

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



1238/2-74
Ма

1 - 7653

В.И.Богатин, А.И.Вихров, Е.Л.Григорьев,
О.В.Ложкин

ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОТОПОВ ^2H , ^3H , ^3He И
 ^4He В РЕАКЦИЯХ $p + ^{12}\text{C}$

ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 660 МЭВ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 7653

В.И.Богатин, А.И.Вихров, Е.Л.Григорьев,
О.В.Ложкин

ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОТОПОВ ^2H , ^3H , ^3He И
 ^4He В РЕАКЦИЯХ $p + ^{12}\text{C}$
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 660 МЭВ

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное и теоретическое исследование неупругих взаимодействий высокоэнергичных частиц с легкими ядрами имеет большое научное и прикладное значение. До настоящего времени не выяснена роль внутриядерных корреляций нуклонов в различных ядерных процессах, недостаточно разработаны вопросы механизма реакций. В то же время в последние годы в связи с проблемой длительных космических полетов появилась практическая необходимость использования всей суммы сведений о ядерных взаимодействиях частиц высоких энергий^{1/1}.

С точки зрения существующих представлений о механизме ядерных взаимодействий частиц высоких энергий, исходя из известных сечений $N-N$ - рассеяния и нуклонной плотности ядерной материи, можно ожидать, что при прохождении нуклонов большой энергии через легкое ядро падающая частица претерпевает малое число /практически около одного/ соударений с нуклонами ядра. Однако экспериментальные данные показывают, что в подобных взаимодействиях возникает сложный массовый спектр частиц-продуктов: с той или иной вероятностью образуются все известные стабильные и нестабильные изотопы ядер легче ядра-мишени. Это можно понять, либо предполагая кластерную природу высоковозбужденных состояний, возникающих в таких взаимодействиях, либо допустив возможность прямых взаимодействий падающей частицы с ассоциированными нуклонными группами в ядре. Большое число работ /см., например, библиографию в обзоре /2/ / посвящено выяснению вопроса о механизме образования сложных частиц при расщеплении легких

ядер протонами высоких энергий. В ряде работ ^{3-7/} было показано, что экспериментальные данные по образованию α -частиц в неупругих взаимодействиях высокоэнергичных частиц с легкими ядрами можно объяснить, если учесть в расчетах каскадного процесса возможность прямых квазиупругих рассеяний падающих частиц на внутриядерных α -кластерах. Подобный анализ, в основном, проводился для ядер ¹²C, для которых было найдено, что около 20-30% прохождений через ядро протонов с энергией 660 МэВ нужно связать с рассеянием их на α -подструктурах.

Прямое подтверждение гипотезы о квазиупругом рассеянии падающих частиц на внутриядерных нуклонных ассоциациях получено при экспериментальном изучении реакций типа (p,pd), (p,pa) и (α ,2 α)^{8-10/} а также при изучении высокоэнергетических участков спектров вторичных частиц ²H, ³H, ³He, ⁴He, испускаемых под небольшими углами к направлению падающих протонов при взаимодействии с легкими ядрами ^{11-14/}.

К сожалению, попытки доказать прямыми экспериментальными наблюдениями, что существенная часть низкоэнергетических α -частиц / $E_\alpha \leq 30$ МэВ / в расщеплениях легких ядер обусловлена квазиупругим выбиванием их из ядер, не увенчались успехом. Метод получения спектров α -частиц выбивания путем вычитания распределения $d^2\sigma_\alpha/dE d\Omega$ при $\Theta_{\text{лаб.}} = 90^\circ + \delta$ из распределения $d^2\sigma_\alpha/dE d\Omega$ под углом $\Theta_{\text{лаб.}} = 90^\circ - \delta$, использованный в работах ^{15, 16/} нельзя признать оправданным. Благодаря импульсному распределению α -кластеров в ядрах и эффекту перерасеяния в конечном состоянии, несомненно, что при углах $\Theta_{\text{лаб.}} > 90^\circ$ также имеется вклад α -частиц выбивания, если осуществляется квазиупругое рассеяние падающих частиц на кластерах. Кроме того, получаемое различие в двух дифференциальных сечениях содержит неконтролируемую разницу в фоновых распределениях под двумя углами $\Theta_{\text{лаб.}}$.

В описываемой ниже работе с целью выяснения вопроса о роли нуклонного ассоциирования при взаимодействии протонов большой энергии с легкими ядрами проведено экспериментальное исследование процессов образования

изотопов ²H, ³H, ³He, ⁴He в реакциях $p + ^{12}\text{C}$ при энергии протонов 660 МэВ. Изучение кинематических характеристик вторичных частиц выполнено в области 2-8 МэВ/нуклон, которая охватывает существенную долю полного сечения их образования в предполагаемых прямых реакциях на кластерах.

II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На выведенном пучке протонов синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ располагалась дистанционно-управляемая вакуумная камера, в центре которой находилась тонкая мишень из полистирола /1,23 мг/см²/. Регистрация частиц, образованных при взаимодействии пучка протонов с ядрами мишени, идентификация их заряда и массы и измерение энергий производились с помощью телескопа из трех полупроводниковых кремниевых детекторов: детектора dE/dx толщиной 23, 40 или 120 мкм, детектора E толщиной 800 или 2000 мкм и детектора антисовпадений толщиной 500 мкм.

Основной частью электронной измерительной схемы является цифровое вычислительное устройство, описанное в работе ^{17/}. Высокий уровень фона при работе на пучке протонов синхроциклотрона и малая временная растяжка пучка / ≈ 160 мксек /, вызвали необходимость изменений во входном устройстве, в котором были введены быстрая схема совпадений и антисовпадений / $2\tau \approx 70$ нсек / и схема измерения мертвого времени.

