

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ43 в

К-63

P1 - 7352

УЗ38/2-73

В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, Г.П.Решетников,  
О.В.Савченко, З.Теш

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ  
ВЫБИВАНИЯ БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ  
ИЗ Li, Be, И C ПРОТОНАМИ  
С ЭНЕРГИЕЙ 380-665 МЭВ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 7352

В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, Г.П.Решетников,  
О.В.Савченко, З.Теш

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ  
ВЫБИВАНИЯ БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ  
ИЗ Li, Be, И C ПРОТОНАМИ  
С ЭНЕРГИЕЙ 380- 665 МЭВ

## 1. Введение

Квазиупругое выбивание из ядер быстрых дейтронов протонами высокой энергии исследовалось в последнее время в ряде работ <sup>/1-6/</sup>. Постановка большинства экспериментов сводится к измерению спектра дейтронов, выбиваемых из ядер протонами определенной энергии без совпадения с рассеянными протонами и без идентификации состояния остаточного ядра. Известно, что в таких спектрах, измеренных под малым углом /5-15°/ к направлению протонного пучка, наблюдается пик при энергии дейтронов, близкой к энергии дейтронов отдачи в упругом  $pd$ -рассеянии. Принято интерпретировать этот пик как результат квазиупругого рассеяния протонов двухнуклонными ассоциациями в ядре. Для теоретического описания такого рассеяния применяется импульсное приближение /см., например, <sup>/7/</sup>/, либо дисперсионная теория прямых ядерных реакций с использованием полюсной диаграммы квазиупругого рассеяния <sup>/8/</sup>. При этом независимо от характера теории для описания рассеяния протона двухнуклонными ассоциациями используются данные об упругом протон-дейтронном рассеянии

$$p + d \rightarrow p + d .$$

/1/

Имеющиеся экспериментальные данные об угловом распределении и абсолютном выходе квазиупруго выбиваемых дейтронов не противоречат такой упрощенной картине. Однако неоднократно указывалось на то, что в действительности процесс имеет более сложный характер <sup>/7,9/</sup>.

С одной стороны, необходимо учитывать взаимодействие с ядром быстрых частиц в начальном и конечном состояниях, с другой - очевидно, что в процессе могут участвовать не только ядерные нейтрон-протонные пары в триплетном состоянии. Помимо процесса

$$p + [np]_{S=1, T=0} \rightarrow p + d, \quad /2/$$

определенную роль может играть рассеяние на  $np$ -парах в синглетном состоянии с изоспином  $T=1$ :

$$p + [np]_{S=0, T=1} \rightarrow p + d, \quad /3/$$

либо на  $nn$ -парах

$$p + [nn]_{S=0, T=1} \rightarrow n + d. \quad /4/$$

/Здесь и далее квадратные скобки обозначают, что нуклоны или нуклонные пары находятся внутри ядра мишени/.

В этой ситуации необходима новая экспериментальная информация. В частности, представляет интерес сравнение энергетической зависимости выхода дейтронов, квазиупруго выбиваемых из ядра с соответствующей зависимостью упругого  $pd$ -рассеяния. Если учесть энергетическую зависимость эффектов взаимодействия падающих протонов и выбиваемых дейтронов с ядерными нуклонами, то такое сравнение может дать дополнительные сведения о механизме передачи большого импульса двухнуклонным ассоциациям в процессах /2/-/4/.

Цель настоящей работы состояла в измерении энергетической зависимости сечения квазиупругого выбивания дейтронов и сравнении с энергетической зависимостью сечения упругого  $pd$ -рассеяния.

## 2. Эксперимент

Высокоэнергетичные участки спектра дейтронов, выбиваемых из ядер под углом  $5,5^\circ$  к направлению

протонного пучка, измерялись с помощью магнитного спектрометра при энергии протонов  $T_p = 666, 578, 484$  и  $382$  Мэв.

Дейтроны идентифицировались в пучке частиц с определенным эффективным импульсом по времени пролета и удельным потерям энергии в счетчиках.

