

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



A-867

P7 - 11333

А.Г.Артюх, В.В.Волков, Э.Герлик, Г.Ф.Гриднев,
А.Н.Мезенцев, В.Л.Михеев

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПРОДУКТОВ
С $Z \leq 38$ В СИСТЕМЕ $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /390 МэВ/

1978

P7 - 11333

А.Г.Артюх, В.В.Волков, Э.Герлик, Г.Ф.Гриднев,
А.Н.Мезенцев, В.Л.Михеев

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПРОДУКТОВ

С $Z \leq 38$ В СИСТЕМЕ $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /390 МэВ/

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Артух А.Г. и др.

P7 - 11333

Энергетические спектры продуктов с $Z \leq 38$ в системе $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ (390 МэВ)

Проведено облучение ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 390 МэВ. Под углом 20° с помощью методики ΔE, E измерены энергетические спектры продуктов ядерных реакций с атомными номерами $5 \leq Z \leq 38$. Делается заключение, что наиболее вероятным механизмом образования продуктов с $20 \leq Z \leq 38$ являются глубоконеупругие передачи нуклонов, хотя вклад деления в сечения образования наиболее тяжелых продуктов может быть существенным. Сделаны оценки динамических деформаций ядер при глубоконеупругих взаимодействиях.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Artukh A.G. et al.

P7 - 11333

Energy Spectra of Products with $Z \leq 38$ within the System $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ (390 MeV)

^{232}Th was irradiated with 390 MeV ions. Energy spectra of nuclear reaction products with atomic numbers $5 \leq Z \leq 38$ have been measured by ΔE, E methods at an angle of 20° . It is concluded, that most probable mechanism of formation of products with $20 \leq Z \leq 38$ are deep inelastic nucleon transfers, though the contribution of fission production cross sections for heaviest products may be essential. Dynamic nuclear deformations were estimated for deep inelastic interactions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью реакций глубоконеупругих передач нуклонов /ГНП/ является образование продуктов с энергиями, близкими к их выходным кулоновским барьерам /1-4/. Средние энергии продуктов реакций могут доходить до значений, на ~30% меньших, чем величины кулоновских барьеров. При этом кулоновские барьеры вычисляются для сферических ядер с расстоянием между центрами $R = 1,46 \sqrt{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} / \Phi_m$ либо $R = [1,225 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2] \Phi_m$, где A_1 и A_2 - массовые числа взаимодействующих ядер. Оба этих способа вычисления кулоновских барьеров дают численные значения, различающиеся не более чем на 3%. Наиболее вероятной причиной несоответствия наблюдаемых кинетических энергий кулоновским барьерам для сферических ядер может явиться динамическая деформация ядер в момент разрыва исходной двойной ядерной системы. Следовательно, изучение энергетических спектров продуктов ГНП может дать сведения о величинах деформаций ядер.

Проблема оценки величин деформаций ядер по значениям кинетических энергий продуктов ГНП аналогична проблеме определения деформаций осколков деления ядер по значениям их полной кинетической энергии /5-8/. По аналогии с делением в качестве первого приближения при анализе ГНП можно сделать предположение, что кинетическая энергия продуктов в выходном канале определяется величинами их кулоновской и вращательной энергий в момент разделения. Затем, вычисляя эти энергии в разных предположениях о формах ядер в момент

разделения и сравнивая их с экспериментальными энергетическими спектрами, можно получить данные о деформациях ядер.

Для опытов по измерению энергетических спектров была взята исходная система $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /390 МэВ/. Реакции многонуклонных передач в этой системе уже изучались в наших работах /9,10/. С помощью методики $\Delta E, E$ были измерены угловые распределения и энергетические спектры продуктов реакций с $5 \leq Z \leq 26$. В качестве детектора ΔE использовался кремниевый детектор толщиной 27 мкм. Из-за толщины этого детектора для продуктов с $Z \geq 20$ удалось зарегистрировать лишь высокоэнергичные части спектров. При анализе же энергетических спектров значительный интерес представляют именно продукты с атомными номерами, большими, чем у бомбардирующей частицы. Такие продукты не могут быть результатом диссоциации исходной частицы. Это повышает надежность анализа в рамках предположения о двухтельном механизме реакций.

Исследование низкоэнергичных частей спектров продуктов с $Z \geq 20$ в системе $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /390 МэВ/ представляет интерес еще и по следующим обстоятельствам. Для этой системы получено довольно большое /~50 мб/ сечение процессов с образованием трех продуктов с $Z \geq 21$ /11-14/. В качестве возможных механизмов образования трех продуктов в этих работах /11-14/ рассматривалось тройное и каскадное /15/ деление. В настоящее время можно рассматривать и третий механизм образования трех фрагментов в результате одного акта взаимодействия: последующее деление тяжелого возбужденного ядра после передачи нуклонов.

