

ДФ, 1972, т. 16, в. 3, с. 469-471

Н-632
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

1684/2-72

P7 - 6338



В.М.Николаев, В.А.Щеголев

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ ^{20}Ne И ^{12}C
С ЯДРАМИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 10 - 17 МЭВ/НУКЛОН

1972

P7 - 6338

В.М.Николаев, В.А.Щеголев

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ ^{20}Ne И ^{12}C
С ЯДРАМИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 10 - 17 МЭВ/НУКЛОН

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В в е д е н и е

Исследования реакций между сложными ядрами с испусканием нейтронов, т.е. реакций типа (HI, xn) показали, что значительная часть экспериментальных результатов может быть описана на основе статистической модели. Однако в ряде работ указывается на значительное несоответствие между предсказаниями статистической модели и экспериментом. Это прежде всего относится к высокоэнергетической части функции возбуждения реакций (HI, xn) , так называемым "хвостам". В частности, в работе ^{/1/} величина поперечного сечения реакций $U(C^{12}, xn) Cf$ в области высоких энергий бомбардирующих ионов составляет 1-2% от максимального. Это примерно в 10^3 раз больше значений, ожидаемых из статистической модели.

Такое несоответствие теоретических и экспериментальных данных говорит о недостаточно точных представлениях о механизме взаимодействия тяжелых ионов с ядрами и процессе распада составного ядра при высоких энергиях ионов.

Специально вопрос о поведении функций возбуждения в области высоких энергий экспериментально не исследовался. Имеющиеся много-

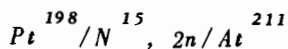
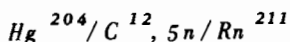
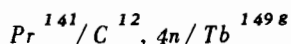
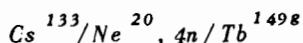
численные данные по функциям возбуждения реакций (HI , xn) относятся к узкой области энергий вблизи максимума поперечных сечений. Исследования в более широком диапазоне энергий практически не проводились из-за отсутствия пучков высокоэнергичных тяжелых ионов.

В 1968 году в ЛЯР ОИЯИ был запущен циклотрон У-200, ускоряющий тяжелые ионы до энергии 20 Мэв/нуклон. Это позволило авторам настоящей работы провести серию опытов по измерению функций возбуждения реакций с тяжелыми ионами в широком диапазоне энергий.

Целью работы было получение достоверных результатов о вероятности реакций с вылетом нейтронов при энергиях, существенно превышающих значения, соответствующие максимуму поперечного сечения.

Постановка и проведение экспериментов

В работе измерялись функции возбуждения реакций:



Выбор этих реакций обусловлен следующими причинами:

Во-первых, конечные продукты реакций α - активны, что обеспечивает высокую чувствительность при регистрации малых эффектов. Во-вторых, были необходимы мишени с минимальным количеством примесей в мишенях элементов с $z > z_{миш}$, которые могут привести к искажению истинной формы функций возбуждения исследуемых реакций за счет вклада реакций (HI , pxn) (HI , axn) и т.д. Поскольку ожидаемый эффект в области высоких энергий не превышал 1% от максимального сечения реакций, примеси соседних элементов в мишенях не должны были превышать 0,5%. В качестве мишеней лучше всего исполь-

зывать моноизотопные элементы, поскольку это исключает возможность образования конечного продукта в реакциях с вылетом различного числа нейтронов. Так как выбор моноизотопных элементов ограничен, мы облучали и другие элементы, исследуя реакции на самых тяжелых изотопах и учитывая, что на более легких изотопах в естественной смеси продукты образуются в реакциях с меньшим X , что не может отразиться на эффекте в области высоких энергий.

Чистота мишеней контролировалась методом активационного анализа с использованием реактора ИБР-1 ОИЯИ.

Результаты показали, что примеси элементов с атомным номером ($Z_{\text{миш.}} + 1$) и ($Z_{\text{миш.}} + 2$) не превышали 0,2%. При таком количестве примесей, как будет видно из результатов облучений, эффект превышает фон примерно в 5-10 раз.

В каждом опыте облучалась стенка мишеней, что позволяло проследить относительную зависимость сечений реакций в диапазоне энергий ионов от максимальной до порога реакции. Все облучения были выполнены на внешних пучках циклотронов У-200 и У-300. Разброс пучков по энергии не превышал 0,5%.

