

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P7-85-31

Э.М.Козулин*, М.В.Блинов*, К.Борча,
С.С.Коваленко*, А.Н.Можаев*, Ю.Э.Пенионжкевич

ЭМИССИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИОНОВ ^{12}C И ^{20}Ne
С ЭНЕРГИЕЙ 9 МЭВ/НУКЛОН С ЯДРАМИ ^{181}Ta

Направлено в журнал "Ядерная физика"

Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград

1985

Эмиссия быстрых нейтронов при взаимодействии ионов ^{12}C и ^{20}Ne с энергией 9 МэВ/нуклон с ядрами ^{181}Ta

Измерялись энергетические спектры и угловые распределения нейтронов, испускаемых в реакциях $^{12}\text{C}/105 \text{ МэВ} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{20}\text{Ne}/180 \text{ МэВ} + ^{181}\text{Ta}$. Энергия нейтронов определялась одновременно двумя методами - времени пролета и регистрации энергии протонов отдачи. Полученные экспериментальные данные позволили сделать вывод о наличии равновесного и предравновесного компонента нейтронной эмиссии в каждой из реакций. Между тем выходы и угловые распределения предравновесных нейтронов в этих реакциях заметно отличаются. Путем сравнения данных настоящей работы и данных других работ показано, что предравновесная эмиссия нейтронов имеет более изотропное распределение, чем в случае протонов, при одном и том же входном канале реакции. Получена информация о зависимости выхода предравновесных нейтронов и протонов от массы налетающего иона. Проведен анализ данных с использованием статистической модели для описания эмиссии испарительных нейтронов, а также модели "вращающегося горячего пятна" и движущегося источника - для предравновесных нейтронов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Преприят Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Л.В.Пашкевич

Kozulin E.M. et al.

P7-85-31

Fast Neutron Emission in the Interaction of a MeV/Nucleon ^{12}C and ^{20}Ne Ions with ^{181}Ta Nuclei

The energy spectra and angular distributions for neutrons emitted in the reactions $^{12}\text{C}/105 \text{ MeV} + ^{181}\text{Ta}$ and $^{20}\text{Ne}/180 \text{ MeV} + ^{181}\text{Ta}$ have been measured. The neutron energy was determined using the two methods simultaneously: the time-of-flight method and by recording the energy of recoil protons. The obtained experimental data allow one to draw the conclusion that both the equilibrium and preequilibrium components of neutron emission are present in each reaction. However the yields and the angular distributions of preequilibrium neutrons emitted in these reactions are noticeably different. By comparing the results of the present study with other data it is shown that preequilibrium neutron emission has a more isotropic distribution than that for protons in the case of the same entrance channel of the reaction. In addition some information has been obtained about the dependence of the preequilibrium neutron and proton yields on the projectile mass. The data are analysed in terms of a statistical model for description of the emission of evaporated neutrons, as well as in terms of the "rotating hot spot" model and a moving source, for preequilibrium neutrons.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям процесса эмиссии быстрых частиц в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях более 7 МэВ/нуклон. Реакции, сопровождающиеся вылетом высокоэнергетических частиц, представляют интерес с точки зрения механизма их образования, а также в связи с возможностями использования этого процесса для получения ядер с особыми свойствами /холодные тяжелые и сверхтяжелые ядра, быстро вращающиеся и сильно деформированные ядра и т.д./. Многочисленные исследования характеристик эмиссии быстрых заряженных частиц в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях ~10 МэВ/нуклон показали, что с большой вероятностью /по сравнению с предсказаниями статистической теории/ могут образовываться высокоэнергетические ядра изотопов водорода, гелия, бериллия и лития^{1/}. Причем почти во всех случаях наибольшая энергия испускаемых частиц приближается к максимально возможной энергии для данной реакции /т.н. кинематическому пределу/^{2/}. Угловые распределения быстрых заряженных частиц имеют резкую направленность вперед, а максимумы в энергетических спектрах соответствуют энергии бомбардирующих ионов. В некоторых случаях сечение канала реакции с вылетом быстрых α -частиц составляет почти половину от геометрического сечения реакции, что свидетельствует о связи канала эмиссии быстрых частиц с другими каналами реакции. Между тем, несмотря на большое количество экспериментальных данных, до сих пор не существует единой теоретической модели, объясняющей всю совокупность полученных экспериментальных результатов. Наибольшее число теоретических моделей рассматривает процесс эмиссии быстрых частиц, основываясь на предположении о наличии в зоне взаимодействия двух ядер источника этих частиц, обладающего определенными характеристиками. С точки зрения этих моделей значительный интерес представляет исследование эмиссии быстрых нейтронов, поскольку в этом случае исключается искажающее влияние кулоновского поля. Однако количество экспериментальных данных по эмиссии быстрых нейтронов в реакции с тяжелыми ионами невелико, что объясняется большими методическими трудностями при проведении подобных экспериментов.