Важность последнего механизма продемонстрирована в работе /16/, где радиохимическим путем получена сложная картина массового распределения продуктов взаимодействия $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$.

Деление после передачи нуклонов можно надеяться отличить по кинематике от тройного и каскадного деления в том случае, если передача нуклонов осуществляется за существенно более короткие времена, чем деление. При этом кинематика образования легкого продукта передачи нуклонов будет практически соответствовать

двухтельному процессу. Соответственно, некоторую информацию о механизме реакций можно надеяться получить из энергетических спектров в одном канале измерений, поскольку при трехтельных процессах они могут заметно отличаться от спектров продуктов двухтельных процессов, в особенности в низкоэнергичной части.

В настоящей работе в качестве детектора ΔE использовалась ионизационная камера с сеткой. Суммарная толщина слоя рабочего газа и входного окна была эквивалентна ~10 мкм кремния. Это позволило на угле 20° получить энергетические спектры продуктов вплоть до $Z=38$ с существенным спадом сечений в области малых энергий.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Опыты проводились на 310-см циклотроне ЛЯР ОИЯИ. Мишень ^{232}Th толщиной 1,7 мг/см² облучалась пучком ионов ^{40}Ar с энергией 390 МэВ. Под углом 20° продукты реакций регистрировались телескопом $\Delta E, E$ -детекторов.

Для измерения удельных потерь энергии частиц ΔE использовалась ионизационная камера с сеткой Фриша, подробно описанная в работе /17/. Для измерения остаточной энергии частиц E использовался полупроводниковый Si(Au) детектор, находившийся в рабочем газе ионизационной камеры. Совпадавшие во времени /с учетом различия времени нарастания/ импульсы с детекторов ΔE и E после усиления и преобразования в цифровой код записывались на магнитную ленту с помощью ЭВМ Минск-32. Оперативный контроль за набором информации в ходе эксперимента осуществлялся путем получения на цифropечатающем устройстве двумерных спектров $256 (\Delta E) \times 32 (E)$ каналов.

Энергетическая калибровка детекторов ΔE и E осуществлялась по упругорассеянным ионам. Для этого были измерены амплитуды импульсов в детекторе E при прямом попадании в него рассеянных частиц с известной энергией, затем с входным майларовым окном в ионизационной камере без газа и с рабочим газом. По-

правки на ионизационный дефект в детекторе E вводились в соответствии с результатами работы /18/.

Эффективная толщина входного окна из майлара в ионизационной камере была определена по потерям энергии упруго рассеянных ионов ^{40}Ar с помощью таблиц пробегов /19/. Она составила $0,62 \text{ мг/см}^2$ майлара. Поправки на поглощение энергии продуктов в майларовом окне и мишени также вводились с помощью таблиц пробегов /19/. Предполагалось, что реакции происходят в среднем по толщине слое мишени. Массовые числа продуктов реакций предполагались соответствующими среднему значению A/Z исходной системы $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$.

Калибровка сечений проводилась по упруго рассеянным ионам, поскольку под углом 20° сечение упругого рассеяния можно считать совпадающим с Резерфордским /20/.

Обработка данных по энергетическим спектрам отдельных элементов проводилась на ЭВМ Минск-32 с помощью дисплея со световым карандашом.

В качестве параметра идентификации Z продуктов реакций была принята величина I, определяемая соотношением

$$I = a \cdot (\Delta E + b \cdot E + c \cdot E^2),$$

где (a) - нормировочная константа, выбранная так, чтобы размер двумерного спектра $(\Delta E, E, I)$ по оси I не превышал 256 каналов.

Константы (b) и (c) подбирались из условий наилучшего разделения пиков для разных элементов на экране дисплея, куда выводился спектр (N,I), где N - число отсчетов, соответствующее данному значению I. Спектр (N,I) представлен на рис. 1. Удовлетворительное разделение элементов с $4 \leq Z \leq 31$ удалось получить при одних и тех же значениях (b) $= 0,0576$ и (c) $= -2,2 \cdot 10^{-5}$. С параметрами (b) $= 0,0550$ и (c) $= -5 \cdot 10^{-5}$ удалось получить несколько лучшее разделение элементов с $Z > 30$. Однако для элементов с $Z > 34$ удовлетворительного разделения событий, соответствующих отдельным элементам, не было получено ни в исходном спектре $(\Delta E, E)$, ни в спектре (N,I). Эффекты, относимые к элементам с $Z \sim 34$, определялись на основе того, что им соответствуют проме-

жутки ΔI в спектре (N,I) такой же величины, что и для элементов с меньшими значениями Z.

Отметим, что константа (b) \gg (c). В пределе при (c) $\rightarrow 0$ наш параметр идентификации I приобретает вид, уже использовавшийся в работах /21,22/.