Постановка опытов практически совпадает с постановкой опытов по упругому  $pd$ -рассеянию <sup>110/</sup>, в которых под тем же лабораторным углом к пучку падающих протонов регистрировались дейтроны отдачи. В качестве мишеней были выбраны легкие ядра -  $Li, Be, C$ , так как в этом случае эффекты перерасеяния должны проявляться слабее, чем в более тяжелых ядрах. Использовались следующие мишени /естественная смесь изотопов/: гидрид лития -  $0,75$  г/см<sup>2</sup>, бериллий -  $0,85$  г/см<sup>2</sup>, углерод -  $0,81$  г/см<sup>2</sup>. Абсолютные значения сечений так же, как и в работе <sup>110/</sup>, определялись сравнением выхода выбиваемых дейтронов с выходом дейтронов из реакции:



Измеренные спектры приведены на рис. 1. Ошибки, указанные на рисунках, статистические. Точность абсолютного значения сечений определяется, кроме того, точностью калибровки и поправки на многократное рассеяние дейтронов в счетчиках и изменяется от 8% /при 666 Мэв/ до 12% /при 382 Мэв/. Разрешающая способность магнитного спектрометра составляла при измерении спектров от 3,5% /при 666 Мэв/ до 7% /при 382 Мэв/. Из рис. 1 видно, что пик квазиупругого рассеяния достаточно четко проявляется во всех измеренных спектрах. Возрастание выхода при меньших значениях импульса дейтронов обусловлено процессом



на ядерных нуклонах <sup>15/</sup>. Для определения сечения квазиупругого выбивания измеренные участки спектра аппроксимировались гауссовыми кривыми. При энергии

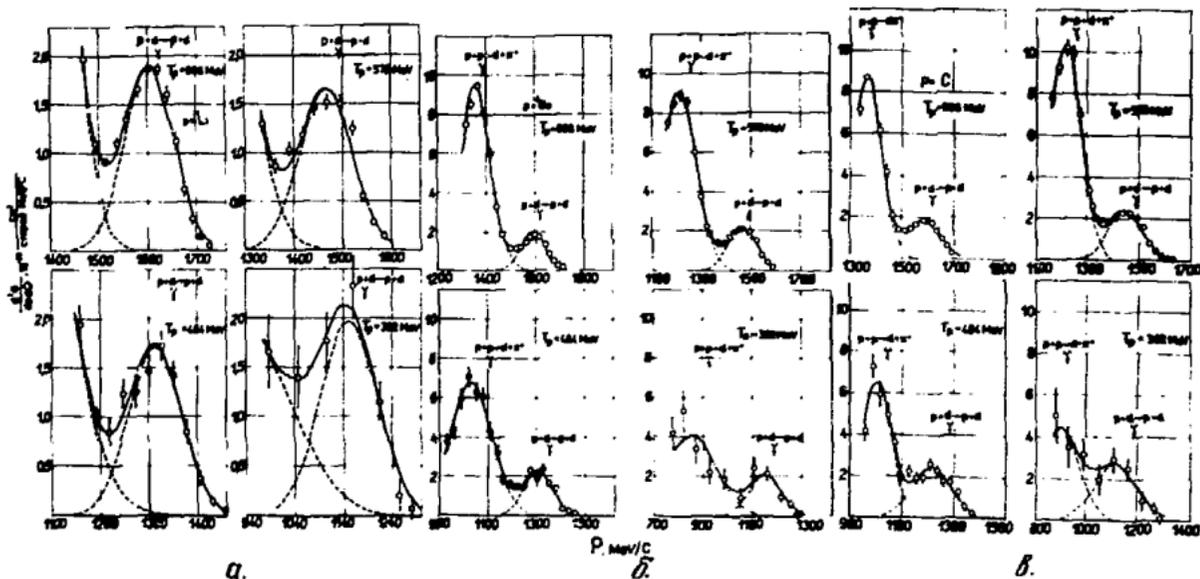


Рис. 1. Выход быстрых дейтронов, выбиваемых из ядер лития /а/, бериллия /б/ и углерода /в/ под углом  $5,5^\circ$  к направлению протонного пучка при четырех значениях энергии протонов. Стрелками указана величина импульса дейтронов из процессов /1/ и /5/. Сплошные кривые представляют результат подгонки к экспериментальным точкам суммы двух гауссовых кривых.

