

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

5505 / 2-81

9/11-81  
P1-81-568

В.С.Надеждин, Н.И.Петров, В.И.Сатаров,  
А.М.Розанова

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
РЕАКЦИИ  
ПРЯМОГО ВЫБИВАНИЯ ПАР ПРОТОНОВ  
ИЗ ЯДЕР  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  $\text{Al}$  И  $\text{Cu}$  ПРОТОНАМИ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 640 МэВ

*Направлено в ЯФ*

1981

Экспериментальная информация о реакции прямого выбивания двух протонов ( $p, 3p$ ) на ядрах представляет большой интерес как с точки зрения изучения пространственной корреляции одноименных ядерных нуклонов, так и с точки зрения изучения механизмов, приводящих к вылету энергичных протонов в заднюю полусферу. Реакция ( $p, 3p$ ) теоретически впервые рассмотрена в работе <sup>1/</sup> вместе с реакциями прямого выбивания дейтронов и  $\alpha$ -частиц.

Первые экспериментальные данные об этой реакции на ядре углерода при начальной энергии протонов 640 МэВ получены в работе <sup>2/</sup>.

В настоящей статье излагаются результаты более детального исследования реакции прямого выбивания пар протонов из ядер при той же начальной энергии протонов \* в условиях определения полной кинематики.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И УСЛОВИЯ ОПЫТА

Экспериментальная установка состоит из трех управляемых искровых камер прямоугольного сечения, срединные плоскости которых лежат в одной горизонтальной плоскости с осью пучка падающих частиц. Две камеры расположены слева от пучка протонов; третья - справа. Каждая из камер содержит 24 разрядных промежутка, разделенных алюминиевыми пластинами - электродами. Размеры камер равны  $300 \times 300 \times 500$  мм<sup>3</sup>. Управление камерами осуществляется тремя телескопами из сцинтилляционных счетчиков, расположенными перед камерами и включенными на совпадения. В качестве ядер-мишеней использовались литий, углерод, алюминий и медь. Литиевая мишень содержит 90% изотопа <sup>6</sup>Li и 10% изотопа <sup>7</sup>Li. Толщины мишеней соответственно равны 1,5; 3,5; 3,4 и 4,9 г/см<sup>2</sup>. Для углеродной мишени опыт поставлен в двух геометриях, которые характеризуются следующими значениями интервалов углов испускания  $\Delta\theta$  и энергетических интервалов  $\Delta T$  регистрируемых вторичных протонов:

Первая геометрия:

$$\begin{aligned} \Delta\theta_1 &= 18^\circ \pm 27^\circ; \quad \Delta\theta_2 = 27^\circ \pm 36^\circ; \quad \Delta\theta_3 = 72^\circ \pm 88^\circ; \\ \Delta T_1 &= 140 \pm 315 \text{ МэВ}; \quad \Delta T_2 = 140 \pm 315 \text{ МэВ}; \quad \Delta T_3 = 140 \pm 315 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

---

\* Полученные результаты частично опубликованы в работах <sup>3,4/</sup>.

## Вторая геометрия:

$$\Delta\theta_1 = 21^\circ 30' \div 37^\circ; \quad \Delta\theta_2 = 46^\circ 50' \div 62^\circ 20'; \quad \Delta\theta_3 = 57^\circ \div 73^\circ$$
$$\Delta T_1 = 80 \div 280 \text{ МэВ}; \quad \Delta T_2 = 80 \div 240 \text{ МэВ}; \quad \Delta T_3 = 150 \div 360 \text{ МэВ}.$$

Индексы 1, 2, 3 у интервалов  $\Delta\theta$  и  $\Delta T$  обозначают первую, вторую и третью камеры соответственно. Энергетический порог регистрации протонов определяется их пробегом в веществе до камер. Максимально регистрируемая энергия протонов определяется их полным пробегом, включающим пробег в алюминиевых электродах камер.

