

3111

ЭНЕРГ. УИТ. 1967

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

13 - 3111



В.Г. Субботин, Б.В. Фефилов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ТРАНЗИСТОРНЫЕ
СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ
БЛОКИ

1967.

1. Согласно современным представлениям, атомное ядро является динамической системой нуклонов, в которой непрерывно возникают и распадаются нуклонные ассоциации различного типа. Исследование взаимодействия протонов высоких энергий с внутриядерными ассоциациями и соответствующими свободными ассоциациями: ядрами d , He^3 , H^3 , He^4 и т.д. дает сведения о вероятности определенного типа ассоциирования нуклонов и физической природе таких ассоциаций /1-3/. Существенное требование к опытам по квазиупругому рассеянию (КВУР) протонов состоит в необходимости измерять рассеяние в условиях большой передачи импульса ассоциациям с тем, чтобы выбиваемые фрагменты приобретали энергию, значительно превышающую их энергию связи в ядре. Увеличение энергии падающей и обеих рассеянных частиц приводит к уменьшению вклада вторичных эффектов перерассеяния и позволяет наблюдать рассеяние на ассоциациях в более чистом виде.

Квазиупругое рассеяние быстрых протонов двухнуклонными ассоциациями в легких ядрах, сопровождающееся большой передачей импульса дейтронам, впервые наблюдалось в экспериментах /4/, проведенных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, и более детально исследовалось недавно в опытах /5/. КВУР протонов ассоциациями с большим количеством нуклонов в таких условиях до последнего времени не наблюдалось. В работе /4/ отмечалось, что сечение выбивания ядер трития в высокоимпульсных участках спектра, если этот процесс вообще происходит, не превышает 2-3% от сечения выбивания дейтронов. Полностью отсутствовала информация и об упругом рассеянии назад быстрых протонов на лег-

чайших ядрах H^3 , He^3 , He^4 и т.д. Таким образом, вопрос о способности ассоциации из трех и более нуклонов при соударении с протонами воспринимать без развала большие передачи импульса, оставался открытым.

В работе /6/ впервые наблюдалось КВУР протонов α -частичными ассоциациями в легких ядрах, сопровождающееся передачей α -ассоциациям импульса $9,5 \text{ фм}^{-1}$, которое можно сопоставить с упругим pHe^4 -рассеянием на угол 168° с.ц.и., измеренным в /7/. Для выяснения общих свойств явления передачи большого импульса нуклонным ассоциациям определенный интерес представляет проведение аналогичных экспериментов по выбиванию быстрых фрагментов He^3 . Во всех упомянутых выше работах /4-6/ измерялись высокоэнергетические участки спектра фрагментов, выбиваемых из ядер под определенным углом ($4-8^\circ$ лаб.сист.) к направлению падающих протонов x).

Цель описываемых ниже экспериментов состояла в измерении дифференциального сечения выбивания протонами из легких ядер гелия-3 с энергией, близкой к энергии ядер отдачи в упругом рассеянии протонов свободным ядром He^3 и дифференциального сечения упругого pHe^3 -рассеяния для сопоставления сечений этих процессов, измеренных в одинаковых условиях большой передачи импульса гелию-3.

2. Постановка эксперимента и условия измерений подробно описаны в ранее опубликованных работах /6,7/. Единственное существенное отличие техники измерений по сравнению с работой /6/ по квазиупругому выбиванию He^4 состояло в том, что основным режимом работы электроники был режим измерения спектров по времени пролета. При этом старт-сигналом на входе время-амплитудного конвертора /8/ служил сигнал счетчика C_3 , последнего на базе пролета. Импульсы счетчика C_1 , первого на базе пролета, задерживались фиксированной линией задержки и подавались на стоп-вход конвертора. Амплитудная дискриминация протонов и дейтронов по удельной ионизации и потере энергии в счетчиках

x) В работе /5/ измерение энергии дейтронов из реакции $^{12}C(p, p d)^{10}B$ сопровождалось измерением на совпадениях энергии рассеянных протонов. В остальных опытах протоны не регистрировались.

C_2 , C_3 (см. рис. 2 раб. /6/) позволяла свести число старт-сигналов практически к числу регистрируемых ядер He^3 , и тем самым избежать излишней загрузки конвертора. Стоп-сигналы от счетчика C_1 , вызываемые протонами и дейтронами, в основном также дискриминировались по амплитуде импульса в C_1 . Для улучшения амплитудного разрешения в C_1 в описываемой серии измерений толщина сцинтиллятора C_1 была увеличена до 0,5 см. В условиях эксперимента ширина линии на полувысоте (ШПВ) в спектре по времени пролета в значительной степени определялась импульсным распределением частиц пучка и составляла 5 нсек для He^3 и 6 нсек для d . При расстоянии между пиками, время-пролетного спектра в десятки наносекунд такое разрешение вполне достаточно для четкого выделения частиц с определенным отношением M/Z (рис. 1).