В первых экспериментальных исследованиях характеристик нейтронной эмиссии, проведенных с использованием пучков ионов ^{56}Fe , ^{63}Cu , ^{86}Kr , ^{132}Xe с энергиями 7-9 МэВ/нуклон, которыми бомбардировались мишени из ядер редкоземельных элементов и золота /реакции $^{56}\text{Fe} + ^{165}\text{Ho}$, $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$, $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ / неравновес-

ной нейтронной эмиссии не наблюдалось^{3-6/}. В этих работах удалось удовлетворительно описать угловые и энергетические распределения нейтронов, предполагая их равновесное испускание из ускоренных в кулоновском поле фрагментов. Жесткий компонент нейтронного спектра, связанный с неравновесным характером эмиссии, был обнаружен при использовании существенно более легких ионов - ионов углерода, которыми бомбардировалась мишень ^{158}Gd ^{7/}. В связи с этим возник вопрос о влиянии массы /структуры/ бомбардирующего иона на характер эмиссии. В работе^{8/}, где использовались пучки ионов неона в реакции $^{150}\text{Nd} + ^{20}\text{Ne}$ с энергией 9,5 МэВ/нуклон, жесткий неравновесный компонент не наблюдался.

Неравновесная эмиссия нейтронов в реакциях с использованием ионов неона сначала была обнаружена в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ ^{9/}, затем в реакциях $^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}$ ^{10/} и $^{20}\text{Ne} + ^{185}\text{Ho}$ ^{11/}. Использование ионов кислорода также привело к обнаружению неравновесного компонента в реакциях $^{16}\text{O} + ^{93}\text{Nb}$, $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ ^{12,13/}. В работе^{14/} было получено, что аналогичный эффект наблюдается и для более легких, чем углерод, ионов /реакция $^6\text{Li} + ^{59}\text{Co}$ /.

Таким образом, работы, связанные с использованием ионов с массой $M \leq 20$ показывали присутствие неравновесного компонента, а для ионов с массой $M > 56$ этот компонент не обнаруживался. Можно предполагать, что эффект не проявлялся для более тяжелых ионов из-за малого превышения энергии над кулоновским барьером $B = (E - V_C) / \mu$, поскольку для ионов ^{86}Kr и ^{132}Xe ^{5,6/} эта величина была равна 2,5 МэВ/нуклон, а для ^{63}Cu - только 1 МэВ/нуклон. Однако в реакции $^{56}\text{Fe} + ^{165}\text{Ho}$ ^{3/}, где неравновесных нейтронов также не было обнаружено, величина B равнялась 4 МэВ/нуклон, то есть энергии, при которой на более легких ионах эффект отчетливо проявлялся. Недавно^{26/} при энергиях 7,5 МэВ/нуклон выше кулоновского барьера/ наблюдалось испускание неравновесных нейтронов в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$. Все это указывало на необходимость последовательного выяснения зависимости вероятности неравновесного эффекта от массы налетающего иона*.

Отметим, что изучение неравновесной эмиссии заряженных частиц проводилось как в инклюзивных экспериментах^{2,15,24/}, так и в корреляции с определенными каналами реакции^{11/}. Нам представляется, что было бы полезным, наряду с изучением нейтронных характеристик распада отдельных каналов реакций, проведение измерений инклюзивных энергетических и угловых распределений нейтронов, поскольку на данном этапе получения и анализа экспериментальной информации необходимо выявление общих закономерностей, связанных с массой и структурой иона и ядра мишени, энергией бомбардирующего иона и т.д. В этом плане весьма полез-

* Здесь и далее предполагается, что ядро мишени достаточно тяжелое - существенно тяжелее массы иона.

ними являются работы /14,21,22/, в которых изучалась неравновесная эмиссия нейтронов, возникающая при взаимодействии легких ионов с ядрами.

В настоящей работе проводились инклюзивные измерения абсолютных сечений образования, энергетических спектров и угловых распределений нейтронов в реакциях $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии ионов 9 МэВ/нуклон. Выбор этих реакций объясняется тем, что они были детально изучены с точки зрения эмиссии быстрых заряженных частиц /1,2/, в том числе и протонов.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились на выведенных пучках ускорителей тяжелых ионов У-200 и У-300 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Пучок ионов ^{12}C или ^{20}Ne , проходя через систему коллиматоров и диафрагм, бомбардировал мишень ^{181}Ta . В эксперименте были использованы как тонкие (4 мг/см²), так и толстые мишени из тантала. Особое внимание было уделено вопросу формирования пучка ионов, т.к. коллиматоры и диафрагмы сами являются источниками фоновых нейтронов. Часть диафрагм дистанционно устанавливалась во время настройки и убиралась во время проведения измерений. Ток пучка ионов составлял в эксперименте от 50 до 100 нА. Временная структура пучка давала возможность измерять спектры нейтронов по времени пролета. Для исключения фона от рассеянных нейтронов и гамма-квантов измерения проводились одновременно двумя методами - времени пролета и энергии протонов отдачи в сочетании с системой п/у-разделения /16/. Совмещение этих двух методов при соответствующей обработке позволило учесть фон в измерениях.