Мониторирование потока протонов производилось с помощью трехэлектродной ионизационной камеры, наполненной аргоном и откалиброванной по реакциям ¹²C(p,pn)¹¹C и ²⁷Al(p,3pn)²⁴Na. Неоднократная калибровка ионизационной камеры в процессе проведения экспериментальных измерений показала, что абсолютный поток протонов определялся с погрешностью меньше 10%.

Для определения абсолютных сечений образования исследуемых частиц в реакциях было проведено измерение телесных углов регистрации частиц из протяженной мишени рабочим телескопом с помощью α -источника, актив-

ность которого была известна с точностью лучше 1% и конфигурация которого подобна форме сечения пучка на мишени. Для пучка диаметром 20 мм измеренный телесный угол составлял $1,99 \cdot 10^{-3}$ ср и сохранялся постоянным в пределах 1% при повороте телескопа относительно мишени от 20 до 160°.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Использованное вычислительное устройство позволяло получать непосредственно в эксперименте распределение зарегистрированных частиц по массам и зарядам, которые при принятом методе идентификации характеризуются величиной $f(M, Z) = (E + 0,5 \Delta E)^{0,74} \Delta E$, где ΔE и E — величины энергий, оставляемых частицей в детекторах dE/dx и E . Для иллюстрации имевшегося в эксперименте разрешения по M и Z на рис. 1 показано распределение изотопов водорода, гелия и лития в реакциях $p + {}^{12}\text{C}$ при наблюдении под углом $\Theta_{\text{лаб.}} = 90^\circ$, полученное с помощью телескопа при толщине детектора dE/dx 40 мкм. Видимая из рисунка относительная вероятность образования различных изотопов соответствует следующим энергетическим интервалам частиц: 4-11 МэВ для ${}^1\text{H}$; 5-14 МэВ для ${}^2\text{H}$, 6-17 МэВ для ${}^3\text{H}$, 7-33 МэВ для ${}^3\text{He}$, 8-33 МэВ для ${}^4\text{He}$ и 16-36 МэВ для ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$.

Вычислительное устройство позволяло производить масштабное преобразование шкалы масс при изучении тех или иных изотопов частиц-продуктов. Для примера на рис. 2 показано распределение по $f(M)$ для изотопов водорода, которое использовалось при измерении кинематических характеристик ${}^2\text{H}$ и ${}^3\text{H}$.

Надежная идентификация вторичных частиц в реакциях $p + {}^{12}\text{C}$ дала возможность провести измерения дифференциальных энергетических спектров и угловых распределений изотопов ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ при неупругом взаимодействии протонов с энергией 660 МэВ с ядрами углерода. На рис. 3-6 приведен ряд измеренных распределений $d^2\sigma/dE d\Omega$ при различных углах $\Theta_{\text{лаб.}}$. Для удобства рассмотрения общих характеристик дифференциальных

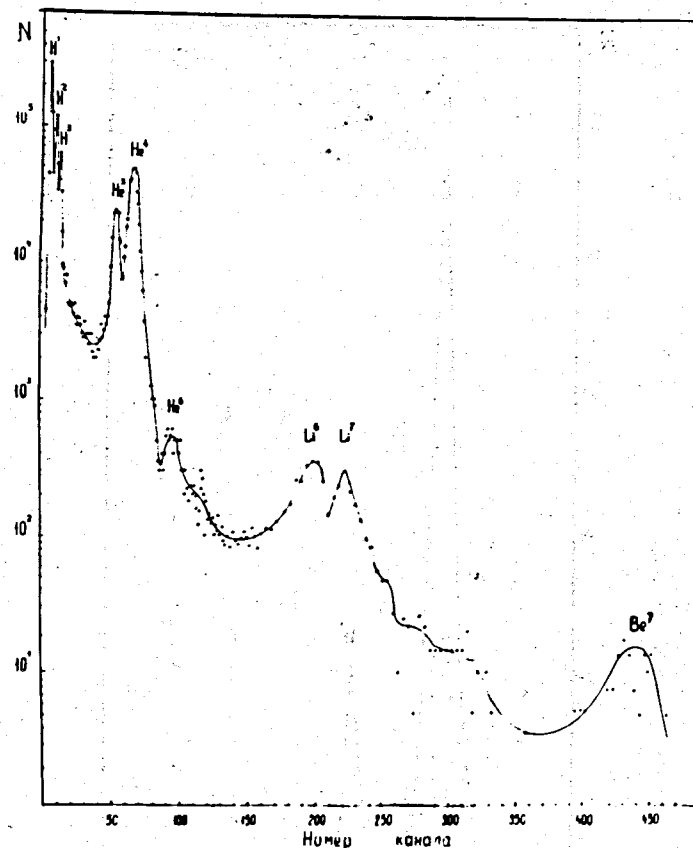


Рис. 1. Распределение изотопов водорода, гелия и лития при взаимодействии протонов с энергией 660 МэВ с ядрами углерода. $\Theta_{\text{лаб.}} = 90^\circ$.

спектров изотопов водорода и гелия экспериментальные данные на этих рисунках показаны безотносительно к абсолютным сечениям. Для измеренного интервала энергий частиц характерны следующие особенности дифференциальных спектров: экспоненциальный характер функций $d^2\sigma/dE d\Omega$ для всех изученных изотопов; "смягчение" спектров под данным углом при переходе от ${}^2\text{H}$ к ${}^3\text{H}$ и к ${}^4\text{He}$ — наиболее "жесткие" спектры при энергии $E \gtrsim 2$ МэВ/нуклон имеют фрагменты ${}^2\text{H}$; совпадение формы спектров для ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$.