Для определения эффективности регистрации He^3 в счетчике C_3 с "толстым" сцинтиллятором при введении амплитудной дискриминации протонов и дейтронов были измерены амплитудные спектры импульсов счетчика C_3 . На рис. 2 показан спектр таких импульсов, пропущенных линейными воротами, которые управлялись сигналом схемы совпадений, настроенной на регистрацию He^3 по времени пролета. Задержки в каналах схемы совпадений при снятии приведенного спектра выбраны так, что регистрировалась и незначительная часть дейтронов, дающих в спектре пик с меньшей средней амплитудой, чем He^3 . Антисовпадения при регистрации He^3 не использовались.

3. Высокоэнергетическая часть спектра ядер He^3 , выбиваемых из 6Li , 9Be , ${}^{12}C$ и ${}^{16}O$ под углом $5,4^\circ$ к направлению протонного пучка, измерялась в нескольких сеансах работы синхроциклотрона. Сравнение результатов, полученных в разных сеансах, показывает, что абсолютное значение выхода He^3 воспроизводилось с точностью в 9%, а шкала импульсов - с точностью 0,3%. Для взаимного контроля амплитудного и время-пролетного режимов регистрации спектр He^3 из 6Li и ${}^{16}O$ измерялся в обоих режимах. В пределах указанной точности наблюдалось совпадение полученных спектров. Экспериментальные ошибки точек спектров (рис. 3) являются статистическими. Все точки спектров

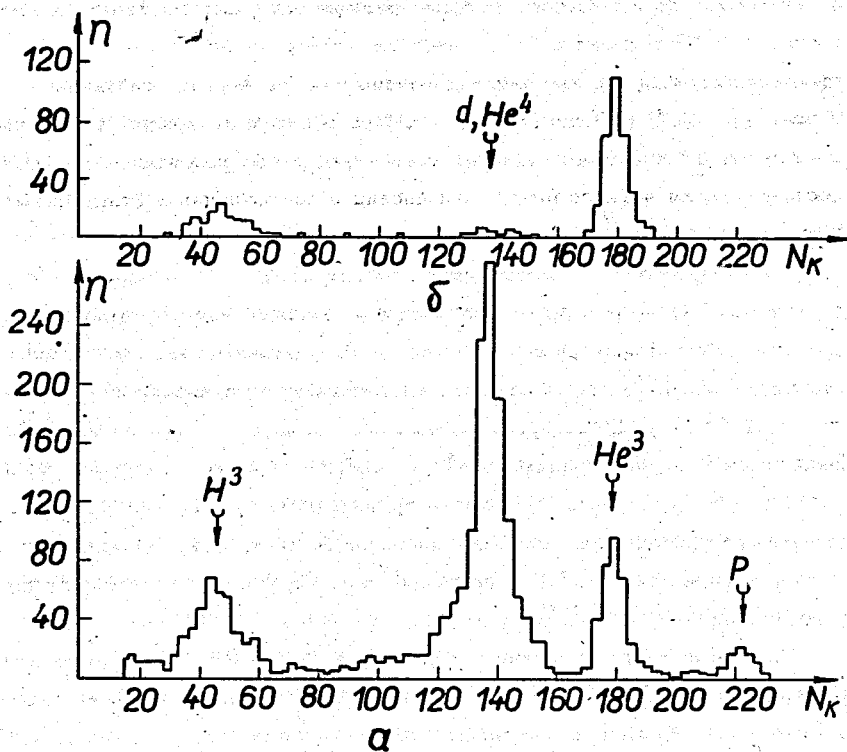


Рис.1. Типичные амплитудные спектры на выходе время-амплитудного конвертора; пучок частиц с импульсом $880 \cdot Z$ Мэв/с, база - 14,5 м. Спектр "б" измерен при более высоком пороге амплитудной дискриминации в счетчиках, чем спектр "а".

