5^\circ$. Кривые на рис. 2 D - 2 Pb - результаты расчета по дисперсионной теории прямых ядерных реакций (обозначения см. на рис. 1).

испускаемым "вперед" в с.н.м. в реакции (4). По сравнению со спектрами, измеренными под углом $6,5^\circ$, при $9,5^\circ$ наблюдаются уширение пиков от реакции (4) и относительное увеличение вклада низкоимпульсных дейтронов, что особенно заметно в случае тяжелых ядер (Cu , Rh , Pb). Последнее, по-видимому, обусловлено вкладом процессов, в которых ядро уносит заметную долю энергии налетающего протона, а также вкладом процесса перерасеяния π -мезонов, образующихся вместе с дейтронами в реакции (4). Последний механизм рассматривается в разделе IV.

Спектры дейтронов, испускаемых под углом $13,5^\circ$, являющимся предельным для вылета дейтронов в реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ на свободных протонах при 670 МэВ, приведены на рис. 3. Для ядер D , Li , C они характеризуются наличием широкого максимума при $P_d = 1100$ МэВ/с, который отвечает положению пиков от дейтронов, испускаемых под предельным углом в реакции $pp \rightarrow d\pi^+$. В спектрах дейтронов для более тяжелых ядер пик от реакции (4) не проявляется, причем вероятность испускания дейтрона монотонно падает с увеличением его импульса. Для дейтерия (рис. 3 D) наблюдается пик при импульсе 1570 МэВ/с, отвечающий упругому pd -рассеянию. Для ядер Li^6 и Li^7 хорошо заметен пик при 1570 МэВ/с, отвечающий реакции квазиупругого рассеяния протонов на двухнуклонных ассоциациях. В случае более тяжелых ядер соответствующий пик не выделяется на фоне большого вклада от реакции (4) в этой области импульсов.

На рис. 4 показаны спектры дейтронов, испускаемых под углом 16° ядрами Li^6 , Li^7 , C , Al , Cu , Rh и Pb . В спектрах для Li наблюдается широкий максимум при импульсе $P_d \approx 1000$ МэВ/с. Хотя эти спектры измерены под углом, превышающим значение предельного угла вылета дейтронов в реакции $pp \rightarrow d\pi^+$, в указанную об-

ласть импульсов могут давать вклады дейтроны, образовавшиеся в реакции $p < N > \rightarrow d \pi$ на нуклонах ядра, движущихся навстречу налетающему протону.

Спектры дейтронов для более тяжелых ядер носят монотонный характер в низкоимпульсной области; сюда, по-видимому, в основном дают вклад дейтроны, образовавшиеся в результате многочастичных процессов, например, в ядерном каскаде. Что касается дейтронов от реакции (1), то их вклад под углом 16° трудно выделить на фоне других реакций.

2. Дифференциальные сечения

При определении дифференциального сечения реакции (1) форма высокоимпульсной части дейтронного спектра аппроксимировалась гауссовым распределением. Использование для этой цели импульсного распределения, рассчитанного с помощью полюсной диаграммы без учета формфактора (см. раздел IV), приводит к значениям дифференциальных сечений, отличающихся от найденных в случае гауссовой аппроксимации не более чем на 10%.

Полученные таким образом дифференциальные сечения для углов $6,5^\circ$; $9,5^\circ$; $13,5^\circ$ и 16° приведены в таблице 1. Значение дифференциального сечения реакции (p, dN) для углерода под углом $6,5^\circ$ совпадает в пределах ошибок с результатами работы ^{12/}. Значения дифференциальных сечений, отвечающие остальной части спектра дейтронов, приведены в таблице 2.

Величины экспериментальных ошибок, приведенные в таблицах 1 и 2, включают в себя, кроме статистических, также ошибки, связанные с введением поправок в спектры дейтронов, и экспериментальные ошибки