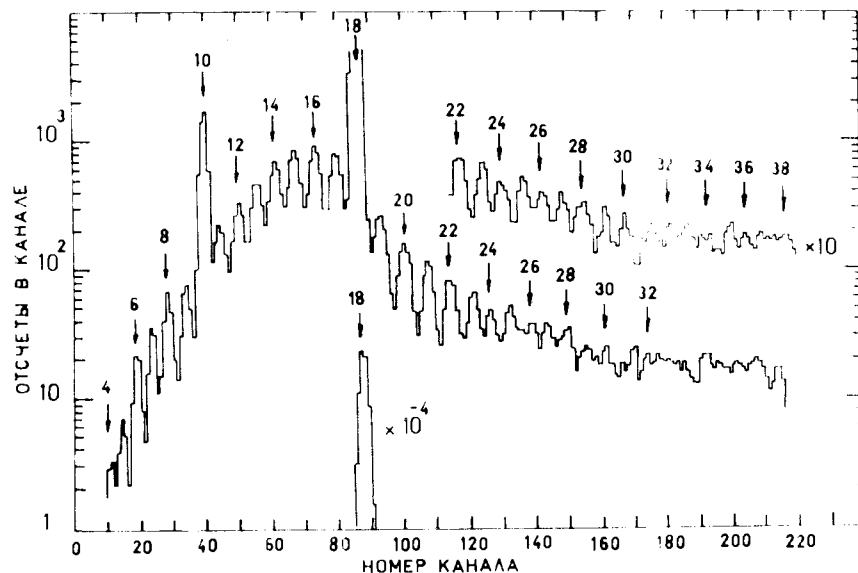


Рис. 1. Распределение продуктов облучения $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /390 МэВ/ по атомным номерам, полученное под углом 20° . Параметр идентификации: $\text{const} \cdot (\Delta E + 0,0576 \cdot E - 2,2 \cdot 10^{-5} \cdot E^2)$. Для участка спектра вверху справа параметр идентификации: $\text{const} \cdot (\Delta E + 0,0550 \cdot E - 5 \cdot 10^{-5} \cdot E^2)$. Относительное превышение выхода продукта с $Z=10$ связано с примесью ионов ^{20}Ne в исходном пучке ^{40}Ar .

Дальнейшая обработка экспериментальных данных проводилась следующим образом. На экране дисплея световым карандашом отмечались начала и концы областей значений I, соответствующих пикам отдельных элементов. Все события между каждой парой отмеченных значений I относились к одному определенному

элементу. Программа обработки затем позволяла получить из двумерного спектра ($\Delta E + E, I$) одномерные энергетические спектры для отдельных элементов, выводимые на цифropечатающее устройство.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рис. 1 дает картину относительного выхода элементов под углом 20° при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 390 МэВ . Для продуктов с атомными номерами, большими, чем у аргона, с ростом Z не наблюдается увеличения выхода вплоть до $Z=38$. Это позволяет отнести существенную часть таких продуктов к продуктам реакций передач нуклонов, а не к осколкам деления составного ядра. При использованной нами относительно высокой энергии ^{40}Ar ($\sim 10 \text{ МэВ/нукл.}$) наиболее вероятно деление составного ядра на два равных осколка $^{23}/$. При этом выход осколков с $Z \leq 54$ монотонно уменьшается с уменьшением Z в отличие от того, что наблюдается на рис. 1.

Что же касается тройного деления, то можно отметить следующее. Для продуктов реакций с $Z \leq 26$ в работах $^{9,10}/$ были получены анизотропные относительно 90° в с.ц.м. угловые распределения, что служит доказательством их образования в реакциях передачи нуклонов. Данными по угловым распределениям продуктов с $26 < Z \leq 38$ мм не располагаем. Однако учитывая то, что согласно данным $^{10}/$ вид угловых распределений продуктов ГНП с атомными номерами $22 \leq Z \leq 26$ практически одинаков, для грубых оценок можно сделать предположение, что угловые распределения продуктов с $26 < Z \leq 38$ имеют ту же форму, что и для продуктов с $Z=26$. В этом случае для сечения образования продуктов с $Z \geq 21$ мы получим величину $\sim 250 \text{ мб}$ /из них продукты с $26 < Z \leq 38$ дают $\sim 100 \text{ мб}$ /. Величина 250 мб существенно превышает сечение процессов с образованием трех фрагментов при энергии 390 МэВ , составляющее $\sim 50 \text{ мб}^{11-14}/$.

Таким образом, данные по выходам не позволяют объяснить образование всех продуктов с $Z \geq 21$ трех-

тельными процессами. Тем не менее вклад деления в регистрируемые нами продукты с $Z \geq 30$ может быть существенным. Разделить эффекты деления и ГНП в этой области трудно, поскольку при больших перестройках исходных ядер угловые распределения продуктов ГНП могут быть почти изотропными. Но данные по энергетическим спектрам разделенных по атомным номерам продуктов взаимодействия с $Z \geq 30$ представляют интерес независимо от трактовки механизма их образования.