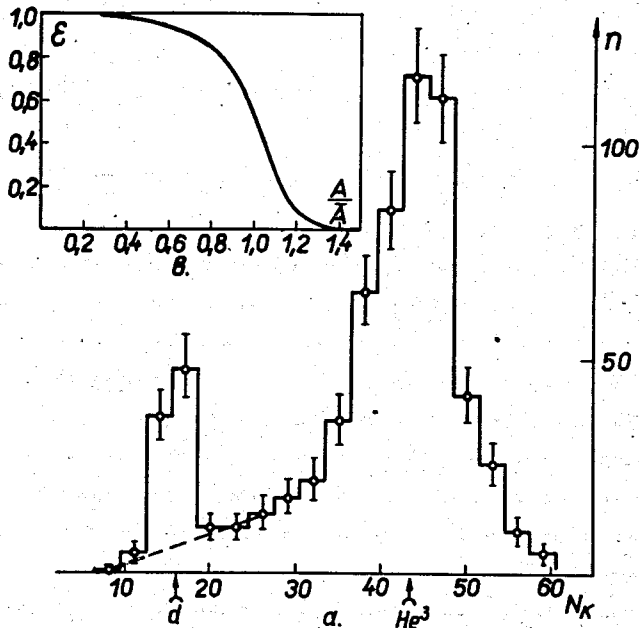


Рис.2. Условия регистрации He^3 . а. Амплитудный спектр импульсов в счетчике C_3 с толщиной сцинтиллятора по оси пучка 10 см. в. Эффективность регистрации He^3 при введении амплитудной дискриминации в счетчике C_3 . A/\bar{A} - отношение порога дискриминации к среднему значению амплитуды импульсов, обусловленных He^3 . Рабочее значение $A/\bar{A}=0,79$.

имеют, кроме того, общую, 15%-ную неопределенность, связанную с абсолютной калибровкой и введением поправок.

Измеренная часть спектров имеет такой же характер, как и при выбивании He^4 : при выбивании из ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ наблюдается пик с максимальным выходом He^3 при импульсе, близком к импульсу He^3 из упругого $p\text{He}^3$ -рассеяния (1803 Мэв/с). Спектры, снятые с мишенями ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ в условиях 6,5%-ного импульсного разрешения, обнаруживают определенную немонотонность при импульсе около $1800 \frac{\text{Мэв}}{\text{с}}$.

Спектры возбуждения остаточного ядра и парциальные импульсные распределения ассоциаций, в конечном счете определяющие форму спектра He^3 в области КВУР, в настоящее время неизвестны. Расчеты, выполненные в работе ^{/9/} на основе полюсного приближения без формфакторов, предсказывают максимум в спектре $\frac{d^2\sigma}{dp_d d\Omega_d}$ реакций типа (p, p_d) вблизи среднего значения импульса, кинематически соответствующего КВУР. Спектр имеет асимметричную форму: сравнительно резко ограничен при больших импульсах выбиваемых фрагментов и плавно простирается в область меньших значений импульса. Однако основной вклад КВУР в спектр дейтронов можно описать кривой, близкой к гауссовой с полушириной около 7% для ${}^6\text{Li}$ и 9% для ${}^9\text{Be}$. Учет формфактора ^{/9/} существенно приближает форму спектра к гауссовой. Нет оснований ожидать, что эти соображения неприменимы в случае выбивания фрагментов, более сложных, чем дейтрон, в процессах квазиупругого рассеяния протонов на нуклонных ассоциациях в легких ядрах. Если учесть, что наблюдаемый нами спектр получен в спектрометре, собственная форма линии которого имеет практически гауссову форму с полушириной 6,5%, можно думать, что правильная оценка сечения КВУР может быть получена аппроксимацией наблюдаемой части спектра в области $p \approx 1800$ Мэв/с нормальным распределением. Среднее значение нормального распределения было принято равным 1783 Мэв/с для ${}^6\text{Li}$ и 1768 Мэв/с для ${}^9\text{Be}$. Нормировка и дисперсия распределений находились методом наименьших квадратов по экспериментальным точкам при $p > 1780$ Мэв/с. Изменение среднего значения распределений в пределах, соответствующих основному состоянию остаточного ядра, либо его полному развалу на нуклоны, изменяет нормировку распределений

