

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

**ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ**

**1 - 5720**

**В.И. Комаров**

**УПРУГОЕ И КВАЗИУПРУГОЕ  
РАССЕЯНИЕ НАЗАД  
ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 665 МЭВ  
ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ**

**Специальность 040 - экспериментальная физика**

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук, старший научный  
сотрудник О.В.Савченко.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук А.Л.Любимов,  
кандидат физико-математических наук Р.А.Эрамбян.

Ведущее предприятие:

Институт физики высоких энергий, г.Серпухов.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1971 года.

Защита состоится " " \_\_\_\_\_ 1971 г. на заседании  
Ученого совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ по адресу:  
г.Дубна, Московской области, Объединенный институт ядерных  
исследований, Лаборатория ядерных проблем.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета  
кандидат физико-математических наук

И.А.Батусов

1 - 5720

В.И. Комаров

УПРУГОЕ И КВАЗИУПРУГОЕ  
РАССЕЯНИЕ НАЗАД  
ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 665 МЭВ  
ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени кандидата физико-математических наук

Исследование структуры атомных ядер рассеянием адронов с энергией выше 0,1 Гэв в настоящее время является актуальной задачей физики высоких энергий.

Значительный объем информации о радиусах и электромагнитных факторах ядер был получен ранее при высоких энергиях в электромагнитных процессах рассеяния ядрами заряженных лептонов. Сильное взаимодействие существенно изменяет характер рассеяния, что позволяет рассчитывать на получение новой информации о строении ядер. В частности, рассеяние адронов с высокой передачей импульса ядру, либо его подструктурам, должно быть чувствительно к корреляции нуклонов ядра и высокоимпульсным компонентам ядерных волновых функций. Эти фундаментальные для ядерной физики проблемы могут изучаться в экспериментах на протонных пучках синхротронов.

Реферлируемая диссертация посвящена экспериментальному исследованию рассеяния назад легкими ядрами протонов с максимальной энергией, доступной на синхротроне ОИЯИ. Описание в диссертации эксперименты и методические разработки выполнены совместно с М.М. Бутсловым, В.П. Дзелеповым, Г.Е. Косаревым, О.В. Савченко и Л.М. Сороко.

Диссертация состоит из четырех глав. В первой главе кратко обсуждаются опубликованные экспериментальные данные по упругому и квазиупругому рассеянию протонов средних энергий (0,1–1,0 Гэв) и существующие теоретические подходы к интерпретации таких данных. Здесь же обсуждается и выбор экспериментов, описанных в диссертации.

Информация о строении ядра может быть получена в опытах с протонами, если известен механизм их взаимодействия с ядрами. Механизм упругого рассеяния на малые углы можно считать выясненным – такое рассеяние хорошо описывается теорией многократного дифракционного рассеяния. Однако именно область больших углов рассеяния и, в частности, рассеяние назад привлекает особое внимание. Уже при энергии

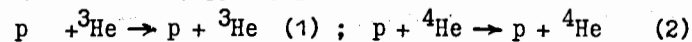
670 Мэв в рассеянии назад передаваемый импульс  $q$  достигает значений порядка  $10 \text{ фм}^{-1}$ , что заметно превышает максимальные значения  $q$ , при которых исследовалось рассеяние электронов ядрами. В принципе, упругое рассеяние протонов назад при такой энергии может дать сведения о деталях ядерной структуры с линейными размерами  $\sim 0,1 \text{ фм}$ . Изучение  $pd$ -рассеяния показывает, что интерпретация опытов по рассеянию на большие углы упрощается для углов, близких к  $180^\circ$ .