В блоке детектирования нейтронов использовались монокристаллы стильбена диаметром 70 мм и высотой 50 мм. Для регистрации сцинтилляций использовались ФЭУ-82. Блок детектирования помещался в пермаллоевый и свинцовый экраны. Калибровка спектрометрического нейтронного канала осуществлялась с помощью радиоактивных источников ^{113}Sn , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{88}Y и (Po-Be). Абсолютная нормировка световых выходов $P(E)$ для спектрометра осуществлялась с помощью моноэнергетических нейтронов $T(p,n)^3\text{He}$ и $D(d,n)^3\text{He}$ -реакций на электростатическом ускорителе Ван-де-Граафа и нейтронном генераторе НГ-400. При этом определялось соотношение между энергиями электронов и протонов, дающих равные амплитуды импульсов. Кроме нелинейности световых выходов, нами учитывалось влияние на форму аппаратного распределения краевых эффектов, а также многократное рассеяние нейтронов на угле, входящем в состав кристалла. Измерение эффективности $\epsilon(E_n)$ спектрометра в области энергии нейтронов от 0,5 до 20 МэВ проводилось на ускорителе Ван-де-Граафа, а также на источнике спонтанного деления ^{252}Cf . В случае использования ^{252}Cf спектр

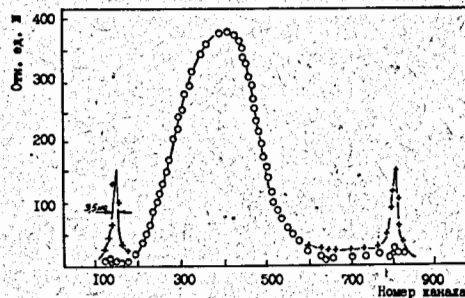


Рис.1. Аппаратурный времяпролетный нейтронный спектр.

мгновенных нейтронов хорошо известен /17/. Точность определения эффективности составляла 5-10%. Эффективность регистрации нейтронов с большой энергией /до 50 МэВ/ вычислялась так, как это сделано в работе /18/, с уче-

том вклада реакций неупругого взаимодействия нейтронов с углеродом. Временное разрешение спектрометра, определяемое по полуширине γ -пика составляло 3,5 нс и, в основном, определялось временной структурой пучка. Измерения проводились на пролетных базах от 100 до 200 см.

На рис.1 показан времяпролетный спектр, полученный с использованием блока п/у-разделения и без него. Спектрометр позволял проводить измерения в диапазоне энергий 0,5-50 МэВ. Интегральная нелинейность составляла 1,5% при неопределенности калибровки амплитудного и временного трактов $\pm 1\%$.

Каждое зарегистрированное событие характеризовалось следующими параметрами: амплитудой импульса с ФЭУ, временным интервалом относительно импульса пучка циклотрона и признаком, вырабатываемым схемой п/у-разделения. Соответствующая информация последовательно записывалась в буферную область памяти ЭВМ СМ-3 с последующим сбросом на магнитную ленту.

Сортировка событий и формирование двумерных матриц А-Т осуществлялась с режиме он-лайн. Дальнейшая обработка проводилась на ЭВМ ЕС-1033. При этом контролировалась калибровка амплитудных и временных каналов, выбор двумерной области время-энергия для изучаемых нейтронов, соответствующая корректировка двумерных матриц, вычитание фона.

Затем проводилось восстановление аппаратного спектра, полученного при измерении нейтронов по времени пролета. Такая задача является некорректной и для ее решения требуется внесение дополнительной информации. В нашем случае представилась возможность получения дополнительной информации из амплитудного канала. В результате была получена система уравнений вида

$$\sum_{i=1}^n K_A(ij) Z(i) = f_A(j),$$

$$\sum_{i=1}^n K_T(ij) Z(i) = f_T(j),$$

где $K_A(ij)$ - аппаратная функция системы по амплитудному каналу, $K_T(ij)$ - аппаратная функция системы по временному каналу,

$f_A(j)$ - измеренные спектры нейтронов в амплитудном канале и преобразованные в шкалу временного канала, $f_T(j)$ - измеренный спектр нейтронов во временном канале, $Z(i)$ - искомый аппаратный спектр нейтронов в шкале по времени пролета.

Восстановленный таким образом аппаратный спектр преобразовался в энергетический спектр нейтронов.