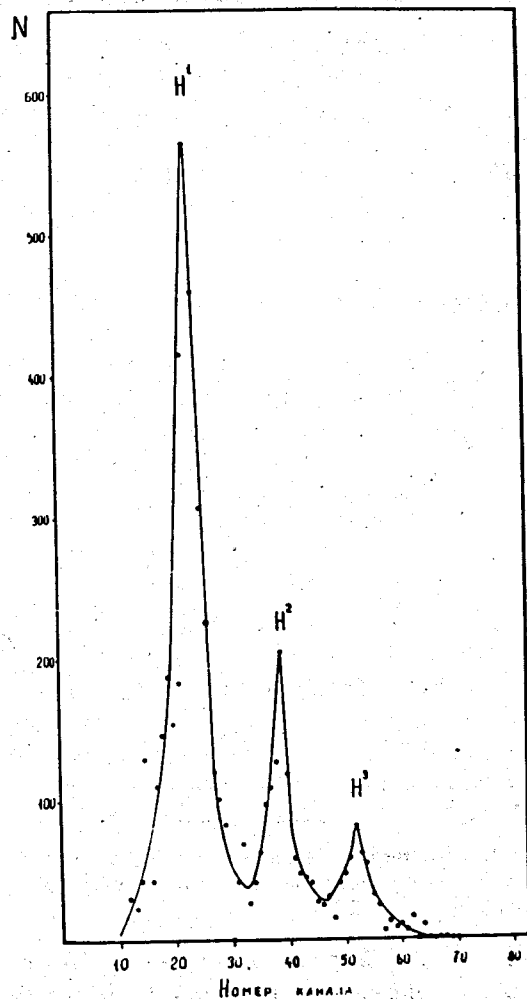


Рис. 2. Распределение изотопов водорода в реакциях $p + {}^{12}\text{C}$, $\Theta = 90^\circ$ лаб.

Угловые распределения изотопов ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ приведены на рис. 7 для нескольких интервалов энергий. Ошибки в определении абсолютных величин $d\sigma/d\Omega$ — около 15%. Характерной особенностью всех угловых распределений является наличие максимума в области $\Theta = 50-70^\circ$ лаб.

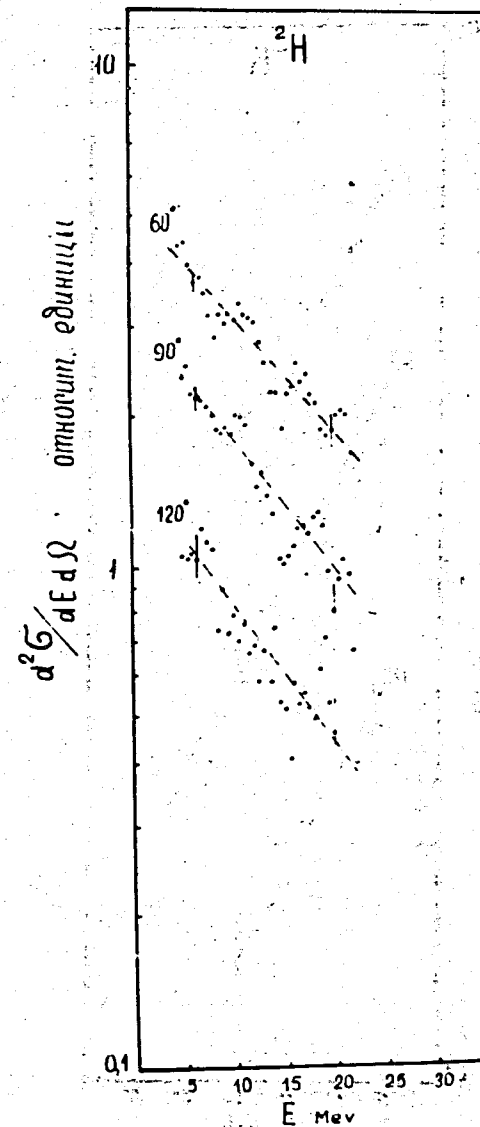


Рис. 3. Дифференциальные энергетические спектры изотопа ${}^2\text{H}$ в реакциях $p + {}^{12}\text{C}$ при $E_p = 660$ МэВ.

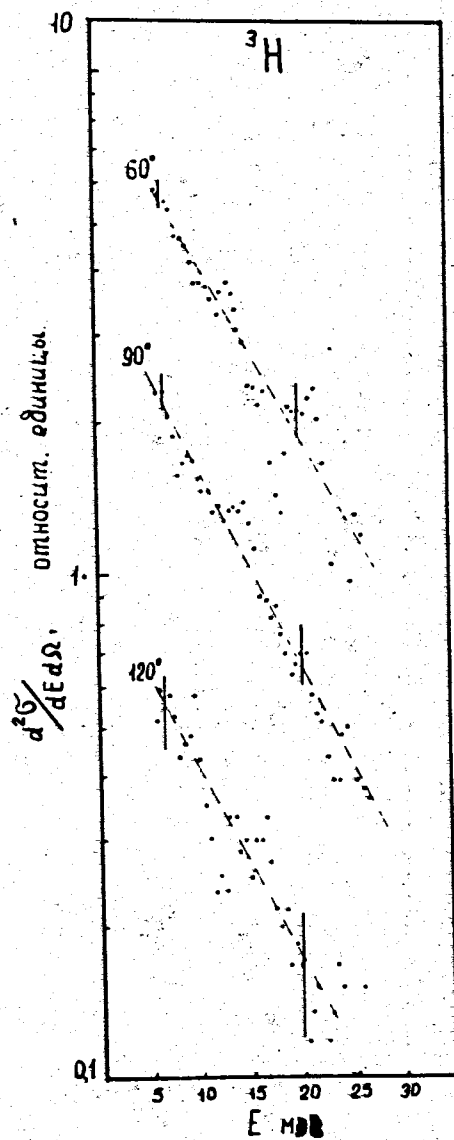


Рис. 4. Дифференциальные энергетические спектры изотопа ${}^3\text{H}$ в реакциях $p + {}^{12}\text{C}$ при $E_p = 660$ МэВ.