666, 578 и 484 Мэв такая подгонка, выполненная на ЭВМ методом максимума правдоподобия, давала нормировку, среднее значение  $\tilde{p}$  и дисперсию  $\sigma^2$  гауссовых кривых. При 382 Мэв  $\tilde{p}$  определялся экстраполяцией к этой энергии значений, найденных при более высокой энергии, и подгонялись значения  $\sigma^2$  и нормировка кривой. Определенные таким путем сечения квазиупругого выбивания

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, Nd)$  приведены в таблице 1. Там же приведены

значения отношения сечений квазиупругого выбивания к сечениям упругого  $pd$ -рассеяния при соответствующих энергиях. Ошибки, указанные в таблице, включают кроме ошибок, перечисленных выше, неопределенности, связанные с процедурой аппроксимации пика квазиупругого выбивания. Для ядра  ${}^9\text{Be}$  аналогичным образом были определены сечения выхода дейтронов, соответствующие высокоэнергетичному пику процесса /6/. Сечение, определенное при 382 Мэв, включает в себя некоторую часть выхода дейтронов и от низкоэнергетического пика процесса /6/, так как при этой энергии налетающих протонов оба пика сближаются и не могут быть экспериментально разделены.

### 3. Обсуждение

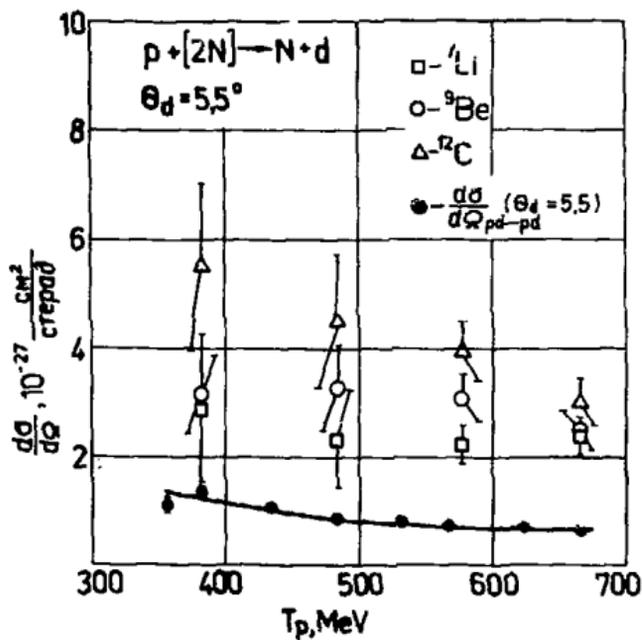
Сравнение полученных сечений образования быстрых дейтронов с соответствующими сечениями двухчастичных процессов /1/ и /5/ /см. рис. 2 и 3/ прежде всего, показывает, что энергетическая зависимость квазиупругого выбивания в изученном диапазоне энергий имеет приблизительно тот же характер, что и в упругом  $pd$ -рассеянии. Ход сечения образования дейтронов в процессе /6/ близок к энергетической зависимости реакции /5/. Это является дополнительным независимым подтверждением того факта, что наблюдаемые дейтроны в смежных участках спектра генерируются в различных прямых реакциях.

Для количественного сравнения энергетической зависимости сечения квазиупругого рассеяния протонов двух-

Таблица I

Элемент	Гр. МэВ	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (p, n) - d\pi$ $\times 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стер.}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (p, Nd)$ $\times 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стер.}}$	$n_d = \frac{d\sigma}{d\Omega} (p, Nd) / \frac{d\sigma}{d\Omega} (p, d)$	$\bar{n}_d$
${}^6\text{Li}$	1000*		$3,4 \pm 0,4$		
${}^7\text{Li}$	666		$2,4 \pm 0,4$	$3,6 \pm 0,9$	$3,4 \pm 0,2$
	578		$2,3 \pm 0,4$	$3,1 \pm 0,3$	
	484		$2,3 \pm 0,9$	$2,7 \pm 0,9$	
	382		$2,9 \pm 1,4$	$2,3 \pm 1,0$	
${}^9\text{Be}$	666	$14,7 \pm 0,6$	$2,5 \pm 0,4$	$3,9 \pm 0,2$	$3,7 \pm 0,3$
	578	$15,6 \pm 0,9$	$3,1 \pm 0,4$	$4,3 \pm 0,3$	
	484	$14,3 \pm 1,7$	$3,3 \pm 0,8$	$3,8 \pm 0,5$	
	382	$10,6 \pm 3,8$	$3,9 \pm 0,7$	$2,5 \pm 0,4$	
${}^{12}\text{C}$	1000*		$5 \pm 0,5$		$4,9 \pm 0,3$
	666		$3,0 \pm 0,4$	$4,7 \pm 0,4$	
	578		$3,9 \pm 0,5$	$5,5 \pm 0,4$	
	484		$4,5 \pm 1,2$	$5,2 \pm 1,0$	
	382		$5,5 \pm 1,5$	$4,4 \pm 0,9$	