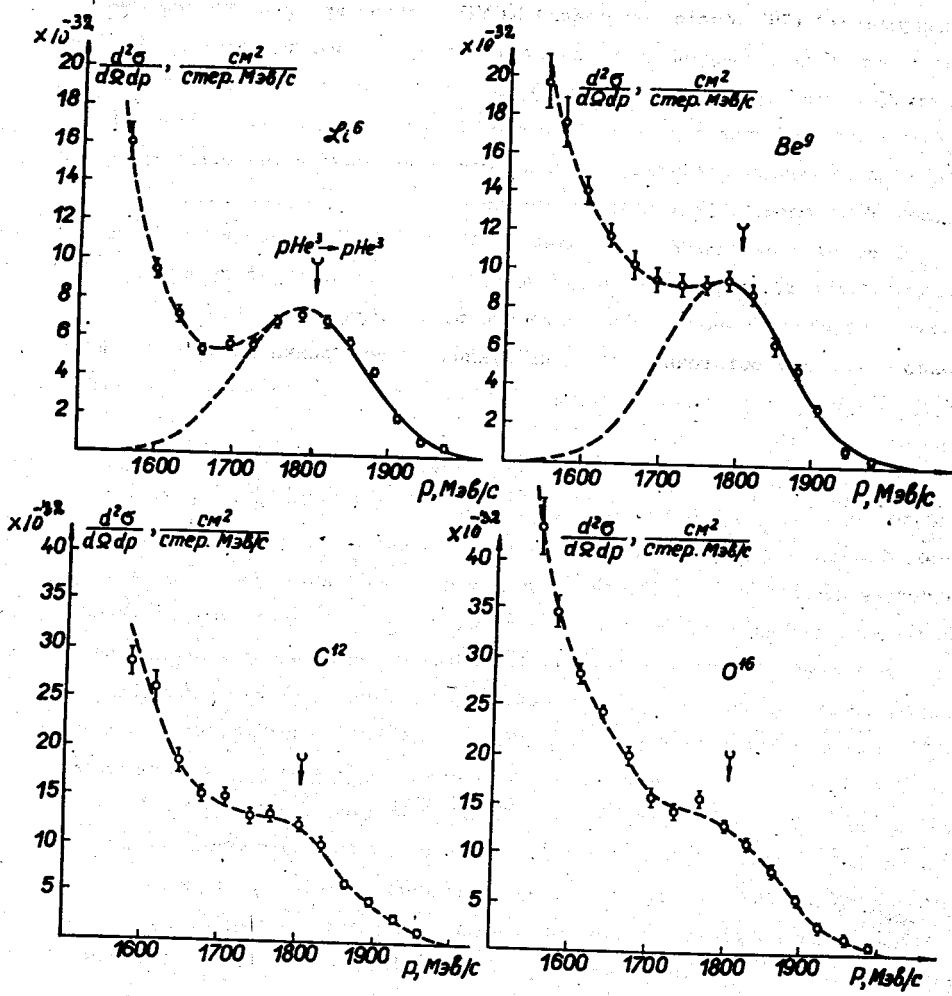


Рис.3. Выход быстрых ядер He^3 под углом $5,4^\circ$ л.с. к пучку протонов с $T = 665$ Мэв. Экспериментальное разрешение по импульсу составляет 6,5%, (ШПВ). Стрелкой указано значение импульса He^3 для упругого $p\text{He}^3 \rightarrow p\text{He}^3$ -рассеяния в тех же условиях: $P_{\text{He}^3} = 1803$ Мэв/с, $T_{\text{He}^3} = 528$ Мэв.

на $\pm 4\%$ для ${}^6\text{Li}$ и $\pm 14\%$ для ${}^9\text{Be}$. Полученные таким образом значения сечений соответствуют предположению о том, что весь выход He^3 с импульсом > 1780 Мэв/с обусловлен КВУР. Другое крайнее предположение о вкладе непрерывной части спектра состоит в том, что этот вклад равен 30% для ${}^6\text{Li}$ и 40% для ${}^9\text{Be}$. В таблице 1 приведены соответствующие средние значения с учетом этой неопределенности. Точность сечений КВУР, приведенных в таблице, в основном определяется точностью описанной выше процедуры выделения вклада квазиупругого рассеяния.

Данные, полученные с мишенями ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, позволяют оценить лишь верхнюю границу вклада КВУР в наблюдаемый спектр в предположении, что среднее значение нормального распределения соответствует полному развалу остаточного ядра на нуклоны. Нормировка распределений осуществлялась при этом как и для Li , Be по экспериментальным точкам при $p > 1780$ Мэв/с.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов свободными ядрами He^3 ($\theta_{\text{He}^3} = 5,4^\circ$ л.с., $q = 8,8$ фм $^{-1}$) было измерено в условиях, близких к условиям опыта /7/. Использовалась газовая мишень с наполнением 77% He^3 и 23% He^4 под общим давлением 1 ат. При фоновых измерениях и калибровке по реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ применялась идентичная мишень, наполненная водородом. (Добавка He^4 в водороде позволяла компенсировать счет, вызванный присутствием He^4 в " He^3 -мишени"). Фон в области пика упругого $p\text{He}^3$ -рассеяния в импульсном спектре ядер отдачи He^3 составлял 30% счета от " He^3 -мишени". Зависимость счета He^3 от импульса после вычитания фона приведена на рис. 4. Выход He^3 с импульсом около 1800 Мэв/с аппроксимировался нормальным распределением со средним значением 1803 Мэв/с. Определение двух свободных параметров методом наименьших квадратов по точкам с $p > 1800$ Мэв/с дает $\Delta p/\bar{p} = (7,5 \pm 1,2)\%$ (ШПВ), что находится в соответствии со значением $8,2\%$, полученным на " H_2 -мишени" при изменении аппаратурной формы линии и выхода дейтронов из реакции $pp \rightarrow d\pi^+$. После введения поправок на эффективность регистрации счетчиком C_3 ($0,85 \pm 0,05$), рассеяние в веществе до последних счетчиков ($0,94 \pm 0,05$), возможный вклад фона под пиком упругого рассеяния ($0,12 \pm 0,07$) и дру-