Для ядер мишеней  ${}^6\text{Li}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$  измерения выполнены только в первой геометрии. Эта геометрия опыта с учетом энергии отрыва пары протонов от ядра очень близка к геометрии упругого рассеяния протонов дейтронами на угол  $118^\circ$  в системе центра масс. Средний импульс, передаваемый первому и второму протонам, составляет  $1400 \text{ МэВ/с}$ . Съём информации с камер пленочный. В первой геометрии опыта фотографировались горизонтальная и вертикальная проекции следа протона в камере; во второй геометрии - только горизонтальная проекция. Энергия протона определяется по его пробегу, причем считается, что протон останавливается посередине алюминиевой пластины-электрода. Средняя ошибка измерения энергии протона составляет  $\pm 10 \text{ МэВ}$ . Точность измерения угла вылета протона из мишени, с учетом многократного кулоновского рассеяния, равна  $1,5 \div 2^\circ$ . Энергетический разброс протонов в пучке составляет  $\pm 15 \text{ МэВ}$ .

В качестве монитора в опыте служил счет одного из управляющих телескопов. Его калибровка на абсолютный поток протонов через мишень производилась по рассеянию протонов на водороде. При обработке снимков полностью исключается вклад заряженных частиц, идущих не из мишени, а также фон, связанный со случайными совпадениями управляющих телескопов.

Единственной реакцией, которая может имитировать процесс выбивания пар протонов, является реакция рождения отрицательных пионов с вылетом трех заряженных частиц из мишени. Анализ полученных в опыте энергетических спектров частиц и их взаимодействий в электродах камер, а также расчетная оценка показали, что в условиях нашего опыта вклад процесса мезообразования мал и находится на уровне 1%.

Всего в эксперименте зарегистрировано более 3500 событий реакции  $(p, 3p)$ . Наибольший статистический материал набран для ядер-мишеней  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^6\text{Li}$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 и 2 представлены измеренные сечения реакции  $(p, 3p)$  для первой геометрии опыта в зависимости от суммарной энергии

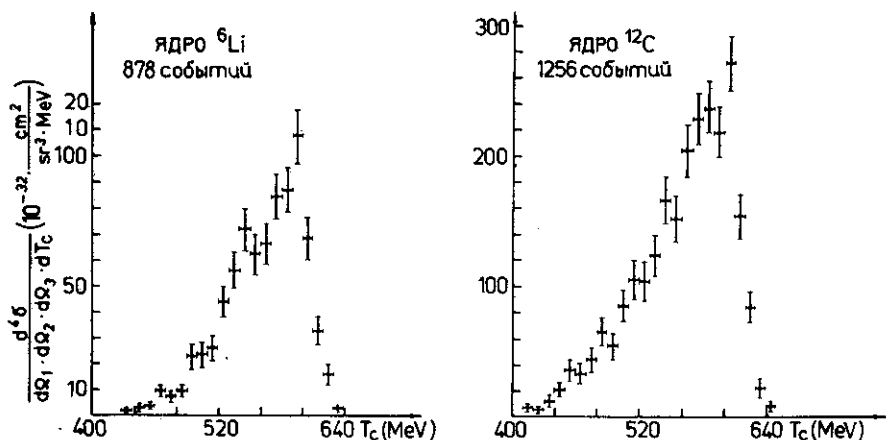


Рис.1. Зависимость сечения реакции  $(p,3p)$  от суммарной энергии трех вторичных протонов для ядер мишеней  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^{12}\text{C}$ .