\*) данные работы [3]



а

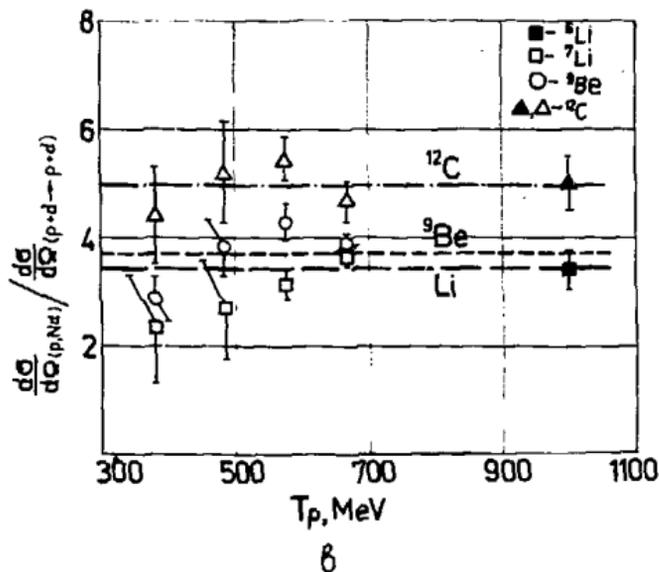


Рис. 2. а/ Энергетическая зависимость дифференциального сечения квазиупругого выбивания дейтронов. Сплошная линия проведена по экспериментальным точкам для сечения упругого  $pd$ -рассеяния, измеренным в работе<sup>10/</sup>; б/ отношение сечения квазиупругого выбивания дейтронов из лития, бериллия и углерода к сечению упругого  $pd$ -рассеяния. Точки при  $T_p = 1000$  Мэвзяты из работы<sup>12/</sup>

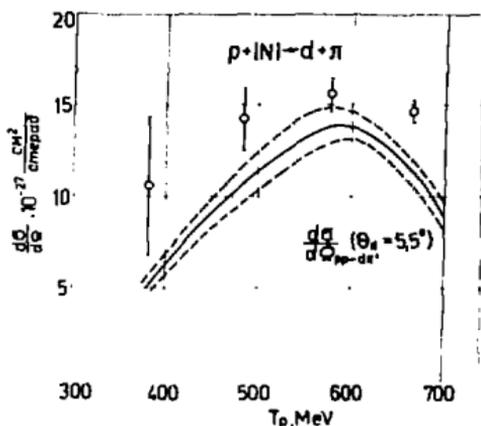


Рис. 3. Энергетическая зависимость дифференциального сечения образования дейтронов в пике, соответствующем реакции /6/ на нуклонах бериллия. Сплошной кривой с коридором ошибок показана энергетическая зависимость сечения реакции /5/, рассчитанная по данным, взятым из литературы /см. /10//.

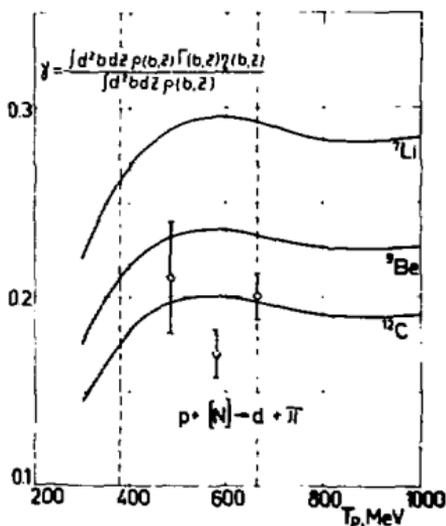


Рис. 4. Результаты расчета  $\gamma$  для высокоэнергетического пика процесса  $p + [N] \rightarrow d + \pi$  на ядрах  $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}$ . Приведенные точки - данные настоящей работы для ядра  $^9\text{Be}$ .