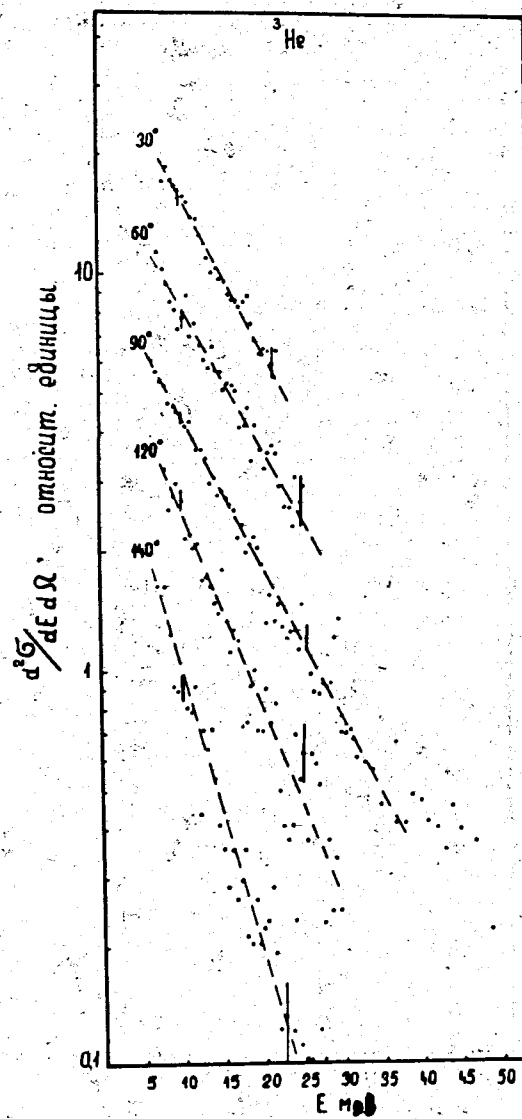


Рис. 5. Дифференциальные энергетические спектры ${}^3\text{He}$ в реакциях $p + {}^{12}\text{C}$ при $E_p = 660$ МэВ.

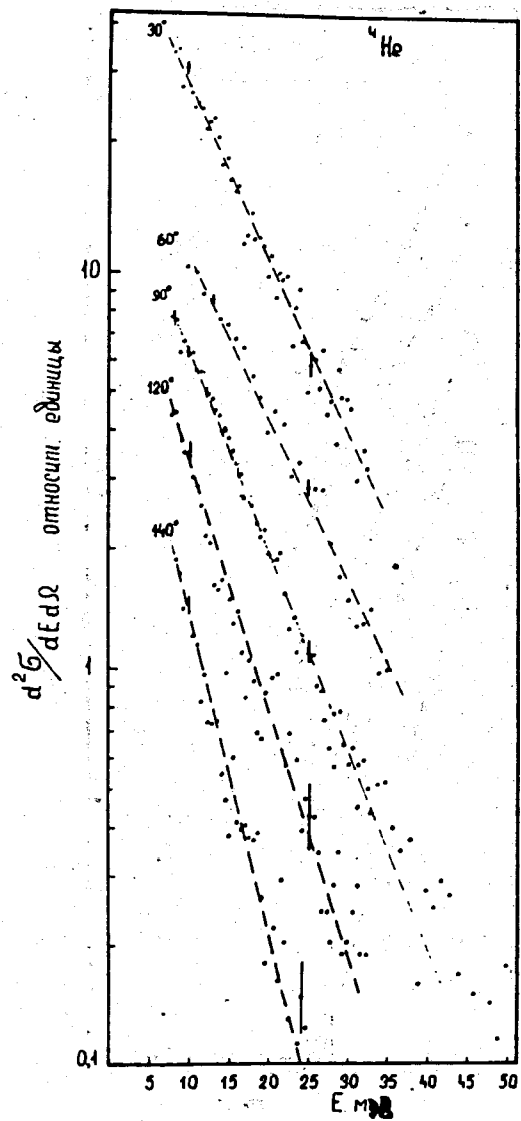


Рис. 6. Дифференциальные энергетические спектры ${}^4\text{He}$ в реакциях $p + {}^{12}\text{C}$ при $E_p = 660$ МэВ. Пунктирные линии — линейная аппроксимация экспериментальных точек.