Энергетические спектры продуктов с $Z \leq 20$, полученные в настоящей работе, в пределах точности измерений совпадают со спектрами, полученными в работах $^{9,10}/$ на телескопе из кремниевых детекторов. Для продуктов с $20 \leq Z \leq 26$ в работе $^{10}/$ были получены лишь высокоэнергичные части спектров.

В настоящей работе использование детектора ΔE с существенно меньшей эффективной толщиной позволило получить колоколообразные спектры со спадом сечений ~ 20 раз относительно сечения в максимуме для продуктов с атомными номерами вплоть до $Z=38$.

Типичные спектры продуктов с $Z=26, 30, 34, 38$ как в лабораторной системе координат, так и в системе центра масс в предположении двухтельного механизма реакций представлены на рис. 2. Обращает на себя внимание одинаковая симметричная форма энергетических спектров как продуктов с $Z=26$, так и существенно более тяжелых продуктов с $Z=30, 34, 38$. Это обстоятельство позволяет считать маловероятным образование продуктов с $26 < Z \leq 38$ при тройном или каскадном делении составных ядер, поскольку в этом случае в энергетических спектрах можно ожидать низкоэнергичной части, тянущейся до предельно малых энергий.

Времена протекания реакций ГНП составляют в среднем $\sim 10^{-21} \text{ с}^{1-4}/$. Времена деления ядер тяжелыми ионами составляют $\geq 10^{-19} \text{ с}^{24}/$. Соответственно, если наблюдаемые нами продукты являются продуктами первой ступени передачи нуклонов с последующим делением тяжелого фрагмента, на кинематике регистрируемых нами легких продуктов это не скажется. Таким образом, механизм передачи нуклонов с последующим делением

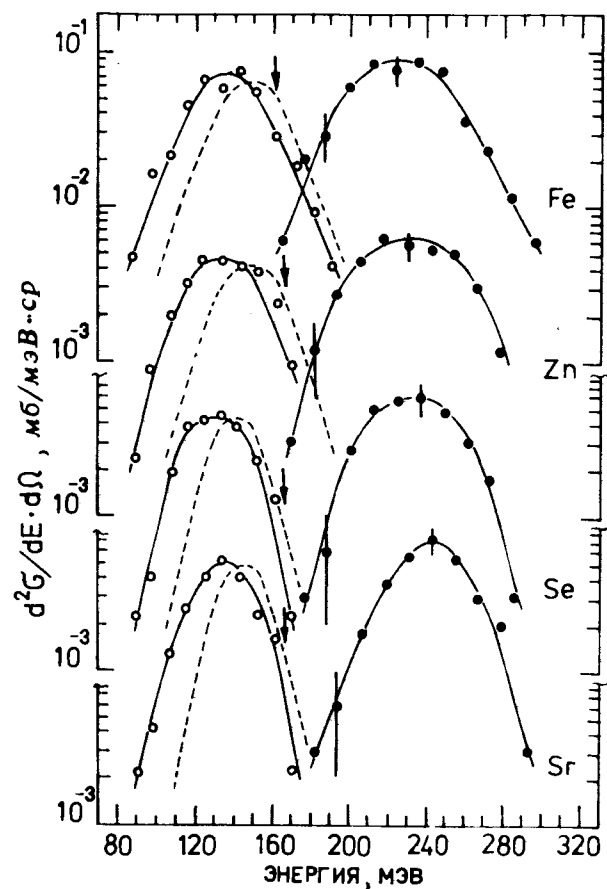


Рис. 2. Энергетические спектры Fe, Zn, Se, Sr, образующихся в системе $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /390 МэВ/: (●) - экспериментальные значения в л.с. (○) - экспериментальные значения в с.ц.м. для двухтельного механизма реакций. Сплошные кривые около точек в с.ц.м. получены путем учета методом Монте-Карло эффекта испарения нейтронов из первичных энергетических спектров, обозначенных пунктиром /кривые Гаусса/. Стрелками обозначены кулоновские барьеры в с.ц.м. Кривые в л.с. проведены просто по точкам.

тяжелого фрагмента позволяет объяснить как наблюдаемые в работах ¹¹⁻¹⁴ события с образованием трех фрагментов в результате одного акта взаимодействия, так и наблюдаемые в настоящей работе энергетические спектры и относительные выходы продуктов с атомными номерами, большими, чем у бомбардирующей частицы.