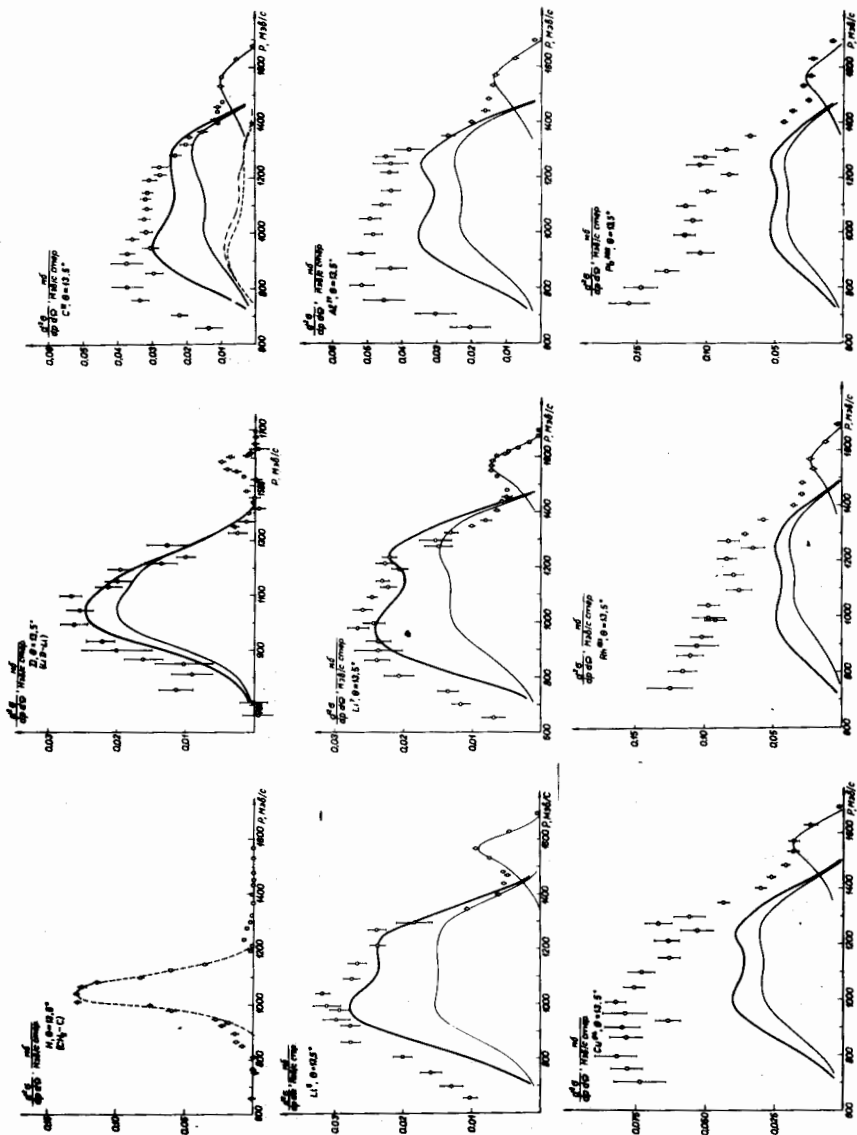


Рис. 3. Импульсные спектры дейтронов, образуемых протонами с энергией 670 Мэв под углом 13,5°. Кривые на рис. 3 D - 3 Pb - результаты расчета по дисперсионной теории прямых ядерных реакций (обозначения см. рис. 1).

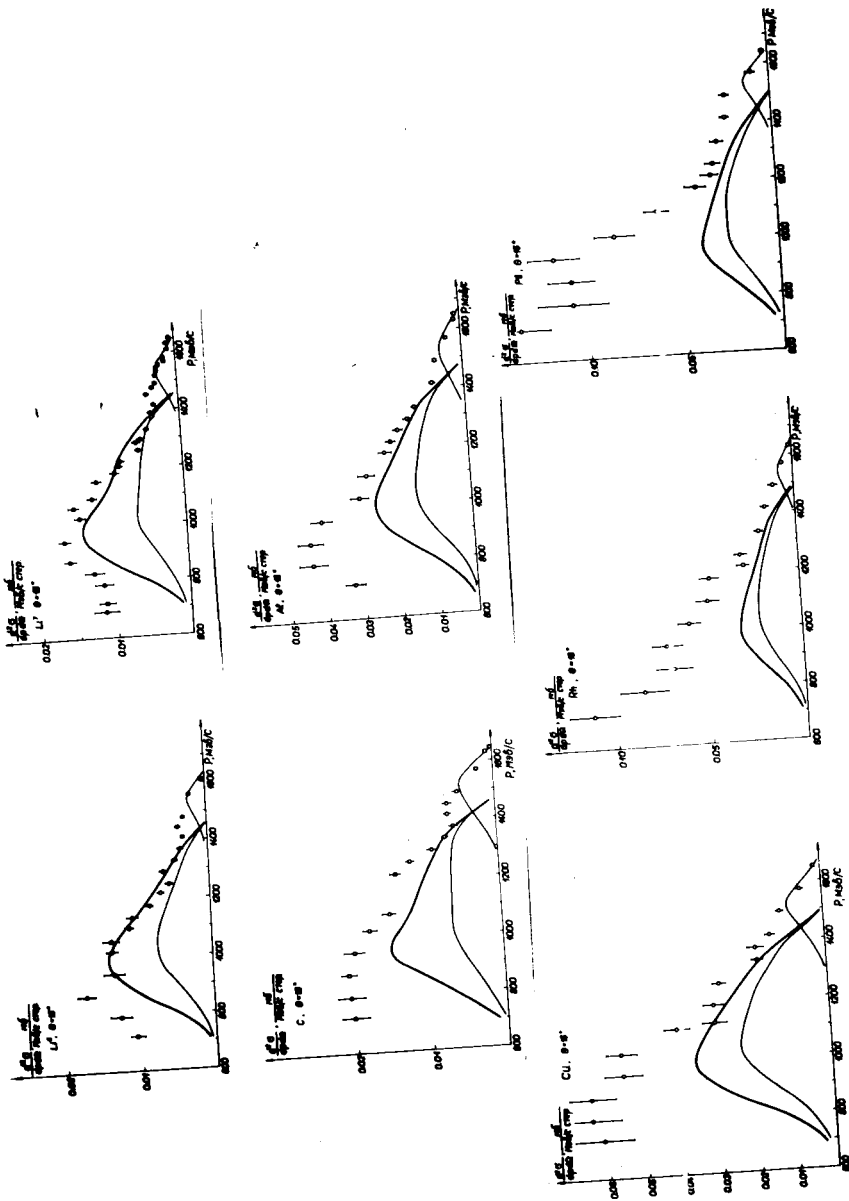


Рис. 4. Импульсные спектры дейтронов, образуемых протонами с энергией 670 Мэв под углом 16° . Кривые на рис. $4Li - 4Pb$ - результаты расчета по дисперсионной теории прямых ядерных реакций (обозначения см. рис. 1).