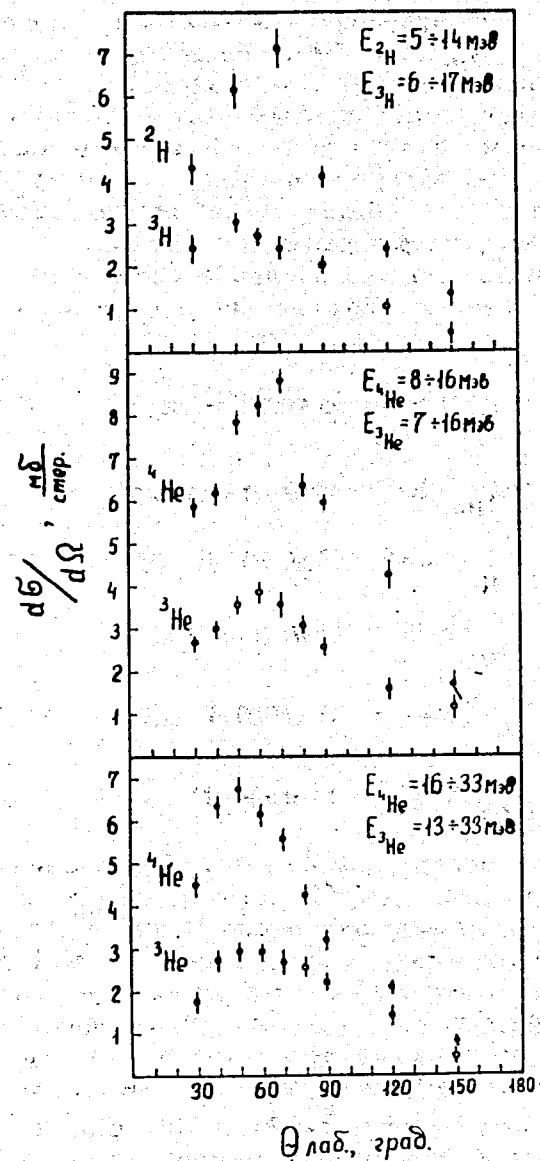


Рис. 7. Угловые распределения изотопов ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ в реакциях $p + {}^{12}\text{C}$. Указаны статистические ошибки.

Уменьшение дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ в области углов $\Theta_{\text{лаб.}} < 60^\circ$ было подвергнуто многократной проверке при повторных независимых измерениях и является твердо установленным фактом. К сожалению, в настоящее время нельзя ничего сказать о поведении $d\sigma/d\Omega$ для изотопов водорода и гелия в области $\Theta_{\text{лаб.}} < 30^\circ$. Измерения в этой области были сильно затруднены перегрузкой телескопа фоновыми частицами.

Интегрирование угловых распределений дало следующие величины сечений образования изотопов водорода и гелия:

$$\sigma_{4\text{He}}(E=8 \div 33 \text{ МэВ}) = 106 \text{ мб}$$

$$\sigma_{3\text{He}}(E=7 \div 33 \text{ МэВ}) = 43 \text{ мб}$$

$$\sigma_{3\text{He}}(E=6 \div 33 \text{ МэВ}) = 51 \text{ мб}$$

$$\sigma_{3\text{H}}(E=6 \div 17 \text{ МэВ}) = 20 \text{ мб}$$

$$\sigma_{3\text{H}}(E=6 \div 33 \text{ МэВ}) = 31 \text{ мб}$$

$$\sigma_{2\text{H}}(E=5 \div 14 \text{ МэВ}) = 49 \text{ мб}$$

Известное из литературы сечение образования изотопов ^3H в реакциях $p + ^{12}\text{C}$ при энергии протонов 660 МэВ составляет величину около 11 мб^{/18/}, что сильно отличается от сечения, полученного в нашей работе.

Измеренные величины сечений можно сравнить с результатами определения среднего числа одно- и двухзарядных частиц в расщеплениях ядер ^{12}C протонами с энергией 660 МэВ. Прямое измерение числа частиц при неупругом взаимодействии быстрых протонов с ядрами /получаемое при использовании трекового метода/ в сочетании с независимым измерением полного сечения неупругого взаимодействия дает наиболее надежные абсолютные сечения образования вторичных частиц. По данным

работы /4/ среднее число двухзарядных частиц на одно взаимодействие в реакциях $p + ^{12}\text{C}$ равно 1,3. При значении $\sigma_{\text{неупр.}} = 227 \pm 12 \text{ мб}$ ^{/19/} это дает полное сечение образования двухзарядных частиц 296 мб. Если, согласно приведенному в работе /4/ энергетическому спектру, определить сечение двухзарядных частиц для области энергий $\geq 8 \text{ МэВ}$, то получим $\sigma / E \geq 8 \text{ МэВ} = 151 \text{ мб}$. По нашим измерениям, $\sigma_{3\text{He}+4\text{He}} / E \geq 8 \text{ МэВ} = 149 \text{ мб}$. Поскольку массовое распределение изотопов водорода и гелия могло измеряться в данном эксперименте одновременно, то относительная вероятность образования разных изотопов является надежно определяемой величиной. Как получено в эксперименте, $\sigma_{3\text{H}} / \sigma_{3\text{He}}$ при $E \geq 6 \text{ МэВ}$ равно 0,61. Любопытно отметить, что при взаимодействии протонов с энергией 660 МэВ с ядрами ^4He отношение сечений образования $\sigma_{3\text{H}} / \sigma_{3\text{He}} = \frac{28}{46} = 0,61$ ^{/20/}.

IV . ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Описание многочастичных реакций при неупругом взаимодействии адронов высокой энергии с легкими ядрами может быть проведено в рамках каскадной модели в сочетании с моделью последующего распада возбужденных состояний остаточных ядер.

Такое модельное рассмотрение, неизбежное при отсутствии строгой теории, обладает определенной ценностью: оно позволяет проследить эффекты нуклонного ассоциирования и относительную роль различных механизмов образования вторичных частиц. Более того, сопоставление подобных расчетов с экспериментальными данными может дать оценку различных параметров, которые характеризуют состояние кластеров в ядрах. Поэтому сравнение полученных данных с результатами модельных расчетов представляет большой интерес. Наиболее детальный анализ внутриядерных каскадов с учетом $N-\alpha$ -рассеяний в легких ядрах выполнен к настоящему времени в работах Барашенкова и Абдинова^{/7,21/}. Так как в этих работах расчеты проведены для нескольких вариантов модели при

большом варьировании параметров и с лучшей статистической точностью, чем подобные же расчеты в работах Комба /3/, Жданова и Федотова /4/ и Градштайна /6/, то в дальнейшем мы используем лишь данные /7,21/.