нуклонными ассоциациями с энергетической зависимостью свободного  $p-d$  -рассеяния необходимо было выяснить, как изменяется влияние на  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, Nd)$  упругих и неупругих взаимодействий падающего протона и выбиваемого дейтрона с нуклонами ядра мишени при изменении энергии  $T_p$ . Методика расчета взаимодействий в приближении прямолинейных траекторий была такой же, как в работах <sup>/11,12/</sup>. Вычислялась величина

$$Y = \frac{\int d^2b \, dz \, \rho^n(b, z) \Gamma'(b, z) \eta(b, z)}{\int d^2b \, dz \, \rho^n(b, z)}, \quad /7/$$

где  $\Gamma'(b, z)$  - вероятность того, что протон с прицельным параметром  $b$  достигнет точки  $z$ , не испытав взаимодействий;  $\eta(b, z)$  - вероятность того, что дейтрон, образованный или выбиваемый в точке с координатами  $(b, z)$ , вылетит из ядра, не испытав взаимодействий;  $\rho(b, z)$  - плотность распределения нуклонов или нуклонных ассоциаций в ядре-мишени. В качестве сечения протон-нуклонного взаимодействия бралась полусумма полных  $p-n$  и  $p-p$ -сечений. При этом была использована интерполяция имеющихся экспериментальных данных <sup>/13/</sup>. Полное сечение  $dN$  - взаимодействия определялось с учетом глауберовской поправки <sup>/14/</sup>. В качестве распределения плотности нуклонов  $\rho(b, z)$  для ядер  $^9\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}$  использовалась известная из литературы /см., например, <sup>/15/</sup> /, плотность

$$\rho(b, z) = \frac{2}{\pi^{3/2} a^3 Z} \left\{ 1 + \frac{Z-2}{3} \left( \frac{b^2 + z^2}{a^2} \right) \exp\left(-\frac{b^2 + z^2}{a^2}\right) \right\}, \quad /8/$$

где  $a = 1,60$  фм для  $^9\text{Be}$  и  $a = 1,64$  фм для  $^{12}\text{C}$ .

Для  $^7\text{Li}$  использовалась такая же форма аппроксимации, однако значение параметра  $a$  определялось из условия совпадения среднеквадратичного радиуса, определяемого из /8/, со значением, получаемым при использовании для  $\rho(b, z)$  выражения из работы <sup>/16/</sup>:

$$\rho(b, z) = \frac{27}{4\pi\sqrt{2} a^3} \left\{ 1 + \sqrt{18} \frac{\sqrt{b^2 + z^2}}{a} \right\} \exp\left(-\sqrt{18} \frac{\sqrt{b^2 + z^2}}{a}\right),$$

где  $a = 2,71$  фм.

Результаты расчета  $\gamma$  для высокоэнергетического пика процесса  $p + [N] \rightarrow d + \pi$  на ядрах  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}$  показаны на рис. 4.

Учет изменения плотности нуклонов остаточного ядра /вылетающий дейтрон движется в ином ядре, чем падающий протон/ слабо изменяет значение  $\gamma$ : на 15% для  ${}^7\text{Li}$  и 10% для  ${}^{12}\text{C}$ .

Там же для  ${}^9\text{Be}$  отложена величина

$$\frac{1}{Z + \frac{1}{2}N} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} (p + [N] \rightarrow d + \pi) / \frac{d\sigma}{d\Omega} (p + p \rightarrow d + \pi^+),$$

характеризующая экспериментальные значения  $\gamma$ , определенные по данным настоящей работы. Здесь  $Z$  - число протонов,  $N$  - число нейтронов в ядре  ${}^9\text{Be}$ . Фактор  $1/2$  перед  $N$  возникает при учете изотопических состояний между сечениями реакций  $p + p \rightarrow d + \pi^+$  и  $p + n \rightarrow d + \pi^0$ . Если исключить точку при 382 Мэв, где велики экспериментальные ошибки, то с точностью 20-30% наблюдается согласие расчетных и измеренных величин. Такое же согласие для ядра-мишени  ${}^{12}\text{C}$  было получено в работе /12/ при энергии протонов 670 Мэв. Это свидетельствует о достаточно удовлетворительной точности предложенного в работе /11,12/ метода учета взаимодействия первичных и вторичных частиц, участвующих в реакции /6/, приводящего к значительному уменьшению выхода дейтронов в этом процессе /в 4-5 раз для ядер  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  /.