Таблица I

Дифференциальные сечения реакции $p < 2N > \rightarrow Nd$

σ_1 , мб/степ				
Мишень	6,5°/5/	9,5°	13,5°	16°
D	0,50 ± 0,05	0,47 ± 0,06	0,34 ± 0,04	-
Li ⁶	-	1,7 ± 0,2	1,23 ± 0,16	0,85 ± 0,71
Li ⁷	2,1 ± 0,2	1,9 ± 0,2	1,0 ± 0,1	0,8 ± 0,1
C	2,7 ± 0,3	2,6 ± 0,3	1,5 ± 0,2	1,4 ± 0,2
Al	4,3 ± 0,6	3,7 ± 0,5	2,3 ± 0,3	1,75 ± 0,02
Cu	5,6 ± 0,9	5,2 ± 0,7	3,0 ± 0,4	2,4 ± 0,3
Rh	5,6 ± 0,9	6,0 ± 0,8	3,8 ± 0,5	3,0 ± 0,4
Pb	7,1 ± 1,0	6,9 ± 0,9	5,7 ± 0,7	4,6 ± 0,6

Таблица 2

Дифференциальные сечения реакции $p < N > \rightarrow d\pi$

Мишень	σ_2 , Мб/стер					16°
	$6,5^\circ/5/$	$9,5^\circ$	$13,5^\circ$	16°	16°	
H	$14,9 \pm 0,4$	$16,4 \pm 1,0$	$19,1 \pm 0,3$	-	-	
D	$17,1 \pm 1,7$	$14,6 \pm 1,0$	$10,6 \pm 0,5$	-	-	
Li ⁶	-	$26,5 \pm 2,0$	$17,0 \pm 1,4$	$7,7 \pm 0,5$		
Li ⁷	$25,5 \pm 2,4$	$23,0 \pm 2,0$	$14,9 \pm 1,3$	$8,5 \pm 0,6$		
C	$27,9 \pm 2,5$	27 ± 2	$22,4 \pm 1,9$	$11,8 \pm 0,8$		
Al	40 ± 4	40 ± 3	$33,1 \pm 2,7$	$21,6 \pm 1,5$		
Cu	$64, \pm 6$	61 ± 5	$51,8 \pm 4,3$	$32,7 \pm 2,3$		
Rh	77 ± 7	76 ± 6	$67,0 \pm 5,6$	$42,5 \pm 3,0$		
Pb	96 ± 7	93 ± 7	$82,2 \pm 7,0$	$57,6 \pm 4,0$		

сечений, использованных для абсолютной нормировки. Кроме того, в ошибки сечений реакции (1) включены также неопределенности, возникающие при аппроксимации экспериментальных данных гауссовым распределением.

В случае легких ядер (D , Li , C) для углов вылета дейтронов $6,5^\circ$; $9,5^\circ$ и $13,5^\circ$ определяющий вклад в значения сечений, приведенных в таблице 2, вносит, по-видимому, реакция (p , $d\pi$). В остальных случаях указанные в таблице 2 значения следует рассматривать как верхние оценки дифференциального сечения этой реакции. Зависимости дифференциальных сечений $\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, dN)$ и $\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, d\pi)$ от массового числа A ядра-мишени представлены на рис. 5.

Экспериментальные данные для обеих реакций хорошо описываются кривыми $\frac{I\sigma}{\epsilon\Omega} \approx A^x$, значения x для процессов (1) и (4), найденные методом наименьших квадратов, показаны на рис. 6. Величина x для процесса (1) близка к значению $1/3$. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что дейтроны в реакции (1) выбиваются из периферической области ядра. Что касается реакции (4), то для угла $6,5^\circ$ величина x принимает значение $\approx 1/3$ и растет с увеличением угла вылета (при $\theta_d = 16^\circ$, $x \approx 1/2$). Этот рост может быть обусловлен увеличением вклада других каналов в низкоимпульсную область дейтронного спектра.

Угловые зависимости дифференциальных сечений для процессов (1) и (4) показаны на рис. 7.

Как видно из рисунков, значения $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ для обеих процессов монотонно падают при увеличении угла. При этом угловая зависимость сечения квазиупругого $p d$ -рассеяния подобна угловой зависимости сечения свободного $p d$ -рассеяния, тогда как поведение дифференциальных сечений реакции $pN \rightarrow d\pi$ на свободных и связанных