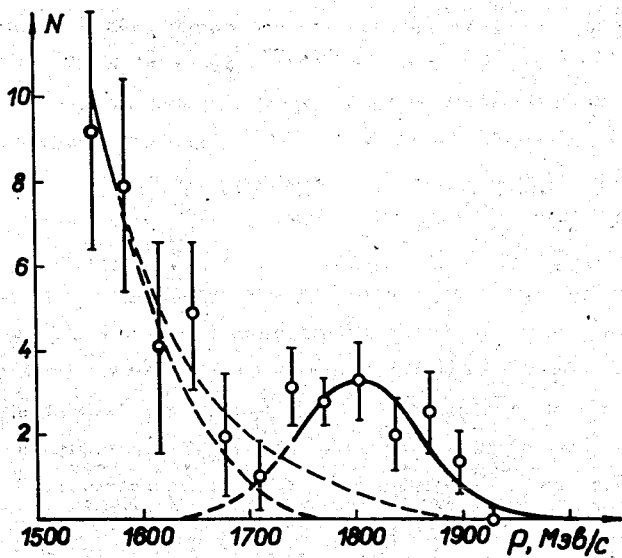


Рис.4. Зависимость счета He^3 (отн. ед.) от импульса, измеренная с He^3 -мишенью.

гие, менее существенные факторы, получено значение сечения в лаб. системе

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{pHe^3} (\theta = 5,4^\circ \text{ л.с.}) = (4,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 \cdot \text{стер.}^{-1},$$

что соответствует в с.ц.и.

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{pHe^3} (\theta = 168,8^\circ) = (9,9 \pm 2,3) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \cdot \text{стер.}^{-1}.$$

4. В таблице 1, кроме результатов настоящей работы, приведены известные из опубликованных работ /4,6,7/ данные по КВУР на дейтроновых и альфачастичных ассоциациях в ядрах, полученные при рассеянии протонов с энергией 665 Мэв (675 Мэв /4/) и больших значениях передаваемого ассоциациям импульса, а также сечения упругого pd и pHe^4 -рассеяния. Эти данные (показанные также на рис. 5) позволяют сравнить относительные выходы быстрых ядер d , He^3 и He^4 , выбиваемых протонами под определенным малым углом к направлению протонного пучка. Небольшое различие в углах наблюдения не является при таком сравнении существенным. В самом деле, экстраполяция результатов работ /4,10/ по угловой зависимости упругого pd -рассеяния при энергии протонов около 670 Мэв показывает, что с уменьшением угла регистрации дейтронов θ_d от $7,6^\circ$ до $5,4^\circ$ сечение рассеяния увеличивается на 20-30%. С другой стороны, известно /5/, что сечение квазиупругого выбивания дейтронов в области больших передаваемых импульсов достаточно точно следует за сечением свободного рассеяния. Для ядра 9Be отношение выходов равно

$$W_{He^4} : W_{He^3} : W_d = 1 : 33 : 4.100.$$

В то же время отношение соответствующих сечений свободного рассеяния равно

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{He^4} : \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{He^3} : \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_d = 1:9,4:1.200.$$

Таблица 1

Экспериментальные данные по квазиупругому выбиванию быстрых фрагментов d , He^3 , He^4 протонами с энергией 865-875 Мэв (без идентификации состояния остаточного ядра) и упругому рассеянию протонов на свободных ядрах d , He^3 и He^4 в тех же условиях.

Ядро	θ_d , град. лаб. сист.	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, pd)$, $\frac{см^2}{стер}$, л.с.	η_d	$\frac{\eta_d}{(A/2)}$	Сечения реакции измерены в работе
Li^7	7,6	$(2,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-27}$	$5,3 \pm 1,6$	$1,51 \pm 0,45$	Л.С. Ахгирей /4/ и др.
Be^9	"	$(2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-27}$	$4,0 \pm 1,3$	$0,89 \pm 0,28$	
C^{12}	"	$(3,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-27}$	$6,7 \pm 2,1$	$1,12 \pm 0,34$	
O^{16}	"	$(4,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-27}$	$8,4 \pm 2,6$	$1,05 \pm 0,32$	