Экспериментально упругое рассеяние протонов ядрами, более тяжелыми чем дейтон, практически не изучено. Так, рассеяние на  $^4\text{He}$  исследовалось во всем диапазоне углов  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $180^\circ$  лишь при  $T_p < 147 \text{ Мэв}$ . При более высоких энергиях измерения проводились лишь до  $\theta \approx 60^\circ$ . Еще более ограничена информация о рассеянии ядром  $^3\text{He}$ . Сечение рассеяния назад ядрами гелия до проведения настоящей работы не было известно даже по порядку величины. Принципиальные вопросы, возникающие при исследовании упругого рассеяния быстрых протонов ядрами, могут быть решены, в первую очередь, в опытах с наиболее изученными – легчайшими ядрами. В настоящей работе было предпринято измерение дифференциальных сечений рассеяния протонов с  $T_p = 665 \text{ Мэв}$  ядрами  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^6\text{Li}$  на угол, близкий к  $180^\circ$ , для выяснения основных особенностей такого рассеяния. Рассеяние протонов такими ядрами интересно и в другом аспекте. Известно, что широкий круг явлений ядерной физики указывает на способность нуклонов образовывать в сложных ядрах динамические ассоциации различного типа (кластеры). Квазиупругое рассеяние быстрых протонов такими ассоциациями является прямым проявлением кластерной структуры ядер. Процесс выглядит как почти упругое выбивание легчайших ядер  $d$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  и т.д. из более сложных. Определенные заключения о кластерной структуре ядра можно сделать, только зная характеристики "эле-

ментарного" рассеяния на свободных ядрах  $d$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ . В плосковолновом импульсном приближении дифференциальное сечение квазиупругого выбивания кластеров пропорционально дифференциальному сечению рассеяния на свободном кластере и эффективному числу кластеров в ядре-мишени<sup>/1-3/</sup>. Эффективное число представляет собой характеристику структуры ядра и не должно зависеть от условий выбивания кластера. Однако условия применимости плосковолнового импульсного приближения ухудшаются при уменьшении энергии как падающего протона, так и выбиваемого кластера. При энергиях  $T_p > 160 \text{ Мэв}$  известны лишь работы<sup>/4/</sup>, в которых выбиваемые из легких ядер  $\alpha$ -кластеры с энергией 10–20 Мэв наблюдались под углом  $75-80^\circ$ . Квазиупругое выбивание дейтонов под малыми углами наблюдалось ранее в работе<sup>/25/</sup>. Наблюдение квазиупругого выбивания кластеров, более сложных чем дейтон, в условиях передачи им импульса  $\sim 10 \text{ фм}^{-1}$ , явилось бы проверкой основных представлений о кластерной структуре легких ядер. Поэтому в настоящей работе была поставлена задача измерения квазиупругого выбивания  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  из легких ядер под малым углом к протонному пучку, когда выбиваемые ядра гелия имеют энергию в сотни Мэв.

Во второй главе диссертации описывается постановка и методика экспериментов. Протонный пучок синхротрона ОИЯИ с энергией 665 Мэв фокусировался на мишень, и системой коллиматоров выделялись частицы, вылетающие из мишени под углом  $5,4^\circ$  в интервале  $\pm 0,05^\circ$ .

В опытах по упругому рассеянию



регистрировались вылетающие под этим углом ядра отдачи  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ . Соответствующий угол рассеяния в с.ц.и. равен при этом  $169^\circ$ . Упругое рассеяние идентифицировалось по линии в энергетическом спек-

тре ядер отдачи. Кинематические характеристики рассеяния при вы-  
бранном угле регистрации ядер отдачи приведены в таблице 1. После

Таблица 1.

Ядро-мишень	Энергия ядра отдачи, Мэв	Импульс ядра отдачи, Мэв/с	Передаваемый импульс, $q$ , $\text{fm}^{-1}$	$\frac{d\delta}{d\Omega}$ ( $169^\circ$ ) сци, $\text{см}^2/\text{стер.}$
$^3\text{He}$	529	1803	8,8	$(8,8 \pm 2,3) \cdot 10^{-31}$
$^4\text{He}$	470	1923	9,5	$(1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-31}$
$^6\text{Li}$	374	2080	10,4	$\leq 2,5 \cdot 10^{-34}$

отклонения в магнитном поле ядра захватывались фокусирующим каналом, состоящим из 7 магнитных квадрупольных триплетов. На выходе канала размещены сцинтилляционные счетчики. Сигналы с них поступают на входы электронных схем, которые идентифицируют ядра по времени пролета  $t_{\text{пр}}$ , удельным потерям энергии  $\frac{dE}{dx}$ , полной потере энергии  $E$  и пробегу  $R$ .