При расчете  $\gamma$  для квазиупругого рассеяния протонов двухнуклонными ассоциациями возникает необходимость выбора функции плотности пространственного распределения двухнуклонных ассоциаций. В работе /11/ в качестве такой функции бралось  $\rho^2(b, z)$ . Такое распределение предполагает для легких ядер большую концентрацию парных ассоциаций в центральной области ядра, по сравнению с распределением нуклонной плотности, в то время как из общих соображений следует ожидать,

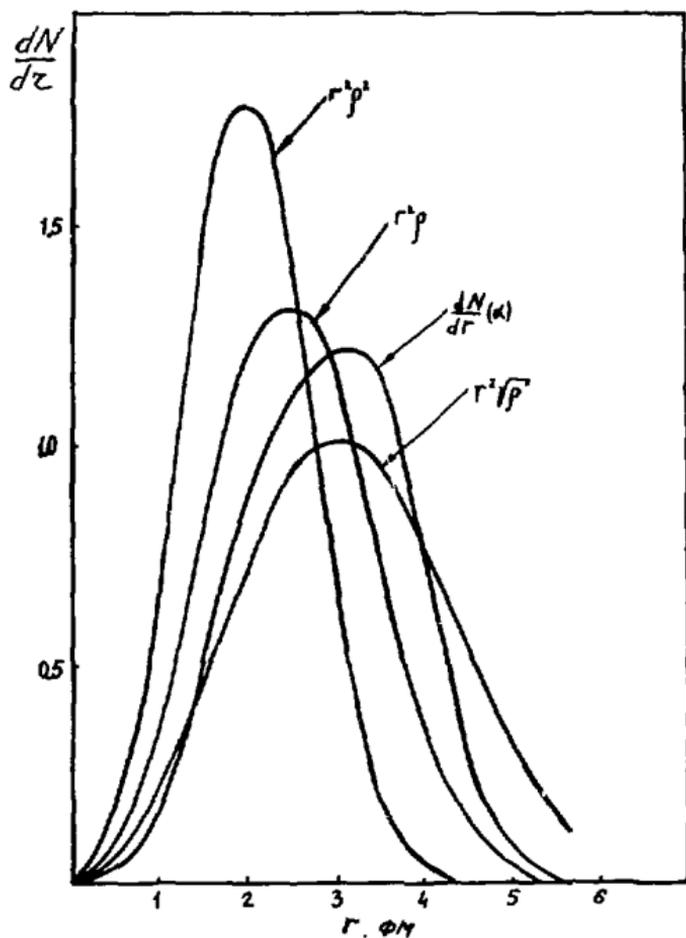


Рис. 5. Сравнительные распределения функции  $r^2 \rho^n$  и плотности распределения  $dN/dr$  для  $\alpha$ -частичных ассоциаций в ядре  $^{16}\text{O}$ .

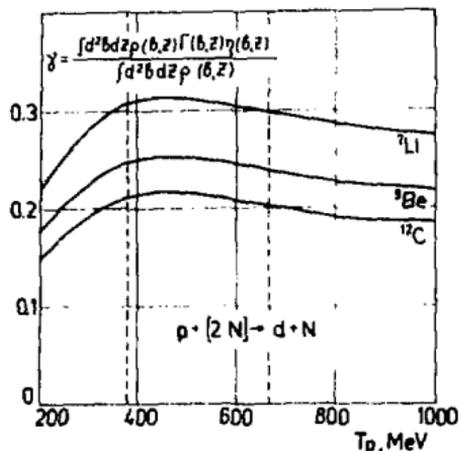


Рис. 6. Результаты расчета  $\gamma$  для процесса  $p + [2N] \rightarrow N + d$  на ядрах  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  при плотности пространственного распределения парных ассоциаций, пропорциональной  $\rho^2$ . Кривая 2 для  ${}^7\text{Li}$  рассчитана для гауссовой формы распределения  $\rho(b, z)$ .

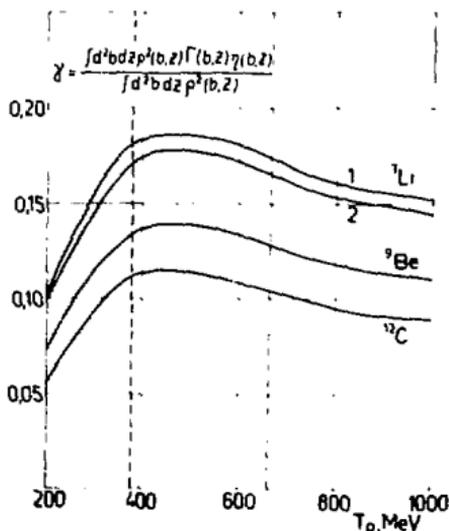


Рис. 7. Результаты расчета  $\gamma$  для процесса  $p + [2N] \rightarrow N + c$  на ядрах  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  при плотности пространственного распределения парных ассоциаций, пропорциональной  $\rho(b, z)$ .