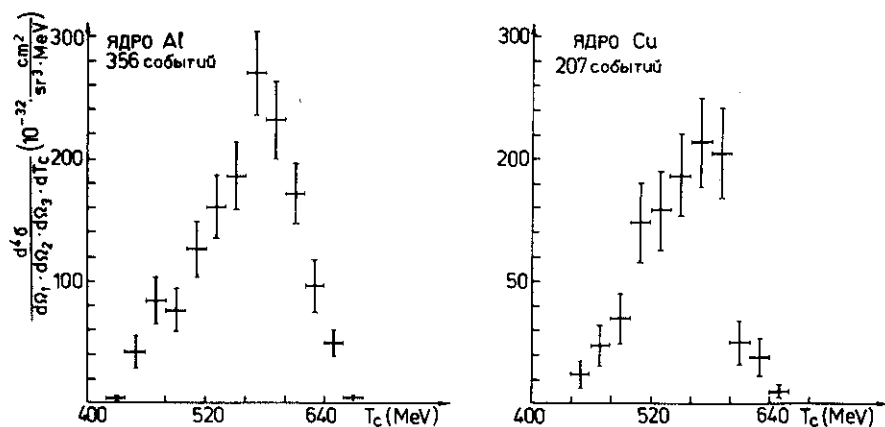


Рис.2. Зависимость сечений реакции  $(p,3p)$  от суммарной энергии трех вторичных протонов для ядер-мишеней Al и Cu.

$T_c$  трех вторичных протонов. Средняя ошибка определения  $T_c$  составляет  $\pm 15 \div 20$  МэВ. Соответствующее распределение для ядра-мишени углерода во второй геометрии по своему виду не отличается от распределения для первой геометрии и потому не приводится. Как видно из рисунков, все спектры со стороны более высоких энергий имеют довольно резкую границу, которая сдвинута относительно начальной энергии протонов на 30-35 МэВ. Указан-

ный сдвиг соответствует затратам энергии на отрыв пары протонов от ядра и на передачу небольшой энергии остаточному ядру. Этот факт служит непосредственным доказательством того, что регистрируемый в опыте процесс выбивания пар протонов из ядер является прямым ядерным.

Наличие резкой границы спектра со стороны более высоких энергий показывает, что вклад процесса мезонообразования, который, как указывалось выше, может имитировать реакцию  $(p,3p)$ , мал. В противном случае верхняя граница спектра должна быть сильно размыта.

При достигнутой в опыте точности определения суммарной энергии структура уровней возбуждения остаточных ядер не разрешается. Только, возможно, в случае медной мишени заметно, что спектр возбуждения значительно шире, чем для более легких ядер-мишеней. Наличие событий реакции в области  $\Delta T_c = 400 \div 540$  МэВ связано преимущественно с вкладом ядерного каскада, а также обусловлено сбросом энергии вторичными протонами при неупругом взаимодействии в алюминиевых электродах камер. При возрастании суммарной энергии  $T_c$  вклад этих процессов быстро убывает.

В случае ядра-мишени  ${}^6\text{Li}$  верхняя граница спектра соответствует развалу ядра. Поскольку это ядро имеет ярко выраженную кластерную структуру, квазиупругая реакция  $(p,3p)$  идет на нем путем выбивания пар протонов с  $s$ -оболочки. В пользу такой интерпретации говорят экспериментальные данные <sup>5-7</sup> о том, что в реакциях  $(\pi^+,2p)$  и  $(p,pd)$  на ядре  ${}^6\text{Li}$  участвуют пары нуклонов с  $s$ - и  $p$ -оболочек, а вклад пар, составленных из нуклонов различных оболочек, сильно подавлен. Прямым образом указанную интерпретацию подтверждают результаты <sup>8</sup> по  $(p,nd)$ -реакции на ядре  ${}^6\text{Li}$  при энергии 670 МэВ, согласно которым реакция идет на  $pp$ -парах  $s$ -оболочки. Для углеродной мишени верхняя граница спектра соответствует выбиванию  $pp$ -пар с  $p$ -оболочки. Если бы в этой реакции одинаково интенсивно участвовали  $pp$ -пары с  $p$ -оболочки и  $pp$ -пары, составленные из протона с  $p$ -оболочки и протона с  $s$ -оболочки, то при условии хорошего энергетического разрешения наряду с максимумом, прилегающим к верхней границе спектра, на спектре должен бы присутствовать более сильно выраженный второй максимум, расположенный левее первого на 20-25 МэВ. При энергетическом разрешении, достигнутом в нашем опыте, наличие второго, более сильно выраженного максимума, проявилось бы в том, что наблюдался бы один, но более широкий максимум, сдвинутый относительно начальной энергии примерно на 50-55 МэВ. Но ни на спектре для первой геометрии опыта, ни на спектре для второй геометрии такого широкого максимума не наблюдается. Поэтому следует сделать вывод о том, что в случае ядра-мишени  ${}^{12}\text{C}$  основной вклад в реакцию  $(p,3p)$  дают  $pp$ -пары с  $p$ -оболочки, а вклад пар, со-