Полученные в нашей работе результаты по сечениям образования изотопов водорода и гелия позволяют сделать выбор между двумя возможными моделями распада возбужденных остаточных ядер.

Как показывают расчеты /21/, модель многочастичного распада дает гораздо более высокое отношение вероятностей образования изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, чем модель испарения ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 0,33$ и $0,13$ соответственно, и более близкие вероятности образования ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, что лучше соответствует эксперименту. Аналогичный вывод был сделан ранее на основании сравнения экспериментальных данных по сечениям образования ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ из ${}^{12}\text{C}$ с расчетом в работах /22,23/.

Экспериментальные данные, приведенные выше, позволяют также сделать выбор между различными вариантами расчета каскадного процесса в ядре ${}^{12}\text{C}$.

При этом для сравнения с экспериментом наиболее подходящим оказывается вариант модели с учетом изменения нуклонной плотности в ядре в процессе развития каскадного процесса. Только при учете уменьшения плотности нуклонов в ядре рассчитанное угловое распределение для выбитых в каскадном процессе α -частиц имеет характерный максимум в области $\Theta_{\text{лаб.}} < 90^\circ$. На рис. 8 и 9 показаны экспериментальные и расчетные распределения $d\sigma/d\Omega$ и $d\sigma/dE$ изотопов ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ в реакциях $p+{}^{12}\text{C}$.

Для сравнения с экспериментом использованы следующие варианты пространственного распределения α -кластеров в ядре ${}^{12}\text{C}$ /21/:

вариант А: число α -кластеров 1,03, распределенных по сферическим слоям $0 \div 1,14\text{f} - 0,1$, $1,14 \div 2,93\text{f} - 0,1$ и $2,93 \div 4,53\text{f} - 0,83$

вариант Б: число α -кластеров 1,76, распределенных по сферическим слоям $0 \div 1,14\text{f} - 0,2$, $1,14 \div 2,93\text{f} - 1,0$ и $2,93 \div 4,53\text{f} - 0,56$

что не отмечалось ранее при изучении неупругих взаимодействий протонов высоких энергий с легкими ядрами /4,5/. При этом максимум в угловом распределении ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ сдвигается в область меньших углов при увеличении их энергий.

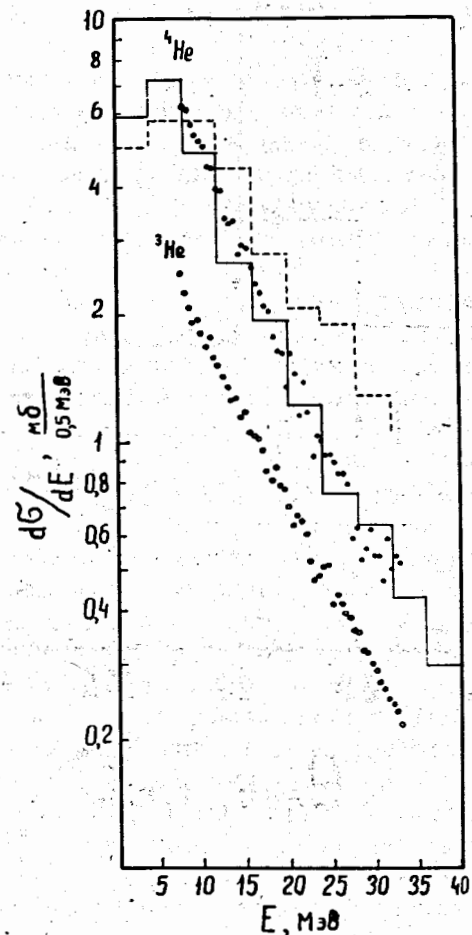


Рис. 8. Глобальный энергетический спектр изотопов ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ в реакциях $p+{}^{12}\text{C}$.