1. $Cs^{133} / Ne^{20}, 4n / Tb^{149g}$

Мишени из Cs^{133} изготовлялись путем вакуумного напыления на алюминиевую подложку. Толщина мишеней составляла 250 мкг/см². Интенсивность пучка ионов - $5 \cdot 10 \frac{\text{ИОНОВ}}{\text{сек}}$.

Функция возбуждения, полученная в опытах, представлена на рис.1.

В области низких энергий кривая имеет типичную для испарительных реакций форму с резко выраженным максимумом при $E = 92$ Мэв. В области высоких энергий спад сечения происходит значительно слабее, чем это следует из испарительной теории. При энергии ионов $E = 170$ Мэв поперечное сечение реакции $Cs^{133} (Ne^{20}, 4n) Tb^{149g}$ составляет 0,5% от максимального и при дальнейшем увеличении энергии меняется слабо.

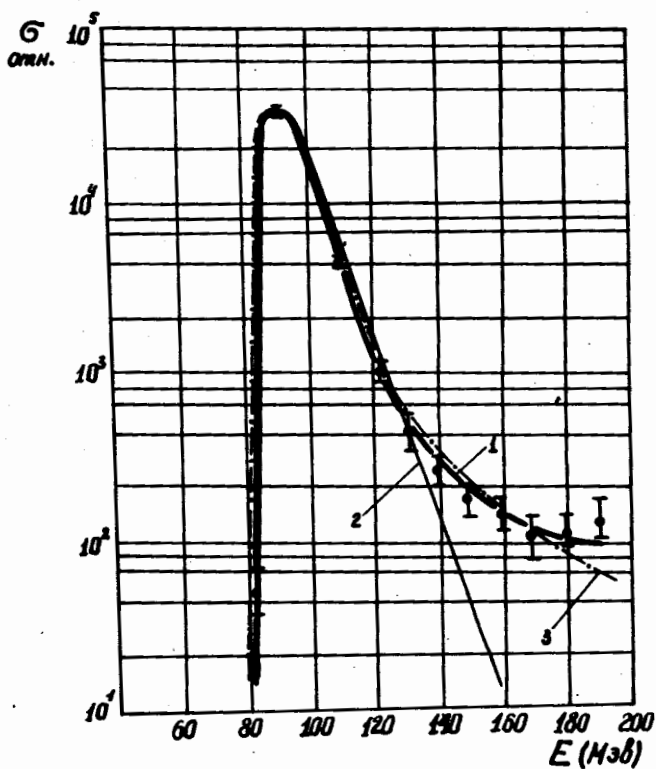


Рис. 1. Функция возбуждения реакции $Cs^{133} (Ne^{20}, 4n) Tb^{149g}$
 1 - экспериментальная кривая; 2 - расчет по модифицированной формуле
 Джексона; 3 - расчет по модели предравновесной эмиссии.

Чистота мишеней относительно Ba и La (не более 0,1%) позволяет утверждать, что высокоэнергетический "хвост" функции возбуждения не может быть объяснен вкладом реакций, идущих на примесях.

Для определения выхода Tb^{149g} на тяжелых примесях было проведено облучение исследуемых мишеней менее тяжелыми ионами.

В частности, облучение ионами O^{16} показало, что вклад реакций на примесях La и более тяжелых элементов не превышал 10–15% от наблюдаемого эффекта в области высоких энергий.

2. $Pr^{141}(C^{12}, 4n)Tb^{149g}$

Для изготовления мишеней применялся химически чистый элемент Pr^{141} (примеси Nd и более тяжелых элементов не более 0,2%), который в виде соединения Pr_2O_3 наносился на алюминиевую подложку. Толщина мишеней составляла 300 мкг/см^2 . Результаты измерений представлены на рис. 2. Левая ветвь кривой, включая максимум, представляет собой типичную функцию возбуждения испарительной реакции, справа наблюдается высокоэнергетический "хвост". Величина сечения в области высоких энергий составляет 0,3% от максимального сечения реакций.