Средние энергии зарегистрированных продуктов представлены на рис. 3. Усреднение было проведено по всему зарегистрированному энергетическому интервалу с весом, пропорциональным соответствующему дифференциальному поперечному сечению. Вертикальными отрез-

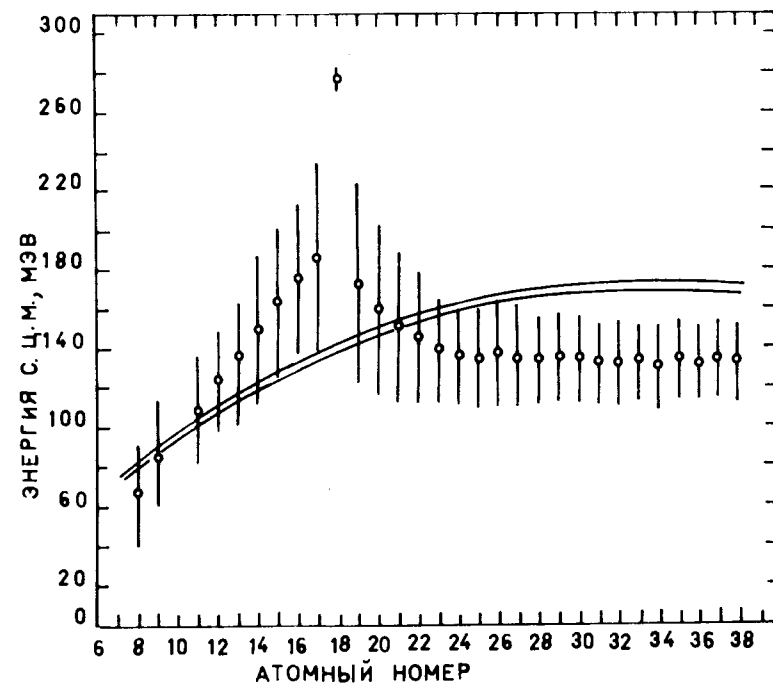


Рис. 3. Средние энергии продуктов взаимодействия $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /390 МэВ/. Вертикальными отрезками обозначены полные ширины на половине высоты энергетических спектров. Нижняя кривая - энергии, соответствующие кулоновским барьерам. Верхняя кривая соответствует сумме выходных кулоновского и центробежного барьеров для сферических ядер с $r = 1,46$ Фм.

ками представлены полные ширины на половине высоты энергетических спектров (FWHM). Энергии продуктов, соответствующие их выходным кулоновским барьерам, представлены нижней кривой. Верхняя кривая соответствует сумме кулоновского и центробежного барьеров. Кулоновские барьеры рассчитывались для сферических ядер с $r_0 = 1,46$ Фм. Выходной центробежный барьер рассчитывался по модели слипшихся сферических ядер^{/25,26/}. Входной орбитальный момент был принят равным $100\hbar$, что близко к полученному экспериментально значению критического углового момента, равному $94\hbar$ ^{/9/}.

Из рис. 3 видно, что уменьшение кинетической энергии продуктов реакций до значений ниже выходных кулоновских барьеров при подхвате протонов происходит заметно быстрее, чем при срыве. Основное количество наблюдаемых нами продуктов ГНП, выделяемых по значениям кинетической энергии, равным или меньшим выходных кулоновских барьеров, представляют собой продукты подхвата протонов. Для продуктов реакций с подхватом значительного числа протонов средние энергии в $\sim 1,3$ раза меньше энергий, соответствующих кулоновским барьерам для сферических ядер. Практически такое же соотношение средних энергий и кулоновских барьеров при наиболее сильных перестройках исходных ядер наблюдается при глубоконеупругих передачах нуклонов и в других исходных системах мишень + бомбардирующая частица^{/1-4/}.

Если считать, что кинетические энергии продуктов определяются их кулоновской и центробежной энергией в момент разрыва двойной ядерной системы, то средним значениям кинетических энергий можно поставить в соответствие значения r_0 эфф. для сферических ядер, приведенные на рис. 4а /нижние точки/. На этом же рисунке нижней парой стрелок отмечены значения r_0 эфф., которые аналогичным способом можно получить из средних энергий осколков симметричного деления в системе $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ /300 МэВ/^{/27/} стрелка 2/, а также спонтанного деления ^{252}Cf на осколки с отношением масс 1,4^{/28/} стрелка 1/. Практическое совпадение величин r_0 эфф. для деления под действием тяжелых ионов, спон-