Ядро	θ_{He^3} , град. лаб. сист.	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, NHe^3)$, $\frac{см^2}{стер}$, л.с.	η_{He^3}	$\frac{\eta_{He^3}}{(A/3)}$	наст. работа
Li^6	5,4	$(1,26 \pm 0,23) \cdot 10^{-29}$	$2,9 \pm 0,7$	$1,45 \pm 0,35$	
Be^9	"	$(1,75 \pm 0,38) \cdot 10^{-29}$	$4,1 \pm 1,1$	$1,4 \pm 0,4$	
C^{12}	"	$(4,15 \pm 0,62) \cdot 10^{-29}$	$6,6 \pm 2,0$	$2,4 \pm 0,5$	
O^{16}	"	$(6,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-29}$	$15,3 \pm 3,2$	$2,9 \pm 0,6$	

Ядро	θ_{He^4} , град. лаб. сист.	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, pHe^4)$, $\frac{см^2}{стер}$, л.с.	η_{He^4}	$\frac{\eta_{He^4}}{(A/4)}$	В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, /6/ О.В. Савченко
Li^6	5,4	$(3,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-31}$	$0,8 \pm 0,2$	$0,52 \pm 0,13$	
Be^9	"	$(5,4 \pm 1,2) \cdot 10^{-31}$	$1,2 \pm 0,3$	$0,52 \pm 0,13$	
C^{12}	"	$(18,2 \pm 3,0) \cdot 10^{-31}$	$4,0 \pm 0,9$	$1,3 \pm 0,3$	

Упругое рассеяние	Тр, Мэв	θ , град. лаб. сист.	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$, $\frac{см^2}{стер}$, л.с.	сечение измерено в работе
$p+d \rightarrow p+d$	675	7,6	$(0,55 \pm 0,12) \cdot 10^{-27}$	/4/
$p+He^3 \rightarrow p+He^3$	665	5,4	$(4,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-30}$	наст. работа
$p+He^4 \rightarrow p+He^4$	665	5,4	$(4,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-31}$	/7/

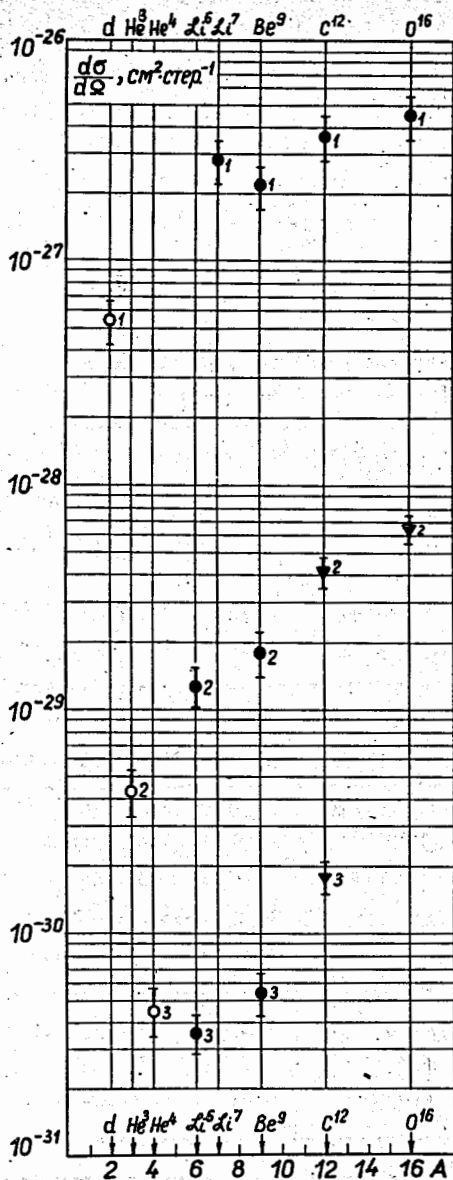


Рис.5. Дифференциальные сечения квазиупругого рассеяния протонов с $T = 665-675$ Мэв в реакциях $A(p, pX)$ на легких ядрах и упругого рассеяния $pX \rightarrow pX$ при больших передачах импульса нуклонным ассоциациям.

Точками с индексами 1,2,3 обозначены сечения реакций: 1. $1X=d$, угол регистрации дейтронов в лаб. системе $\theta_d = 7,6^\circ$, данные работы ^{4/}; 2. $X=He^3$, $\theta_{He^3} = 5,4^\circ$, данные настоящей работы; 3. $X=He^4$, $\theta_{He^4} = 5,4^\circ$, данные работы ^{7/8/}. \circ - сечения свободного рассеяния, ∇ - верхняя граница квазиупругого рассеяния.