Основная трудность экспериментов состоит в необходимости регистрировать процессы, идущие с весьма малыми сечениями ( $< 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стер}$ ) на фоне значительно более интенсивных процессов (неупругое рассеяние с развалом ядра, выбивание дейтонов и т.д.). В этих условиях необходимо обеспечить достаточно большой телесный угол регистрации и надежную идентификацию выделяемых ядер. Использование магнитного фокусирующего канала<sup>5/</sup> позволило вынести основную часть регистрирующей аппаратуры в бесфоновое помещение без существенного уменьшения эффективного телесного угла регистрации. Одновременный отбор по нескольким параметрам обеспечил уверенное выделение ядер  $^3\text{He}$  с энергией 530 Мэв и  $^4\text{He}$  с энергией 470 Мэв. Наиболее сложным в идентификации ядер отдачи являлось разделение частиц с одинаковым отношением  $A/Z$ , так как при одинаковом значении  $R_{\text{эф}} = R/Z$  они имеют равные времена пролета и разделение возможно лишь по  $\frac{dE}{dx}$ ,  $E$  и  $R$ . Использование, по крайней мере,

двух из этих параметров позволяло выделять  $^4\text{He}$  при отношении интенсивностей  $d^4\text{He} \approx 10^4$ .

При измерении  $p\ ^6\text{Li}$  рассеяния



ожидаемая скорость счета ядер отдачи  $^6\text{Li}$  не превышала одного отсчета в час. В этом случае кроме отбора по  $R_{\text{эф}}$ ,  $t_{\text{пр}}$ ,  $R$

одновременно записывались амплитуды импульсов в трех счетчиках. Для увеличения надежности регистрации редких событий и дискриминаций фона треки частиц фотографировались в изотропной разрядной камере с электроннооптическим усилением яркости изображения, установленной между первым и вторым счетчиками телескопа. Камера такого типа была впервые реализована в работах<sup>6,7/</sup> и применялась ранее в экспериментах на синхротроне<sup>8-10/</sup>. Устранение дисторсий изображения в электроннооптическом преобразователе достигалось в камере, установленной на канале, методом многократной фокусировки электронов в сильном магнитном поле<sup>11/</sup>.

Параметры отбора, использованные в отдельных сериях наших измерений, приведены в таблице 2. Здесь же для сравнения указаны параметры отбора в типичных работах по выбиванию быстрых дейтонов.

Таблица 2

Эксперимент	Параметры отбора				
Упругое $^3\text{He}$ рассеяние (14)	$R_{\text{эф}}$	$t_{\text{пр}}$	$\frac{dE}{dx}$		
Упругое $^4\text{He}$ рассеяние (13)	$R_{\text{эф}}$	$t_{\text{пр}}$	$\frac{dE}{dx}$	$E$	
Упругое $^6\text{Li}$ рассеяние (15)	$R_{\text{эф}}$	$t_{\text{пр}}$	$(\frac{dE}{dx})_1, (\frac{dE}{dx})_2$	$E$	$R$
Квазиупругое выбивание $^3\text{He}$ (14,22)	$R_{\text{эф}}$	$t_{\text{пр}}$	$(\frac{dE}{dx})$		треки Мэв
Квазиупругое выбивание $^4\text{He}$ (21,22)	$R_{\text{эф}}$	$t_{\text{пр}}$	$\frac{dE}{dx}$	$E$	$R$
Выбивание (Л.С.Ажгирей и др. (25))	$R_{\text{эф}}$				$R$
Выбивание (Л.С.Ажгирей и др. (27))	$R_{\text{эф}}$	$t_{\text{пр}}$			
Выбивание (R.J.Sutter et al (26))	$R_{\text{эф}}$	$t_{\text{пр}}$	$\frac{dE}{dx}$		



В третьей главе описывается измерение дифференциального сечения упругого  $p^3\text{He}$ ,  $p^4\text{He}$  и  $p^6\text{Li}$  рассеяния<sup>/13-15/</sup>. В опытах с гелием использовались газовые мишени. Для калибровки шкалы тока отклоняющего магнита измерялся выход дейтронов из реакции



идущей на ядрах водорода в идентичной мишени, наполняемой водородом. Сравнение выхода ядер отдачи  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  с выходом дейтронов из реакции (4), сечение которой измерено в<sup>/12/</sup>, позволяет определить сечение (1) и (2) (см.таблицу 1). Указанные в таблице 1 ошибки сечений включают статистическую неопределенность и систематические ошибки эксперимента.