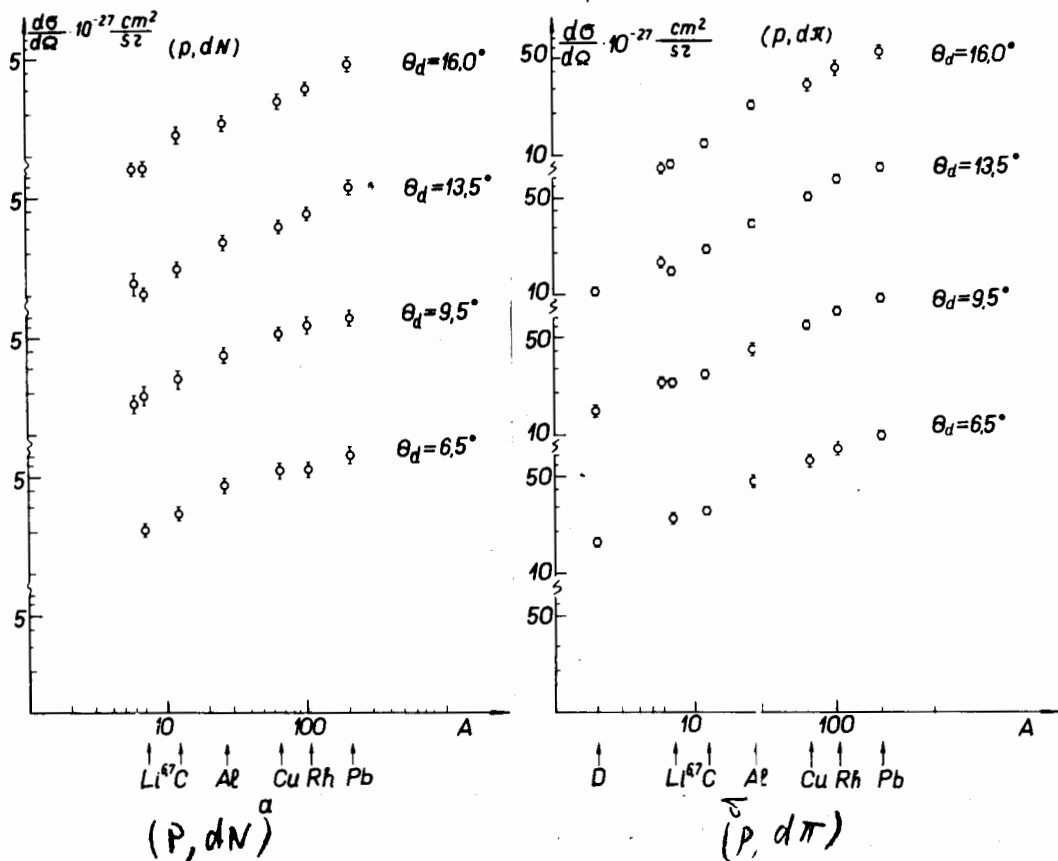


Рис. 5. Зависимости дифференциальных сечений реакций (p, dN) и $(p, d\pi)$ от массового числа A ядра-мишени.

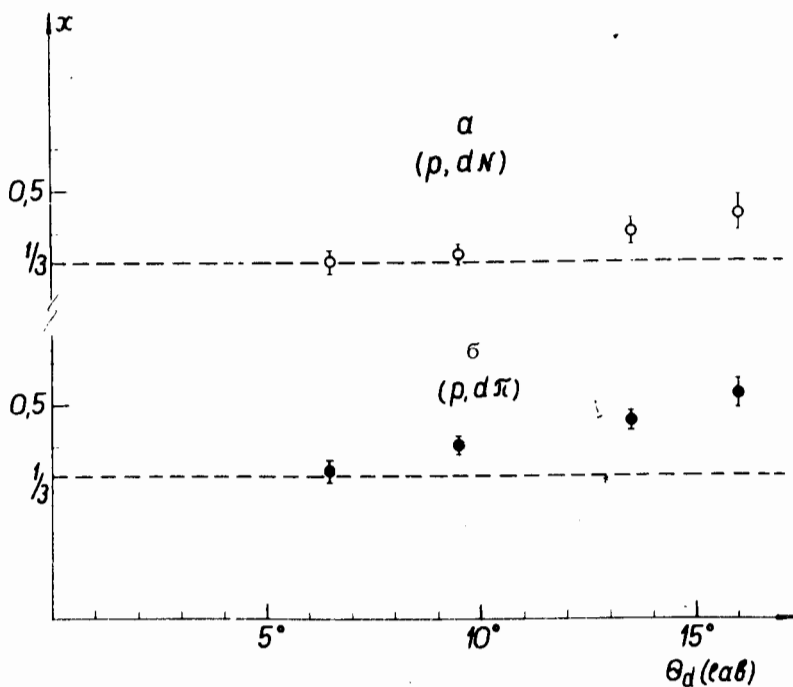


Рис. 6. Зависимости величины x в аппроксимации $\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx A^x$ от угла вылета дейтрона.

нуклонах в рассматриваемой области углов сильно отличается. В частности, для реакции (4) не наблюдается сильного подъема углового распределения вблизи предельного угла. В таблице 3 приведены значения отношений дифференциальных сечений процессов (1) и (4) к дифференциальным сечениям соответствующих реакций на свободных дейтронах и нуклонах:

$$n_{DA} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(p, dN) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(pd \rightarrow pd) \quad (5)$$

$$n_{NA} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(p, d\pi) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(pp \rightarrow d\pi^+) \quad (6)$$

для различных ядер. Величины n_{DA} и n_{NA} иногда называются эффективными числами дейтронных ассоциаций и нуклонов для ядра A . Из таблицы 3 видно, что значения n_{DA} для данного ядра не сильно различаются при изменении угла от $6,5^{\circ}$ до 16° . Это в известной мере оправдывает использование эффективных чисел в качестве характеристик, отражающих некоторые свойства внутренней структуры ядра.