Такое соответствие сечений КВУР и свободного рассеяния показывает, что выход быстрых фрагментов определяется величиной сечения упругого рассеяния протонов ассоциациями. Отношения сечений КВУР к сечениям свободного рассеяния, имеющие смысл полного эффективного числа ассоциаций, приведены на рис. 6. x). (Для удобства сравнения эти отношения, обозначенные через n_x , поделены на величину A/m , где A — массовое число ядра-мишени, а m — число нуклонов в ассоциации). Там же показаны результаты расчета эффективных чисел на основе оболочечной модели /2,3/. Экспериментальные значения сечений КВУР с точностью до множителя 1,5–2 могут быть вычислены, если предположить, что сечение рассеяния на ассоциации равно сечению рассеяния на свободном ядре, а полное эффективное число ассоциаций равно отношению числа нуклонов ядра A на число нуклонов в ассоциации. В этом отношении рассеяние на трехнуклонных ассоциациях, приводящее к вылету быстрых ядер He^3 , вполне аналогично рассеянию на двух и четырехнуклонных ассоциациях. Обращает на себя внимание тот факт, что полные эффективные числа 2-, 3- и 4-нуклонных ассоциаций, измеренные на одном и том же ядре, оказываются с указанной выше точностью близкими к величине A/m , что находит объяснение в расчетах /2,3/, исходящих из оболочечной структуры легких ядер.

В целом наблюдаемая совокупность данных может быть объяснена, если предположить, что механизм образования быстрых фрагментов в изучаемой области энергий состоит в прямом взаимодействии налетающего протона с нуклонной ассоциацией, причем эффективные числа таких ассоциаций, способных воспринять большую передачу импульса с той же вероятностью, что и соответствующие свободные ядра, близки к значениям, рассчитанным в рамках оболочечной модели.

С точки зрения дисперсионной теории прямых ядерных реакций эти данные подтверждают представление о том, что основной вклад в выход быстрых фрагментов в области пика квазиупругого рассеяния дает полюсная диаграмма /9,11/, а приведенные ширины виртуального испускания x) При вычислении n_{He^4} в работе /6/ было использовано значение сечения свободного pHe^4 -рассеяния на 5% выше приведенного в /7/. В табл. 1 указаны значения, полученные после уточнения поправок на рассеяние в счетчиках.

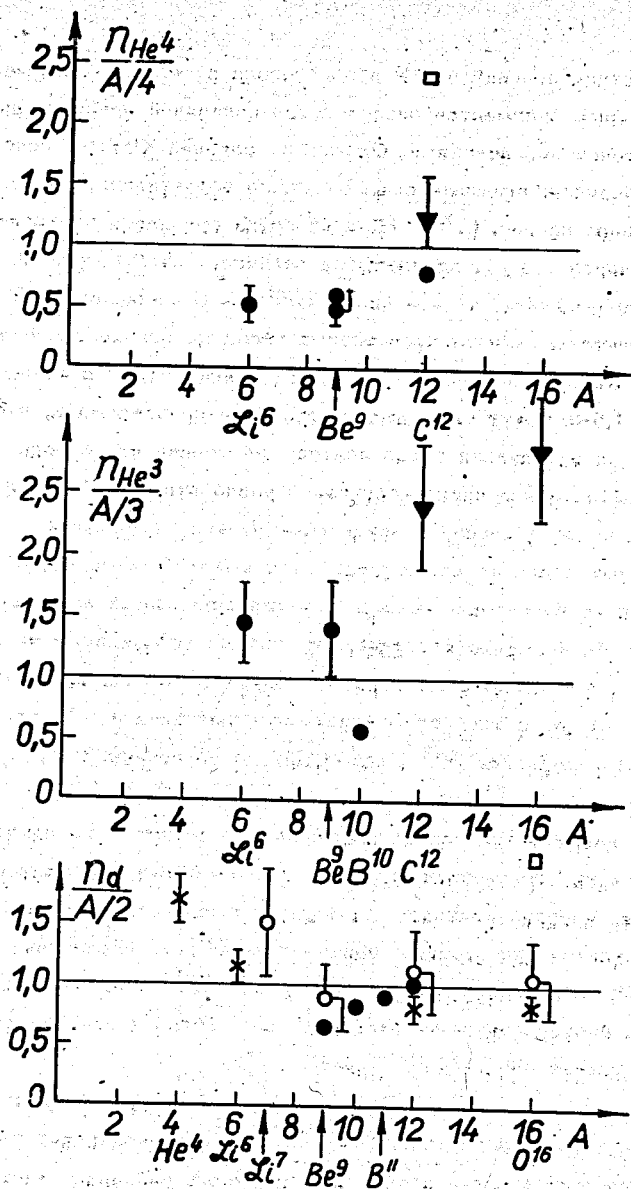


Рис.6. Отношения $\sigma_{\text{кв.упр.}}/\sigma_{\text{свободн.}}$ сечений квазиупругого рассеяния $A(p, pX)$ к сечению свободного рассеяния $pX \rightarrow pX$ по экспериментальным данным, приведенным на рис. 5. Значения $\sigma_{\text{кв.упр.}}$ разделены на величину A/m , где A - массовое число ядра-мишени, а m - число нуклонов в ассоциации.