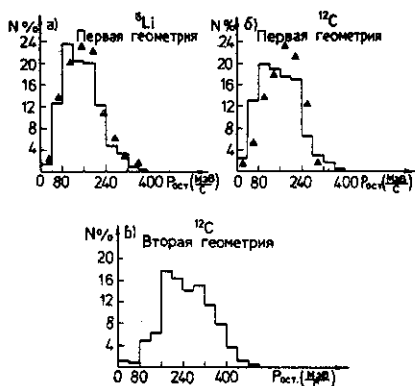


Рис. 3. Спектры импульсов остаточных ядер.

ставленный из нуклонов различных оболочек, подавлен. Аналогичная ситуация для ядра-мишени  $^{12}\text{C}$  имеет место и при захвате пионов  $^{\pi^+}$  парами нуклонов. Ответ на интересный вопрос о том, одинакова ли степень подавления вклада пар, составленных из нуклонов разных оболочек ядра  $^{12}\text{C}$  в реакциях прямого выбивания пар нуклонов и захвата пионов, может быть получен только при существенном улучшении энергетического разрешения.

На рис. 3 приведены экспериментальные распределения остаточных ядер по импульсам для литиевой и углеродной мишеней, отнесенные к интервалу суммарных энергий  $\Delta T_c = 570 \div 630$  МэВ, в котором примесь событий от ядерного каскада мала. Средняя ошибка определения импульсов остаточного ядра составляет  $+25 \div 30$  МэВ/с. По причине недостаточности статистики для алюминиевой и медной мишеней аналогичные распределения не обсуждаются. С целью сравнения на рис. 3а треугольниками показан импульсный спектр  $^{\pi^+}$  остаточных ядер в реакции захвата  $\pi^+$ -мезонов с энергией 80 МэВ пр-парами s-оболочки ядра  $^6\text{Li}$ , а на рис. 3б треугольники соответствуют аналогичному распределению для захвата остановившихся отрицательных пионов ядрами углерода  $^{12}\text{C}$ , когда энергия возбуждения остаточных ядер заключена в пределах от 0 до 15 МэВ. Согласно анализу, проведенному в работе  $^{10/}$ , указанная область энергии возбуждения полностью включает захват пионов пр-парами с p-оболочки. Как в случае ядра  $^6\text{Li}$ , так и для ядра  $^{12}\text{C}$  распределения, показанные треугольниками, являются полными импульсными распределениями. В нашем опыте из-за ограниченности энергетических интервалов и интервалов углов испускания вторичных протонов ни в первой, ни во второй геометриях полные импульсные распределения остаточных ядер не реализуются. Но даже с учетом этого обстоятельства видно, что для углеродной мишени импульсное распределение остаточных ядер в реакции (p,3p) шире, чем в реакции захвата пионов. Связано это различие, по всей вероятности, с влиянием ядерного поглощения, которое при захвате остановившихся пионов проявляется сильнее, так как в данном случае энергия вторичных протонов значительно меньше, чем в случае реакции (p,3p) при энергии 640 МэВ. Для ядра  $^6\text{Li}$  влияние ядерного поглощения должно сказываться слабее, поэтому и различие между импульсными спектрами остаточных ядер для

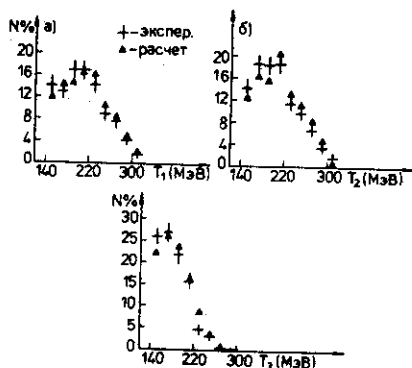


Рис.4. Энергетические спектры вторичных протонов. Первая геометрия.