При измерении рассеяния на  $^6\text{Li}$  использовалась мишень из гидрида лития. Для калибровок регистрировались дейтроны из реакции (4), идущей на ядрах водорода в той же мишени. Хотя удалось продвинуться в область малых сечений на три порядка ниже сечения  $p^4\text{He}$  рассеяния назад, экспериментально была оценена лишь верхняя граница процесса (3) на уровне  $10^{-34}\text{см}^2/\text{стер}$ .

Полученные экспериментальные результаты следует расценивать лишь как первые шаги в изучении упругого рассеяния назад протонов высокой энергии ядрами, более тяжелыми, чем дейтон. Они могут служить отправной точкой для планирования более детальных экспериментов, так как практически показана возможность измерения на современных синхротронных угловых распределений в процессах (1), (2) для протонов с энергией до 700 Мэв во всем диапазоне углов. Следует подчеркнуть трудность подобных экспериментов, связанную с малостью сечений - в проведенных ранее экспериментах по упругому рассеянию протонов ( $T_p < 1$  Гэв) измеренные сечения составляют не менее  $10^{-29}\text{см}^2/\text{стер}$ . Исследование рассеяния назад уже на ядре с  $A=6$  оказывается, в лучшем случае, на грани экспе-

риментальных возможностей. Оценка верхней границы сечения рассеяния назад протонов ( $T_p=670$  Мэв) ядром  $^{12}\text{C}$  на уровне  $3 \cdot 10^{-33}\text{см}^2/\text{стер}$ , полученная в<sup>(16)</sup>, по-видимому, находится далеко от действительной величины сечения.

Сравнение полученных значений с данными при более низких энергиях обнаруживает быстрое падение сечения упругого рассеяния назад с ростом энергии, причем это падение происходит тем быстрее, чем больше массовое число ядра-мишени (см.рис.1).

Физическая причина наблюдаемых зависимостей проанализирована на основе флуктуационного механизма, предложенного в<sup>/17/</sup>. На рис. 1 заштрихованные области показывают результаты расчета по формуле:

$$\frac{d\delta_{pA}}{d\Omega}(p_A^*, 180^\circ) = Y(A) \cdot \frac{d\delta_{pN}}{d\Omega}\left(\frac{p_A^*}{A}, 180^\circ\right) \cdot W_A(R_A) \quad (5)$$

из работы<sup>(18)</sup>.  $\frac{d\delta_{pN}}{d\Omega}$  в (5) означает дифференциальное сечение упругого протон-нуклонного рассеяния в системе отсчета, где импульсы сталкивающихся нуклонов равны  $p_A^*$  и  $p_A^*/A$ ;  $Y(A)$  - коэффициент, зависящий от степени когерентности рассеяния налетающей частицы нуклонами ядра и заключенный в пределах  $A \leq Y(A) \leq A^2$ , а

$$W_A(R_A) = \int_V |\Psi_A|^2 d\tau \quad (6)$$

обозначает вероятность найти нуклоны ядра в объеме  $V_R$  с размером  $R \approx \frac{\hbar}{q} < \bar{R}$  ядра.

Характерная зависимость сечения рассеяния назад от энергии налетающих протонов

$$\frac{d\delta}{d\Omega}(180^\circ)_{pA} \sim T_p^{-\frac{3A-3}{2}} \quad (7)$$

возникает при вычислении по формулам (5) и (6) в предположении о слабом изменении волновой функции исследованных ядер в зависимости от величины  $\rho = \sum_{i=1}^A \rho_i^2$  (где  $\rho_i$  - расстояние от центра тяжести ядра до  $i$ -го нуклона) в интервале значений  $\rho = 0-0,5\text{фм}^{-1}$ .

Сопоставление экспериментальных данных с приведенными оценками показывает, что флуктуационный механизм передачи большого