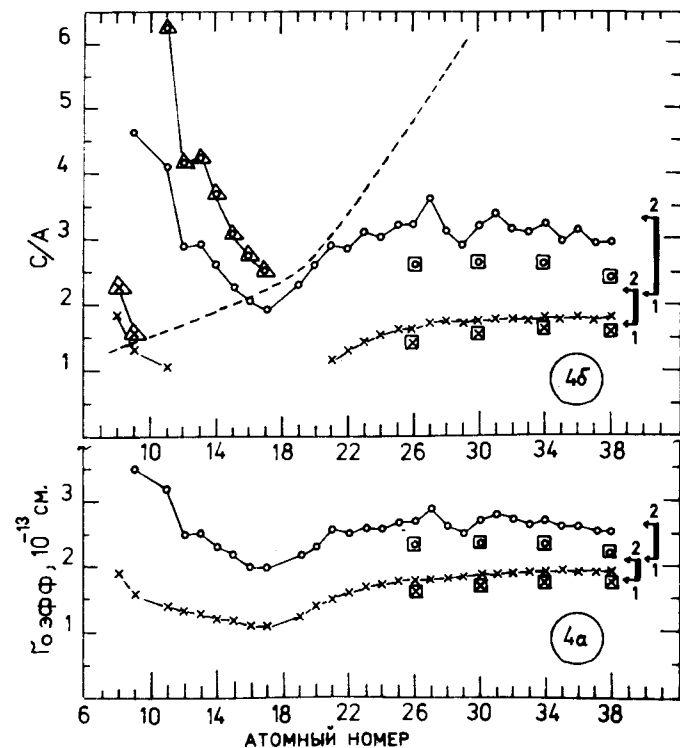


Рис. 4. Часть /а/ - значения параметра эффективного радиуса, полученные для средних энергий продуктов ядерных реакций в системе $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /390 МэВ/ - /нижние точки/ и малых энергий, соответствующих 0,1 сечения в максимуме - /верхние точки/. Часть /б/ - отношения большой и малой полуосей вытянутых коллинеарных сфероидов, которыми аппроксимированы формы ядер-продуктов взаимодействия для объяснения наблюдаемых кинетических энергий кулоновским взаимодействием и центробежной энергией при $r_0 = 1,225$ Фм и исходном расстоянии между поверхностями ядер 2 Фм. Нижние точки соответствуют средним энергиям, верхние - малым. Треугольниками обведены точки, полученные при аппроксимации формы более легкого фрагмента сферой. Пунктиром показано отношение наибольшей и наименьшей осей эллипсоида для седловой формы тяжелых продуктов в жидкокапельном приближении^{/32/}. Для обеих частей рисунка стрелка справа показывает величины, относящиеся к спонтанному делению ^{252}Cf /1/ и делению системы $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ /300 МэВ/ - /2/. Точки в квадратах соответствуют результатам учета испарения нейтронов.

танного деления и реакций ГНП указывает на то, что средние динамические деформации ядер во всех этих процессах приблизительно одинаковы.

Кроме средних интересно попытаться сравнить и максимальные деформации ядер при делении и в реакциях ГНП. Это можно сделать путем сравнения с кулоновскими барьерами низкоэнергичных частей энергетических спектров.

На *рис. 4а* верхняя система точек представляет собой величины r_0 эфф., полученные для низкоэнергичных участков спектров, соответствующих 0,1 величины выхода в максимуме. Величина 0,1 определяется полученным в опытах спадом сечений относительно максимумов энергетических спектров /см. *рис. 2*/. Аналогичные величины r_0 эфф. для осколков деления представлены верхней парой стрелок. Из *рис. 4а* видно, что максимально наблюдаемые деформации ядер в реакциях ГНП заметно больше деформаций осколков спонтанного деления и близки к значениям, получаемым при вынужденном делении тяжелыми ионами наиболее тяжелых ядер.

Значения параметра радиуса $r_0 = 2-3 \text{ Фм}$ противоречат экспериментальным данным по прямому определению радиусов ядер, где для параметра среднеквадратичного радиуса получено значение $r_0 = 1,2 \text{ Фм}$ /²⁹/. Это противоречие при анализе деления ядер устраняется предположением о сфероидальной форме осколков деления в точке разрыва /^{5,6}/.

На *рис. 4б* представлены данные по отношению C/A большой и малой полуосей вытянутых сфероидов, полученные из значений средних кинетических энергий продуктов ГНП /нижняя система точек/ и малых энергий, соответствующих 0,1 величины выхода в максимуме /верхняя система точек/. В расчетах отношения полуосей было принято: 1/ отношение C/A для обоих продуктов реакции одинаково; 2/ большие оси сфероидов коллинеарны; 3/ параметр радиуса $r_0 = 1,225 \text{ Фм}$, расстояние между центрами сфероидов $R = (C_1 + C_2 + 2) \text{ Фм}$. Кулоновское взаимодействие сфероидов вычислялось в соответствии с работами /^{30,31}/. Практически в этих же самых предположениях анализировались формы осколков деления ядер тория, урана и плутония ионами ^{12}C и ^{16}O в работе /⁶/.

В соответствии с данными по значениям r_0 эфф. отношения C/A для продуктов ГНП, вычисленные по средним кинетическим энергиям, близки к значениям C/A для осколков деления, равным 1,5-2 и отмеченным на *рис. 4б* нижней парой стрелок.