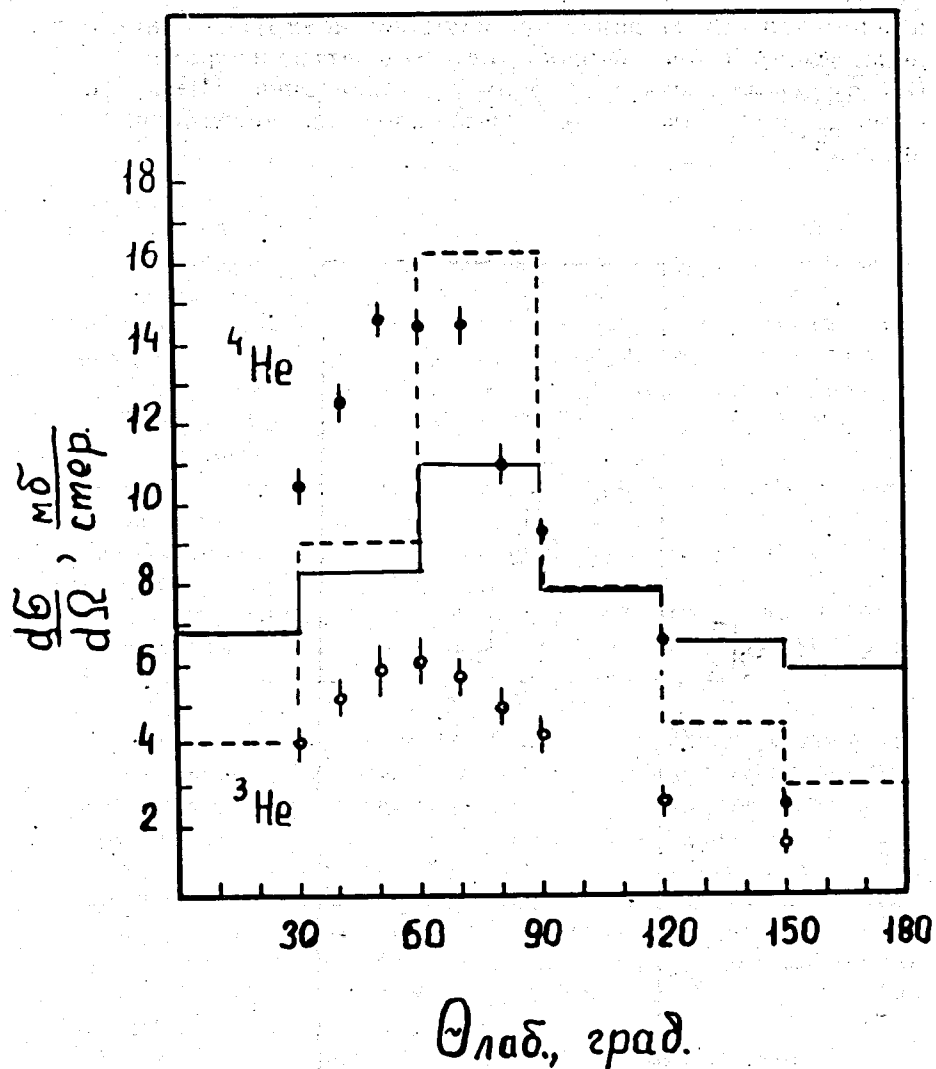


Рис. 9. Угловое распределение изотопов ^3He , ^4He в реакциях $p + ^{12}\text{C}$. Гистограммы - расчет. Сплошная - вариант А, пунктир - вариант В.

Полученные в расчетах средние числа "каскадных" и "распадных" α -частиц соответственно равны:

вариант А - $\bar{n}_{\text{каск.}} = 0,16$, $\bar{n}_{\text{расп.}} = 0,37$

вариант В - $\bar{n}_{\text{каск.}} = 0,38$, $\bar{n}_{\text{расп.}} = 0,32$.

Среднее число α -частиц на одно неупругое взаимодействие, полученное в наших экспериментах, может быть определено из отношения $\frac{\sigma_{\alpha}}{\sigma_{\text{неупр.}}} = \frac{166}{227} = 0,73$, что близко к варианту В.

Как видно из рисунков, расчеты правильно отражают и форму энергетического спектра и характер углового распределения ^4He , показывая определяющее влияние прямых взаимодействий падающих протонов и каскадных нуклонов с α -подструктурами в ядре ^{12}C на формирование кинематических характеристик наблюдаемых α -частиц.

Следует заметить, что расчеты, проведенные в работе /21/, не дают всех необходимых данных, которые нужны для сравнения с полученной экспериментальной информацией. Угловые распределения в этой работе получены с большим интервалом по углу / 30° /, и можно лишь говорить, что максимум в угловом распределении находится в интервале углов $60-90^\circ$. Кроме того, нет подробных угловых распределений для различных энергетических диапазонов ^4He . Представленное угловое распределение для диапазона энергий α -частиц больше 32 МэВ , с таким же интервалом по углу, указывает также на максимум в интервале $60-90^\circ$. Из экспериментальных результатов можно сделать вывод о передвижении максимума углового распределения в сторону меньших углов с увеличением энергии регистрируемых α -частиц.

Из возможных вариантов пространственного распределения α -кластеров по ядру ^{12}C , для которых в работе /21/ были проведены расчеты, предпочтительнее оказывается вариант, в котором α -кластеры более равномерно распределены по объему ядра /вариант В/. Этот вывод не совпадает с выводом, который сделали авторы расчетов /7,21/ на основании сравнения расчетных данных с

* Благодарим проф. В.С.Барашенкова за обсуждение.

экспериментальными работы /4/. Как отмечалось выше, экспериментальные данные, полученные с помощью метода ядерных эмульсий, не дают возможности определить кинематические характеристики отдельных изотопов вторичных частиц. Отсутствие дискриминации ${}^3\text{He}$ от ${}^4\text{He}$ в работе /4/ увеличило долю высокоэнергичных α -частиц /более 50% от ${}^4\text{He}$ при $E > 20 \text{ МэВ}$ составляют изотопы ${}^3\text{He}$ /, а трудность идентификации короткопробежных изотопов Li привела к увеличению сечения двухзарядных частиц при небольших углах $\Theta_{\text{лаб}}$.

Таким образом, общие характеристики образования изотопа ${}^4\text{He}$ могут быть поняты в рамках каскадной модели с учетом квазисвободных $\text{N}-\alpha$ взаимодействий. Как видно из экспериментальных данных, большую долю среди сложных продуктов многочастичных реакций при взаимодействии протонов с ядрами ${}^{12}\text{C}$ составляют такие изотопы, как ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, кинематические характеристики которых близки к характеристикам ${}^4\text{He}$. Поэтому естественно пытаться объяснить и образование ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ в рамках тех же представлений. При этом, в отличие от случая образования ${}^4\text{He}$, когда мы можем пренебречь, по-видимому, вкладом от неупругого взаимодействия падающих протонов с более тяжелыми кластерами /такими, как ${}^5\text{Li}$, ${}^5\text{He}$ и т.п./, благодаря большой приведенной ширине кластеров ${}^4\text{He}$, при образовании ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ необходимо учитывать не только квазиупругое рассеяние на кластерах ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, но и неупругое взаимодействие падающих и каскадных нуклонов с кластерами ${}^4\text{He}$, приводящее к тем же продуктам.