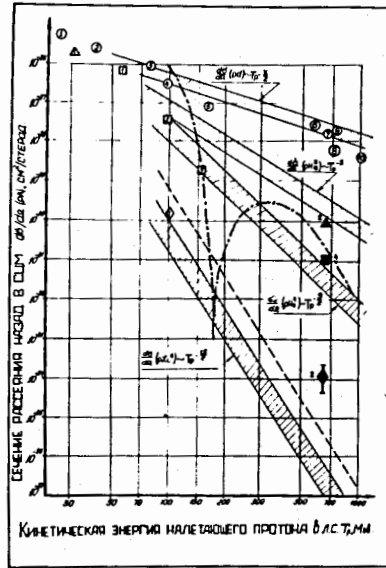


Рис. I - Упругое рассеяние быстрых протонов назад на ядрах  $d$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ . Точки: 0 -  $pd$ -рассеяние;  $\Delta$  -  ${}^3\text{He}$ -рассеяние;  $\square$  -  ${}^4\text{He}$ -рассеяние;  $\diamond$  -  ${}^6\text{Li}$ -рассеяние. Сечение рассеяния при  $T_p = 665$  Мэв, обозначенные точками  $\blacktriangle$ ,  $\blacksquare$  и верхняя граница  $\blacklozenge$  2 измерены в настоящей работе. Библиография других измерений приведена в <sup>15/</sup>. Пунктирная линия соответствует верхней расчетной границе сечения для  ${}^6\text{Li}$ , при оценке радиуса флуктуационного сжатия по данным  ${}^3\text{He}$ -рассеяния. Штрих-пунктирная кривая - результат вычислений <sup>20/</sup> по модели подхвата для  ${}^4\text{He}$ -рассеяния.

импульса легким ядром правильно описывает величину и энергетическую зависимость сечения рассеяния назад в диапазоне  $T_p \approx 0,1-1$  Гэв для стабильных ядер от дейтона до  ${}^6\text{Li}$ .

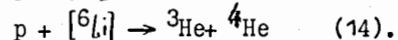
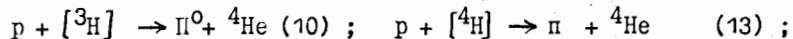
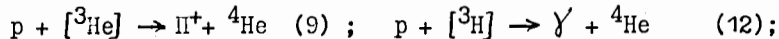
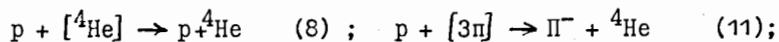
Рассмотренный механизм рассеяния не является единственно возможным. Не исключено, что определенную роль в рассеянии назад играет подхват групп нуклонов, аналогичный подхвату нейтрона в  $pd$ -рассеянии <sup>19/</sup>.

Расчет простейших обменных диаграмм выполнен в последнее время в работе <sup>20/</sup>. Используя данные о волновой функции  ${}^4\text{He}$  из опытов по рассеянию электронов при высоких значениях  $q$ , можно получить согласие с экспериментальным значением, полученным в диссертационной работе. Однозначное выяснение механизма рассеяния назад требует дальнейшего накопления экспериментальной информации.

В четвертой главе описываются эксперименты по квазиупругому выбиванию быстрых ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  ( $I4,21,22$ ) из  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ . Выбивание ядер гелия наблюдалось под тем же углом  $5,4^\circ$  л.с., что и в опытах по упругому рассеянию. Изучались участки спектров ядер гелия вблизи значения импульса ядер отдачи при упругом рассеянии на  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ , т.е. в интервале  $p^3\text{He} = 1550-2000$  Мэв/с и  $p^4\text{He} = 1700-2100$  Мэв/с.

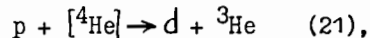
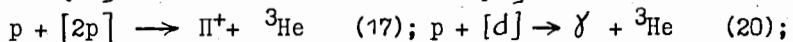
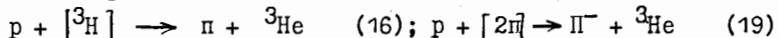
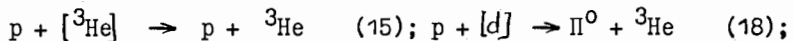
Характерной особенностью наблюдаемого выбивания быстрых ядер гелия является значительное превышение выхода  ${}^3\text{He}$  над выходом  ${}^4\text{He}$ :  $\frac{d\sigma}{d\Omega_{He^3}} (T_{3He} > 480 \text{ Мэв}) \approx (1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-30} \text{ А}\cdot\text{см}^2/\text{стер.}$ ,  $\frac{d\sigma}{d\Omega_{He^4}} (T_{4He} > 430 \text{ Мэв}) \approx (6,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-32} \text{ А}\cdot\text{см}^2/\text{стер.}$  В опубликованных ранее измерениях выхода гелия с энергией  $T_{He} = 10-30$  Мэв при взаимодействии быстрых протонов с легкими ядрами наблюдалось обратное соотношение выхода  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  <sup>23/</sup>. Это объясняется различием механизма испускания гелия с разными энергиями: если эмиссия гелия с малыми энергиями, в основном, обусловлена