Для точного учета фоновых условий измерения проводились идентичными сериями /до 10/ примерно по 30-40 мин каждая, чередуясь с фоновыми измерениями. Контроль влияния условий эксперимента проводился путем использования различных пролетных баз, а также анализом результатов для различных порогов регистрации нейтронов. Влияние загрузочных характеристик системы определялось при различных токах ускорителя от 20 до 200 нА. Возможное влияние рассеянных γ -квантов оценивалось путем анализа спектральных распределений с использованием d/γ -разделения и без него. Частично измерения, выполненные на циклотроне У-200, были затем повторены на ускорителе У-300 в других экспериментальных условиях. Все контрольные измерения показали вполне удовлетворительное согласие результатов, полученных в различных сериях.

Для определения интегрального потока ионов через мишень при проведении абсолютных измерений использовался мониторный канал. Ионы, рассеянные на тонкой 200 мкг/см² золотой фольге регистрировались кремниевым поверхностно-барьерным детектором. Во время измерений проводился непрерывный контроль за нуклидным составом пучка, его постоянством и энергией налетающих частиц путем регистрации спектра рассеянных ионов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Измерение спектров нейтронов проводилось для углов 0, 20, 30, 80, 120° по отношению к направлению пучка ионов. На рис. 2 и 3 представлены энергетические спектры нейтронов, испускаемых под углами от 0 до 120° в л.с. для реакций $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ / $E = 105 \text{ МэВ}$ / и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ / $E = 180 \text{ МэВ}$ / соответственно. Форма спектров позволяет сделать вывод о наличии двух нейтронных компонент, характеризующихся существенно разными наклонами; этот наклон спектра связывают с параметром температуры. Первый компонент, имеющий меньшую температуру, можно связать с равновесной эмиссией, в то время как второй компонент - с неравновесным процессом. Как видно из рисунков, с увеличением угла температура неравновесной части спектра и ее интенсивность постепенно падают. Надо заметить, что даже для угла 120° параметр температуры неравновесной части все еще не достигает равновесного значения / $T = 1,7 \text{ МэВ}$ /. Параметр температуры T для неравновесной части изменяется от 5,2 МэВ для 0° до 3,1 МэВ для угла 120° /реакция $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ /. Аналогичное изменение это-

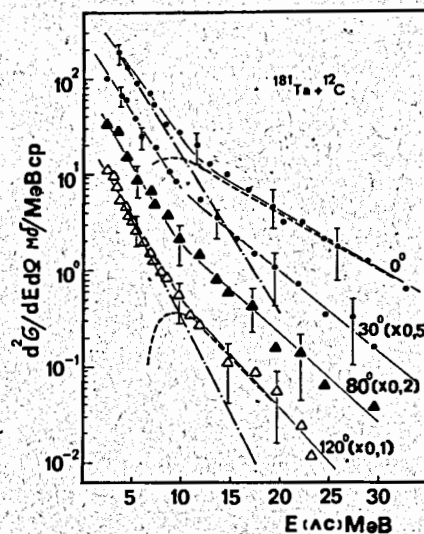


Рис. 2. Энергетические спектры нейтронов из реакции $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$.

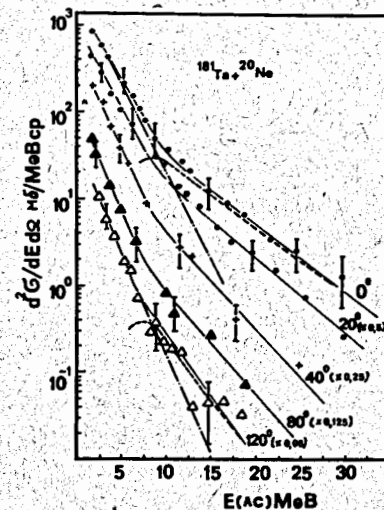


Рис. 3. Энергетические спектры нейтронов из реакции $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$.

го параметра наблюдается и для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$. Нами выполнены расчеты нейтронных спектров для изучаемых реакций по статистической модели с использованием программы GROGI-2¹⁹ для эмиссии нейтронов для составного ядра. Было замечено, что низкоэнергетический компонент нейтронного спектра удовлетворительно согласуется с расчетами для задних углов, однако наблюдается некоторое расхождение, увеличивающееся с уменьшением угла вылета нейтронов. Мы предположили, что наблюдающиеся расхождения связаны с влиянием эмиссии нейтронов из осколков деления составного ядра и из продуктов глубоконеупругих реакций. Поэтому нами были проведены оценки вкладов испарительных нейтронов из движущихся фрагментов, получающихся в результате деления и реакций глубоконеупругих передач.