В работе /24/ было сделано предположение, что образование таких продуктов, как ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ /а также образование медленных ${}^1\text{H}$ и ${}^2\text{H}$ / при взаимодействии протонов с ядрами ${}^{16}\text{O}$ происходит главным образом благодаря однократным неупругим соударениям падающих протонов с α -подструктурами ядра ${}^{16}\text{O}$. С этой гипотезой хорошо согласуется отмеченное выше совпадение $\sigma_{\text{H}}/\sigma_{\text{He}}$ в реакциях на ядрах ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$. Однако существующие экспериментальные доказательства прямого квазиупругого выбивания ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^2\text{H}$ из легких ядер /8-14/ не позволяют принять данную гипотезу.

Необходимо отметить, что полученные в настоящей работе зависимости $d\sigma/d\Omega$ для ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ также противоречат предположению, что их образование связано в основном с неупругим взаимодействием с α -кластерами. Как известно из экспериментов, в которых исследовалось угловое распределение остаточных ядер в реакциях $(p, 2p)$ и (p, pn) при высоких энергиях, распределение $d\sigma/d\Omega$ хотя и обладают некоторым максимумом в области углов $\Theta_{\text{лаб}} = 40 - 60^\circ$, однако это увеличение сечения незначительно и гораздо меньше того, что мы наблюдаем в эксперименте для ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$. По-видимому, максимум в распределении $d\sigma/d\Omega$ для этих вторичных частиц связан главным образом с квазиупругим рассеянием. Поэтому более логичной является модель каскадного процесса, в которой учитываются упругие и неупругие взаимодействия падающих частиц с нуклонами и различными кластерами в ядре и необходимо проведение соответствующих расчетов.

Авторы благодарят члена-корреспондента АН СССР В.П.Джелепова за предоставленную возможность провести эксперимент на синхроциклотроне ЛЯП, профессора Н.А.Перфилова за постоянный интерес к работе, а также кандидата физико-математических наук В.В.Авдейчикова за участие в обсуждении результатов, С.С.Головача и Т.Л.Медведеву - за участие в подготовке и проведении измерений.

Литература

1. О.Д.Брилль, А.И.Вихров, С.С.Городков, Ф.П.Денисов, В.Е.Дудкин, Е.Е.Ковалев, О.В.Ложкин, В.И.Остроумов, Л.Н.Смиранный. "Ядерные взаимодействия в защите космических кораблей", Атомиздат, Москва, 1968.
2. О.В.Ложкин, Н.А.Перфилов. Ядерная химия, стр. 96, Изд-во "Наука", М., 1965.
3. J.Combe. Nuovo Cim. Suppl., 3, 182 (1956).
4. А.П.Жданов, П.И.Федотов. ЖЭТФ, 37, 392 /1959/; 41, 1870 /1961/; 43, 835 /1962/.
5. Н.А.Перфилов, Ю.И.Серебрянников. ЖЭТФ, 40, 401 /1961/.

6. E.Gradsztajn. *Phys.Rev.Lett.*, 13, 240 (1964).
7. О.Б.Абдинов, В.С.Барашенков. Препринт ОИЯИ, P2-5939, Дубна, 1971.
8. H.Tyren, T.Bergren. *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, 16, 153 (1966).
9. A.James, H.Pugh. *Nucl.Phys.*, 42, N 3 (1963).
10. G.Igo, L.Hanssen, T.Gooding. *Phys.Rev.*, 131 N 1 (1963).
11. Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов, А.Ф.Шабудин. *ЖЭТФ*, 33, 1185 /1957/.
12. R.J.Sutter, J.L.Priedes, H.Palevsky et al. *Phys.Rev.Lett.*, 19, 1189 (1967).
13. В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ, P1-4227, Дубна, 1968.
14. В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ, P1-4373, Дубна, 1969.
15. В.Н.Кузьмин, Р.М.Яковлев. *Изв. АН СССР, сер.физ.*, 24, 1237 /1965/.
16. А.П.Жданов, В.Н.Кузьмин, Р.М.Яковлев. *ЯФ*, 1, 625 /1965/.
17. В.В.Авдейчиков, В.Н.Капустин, О.В.Ложкин. Н.А.Перфилов. Сб. "Прикладная ядерная спектроскопия" Атомиздат 1970, стр. 294.
18. С.М.Елисеев. Препринт ОИЯИ, P2-4258, Дубна, 1969.
19. В.И.Москалев, Б.В.Гавриловский. *ДАН СССР*, 110, 972 /1956/.
20. М.С.Козодаев, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, P-401, Дубна, 1961.
21. О.Б.Абдинов, В.С.Барашенков. Препринт ОИЯИ, P2-5939, Дубна, 1971;
О.Б.Абдинов, В.С.Барашенков. Препринт ОИЯИ, P2-5023, Дубна, 1970.
22. M.Epherre, E.Gradsztajn, R.Klapisch, H.Reeves. *Nucl.Phys.*, A139, 545 (1969).
23. M.Ray. *Campagholle-Epherre, These, ORSAY*, 1972.
24. В.Е.Дудкин, В.Н.Кузьмин, Л.Н.Смиранный, Н.С.Шиманская, Р.М.Яковлев. *Ядерная физика*, 9, 925 /1969/.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1973 года.