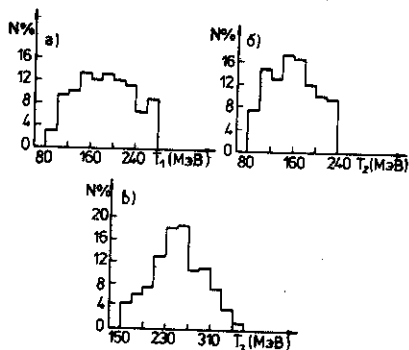


Рис.5. Энергетические спектры вторичных протонов. Вторая геометрия.

обеих реакций может быть меньше. Для углеродной мишени спектр импульсов /рис.3в/ сдвинут относительно спектра импульсов /рис.3б/ в сторону более высоких значений импульсов. Этот факт находится в полном соответствии с тем, что во второй геометрии опыта, отличающейся от геометрии упругого  $p, d$ -рассеяния, с большей относительной вероятностью реализуются переходы, когда пара протонов уносит из ядра орбитальный момент  $\Lambda=2$ .

На рис.4 и 5 представлены энергетические спектры вторичных протонов для интервала суммарных энергий  $\Delta T_c = 580 \pm 680$  МэВ. Поскольку спектры для литиевой и углеродной мишеней в первой геометрии опыта в пределах ошибок измерения не отличаются друг от друга, на рис.4 приведены данные, суммированные по обеим мишеням. Из-за недостаточности статистики аналогичные спектры для алюминиевой и медной мишеней не рассматриваются. На рис.4 треугольниками показаны расчетные спектры, полученные для статистической гипотезы по методу случайных испытаний с учетом экспериментального импульсного распределения остаточных ядер.

Вследствие того, что экспериментальное импульсное распределение уже истинного распределения, можно говорить не о совпадении, а лишь о близости экспериментальных и расчетных энергетических спектров вторичных протонов. Причем из этой близости не следует, что другие экспериментальные характеристики реакций ( $p, 3p$ ) будут близки к расчетным, полученным в том же предположении.

Знание энергетических спектров протонов очень важно для понимания механизма реакции ( $p, 3p$ ). Например, осуществление реакции ( $p, 3p$ ) в виде процесса двукратного квазиупругого рассеяния протонов в условиях нашего опыта наиболее вероятно,

когда один из протонов от первого рассеяния попадает во вторую камеру. Тогда второй протон, в случае первой геометрии опыта, будет иметь полярный угол  $\theta \approx 50^\circ$ . Чтобы оба протона после второго рассеяния могли попасть по одному в первую и третью камеры, они должны иметь относительно направления  $\theta \approx 50^\circ$  углы рассеяния около  $70^\circ$  и около  $30^\circ$  соответственно. Но в данном случае средняя энергия протонов, регистрируемых третьей камерой, должна бы быть значительно больше средней энергии протонов, попадающих в первую камеру. Но, как видно из рис. 4, наблюдается иная картина. Она указывает на сильное подавление в условиях нашего опыта вклада в реакцию (p,3p) от процесса двукратного квазиупругого рассеяния протонов. Подробно вопрос о механизме реакции (p,3p) будет обсуждаться нами в отдельной статье.

Таблица

Ядро-мишень	Реакция (p,3p) $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3} \left( \frac{10^{-28} \text{см}^2}{\text{ср}^3} \right)$	Реакция (p,d) $\frac{d\sigma}{d\Omega} \left( \frac{10^{-27} \text{см}^2}{\text{ср}} \right)$
${}^6\text{Li}$	0,58±0,11	0,85±0,07
${}^{12}\text{C}$	1,63±0,27	1,40±0,20
Al	1,93±0,36	1,75±0,20
Cu	1,69±0,39	2,40±0,40

В таблице представлены измеренные дифференциальные сечения реакции, отнесенные к интервалу суммарной энергии  $\Delta T_c = 540 \div 630$  МэВ.