В отличие от значений n_{DA} , величины n_{NA} для данного ядра падают с увеличением угла вылета дейтрона, как и следовало ожидать из различия угловых зависимостей сечений процесса $pN \rightarrow d\pi$ на свободных и связанных нуклонах. Это, по всей вероятности, является отражением того, что энергетическая зависимость сечения реакции $pN \rightarrow d\pi$ вблизи 670 Мэв имеет резонансный характер, а для реакции $p\langle N \rangle \rightarrow d\pi$, происходящей на нуклонах ядра, различным углом регистрации дейтронов отвечает взаимодействие налетающих протонов с нуклонами, распределенными в различных участках импульсного спектра внутриядерного движения. Ввиду этого, сечения реакции $(p, d\pi)$ под разными углами следовало бы эффективно относить к значениям сечений процесса $pN \rightarrow d\pi$, взятых при различных энергиях налетающих протонов и соответствующим образом усредненным. Поэтому приведенные значения n_{NA} можно рассматривать как эффективные числа нуклонов лишь приближенно.

Т А Б Л И Ц А 3.

Элемент/Угол	6.5°		9.5°		13.5°	
	n_{DA}	n_{NA}	n_{DA}	n_{NA}	n_{DA}	n_{NA}
H	-	I	-	I	-	I
D	I	1.15±0.05	I	0.69±0.04	I	0.56±0.02
Li ⁶	-	-	3.62±0.14	1.74±0.07	3.62±0.15	0.80±0.04
Li ⁷	4.22±0.17	1.71±0.07	4.04±0.16	1.41±0.06	2.94±0.12	0.78±0.04
C	5.40±0.22	1.87±0.08	5.53±0.22	1.63±0.07	4.50±0.18	1.17±0.05
Al	8.60±0.38	3.09±0.13	7.87±0.32	2.43±0.10	6.76±0.27	1.73±0.07
Cu	11.07±0.48	4.27±0.19	11.06±0.44	3.70±0.15	8.82±0.35	2.71±0.11
Rh	12.07±0.48	5.11±0.22	12.77±0.51	4.63±0.19	11.18±0.44	3.51±0.14
Pb	14.01±0.54	6.45±0.27	14.68±0.59	5.67±0.23	16.76±0.67	4.30±0.17

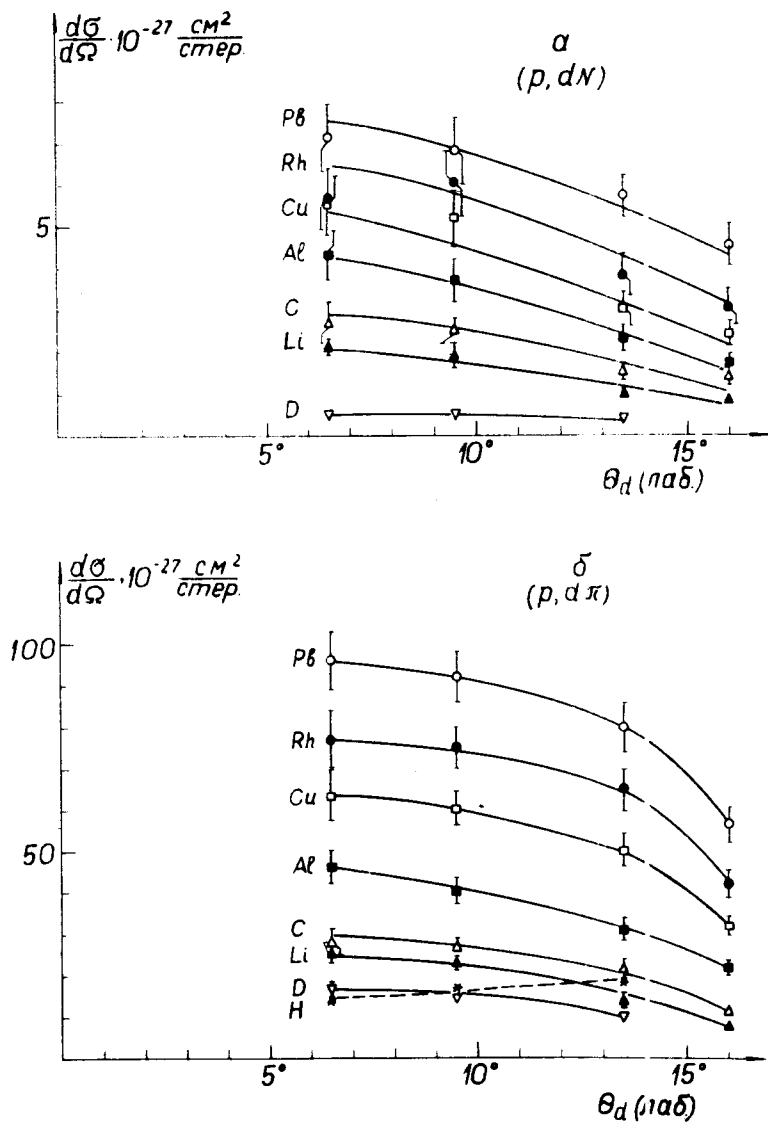


Рис. 7. Угловые зависимости дифференциальных сечений реакций (p , dN) и (p , dπ). Кривые на рис. соединяют гочки для одного ядра. Данные по Li^6 в пределах ошибок измерений совпадают с соответствующими данными для Li^7 .