Точки \star получены на основе экспериментальных данных работы /5/.

Точки без ошибок соответствуют результатам расчетов эффективных чисел на основе оболочечной модели: \bullet - /2/, \square - /3/.

ассоциаций типа d , He^3 , He^4 имеют в легких ядрах значительную величину.

Следует заметить, что получение более детальной информации о механизме реакции и свойствах нуклонных ассоциаций в легких ядрах может быть получено только при условии: 1) измерения дифференциального сечения КВУР и свободного протон-ядерного рассеяния в достаточно широкой области изменения энергии и передаваемого импульса, 2) идентификации состояния остаточного ядра. Последнее обстоятельство имеет особое значение для исследования таких характеристик нуклонных ассоциаций (спиновое состояние, изотопический спин и т.д.), которые не могут быть извлечены из опытов описанного выше типа. Действительно, в наблюдаемые пики спектров He^3 могут давать вклад не только реакции типа (p, pHe^3) , но и (p, nHe^3) реакции, так же как в пиках дейтронных спектров, измеренных без регистрации протонов на совпадениях, нельзя выделить вклад реакции (p, pd) и квазиупругого рассеяния на дейтронных ассоциациях в синглетном состоянии.

В заключение подчеркнем, что наблюдаемое нами явление выбивания быстрых фрагментов с энергией в сотни Мэв происходит с исключительно малой вероятностью. Действительно, сечение выбивания протонами фрагмента X с энергией в диапазоне $(T(\theta_{x_0}), T_{max})$ из ядра с массовым числом A в результате КВУР равно:

$$\sigma(T_{max} > T_x > T(\theta_{x_0})) \approx \frac{A}{m} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{x_0}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_x) \right)_{px} \sin \theta_x \cdot d\theta_x \cdot d\phi_x.$$

Отсюда, например, для выбивания He^4 с энергией в интервале $T_{max} = 470 \text{ Мэв} \pm 0,95 T_{max}$, полагая, что сечение упругого pHe^4 рассеяния мало меняется в области углов выбивания He^4 от 0° до $12,5^\circ$, получим

$$\sigma(470 > T_{He^4} > 450) \approx \frac{A}{4} 2\pi \cdot 4,6 \cdot 10^{-31} (1 - \cos 12,5^\circ) = A \cdot 1,73 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

Для ядра ^{12}C это сечение равно $2,1 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$, в то время как сечение неупругого взаимодействия протонов ($T_p = 657 \text{ Мэв}$) с ядром ^{12}C равно $0,227 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 / 12$. Следовательно, вероятность рассматриваемого специального типа соударения, приводящего к выбиванию быстрых ядер He^4 в указанном интервале энергии, равна 10^{-6} .

5. Заключение

1. Измерен выход быстрых ядер He^3 , выбиваемых из ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ под углом $5,4^\circ$ к направлению протонного пучка в области энергии He^3 около 530 Мэв.

2. Пик, наблюдаемый в этой области спектра ядер He^3 , может быть интерпретирован как результат квазиупругого рассеяния протонов трехнуклонными ассоциациями в исследованных ядрах. Получено сечение такого рассеяния, ведущего к выбиванию He^3 из ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, и верхняя граница для ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$.

3. Измерено дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов свободным ядром He^3 на угол $\theta = 169^\circ$ с.д.и.

4. Сопоставление сечений квазиупругого рассеяния протонов внутриядерными нуклонными ассоциациями и упругого рассеяния соответствующими свободными ядрами подтверждает представление о прямом взаимодействии налетающих протонов с нуклонными ассоциациями, способными воспринимать большую передачу импульса ($q \approx 8-10 \text{ фм}^{-1}$).

Авторы пользуются случаем поблагодарить В.В. Балашова и В.Г. Неудачина за интерес к работе, и Б.С. Неганова за содействие, оказанное нам при работе с гелием-3.

Л и т е р а т у р а

1. И.С. Шапиро. ЖЭТФ, 41, 1616 (1961), УФН, 92, 549 (1967).
2. В.В. Балашов, А.Н. Бояркина, И. Роттер. Nucl. Phys., 59, 417 (1964).
3. П. Береги, Н.С. Зеленская, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов. Nucl. Phys., 66, 513 (1965).
4. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).
5. R.J. Sutter, J.L. Friedes, H. Palevsky et al., Phys. Rev. Lett., 19, 1189 (1967).
6. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко. Препринт ОИЯИ P1-4227, Дубна, (1968).