что вероятность ассоциирования увеличивается на поверхности ядра, где уменьшается плотность нуклонов. В частности, конкретные расчеты для  $\alpha$ -ассоциаций<sup>/17/</sup> указывают на тенденцию образования таких ассоциаций в периферической области ядра /см. рис. 5/. Результаты расчетов, выполненных с некоторой эффективной плотностью пространственного распределения парных ассоциаций, пропорциональной  $\rho^2$  и  $\rho$ , показаны на рисунках 6,7. Из этих рисунков видно, что относительная энергетическая зависимость  $y$  мало чувствительна к выбору функции плотности, в то время как абсолютная величина  $y$  очень чувствительна к выбору такой функции.

В исследуемой области энергии от 380 до 670 Мэв относительное изменение  $y$  не превышает 10%. Поэтому наблюдаемое в пределах ошибок эксперимента 10-20% постоянство отношения сечений процессов квазиупругого выбивания и упругого  $pd$ -рассеяния /рис. 26/ означает совпадение энергетических зависимостей упругого  $pd$ -рассеяния назад и рассеяния протонов двухнуклонными ассоциациями, приводящего к образованию быстрых дейтронов.

В интервале энергии 400-700 Мэв доминирующим механизмом упругого  $pd$ -рассеяния назад, по-видимому, является механизм рассеяния, обусловленный возбуждением барionного  $\Delta(3/2, 3/2)$  резонанса<sup>/10,18,19/</sup>, что проявляется, в частности, в аномальном поведении энергетической зависимости  $pd$ -рассеяния назад. Наблюдаемое совпадение энергетических зависимостей указывает на то, что этот же механизм является, по-видимому, определяющим и при рассеянии на двухнуклонных ассоциациях.

Для ядра  $^{12}\text{C}$  можно приближенно произвести количественное сравнение величины эффективного числа двухнуклонных ассоциаций, рассчитанного в оболочечной модели, с экспериментальным значением величины  $n_d$ . Действительно, согласно изотопической инвариантности, эффективное число дипротонов, "синглетных" дейтронов и динейтронов в ядре  $^{12}\text{C}$  должно быть одинаковым. /Нет выделенного по изоспину направления/. Эффективное число дипротонов по данным работы<sup>/17/</sup> в 3 раза меньше,

чем число дейтронных ассоциаций. Поэтому  $n_{\text{эфф}}(np_{S=0}) = n_{\text{эфф}}(nn) = \frac{1}{3} n_{\text{эфф}}(d)$ . Сечение процессов /2/, /3/ и /4/ можно выразить следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (p + [np]_{S=1, T=0} \rightarrow p + d) = \alpha^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (p + [np]_{S=0, T=1} \rightarrow p + d) = \frac{1}{3} \beta^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (p + [nn]_{S=0, T=1} \rightarrow n + d) = \frac{2}{3} \beta^2,$$

где коэффициенты  $\frac{1}{3}$  и  $\frac{2}{3}$  обусловлены изотопическими соотношениями между сечениями реакций /3/ и /4/.

Если предположить, на основании работы <sup>19)</sup>, равенство квадратов амплитуд реакции /2/ и /3/, т.е. что  $\alpha^2 = \beta^2$ , то можно получить, что

$$n_d = \frac{d\sigma}{d\Omega} (p, Nd) / \frac{d\sigma}{d\Omega} (p, d) =$$

$$y | n_{\text{эфф}}(d) + \frac{1}{3} n_{\text{эфф}}(np)_{S=0, T=1} + \frac{2}{3} n_{\text{эфф}}(nn) |.$$

Полагая далее  $y = 0,2$ , что соответствует эффективному пространственному распределению плотности парных ассоциаций в ядре  $^{12}\text{C}$   $\rho^n \rightarrow \rho$ , такому же, как для нуклонов, и  $n_{\text{эфф}}(d) = 10,5$ <sup>17)</sup> или  $13,3$ <sup>17)</sup>, получим  $n_d = 2,8 - 3,6$ . Экспериментальное значение величины  $n_d$ , по данным настоящей работы, составляет  $4,9 \pm 0,3$ . Так как сама точность расчетов абсолютных значений эффективных чисел в оболочечной модели составляет  $\pm 50\%$ <sup>17)</sup>, то такое совпадение экспериментальных и расчетных значений можно считать удовлетворительным. Соответствие теории с экспериментом, по-видимому, может быть улучшено путем уточнения соотношения между сечениями реакций /2/ и /3/, а также, если более последовательно учитывать искажения протонных и дейтронных волн, используя пространственные плотности распределения,

получаемые в оболочечной модели для двухнуклонных ассоциаций, соответствующих различным состояниям возбуждения остаточного ядра.