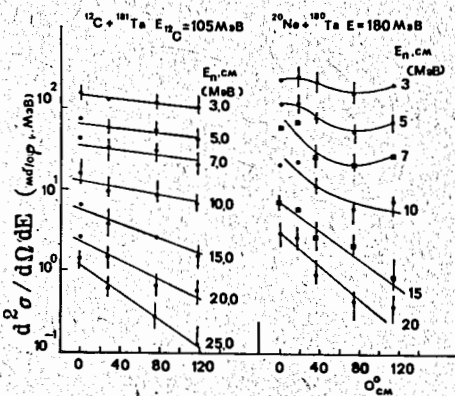
Было применено следующее выражение для двойного дифференциального сечения нейтронов, испаряющихся из фрагментов /при этом использовалось кинематическое преобразование спектра из системы, связанной с движущимися осколками, в лабораторную систему/²⁰:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE_n d\Omega_n} \right)_{\text{л.с.}} = \frac{\bar{v}}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{E_n \cdot \sqrt{1+\beta^2 - 2\beta \cos \theta}}{T^2} \cdot \exp \left[-\frac{E_n (1+\beta^2 - 2\beta \cos \theta)}{T^2} \right] \times \\ \times \frac{d\sigma_f}{d\Omega} (\theta_f) \sin \theta d\theta d\phi ;$$

$$B(E_n, \theta, \phi) = \frac{v(\theta_f)}{(v_n)_{п.с.}}, \quad \cos \theta_f = \cos \theta \cdot \cos \theta_L - \sin \theta \cdot \sin \theta_L \cdot \cos \phi,$$

где E_n , v_n - энергия и скорость нейтрона в л.с., θ_f - угол вылета фрагмента в л.с., \bar{v}_f - средняя скорость фрагмента в л.с., $\frac{d\sigma(\theta_f)}{d\Omega}$ - вероятность вылета фрагмента в данный угол, \bar{v} - среднее число испускаемых нейтронов на фрагмент.

Предполагалось, что энергия возбуждения делится между фрагментами пропорционально их массе, причем нейтроны испускаются из полностью ускоренных фрагментов. Суммарные результаты этих оценок приводятся на рис.2,3 штрихпунктирной линией. Эти оценки показали, что низкоэнергетическая часть спектра /примерно до 8-10 МэВ/ для всех углов в основном может быть объяснена эмиссией нейтронов из рассмотренных выше процессов. Путем вычитания расчетных спектров из экспериментальных данных можно было определить вид спектра для неравновесного компонента. В области энергий 15 МэВ и выше практически весь экспериментальный спектр связан с неравновесным компонентом. Представляет интерес сравнить неравновесный компонент для обеих реакций. На рис.4 представлены угловые дифференциальные распределения нейтронов разных энергий из реакций $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ соответственно. Видно, что угловые распределения для разных участков спектра ведут себя по-разному. Угловые распределения нейтронов с энергиями свыше 10-15 МэВ имеют резкую направленность вперед, в то время как анизотропия распределения нейтронов меньших энергий мала. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что нейтроны с энергиями более 10 МэВ испускают, в основном, в процессах не статистического характера. Отметим, что угловые распределения нейтронов в реакциях с углеродом более изотропны, чем в случае неона. Энергетические спектры неравновесного компонента для всех выделенных углов для ионов углерода более "жесткие", чем для ионов неона.



Интересно также сравнить различные интегральные характеристики эмиссии быстрых нейтронов для исследуемых реакций. Угловые распределения высокоэнергетических нейтронов были получены путем интегрирования спектров, измеренных под разными

Рис.4. Дифференциальные угловые распределения нейтронов разных энергий из реакций $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ /слева/ и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ /справа/.

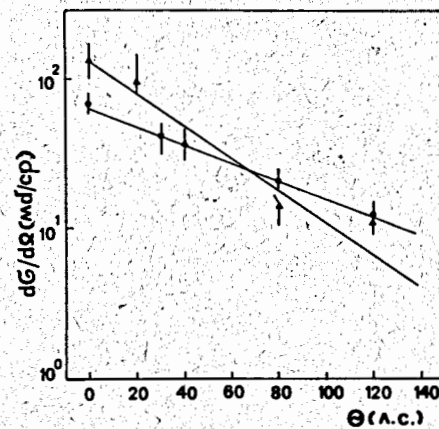


Рис.5. Дифференциальные угловые распределения нейтронов $/E \geq 12$ МэВ/ из реакций $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ (●) и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ (▲).

углами. Поскольку экстраполяция неравновесного компонента в область малых энергий нейтронов не является достаточно строгой, интегрирование спектров было проведено по области энергий нейтронов 12-30 МэВ. Результаты обработки представлены на рис.5. Из рисунка видно, что зависимость дифференциального сечения угла вылета нейтрона в случае взаимодействия ионов неона с ядрами тантала более резкая, чем для углерода.