испарением из возбужденного ядра, испускание гелия с энергией в сотни Мэв вызвано прямым взаимодействием налетающего протона с кластерами. При выбивании  ${}^4\text{He}$  возможны следующие процессы взаимодействия с кластерами:



Пик, наблюдаемый в спектрах  ${}^4\text{He}$ , расположен при значении импульса, кинематически соответствующего реакциям (8) и (13). Если предположить, что вероятность выбивания такой компактной группы нуклонов, как  $[{}^4\text{He}]$ , превышает вероятность выбивания кластера типа  $[{}^4\text{H}]$ , можно отнести выход  ${}^4\text{He}$  с энергией около 470 Мэв, в основном, к квазиупругому рассеянию  $\alpha$ -ассоциациями в ядрах.

В случае  ${}^3\text{He}$  допустимы следующие "двухчастичные" реакции:

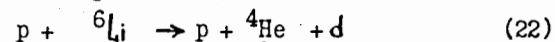


а также (14). Кинематически в область энергии  ${}^3\text{He}$ , близкую к 530 Мэв, попадают только реакции (15), (16). Реакция (21),  ${}^3\text{He}$  из которой имеет импульс 1860 Мэв/с, может давать вклад в области 530 Мэв не более 20%.

Измеренные участки спектра после вычитания фона (2-15%) и введения ряда поправок, каждая из которых не превышает 20%, показывают, что квазиупругое рассеяние протонов на 3- и 4-нуклонных ассоциациях в  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$  довольно четко проявляется в спектрах гелия. Размывание пика при увеличении массового числа ядра-мишени может быть связано с увеличением вклада состояний с высо-

ким уровнем возбуждения остаточного ядра, а также перерассеянием частиц в начальном и конечном состояниях.

Вычисление спектра  ${}^4\text{He}$  из реакции



по полусной диаграмме квазиупругого рассеяния на  $\alpha$ -кластере методом, аналогичным расчету <sup>24</sup>/, показывает, что вид наблюдаемого спектра не противоречит предположению о доминирующей роли этой диаграммы. Однако при использованном экспериментальном разрешении ( $\frac{\Delta p}{p} = 6\%$ ) измеренные участки спектров не критичны к деталям расчета.

Интегрирование двойного дифференциального сечения выбивания гелия по энергии  $T_{\text{He}}$  в области квазиупругого выбивания позволяет сравнить сечения квазиупругого выбивания ( $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ )<sub>квур</sub> с сечениями упругого рассеяния (1) и (2) (таблица 3 и рис.2).

Таблица 3.

Ядро-мишень	$(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{He}^3}})_{\text{квур}}$ , см <sup>2</sup> /стер (лаб.с)	$(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{He}^3}})_{\text{квур}}$ $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_p {}^3\text{He}$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{He}^4}})_{\text{квур}}$ , см <sup>2</sup> /стер (лаб.с)	$(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{He}^4}})_{\text{квур}}$ $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_p {}^4\text{He}$
	${}^6\text{Li}$	$(1,26 \pm 0,23) 10^{-29}$	$2,9 \pm 0,7$	$(3,6 \pm 0,7) 10^{-31}$
${}^9\text{Be}$	$(1,75 \pm 0,38) 10^{-29}$	$4,1 \pm 1,1$	$(5,4 \pm 1,2) 10^{-31}$	$1,2 \pm 0,3$
${}^{12}\text{C}$	$\leq (4,2 \pm 0,6) 10^{-29}$	$\leq (9,6 \pm 2)$	$\leq (18,2 \pm 3,0) 10^{-31}$	$\leq (4,0 \pm 0,9)$
${}^{16}\text{O}$	$\leq (6,6 \pm 1,0) 10^{-29}$	$\leq (15,3 \pm 3,2)$		

Такое сравнение подтверждает предположение о том, что основным механизмом генерации быстрых ядер гелия в исследованной области является квазиупругое рассеяние протонов 3- и 4-нуклонными ассоциациями с передачей им импульса  $q \approx 9 \text{ fm}^{-1}$ , причем эффективные числа таких ассоциаций близки к рассчитанным в рамках оболочечной модели эффективным числам ассоциаций типа  $d$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}^{2,3}$ .