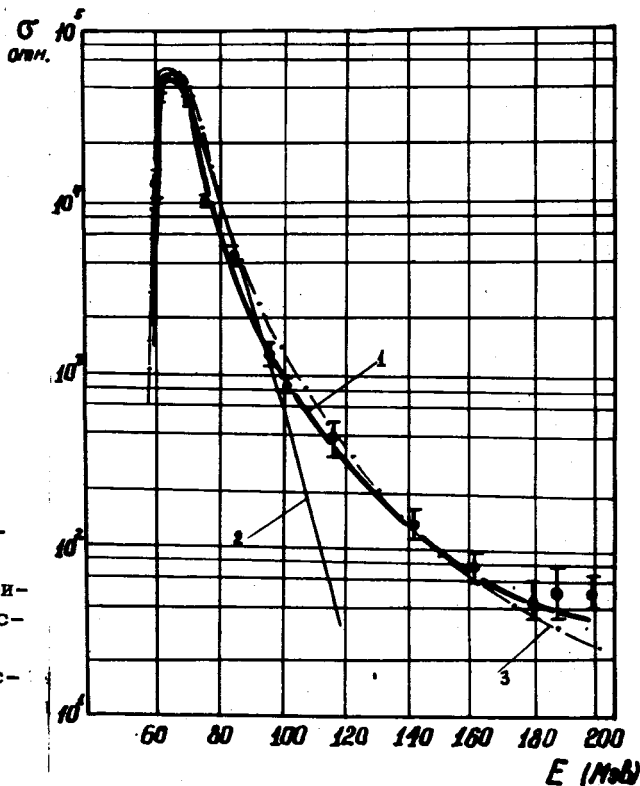
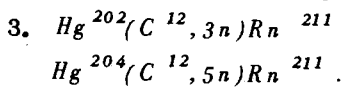


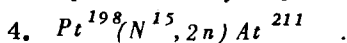
Рис. 2. Функция возбуждения реакции $Pr^{141}(C^{12}, 4n)Tb^{149g}$. 1 - экспериментальная кривая; 2 - расчет по модифицированной формуле Джексона; 3 - расчет по модели предравновесной эмиссии.

Для оценки вклада реакций, идущих на тяжелых примесях, было проведено облучение мишеней из Pg^{141} ионами B^{11} . Результаты облучения показали, что вклад реакций на примесях, приводящих к образованию Tb^{149g} , не превышает 10% от наблюдаемого эффекта.



При измерении стопки мишеней из естественной смеси изотопов ртути, толщиной 300 мкг/см^2 , была измерена интегральная функция возбуждения реакций, приводящих к Rn^{211} . В этом случае Rn^{211} мог образоваться в реакциях с испарением трех и пяти нейтронов. Наибольший вклад в выход Rn^{211} дает реакция с испарением пяти нейтронов, поскольку реакция с испарением трех нейтронов значительно подавлена кулоновским барьером.

Представленная на рис. 3 функция возбуждения, как и предыдущие, имеет тенденцию к более плавному спаду сечения в области высоких энергий, чем в испарительных реакциях. Величина сечения при максимальной энергии 200 Мэв составляет $\approx 0,3\%$ от максимального сечения реакций. Эту величину нельзя объяснить вкладом реакций, идущих на примесях свинца и более тяжелых элементов, поскольку указанные примеси не превышали $0,02\%$.



Стопка мишеней из естественной платиновой фольги, толщиной 1μ , облучалась ионами N^{15} . Нас интересовал вопрос, как изменяются "хвосты" функций возбуждения в зависимости от числа испускаемых нейтронов. Мы не наблюдали At^{211} в диапазоне энергий ионов $E = 100-250 \text{ Мэв}$. Верхний предел сечения исследуемой реакции не превышает $\sigma = 10^{-29} \text{ см}^2$.