#### 4. Выводы

1. Измерены высокоэнергетичные участки спектра быстрых дейтронов, образующихся при соударении протонов с ядрами  $Li$ ,  $Be$  и  $C$  при четырех значениях энергии протонов 666, 578, 484 и 382 Мэв.

2. При этих энергиях определен выход дейтронов, квазиупруго выбиваемых из ядер мишени, и для ядра  ${}^9Be$  - выход дейтронов, связанных с процессом мезонообразования на внутриядерных нуклонах.

3. В интервале энергии 380-1000 Мэв фактор, учитывающий искажения протонных и дейтронных воли, изменяется не более чем на 10%. Поэтому наблюдаемое в пределах ошибок эксперимента постоянство отношения сечений процессов квазиупругого выбивания и упругого  $p-d$ -рассеяния указывает на одинаковый характер механизма передачи больших импульсов свободным дейтронам и двухнуклонным ассоциациям в легких ядрах.

4. Наблюдаемый выход дейтронов для ядра  ${}^{12}C$  можно удовлетворительно согласовать с теоретическим значением, рассчитанным в оболочечной модели, если учесть взаимодействие падающих протонов и вылетающих дейтронов с нуклонами ядра-мишени при использовании некоторого эффективного пространственного распределения двухнуклонных ассоциаций.

#### Литература

1. Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.П.Зрелов и др. ЖЭТФ, 33, 1185 /1957/.
2. R.J.Suttler et al. Phys.Rev.Lett., 19, 1189 (1967).
3. В.С.Борисов, Г.К.Бышев, Л.Л.Гольдин и др. Письма ЖЭТФ 9, 667 /1969/.
4. E.T.Bosehitz. Symposium on Nucl.Reaction Mechanism and Polarization Phenomena, Quebec (1969).

5. Л.С.Ажгирей, З.В.Крумштейн, Нго Куанг Зуй и др. ЯФ 13, 6 /1971/.
6. Л.С.Ажгирей, О.Д.Далькаров, З.В.Крумштейн и др. IV Международная конференция по физике высоких энергий и структуре ядра. ОИЯИ, Дубна /1971/. Изд. ОИЯИ, Д1-6349, Дубна, 1972.
7. V.V.Balashov, V.I.Markov. Nucl.Phys., A163, 465 (1971).
8. I.S.Shapiro, V.M.Kolybasov. Nucl.Phys., 49, 515 (1963).  
В.М.Колыбасов, Н.Я.Смородинская. Письма в ЖЭТФ 8, 335 /1968/.
9. V.V.Balashov. Proceedings of Intern.Conf. on Clustering Phenomena in Nuclei. Bochum (1969).
10. В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, Г.П.Решетников, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ Р1-6343, Дубна, 1972; ЯФ 16, 234 /1972/.
11. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмониц. Препринт ОИЯИ Р4-6298, Дубна, 1972.
12. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмониц. Препринт ОИЯИ Р4-6299, Дубна, 1972.
13. В.С.Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц. "Наука", Москва /1966/.
14. R.J.Glauber. Phys.Rev., 106, 242 (1955).
15. Л.Элтон. Изд-во Иностр. лит. Размеры ядер. Москва, 1962.
16. "Электромагнитная структура ядер и нуклонов", Изд-во Иностр. лит., Москва /1958/.
17. В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов. "Нуклонные ассоциации в легких ядрах", "Наука", Москва /1969/, стр. 146, 273, 275, 292.
18. N.S.Craigie and C.Wilkin. Nucl.Phys., B14, 477 (1969).
19. В.М.Колыбасов, Н.Я.Смородинская. IV Международная конференция по физике высоких энергий и структуре ядра. Дубна, 1971. ОИЯИ, Д1-6349, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 июля 1973 года.