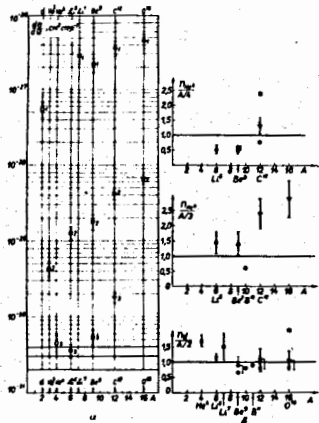


Рис.2 - А. Дифференциальные сечения квазиупругого рассеяния протонов с  $T_p = 665$  Мэв в реакциях  $A(p, NX)$  на легких ядрах и упругого  $pX \rightarrow pX$  рассеяния при больших передачах импульса нуклонным ассоциациям  $X$ . Точками с индексами 1, 2, 3 обозначены соответственно сечения реакций, где - 1.  $X = d$ , данные работы /25/; 2.  $X = {}^3\text{He}$ ; 3.  $X = {}^4\text{He}$  - данные настоящей работы;  $\phi$  - сечения свободного рассеяния;  $\bar{F}$  - верхняя граница квазиупругого рассеяния.

В. Отношения  $(\pi_X)$  сечений квазиупругого рассеяния  $A(p, NX)$  к сечениям свободного рассеяния  $pX \rightarrow pX$  по тем же экспериментальным данным. Точки X соответствуют результатам расчетов эффективных чисел  $d$ ,  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  ассоциаций:  
 ■ - (2), □ - (3).

Основные результаты сводятся к следующему:

1. Измерены дифференциальные сечения упругого  $p{}^3\text{He}$ ,  $p{}^4\text{He}$  - рассеяния и получена верхняя граница сечения  $p{}^6\text{Li}$  -рассеяния на угол  $169^\circ$  с.ц. ( $T_p = 665$  Мэв).

2. Установлена сильная зависимость сечения рассеяния назад как от энергии налетающих протонов, так и от массового числа ядра-мишени.

3. Дана качественная интерпретация экспериментов по упругому рассеянию назад на основе флуктуационного механизма рассеяния. Показано, что известные в настоящее время данные по энергетической зависимости сечения рассеяния назад протонов ядрами  $d$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  в диапазоне  $T_p \approx 0,2-1,0$  Гэв не противоречат флуктуационной модели.

4. Экспериментально наблюдается квазиупругое выбивание вперед  ${}^3\text{He}$  с энергией  $\sim 530$  Мэв и  ${}^4\text{He}$  с энергией  $\sim 470$  Мэв протонами из легких ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  и установлено, что выход ядер гелия с энергией  $> 400$  Мэв определяется изотопом  ${}^3\text{He}$ .

5. Найдены отношения сечений квазиупругого выбивания быстрых ядер  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  из  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$  к сечениям свободного упругого рассеяния, измеренным в условиях большой передачи импульса выбиваемым ядром. Полученные величины близки к отношениям массового числа ядра-мишени к числу нуклонов в выбиваемой ассоциации.

6. Результаты опытов по квазиупругому выбиванию качественно совместимы с представлением о том, что генерация наиболее высокоэнергетичных ядер гелия под малыми углами к протонному пучку определяется полезным механизмом квазиупругого рассеяния, а эффективные числа 3- и 4-нуклонных кластеров, способных воспринимать как целое импульс вплоть до  $10 \text{ fm}^{-1}$ , с точностью до фактора  $\sim 2$  совпадают с эффективными числами ассоциаций типа  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ , рассчитанными в рамках оболочечной модели.

7. На основании ранее известных и полученных нами данных высказано предположение о том, что при выбивании протонами с энергией 670 Мэв вперед быстрых ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  из более сложных весьма существенна роль процессов мезообразования на кластерах<sup>22/</sup>.

8. Для проведения экспериментов разработана методика идентификации ядер  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  с энергией в несколько сот Мэв. Экспериментальная установка позволяет выделять процессы упругого и квазиупругого рассеяния протонов легкими ядрами, идущие с дифференциальными сечениями  $10^{-30} - 10^{-34} \text{ см}^2/\text{стер}$  на фоне сопутствующих интенсивных процессов с сечениями вплоть до  $10^{-25} \text{ см}^2/\text{стер}$ .