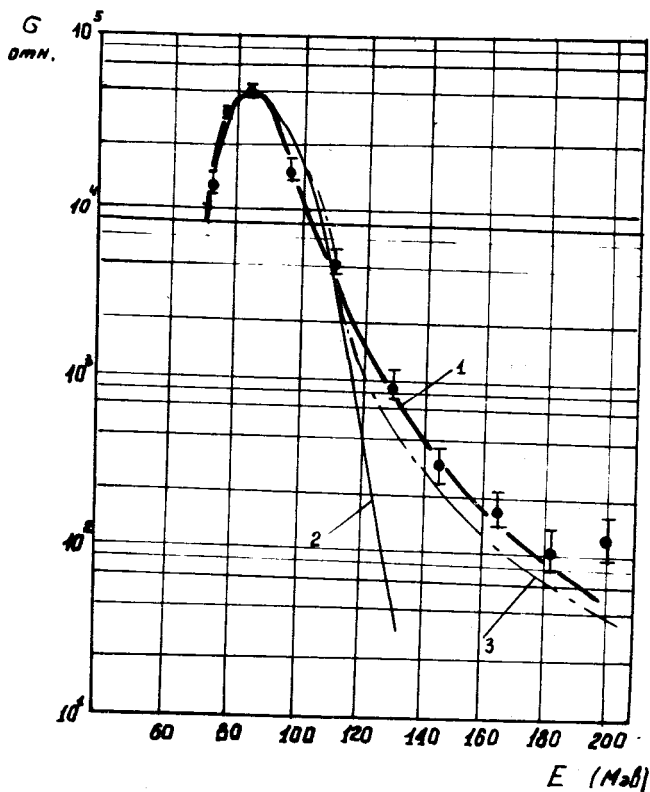


Рис. 3. Функция возбуждения реакций $Hg^{202, 204} (C^{12}, 3, 5n) Rn^{211}$.
 1 - экспериментальная кривая; 2 - расчет по модифицированной формуле Джексона; 3 - расчет по модели предравновесной эмиссии.

Таким образом, в экспериментах надежно установлено, что в функциях возбуждения реакций (HI, xn) наблюдаются высокоэнергетические "хвосты". Величина поперечных сечений в области высоких энергий составляет $\approx 0,3 - 0,5\%$ от максимальных значений.

Обсуждение результатов

При анализе полученных результатов мы прежде всего выполнили расчеты функций возбуждения в рамках статистической модели по модифицированной формуле Джексона ^{/2/}. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов (рис. 1-3) показывает, что в области высоких энергий имеется существенное различие, по крайней мере, в 10^3 раз.

Для объяснения высокоэнергетических "хвостов" в литературе предлагаются следующие механизмы:

1. Механизм прямого выбивания ^{/3/}.
2. Механизм локального испарения ^{/4/}.
3. Механизм предравновесной эмиссии ^{/5/}.

Механизм прямого выбивания предполагает, что реакция идет в два этапа. Налетающий ион передает значительную часть своей энергии одному или группе нейтронов и поглощается ядром, которое затем испускает еще несколько частиц в процессе испарения. Если учесть импульсное распределение нуклонов в ядре, можно получить удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных функций возбуждения. Однако этот механизм предполагает, что в спектре нейтронов, вылетающих в результате этих взаимодействий, должны присутствовать частицы с энергиями 80-100 Мэв в количестве 10^{-3} от общего числа нейтронов. Для проверки этого предположения был проведен дополнительный эксперимент с помощью пороговых детекторов нейтронов. Были измерены потоки нейтронов с энергиями $> 20,3$ Мэв в реакции $C^{12} (n, 2n) C^{11}$ и > 50 Мэв в реакции $Bi^{209} (n, f)$.

Поток нейтронов с энергией > 50 Мэв не превышал 10^{-4} от полного потока. Эти данные не согласуются с предположением о выбивании одного нейтрона. Возможность же одновременного выбивания двух или более нейтронов с энергиями 30-35 Мэв, по-видимому, маловероятна, хотя и не может быть полностью исключена.

В ранней работе /4/ Бете, рассматривая вопрос о возможных отклонениях от испарительной модели ядерных реакций, показал, что тяжелая частица высокой энергии будет терять практически всю свою энергию в поверхностном слое ядра. Это приведет к интенсивному "локальному нагреву" части ядерного объема, из которого могут испаряться частицы с энергиями, значительно превышающими энергии частиц, испаряющихся из равновесного ядра. Гипотеза Бете была развита в работе Кайнда /8/. Модель локального испарения является чисто классической и использует грубые предположения о ядре как системе частиц, локализованных в пространстве координат и импульсов. Такая модель качественно объясняет появление высокоэнергетических "хвостов" в функциях возбуждения, однако ввиду отсутствия математического аппарата модели трудно судить о степени ее соответствия экспериментальным данным.