IV. Обсуждение результатов

Расчеты импульсных спектров дейтронов под углом $6,5^\circ$ на ядре C^{12} , проведенные на основе модели независимых частиц, описаны в нашей предыдущей работе ^{/4/}. Было обнаружено качественное согласие в формах экспериментальных и вычисленных распределений.

Представляется интересным также попытаться описать экспериментальные данные с помощью дисперсионной теории прямых процессов ^{/10/}. В этом случае механизм ядерной реакции может быть представлен конечным числом фейнмановских диаграмм, особенности которых лежат наиболее близко к физической области. В настоящей работе рассматриваются вклады полюсной и треугольной диаграмм.

Ниже изложены результаты расчетов для процессов



где A - начальное, а B , C - конечные ядра.

1. Реакция $p + A \rightarrow d + N + B$

Результаты расчетов по полюсной диаграмме (рис. 8), выполненные без учета фактора и в предположении, что конечное ядро находится в основном состоянии, показаны на рис. 1-4. Расчетные

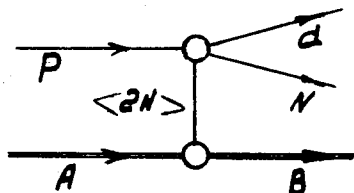


Рис. 8

кривые нормировались к экспериментальному спектру три импульсе ~ 1600 Мэв/с. Из рис. 1-4 видно, что теоретические кривые неплохо описывают экспериментальные данные для всех исследуемых ядер. Аналогичные расчеты проводились и с учетом формфактора. При этом была выбрана батлеровская форма вершинной части $^{11/}$, где орбитальный момент относительного движения виртуального дейтрона $\langle d \rangle$ и остаточного ядра B принимался равным нулю. Сравнение спектров дейтронов, вычисленных с учетом формфактора, с экспериментальными позволило получить дейтронные приведенные ширины Θ_d^2 распада $A \rightarrow B + \langle d \rangle$. При этом радиус канала распада выбирался равным радиусу ядра. Поскольку в условиях настоящих опытов состояние конечного ядра не фиксировалось, полученные приведенные ширины имеют смысл полных приведенных ширин. Значения приведенных ширин, вычисленные для угла вылета $6,5^\circ$, представлены в таблице 4. Для других углов значения Θ_d^2 в пределах ошибок совпадают с данными таблицы 4.

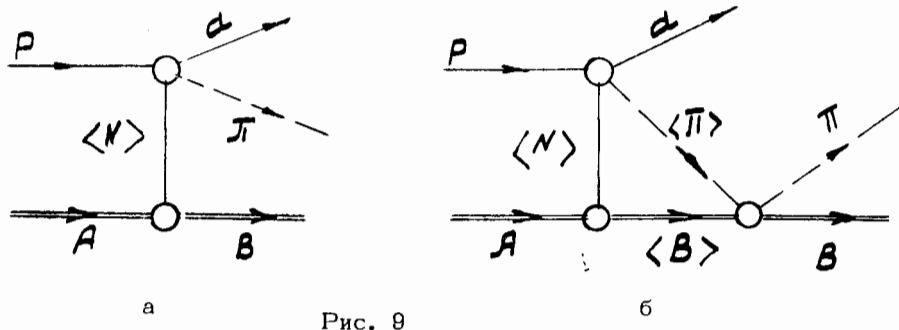
Таблица 4

Ядро	Li^7	C	Al	Cu	Rh	Pb
Θ_d^2	$2,4 \pm 0,5$	$4,4 \pm 0,8$	$7,4 \pm 1,4$	$8,6 \pm 1,6$	$10,3 \pm 2,0$	$12,6 \pm 2,5$

Результат, полученный для углерода, согласуется в пределах ошибок со значениями $3,8 \pm 1,0$ и $2,7 \pm 0,7$, полученными в работе $^{12/}$ для угла вылета дейтронов 13° и начальных энергий протонов 1260 Мэв и 730 Мэв, соответственно. Следует заметить, что значения Θ_d^2 зависят от массового числа ядра как $A^{1/3}$.

2. Реакция $p + A \rightarrow d + \pi + B$

Результаты расчетов на основе полюсной диаграммы рис. 9а, выполненных без учета формфактора, представлены на рис. 1-4. Предполагалось, что конечное ядро остается в основном состоянии.



Расчетные кривые нормировались к экспериментальному спектру для угла $6,5^\circ$ при импульсе ≈ 1375 Мэв/с. Как видно из рис. 1, расчетные кривые для ядер D и Li^7 при $\theta_d = 6,5^\circ$ неплохо описывают экспериментальные данные. Для более тяжелых ядер согласие с экспериментальными данными наблюдается только в области пика при импульсе ≈ 1375 Мэв/с. В низкоимпульсной области расчетные кривые идут ниже экспериментальных точек, причем это различие растет с увеличением массового числа. Расчетные кривые для углов $9,5^\circ$ и $13,5^\circ$ (рис. 2 и 3) систематически проходят ниже экспериментальных точек. Последнее, по видимому, обусловлено вкладом в процесс $p + A \rightarrow d + \pi + B$ под большими углами более сложных диаграмм, включающих перерассеяние вторичных частиц на остаточном ядре. Как следует из кинематики процесса $pp \rightarrow d\pi^+$, диаграммы с перерассеянием π -мезона на остаточном ядре должны вносить наиболее существенный вклад при $\theta_d \approx 10^\circ$, т.к. в этом случае энергия π -мезона соответствует максимуму в сечении взаимодействия π -мезона с ядром в конечном состоянии (рис. 10).