Полное сечение образования предравновесных нейтронов порядка 214 и 372 мб для $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ соответственно было получено в результате интегрирования дифференциального сечения по телесному углу. Полученные значения величин полного сечения эмиссии предравновесных нейтронов указывают на возможную зависимость выхода высокоэнергетических нейтронов от массы налетающего иона. Подобная информация, касающаяся других ионов, могла бы быть полезной для понимания механизма протекания реакций. В результате анализа имеющихся литературных данных нами были отобраны данные из ^{21,22}, в которых использовались различные ионы, а экспериментальные условия были близки к условиям настоящей работы. Во всех этих работах проводились инклюзивные измерения. Поправку на зависимость интенсивности от разности в величине энергии иона после прохождения им кулоновского барьера можно было получить из результатов работы ¹⁰. Для введения поправки на различие в массах ядер-мишеней нами были использованы результаты работы ²¹. В этой работе изучались нейтроны, образующиеся при взаимодействии ионов ^4He с различными ядрами. Используя эти данные, можно было построить зависимость выхода неравновесных нейтронов в области энергий 12-30 МэВ от ядра-мишени. Если предположить, что для ионов ^{12}C существует аналогичная зависимость, то, используя данные ²², можно получить оценку сечения неравновесного компонента для случая, когда мишенью является ^{181}Ta . Полученные результаты приведены на рис.6. Видно, что с увеличением массы налетающего иона сечение образования неравновесных нейтронов растет для рассмотренных реакций, что, по-видимому, свидетельствует о влиянии массы иона на процесс образования высокоэнергетических нейтронов. К сожалению, продолжать эту зависимость в область более тяжелых масс ионов не представилось возможным ввиду недостатка информации.

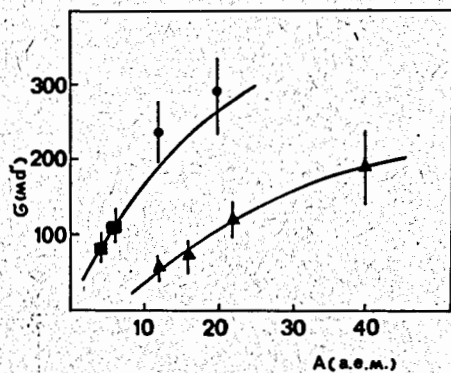


Рис.6. Зависимость сечения образования неравновесных нейтронов /1/ и протонов /2/ / $E \geq 12$ МэВ/ от массы налетающего пиона: ● - настоящая работа, ■ - из /21,22/, ▲ - из /1,15,24,25/.

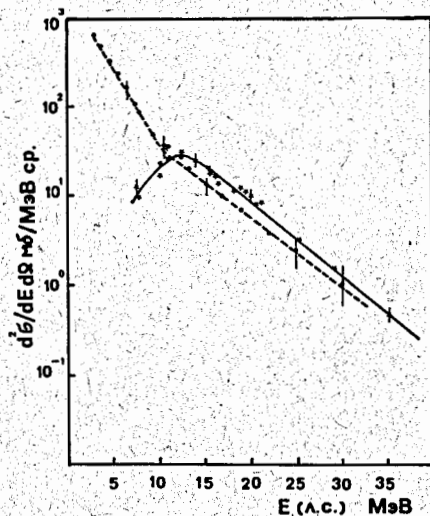


Рис.7. Энергетические спектры нейтронов (●) и протонов (★) для угла 0° .

Для получения подобной зависимости в случае образования неравновесных протонов нами были использованы данные из /1,2,23-25/, которые приведены на рис.6. Из рисунка видно, что, как и в случае нейтронов, сечение образования неравновесных протонов растет с увеличением массы налетающего иона в области масс менее 40. Совокупность данных, представленных на рис.6, указывает на то, что вероятность неравновесной эмиссии нейтронов существенно больше, чем протонов, хотя характер зависимости подобный. В связи с этим представляется весьма интересным сравнение их для одной и той же реакции при одинаковой энергии ионов. На рис.7 приведены энергетические спектры протонов и нейтронов для 0° , измеренные в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ /1,2/ и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ /в настоящей работе/. Энергетические спектры и выходы жесткой компоненты для 0° в обоих случаях близки. Для углов больших 0° энергетические спектры протонов и нейтронов заметно отличаются. Угловые распределения для одинаковых энергий протонов и нейтронов представлены на рис.8. Угловые распределения протонов более анизотропны, чем угловые распределения нейтронов, что можно объяснить влиянием кулоновского поля системы.