Значения C/A , соответствующие малым наблюдаемым энергиям, в случае ГНП заметно больше значения для спонтанного деления /верхняя стрелка 1/ и близки к величине C/A для вынужденного деления системы $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar} /300 \text{ МэВ}/$ /верхняя стрелка 2/.

По-видимому, пределом для динамической деформации ядер можно считать формы ядер в седловой точке, поскольку после этого момента ядро фактически перестает существовать, переходя в два других ядра. Учитывая высокие энергии возбуждения продуктов ГНП, для оценок седловых форм можно воспользоваться данными работы /³²/, в которой рассчитаны деформации ядер в жидкокапельном приближении с учетом углового момента. На *рис. 4б* пунктирной кривой показано отношение наибольшей и наименьшей осей трехосного эллипсоида, полученное в соответствии с работой /³²/ для седловой формы тяжелых продуктов с атомными номерами $Z_2 = 108 - Z_1$, где Z_1 - атомный номер зарегистрированного легкого продукта. Угловой момент продуктов определялся по модели слипшихся ядер /^{25,26}/.

Из *рис. 4б* видно, что лишь для продуктов вблизи $Z_1 = 18$ максимальные деформации соответствующих тяжелых продуктов близки к оценкам седловых форм в работе /³²/. Продукты, образующиеся в результате подхвата на бомбардирующую частицу значительного числа протонов, имеют примерно постоянные максимальные деформации, соответствующие $C/A \sim 3$. Это существенно меньше оценок для седловых форм ядер в работе /³²/.

Вопрос о больших деформациях ядер, соответствующих образованию продуктов с $Z_1 < 18$, требует специального исследования. Получающиеся при этом тяжелые продукты с $Z_2 \sim 100$ представляют собой легко делящиеся ядра, получившие в реакциях ГНП высокую энергию возбуждения / $\sim 200 \text{ МэВ}$ / и высокий угловой момент ($\sim 60\hbar$). Седловые формы этих ядер близки к сфере. Однако из энергетических спектров легких фраг-

ментов в области малых энергий, при аппроксимации их форм сферой, для тяжелых продуктов с $Z_2 \sim 100$ мы получим $C/A \sim 6$ / точки в треугольниках на рис. 4б/. Наблюдение столь сильно деформированных ядер за счет специфики реакций ГНП было бы чрезвычайно интересным. Однако нельзя исключить, что здесь мы имеем дело с переходом от двухтельного к более сложному механизму реакции. Некоторые варианты таких механизмов представлены на рис. 5. В тройном делении с образованием в качестве третьей частицы продукта с $Z_1 \leq 15$ могут быть реализованы кинетические энергии, соответствующие энергиям, примерно вдвое меньшим, чем кулоновские барьеры для двух сферических ядер. На это указывают энергетические спектры альфа-частиц при тройном делении с образованием альфа-частиц как третьего фрагмента^{/33,34/}. Еще меньшие энергии могут быть получены в процессе, названном на рис. 5 передачей нуклонов после деления. От каскадного деления^{/15/} этот процесс может отличаться образованием на первой ступени деления в качестве одного из фрагментов своего рода "вторичной" двойной ядерной системы, позволяющей объяснить большую массовую асимметрию продуктов взаимодействия.

Для реализации этих механизмов необходимо, конечно, чтобы времена жизни двойных ядерных систем и делящихся ядер частично перекрывались. С учетом статистического характера как ГНП, так и деления, такое перекрытие времен не представляется невероятным. Например, можно указать на возможность реализации двойных ядерных систем, совершающих до распада несколько оборотов.

Кроме всего этого, необходимо отметить, что сама процедура оценки деформации по энергетическим спектрам требует тщательного теоретического анализа. Даже в обычном делении переход ядра от седловой точки к точке разрыва изучен недостаточно. Именно эту стадию развития деформаций ядер можно надеяться изучить по энергетическим спектрам легких продуктов ГНП, поскольку вылет их может соответствовать самым разным стадиям развития деформации соответствующего тяжелого ядра /см. рис. 5/.