Для второй геометрии опыта сечение для углеродной мишени, отнесенное к тому же интервалу суммарной энергии, составляет:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3} = 10,9 \pm 0,2 \cdot 10^{-28} \frac{\text{см}^2}{\text{ср}^3}$$

При определении сечений вводилась поправка на упругое и неупругое взаимодействие вторичных протонов в мишени, сцинтилляционных счетчиках и фильтрах, включая пластины камер.

Для сравнения в третьем столбце таблицы показаны инклюзивные сечения выбивания дейтронов протонами с энергией 670 МэВ под углом  $16^\circ$ , полученные в работе<sup>11/</sup>. В пределах ошибок измерений зависимости сечений от массового числа ядра-мишени не отличаются друг от друга. Однако, по-видимому, можно говорить об указании на то, что при переходе от ядра  ${}^6\text{Li}$  к ядру  ${}^{12}\text{C}$  сечение реакции (p,3p) возрастает сильнее, чем инклюзивное сечение выбивания дейтронов; а при переходе от ядра Al к яд-



ру  $\text{Cu}$  рост сечения для реакции  $(p,3p)$  прекращается, в то время как инклюзивное сечение продолжает расти. Если это действительно так, то первое указание естественно объяснить тем, что отношение эффективных чисел пар протонов и пар квазидейтронов для ядра  ${}^6\text{Li}$  меньше, чем для ядра  ${}^{12}\text{C}$ . Второе указание может быть следствием влияния ядерного поглощения, которое при увеличении массового числа ядра-мишени сильнее уменьшает сечение квазиупругой реакции  $(p,3p)$ , чем инклюзивное сечение выбивания дейтронов.

Измеренное нами сечение реакции  $(p,3p)$  для ядра углерода в несколько раз больше аналогичного сечения, найденного в работе <sup>2/</sup>. Указанное различие сечений связано с тем, что энергетические интервалы, в пределах которых регистрируются в нашем опыте вторичные протоны, почти в три раза шире, чем в опыте <sup>2/</sup>.

Нами было произведено численное интегрирование сечения  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3}$  для первой геометрии опыта по углам  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  в предположении о том, что вероятность конфигурации вторичных протонов определяется ее статистическим весом. В итоге было найдено, что сечение  $\frac{d\sigma}{d\Omega_3}$  близко к сечению инклюзивного выбивания дейтронов.

В заключение авторы выражают благодарность Л.М.Дорошенко, В.В.Ермакову, Г.Ф.Исаеву, Н.Н.Лебедеву, Р.В.Столупиной, Е.Е.Фадеевой за измерение снимков с камер и обслуживание экспериментальной установки и Б.М.Головину - за многочисленные обсуждения результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Balashov V.V., Vojarkina A.N., Botter I. Nucl.Phys., 1965, 59, p.417.
2. Komarov V.I. et al. JINR, E1-9460, Dubna, 1976; Komarov V.I. et al. JINR, E1-11354, Dubna, 1978.
3. Надеждин В.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с.436.
4. Надеждин В.С., Петров Н.И., Сатаров В.И. ОИЯИ, P1-80-827, Дубна, 1980.
5. Надеждин В.С. и др. ЯФ, 1973, 17, с.1134.
6. Favier J. et al. Nucl.Phys., 1971, A169, p.540.
7. Albrecht D. et al. JINR, E1-12727, Dubna, 1979.
8. Альбрехт Д. и др. ОИЯИ, D1-11843, Дубна, 1978.
9. Bassalek V. et al. Phys.Rev., 1977, C16, p.1526.
10. Голованова Н.Ф., Зеленская Н.С. ЯФ, 1968, 8, с.274.
11. Ажгирей Л.С. и др. ОИЯИ, P1-6308, Дубна, 1972; Azhgirei L.S. et al. Nucl.Phys., 1972, A195, p.581.

Рукопись поступила в издательский отдел

20 августа 1981 года.