Для интерпретации полученных результатов мы проводили сравнение экспериментальных данных с предсказаниями двух моделей: модели движущегося источника /Moving source/ /24/ и модели "горячего вращающегося пятна" /Rotating hot spot/ /12/. Эти феноменологические модели, основанные на концепции движущегося "горячего" источника, эффективно использовались ранее для описания

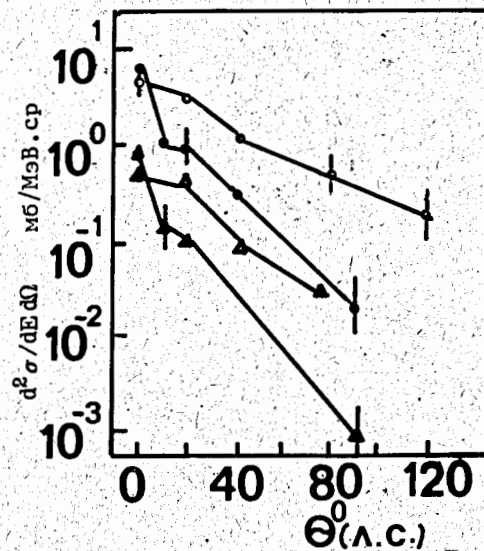


Рис.8. Дифференциальные угловые распределения нейтронов и протонов из реакций $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ соответственно. Нейтроны: ○ - 20 МэВ, △ - 30 МэВ, протоны: ● - 20 МэВ, ▲ - 30 МэВ.

формы энергетического спектра и угловых распределений неравновесных частиц. Модель движущегося источника предполагает процесс изотропного испускания частиц из источника, движущегося с определенной скоростью в направлении пучка ионов. Анализ наших данных, а также данных по эмиссии быстрых заряженных частиц /1/, показал, что при взаимодействии двух сложных ядер может существовать не один источник излучаемых частиц. Скорость одного из источников близка к скорости движения центра масс. Скорость второго источника близка к половине скорости иона после преодоления им кулоновского барьера. Это может свидетельствовать о том, что в процессе взаимодействия участвует число нуклонов в ядре мишени, примерно равное числу нуклонов в налетающем ионе. С другой стороны, если предположить, что вся энергия возбуждения в первый момент протекания реакции будет равномерно распределена между нуклонами источника, то используя полученные нами значения температуры /4,3 и 3,2 МэВ для реакций с ионами углерода и неона соответственно/, а также выражение, связывающее температуру с энергией возбуждения: $T = (E^*/a)^{1/2}$, где a - параметр плотности уровней ($A/8$, где A - атомный номер), можно оценить число нуклонов в источнике. Так, для реакции $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ это число равно удвоенному числу нуклонов углерода, а для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ несколько больше, чем удвоенное число нуклонов неона. Совпадение оценок числа нуклонов, входящих в состав движущегося источника, полученного на основе анализа энергетических и угловых распределений неравновесных нейтронов и на основе предположения о термодинамическом равновесии в локальной области двойной ядерной системы, указывает на разумность применения модели движущегося источника, особенно для описания спектров нейтронов, вылетающих под малыми углами. В то же время данная модель не дает удовлетворительного описания спектров и дифференциальных сечений для испускания неравновесных нейтронов в заднюю полусферу.

В связи с тем, что при нецентральной столкновении часть энергии налетающего иона идет на вращение системы, в последнее вре-

мя получила распространение модель "горячего вращающегося пятна"^{12/24/}. В этой модели силы вязкости быстро преобразуют относительное движение мишени и налетающего иона в возбуждение внутренних степеней свободы. Это приводит к локальному нагреву в области контакта. Испускание частиц происходит, предположительно, из "горячей" области в усредненном направлении тангенциальной скорости^{12/}. Причем предполагается уменьшение температуры с увеличением угла. Если следовать подходу, развиваемому в^{12/}, то необходимо предположить, что скорость "горячего пятна", излучающего частицы, должна быть близка к скорости составного ядра. Но при этом не удается удовлетворительно описать экспериментальные данные. Если использовать скорость "горячего пятна" для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$, равную $V_{\text{RHS}} = 0,033$ с.т.е. $V_{\text{CN}} < V_{\text{RHS}} < V_{\text{I}}$ / $0,014$ с $< 0,033$ с $< 0,096$ с/, где V_{CN} - скорость составного ядра, V_{RHS} - скорость "горячего пятна", V_{I} - скорость иона после преодоления кулоновского барьера, то получается хорошее согласие с экспериментальными данными. Это можно интерпретировать как результат сложения поступательного и вращательного движения источника.

Результаты подгонки по этой модели приводятся в таблице. Как видно из таблицы, для описания испарительной части спектра необходимо взять параметры скорости и температуры, соответствующие составному ядру. При подгонке предравновесной части спектра параметр температуры меняется с углом в соответствии с предположениями этой модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально определены абсолютные выходы, энергетические спектры и угловые распределения нейтронов, образующихся в реакциях взаимодействия ионов ^{12}C и ^{20}Ne с ядрами тантала при энергии ~ 9 МэВ/А. Спектры и угловые распределения нейтронов для этих двух реакций заметно отличаются. В обоих случаях обнаружено два компонента нейтронных спектров. Для ионов углерода жесткий компонент имеет большую температуру и более изотропное угловое распределение.