Материал, положенный в основу диссертации, опубликован в работах<sup>13-15, 21, 22/</sup> и докладывался на сессиях отделения ядерной физики Академии наук СССР в г.Дубне (1969) и г. Таллине (1970), на Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (США, Колумбия, 1969) и на втором Проблемном симпозиуме по физике ядра (г.Новосибирск, 1970). Методические вопросы, затронутые в диссертации, опубликованы в работах<sup>5-7, 10, 11/</sup> и докладывались на Совещании по формированию пучков заряженных частиц высоких энергий (г.Дубна, 1967), на конференции по ядерной радиоэлектронике (г.Москва, 1964), Международных конференциях по приборам физики высоких энергий (г.Дубна, 1964), (США, Брукхейвен, 1966) и Международном семинаре по электроннооптическим преобразователям, усилителям света и их применению в науке и технике (г.Москва, 1970).

## ЛИТЕРАТУРА.

1. В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. "Наука", М., 1969.
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. А.П.Жданов и др. Изв.АН СССР, с.ф., **29**, 239 (1965); ЯФ, **1**, 625 (1965); В.Н.Кузьмин, Р.М.Яковлев. Изв.АН СССР, с.ф. **29**, 1237 (1965).
5. В.П.Джелепов, В.И.Комаров, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ 16-3491 (1967); Мед, радиология, **4**, 54 (1969).
6. М.М.Бутслов, В.И.Комаров, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ Р-1619 (1964); ПТЭ, №3, 75 (1965); ЖЭТФ, **46**, 2245 (1964); Труды 6-ой конференции по ядерной радиоэлектронике, Москва, 1964, т.4, Атомиздат, 1966.
7. В.И.Комаров, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ Р-1764 (1964); Труды конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964, т.2.
8. В.И.Комаров, В.И.Петрухин, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ Р-2802 (1966).
9. В.И.Комаров, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ Р-3721 (1968); ЯФ, **9**, 415 (1968).
10. В.И.Комаров, О.В.Савченко, Н.С.Федяев. Препринт ОИЯИ 2741 (1966); *Nucl. Instr. and Meth.*, **50**, 105 (1967); *Proc. of 1966 Intern. Conf. on Instr. for High Energy Physics. Stanford*, p. 79.
11. М.М.Бутслов, В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, О.В.Савченко, Л.М.Сороко. Сообщение ОИЯИ, БИ-13-5467 (1970).
12. М.Г.Медеряков, Б.С.Неганов, ДАН СССР, **100**, 677 (1955).
13. В.И.Комаров, О.В.Савченко, Препринт ОИЯИ Р-3720 (1968).
14. В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ Р-4373 (1969).
15. В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, О.В.Савченко. Сообщение ОИЯИ Р-4876 (1969); ЯФ, **12**, 1229 (1970).
16. Г.А.Лексин, Д.П.Кумекин, ЖЭТФ, **33**, 1147 (1957).
17. Д.И.Блохинцев, ЖЭТФ, **33**, 1295 (1957).
18. Д.И.Блохинцев, К.А.Токтаров. Препринт ОИЯИ, Р4-4018 (1968).
19. Y.D. Bajukov et al., *Phys. Lett.*, **24B**, 598 (1967); A.K. Kerman, L.S. Kisslinger, *Phys. Rev.*, **180**, 1483 (1969).

20. Б.З.Копелиович, И.К.Поташникова.  
Препринт ОИЯИ, P2-5496 (1970).
21. В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, О.В.Савченко.Препринт ОИЯИ PI-4227  
(1968).
22. В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, О.В.Савченко, ЯФ, II, 711 (1970).
23. О.Д.Бриль и др. "Ядерные взаимодействия в защите космических  
кораблей". Атомиздат, 1968.
24. И.С.Шапиро, В.М.Кольбасов, Nucl.Phys., ,49,515 (1963).
25. Л.С.Ажгирей и др. ЖЭТФ, 33,1185 (1957).
26. R.J. Sutter et al., Phys. Rev., Lett., 19, 1189 (1967).
27. Л.С.Ажгирей и др. Препринт ОИЯИ PI-4985 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 марта 1971 года.