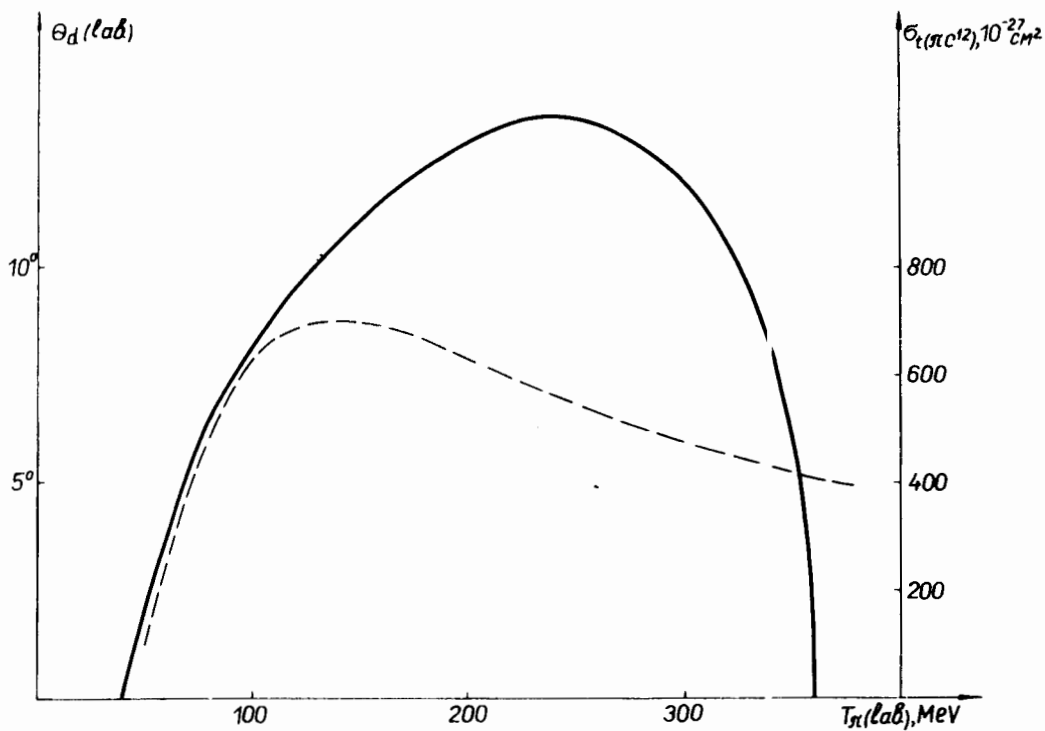


Рис. 10. Сплошная кривая - зависимость угла вылета дейтрона от его кинетической энергии (лаб. система) в реакции $pp \rightarrow d\pi^+$. Пунктирная кривая - зависимость полного сечения взаимодействия π -мезонов на ядре углерода от кинетической энергии π -мезона.

Расчеты с учетом батлеровского формфактора мало меняют формы спектров. В качестве примера на рис. 1С показан результат расчета с формфактором ($l = 1$) для ядра С при $\theta_a = 6,5^\circ$. Расчеты с учетом формфактора дают возможность оценить полные протонные приведенные ширины для исследуемых ядер. Вычисления проводились в предположении, что остаточное ядро находится в основном состоянии, а приведенные ширины для протона и нейтрона одинаковы. При этом радиус канала либо брался из известных данных, либо принимался равным радиусу конечного ядра согласно формуле $R = 1,35 A^{1/3}$. Найденные для угла $6,5^\circ$ значения полных протонных приведенных ширин даны в четвертом столбце таблицы 5.

Таблица 5

Ядро	$R, 10^{-13} \text{ см}$	l	$\Theta_{p \text{ tot}}^2$	$\Theta_{p \text{ ргз}}^2$	см., например, Θ_p^2 / I_4
D	4/13/	0	0,13 ± 0,02		
Li ⁷	5/13/	I	1,1 ± 0,2	0,55 ± 0,10	0,39
C	4,3/13/	I	1,5 ± 0,3	0,9 ± 0,2	0,21
					0,23
					0,34
					0,26
					0,89
Al	1,35 · A ^{1/3}	0	0,8 ± 0,2		
Cu	1,35 · A ^{1/3}	I	1,6 ± 0,3		
Rh	" "	I	2,5 ± 0,5		
Pb	" "	I	2,5 ± 0,5		

В пятом столбце таблицы 5 представлены протонные приведенные ширины для виртуальных переходов $Li^7 \rightarrow He^6 + p$ и $C^{12} \rightarrow B^{11} + p$. При их вычислении предполагалось, что отношение вероятностей перехода в основное состояние остаточного ядра к переходам в остальные состояния для вершины $Li^7 \rightarrow He^6 + p$ составляет $0,5 / 15/$, а в случае перехода $C^{12} \rightarrow B^{11} + p$ оно принималось равным соответствующему отношению для вершины $C^{12} \rightarrow C^{11} + n$, которое, согласно данным по реакции подхвата $C^{12}(p, d)C^{11}$, составляет $0,6 / 16/$.