Низкоэнергетический компонент спектра нейтронов для обеих реакций удалось описать в рамках равновесного испарения из составного ядра, осколков деления и фрагментов из глубокоупругих процессов. Высокоэнергетический компонент /температуры $4 \div 6$ МэВ в л.с./, по-видимому, связан с предравновесным распадом. Сравнение с моделями движущегося источника и "вращающегося горячего пятна"^{11/12/} показало, что во втором случае удается провести лучшее совместное описание двух реакций.

Из сравнения результатов данной работы с результатами изучения характеристик эмиссии быстрых протонов^{1/} получено, что в близких реакциях и при одинаковой энергии ионов 9 МэВ/нуклон

Таблица

Угол наблюдения	Параметры подгонки			
	Испарительной части спектров нейтронов		Предравновесной части спектров нейтронов	
	Нормировочный коэффициент N_1	Температура T_1 / МэВ/	Нормировочный коэффициент N_2	Температура T_2 / МэВ/
	Реакция $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$			
0°	518,5	1,34	18,85	4,74
30°	401,1	1,34	19,7	3,95
80°	338	1,34	35,1	3,73
120°	220	1,34	31,0	3,93
	Реакция $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$			
0°	1270,4	1,09	32,08	4,28
20°	1117,4	1,09	54,34	3,64
40°	1168,6	1,09	25,93	3,45
80°	756,1	1,09	25,85	3,58
120°	1045,5	1,09	28,53	3,84

угловое распределение нейтронов более изотропное, чем протонов. Это указывает на существенную роль кулоновского поля в процессе протекания реакции.

Путем сравнения данных настоящей работы и данных других работ /10,14,21-25/ получена информация о зависимости выхода неравновесных нейтронов и протонов от массы налетающего иона / $M = 40$ /. Этот выход увеличивается с ростом массы иона, однако все эти эксперименты были сделаны с тяжелыми ионами с массой $A \leq 40$. В связи с этим представляют интерес измерения абсолютных выходов неравновесных нейтронов и протонов для пучков ионов с массами $A > 40$.

Авторы выражают благодарность профессору Ю.Ц.Оганесяну за постоянный интерес и поддержку в работе, В.А.Рубчене, Ю.А.Музыка, Б.И.Пустыльнику за полезные обсуждения результатов измерений, Б.П.Гаврилову, Г.П.Тюрину, Ю.И.Белянину, А.С.Вещикову, Е.Н.Беляеву за помощь в создании экспериментальной установки

и проведении измерений, коллективу управления циклотронами У-200 и У-300 за обеспечение возможности работы на них, Л.Л.Иванниковой и А.Куглеру за составление программ обработки данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Borcea C. et al. Nucl., 1984, vol.A415, p.169-188.
2. Gierlik E, et al. Z.Phys.A, 1980, vol.295, p.295-297.
3. Hilscher D. et al. Phys.Rev., 1979, C20, p.576.
4. Tamain B. et al. Nucl.Phys., 1979, A330, p. 253.
5. Eyal Y. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.625.
6. Conid C.R. et al. Z.Phys., 1980, A294, p.323.
7. Saranties D.G. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p.774.
8. Westerberg L. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p.796.
9. Блинов М.В. и др. Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов /сборник аннотаций/. ОИЯИ, Д7-80-556, Дубна, 1980, с.64.
10. Gavron A. et al. Phys.Rev., 1983, C27, p.450.
11. Holub E. et al. Phys.Rev., 1983, C28, p.252.
12. Awes T.C. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.89.
13. Gavron A. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.8.
14. Бочкарев О.В. и др. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. ЦНИИАтоминформ, М., 1981, вып.1/40/, с.28.
15. Борча К. и др. ОИЯИ, Е7-83-440, Дубна, 1983.
16. Блинов М.В. и др. Материалы Всесоюзной конференции по нейтронной физике. ЦНИИАтоминформ, М., 1984, ч.4, с.93.
17. Blinov M.V. et al. Proc.Int.Conf. Antwerp, 6-10 September, 1983. D.Reidel Publ.Comp., 1983, p.479-483.
18. Чулков Л.В. Препринт ИАЭ 2594. М., 1975.
19. Grover J., Gilat J. Phys.Rev., 1967, 157, p.802.
20. Карамян С.А. ОИЯИ, Р7-83-409, Дубна, 1983.
21. Бириков Н.С. и др. В кн.: Нейтронная физика. Материалы Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1980. ЦНИИАтоминформ, М., 1980, ч.2, с.30-34.
22. Бочкарев О.В. и др. Препринт ИАЭ 3756/2, М., 1983.
23. Brit H.C., Quinton A.R. Phys.Rev., 1961, vol.124, No.3, p.877-887.
24. Awes T.C. et al. Phys.Rev., 1982, C25, p.2361.
25. Logan D. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.104.
26. Tserruya I. et al. Phys.Rev., 1982, C26, p.2509.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 января 1985 года.