Более корректный подход к объяснению высокоэнергетических "хвостов" предложил Гриффин /5/. Основное предположение его модели заключается в том, что энергия налетающей частицы первоначально распределяется между небольшим числом нуклонов и дырок (экситонов). В дальнейшем система через серию двухчастичных взаимодействий движется к равновесному частично-дырочному распределению. Состояние ядра характеризуется числом частиц и дырок, возбуждаемых из основного состояния. Предполагается, что всякий раз, когда нуклон переходит на одночастичное состояние, в котором один экситон имеет энергию E_0 , а оставшаяся часть экситонов - энергию $E - (E_0 + B)$, где E - энергия налетающего иона, B - энергия связи нуклона в ядре, может осуществиться эмиссия этого нуклона. Рассматривая все возможные переходы в ядре при его приближении к равновесному распределению частиц и дырок, можно найти полную вероятность эмиссии частицы из предравновесного ядра.

Бланн ^{/7/} применил модель Гриффина для объяснения хвостов функций возбуждения реакций (α , x_n). Вероятность эмиссии частицы из ядра полагается равной: $W(\epsilon)d\epsilon = fP_p(\epsilon)d\epsilon + (1-f)P(\epsilon)d\epsilon$, где $P(\epsilon)d\epsilon$ - вероятность эмиссии из равновесного ядра, $P_p(\epsilon)d\epsilon$ - вероятность эмиссии из промежуточных состояний, f - доля предравновесной эмиссии.

Гриффин ^{/8/}, исследуя зависимость функций возбуждения от начального числа частиц и дырок n_i , связал поведение высокоэнергетических "хвостов" со значением n_i . Используя эту зависимость, Бланн ^{/7/} для реакций с α -частицами получил наилучшее согласие теоретических и экспериментальных кривых при значении $n_i = 5$.

Следуя методу Бланна, мы сделали приближенные расчеты функций возбуждения. Оптимальные результаты были получены при $n_i = 7$ и $f = 5\%$. Результаты расчетов представлены на рис. 1-3. Обращает на себя внимание тот факт, что для Ne^{20} и C^{12} значения начального числа экситонов одинаковы. Выяснение детальной зависимости значения n_i от массы иона требует дальнейших исследований с различными ионами.

Нейтроны в предравновесной фазе распада ядра будут, по-видимому, вылетать с близкими энергиями (в нашем случае $\bar{\epsilon}_n \approx 30-35$ Мэв). Из данных пороговых измерений было найдено, что нейтронов с энергиями 30-35 Мэв вылетает около 10^{-3} от общего числа, что по порядку величины согласуется с данными функций возбуждения.

Сравнивая рассмотренные механизмы взаимодействия на основе имеющихся данных, нельзя отдать окончательное предпочтение одному из них. Можно лишь отметить, что модель предравновесной эмиссии лучше других описывает наши экспериментальные результаты. Но, в принципе, не исключается возможность суперпозиции нескольких механизмов взаимодействия.

Авторы признательны Г.Н. Флерову за постоянный интерес к работе, В.А. Карнаухову за полезные советы и обсуждения, а также всему коллективу циклотрона У-200 за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1. T.Sikkaland, J.Maly, D.Lebeck. Phys.Rev., 169, No4, 1000 (1968).
2. Г. Кумпф, В.А. Карнаухов. ЖЭТФ, 46, 1546 (1964).
3. B.Bimbot, H.Jaffezeic, Y.Le Beyec, M.Lefort et A.Vigny-Simon. Jour. de Phys., 30, No7, 513 (1968).
4. H. Bethe. Phys. Rev., 53, 675 (1938).
5. J.J.Griffin. Phys.Rev.Lett., 17, No9, 478 (1966).
6. A.Kind. Nuovo Cimento, 10, No10, 1375 (1953).
7. M.Blann, F.M.Lanzafame. Nucl.Phys., A142, No3, 559 (1970).
8. J.J. Griffin. Phys. Lett., 24B, 5 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 марта 1972 года.