Из теории np -рассеяния при малых энергиях можно найти вершинную часть перехода $d \rightarrow n + p$. Ее величина, $|y_d|^2$, в линейном приближении по эффективному радиусу r_d равна $|y_d|^2 = k(1 + \kappa r_d)$, где κ - волновое число нуклонов в дейтроне, а $r_d \approx 4 \cdot 10^{-13}$ см. Значение приведенной ширины $\Theta_p^2 = 0,19$, полученное из соотношения между $|y_d|^2$ и $\Theta_p^2 / 17/$, согласуется с величиной $0,13 \pm 0,02$, найденной в настоящей работе.

В шестом столбце таблицы 5 даны протонные приведенные ширины, найденные в других работах. Видно, что полученные нами значения Θ_{pgr}^2 не противоречат результатам этих работ. Это по-видимому, можно рассматривать как свидетельство в пользу доминирующего вклада полюсной диаграммы в процессе $p + A \rightarrow d + \pi + B$ под углом $6,5^\circ$. Чтобы улучшить описание импульсных спектров дейтронов под углами $9,5^\circ$ и $13,5^\circ$, были проведены расчеты, учитывающие эффект перерасеяния π -мезонов на остаточном ядре. Вычисления производились на основе треугольной диаграммы рис. 9б.

На рисунках 2С и 3С показаны расчетные кривые для углерода при $\theta_d = 9,5^\circ$ и $13,5^\circ$. Видно, что учет перерасеяния π -мезона на остаточном ядре приводит к лучшему описанию экспериментальных данных. В обоих случаях вклад, обусловленный эффектом перерасеяния,

составляет заметную величину (от 10% до 50% суммарного спектра дейтронов в низкоимпульсной области), тогда как для угла $\theta_d = 6,5^\circ$ (рис. 1) эффект перерасеяния не играет существенной роли. Импульсные спектры дейтронов от дейтерия и Li^7 (см. рис. 1-3) также неплохо описываются в рамках этой модели. Что касается более тяжелых ядер (Al , Cu , Rh и Pb), то даже с учетом перерасеяния вычисленные кривые остаются ниже экспериментальных точек. Как уже отмечалось выше, здесь следует считаться с вкладом многочастичных процессов.

Таким образом, эффект перерасеяния π -мезона на остаточном ядре, по-видимому, играет существенную роль в механизме реакции $p + A \rightarrow d + \pi + B$ при больших углах вылета дейтронов.

Литература

1. G.Jacob, Th.A.J.Maris. Rev.Mod.Phys., 38, 121 (1966).
2. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).
3. R.J.Sutter, J.L.Friedes, H.Palevsky, G.W.Bennet, G.J.Igo, W.D.Simpson, G.C.Phillips, D.M.Corley, N.S.Wall, R.L.Stearns. Phys.Rev.Lett., 19, 1189 (1967).
4. Л.С. Ажгирей, З.В. Крумштейн, Нго Куанг Зуй, В.И. Петрухин, Д.М. Хазинс, Э. Цисек. ЯФ, 13, 6 (1971).
5. V.P.Dzheleпов; High-Energy Physics and Nuclear Structure. Proc. of the Third Int.Conf. N.-Y.-L. Plenum Press 1970, p.278-287.
6. С.В. Медведь, В.В. Моисеева, А.Н. Синаев, Г.Ю. Шахер, Н.А. Чистов. ПТЭ №4, стр. 109-111, 1970.
7. D.F.Measday. Материалы I Международного совещания по NN и πN взаимодействиям, Дубна, P1-3971, стр. 50 (1968).
8. C.Richard-Scorre, W.Hirt, D.F.Measday, E.G.Michaelis, M.F.M.Saltmarsh, P.Skarek. Nucl.Phys., B20, 413 (1970).

9. Л.С. Ажгирей, И.К. Взорев, В.П. Зрелов, М.Г. Мэшеряков, Б.С. Неганов, Р.М. Рындин, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 36, 1631 (1959).
10. И.С. Шапиро, Теория прямых ядерных реакций, Госатомиздат, 1963.
11. И.С. Шапиро. УФН, 92, 549 (1967).
12. В.С. Борисов, Г.К. Бышева, Л.Л. Гольдин, Л.Н. Кондратьев, Н.Я.Сморозинская, Г.К. Туманов. Письма в ЖЭТФ, 9, 667 (1969).
13. M.H. Macfarlane, J.V. French. Rev.Mod.Phys., 32, 567 (1960).
14. В.М. Колыбасов, Н.Я. Смородинская. ЯФ, 5, 777 (1967).
15. G. Tibell, O.Sundberg, P.U.Rendberg. Ark.Fys., 25, 433 (1964).
16. D.Bachelier et al. Direct Interactions and Nuclear Reactions Mechanism, Gordon and Breach Publ. New-York-London, 1963, 1141, P. Radvanyi, J. Genin, C. Detraz. Phys.Rev., 125, 295 (1962).
17. В.М. Колыбасов. ЯФ, 2, 144 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 марта 1972 года.