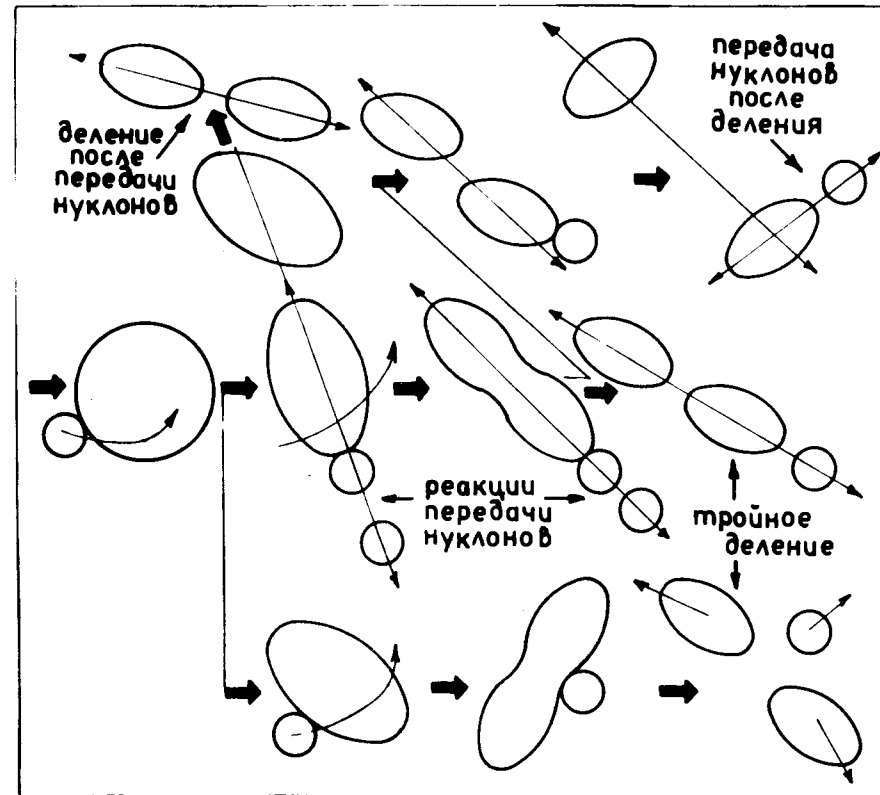


Рис. 5. Некоторые возможные механизмы взаимодействия тяжелых ионов с ядрами.

4. УЧЕТ ИСПАРЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

Энергия возбуждения продуктов ГНП для системы $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /390 МэВ/ может достигать ~ 200 МэВ для максимумов энергетических спектров. Поэтому искажение формы исходных спектров за счет испускания вторичных частиц при девозбуждении может быть существенным. Продукты реакций, которые мы регистрируем, являются нейтронно-избыточными^{/35,36/}. В таких

ядрах энергии связи нейтронов меньше энергий связи протонов и альфа-частиц. Соответственно, по аналогии с девозбуждением осколков деления, можно предположить, что основным процессом снятия возбуждения в продуктах с $Z \geq 20$ является испарение нейтронов.

Влияние испарения нейтронов на форму энергетических спектров продуктов с $Z = 26, 30, 34, 38$ мы рассчитали по методу Монте-Карло на ЭВМ CDC-6500 в следующих предположениях. Процесс взаимодействия - двухтельный. Исходные массовые числа продуктов реакций соответствуют среднему отношению A/Z системы $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$. Энергия возбуждения обоих продуктов равна разности масс начальных и конечных ядер минус Q -реакции для данного участка энергетического спектра. Распределение энергии возбуждения между продуктами пропорционально их массам. В соответствии с данными по испарению нейтронов из осколков деления ^{87}Kr принято, что нейтроны испускаются из ядер, полностью ускоренных кулоновским полем. Величина вращательной энергии определялась по модели слившихся ядер $^{25,26}\text{Th}$.

Расчеты проводились для значений ядерной температуры $T=1$ МэВ и $T=2$ МэВ. Этот интервал T обычно используется при анализе реакций с тяжелыми ионами в рамках модели плотности уровней с постоянной температурой ^{38}Th . Предполагалось, что распределение нейтронов по энергии является максвелловским. Исходный энергетический спектр, уширение и сдвиг которого приводят к экспериментально наблюдаемому спектру, аппроксимировался кривой Гаусса. Параметры этой кривой определялись по методу наименьших квадратов из наилучшего совпадения полученного методом Монте-Карло спектра с экспериментальными точками. Результаты расчета приведены на рис. 2. Численные величины средних энергий, ширин спектров, значений энергий на уровне 0,1 от максимума выхода для измеренных спектров Fe, Zn, Se, Sr и определенных путем расчета первичных спектров представлены в таблице вместе с данными для среднего числа ν_1 нейтронов, вылетевших из одного исследуемого ядра.

Учет испускания нейтронов приводит к смещению положения средних энергий в энергетических спектрах

на 11-15 МэВ. Этот результат находится в соответствии с оценками эффекта испускания нейтронов продуктами ГНП в работах $^{39,40}\text{Th}$. Как и следовало ожидать для изотропного испускания нейтронов, величина смещения средней энергии пропорциональна отношению ν_1 к массе наблюдаемого продукта.

Энергии, соответствующие спаду выхода в 10 раз относительно максимума, как видно из таблицы и рис. 2, смещаются на 15-18 МэВ, т.е. несколько больше, чем средние значения.

Как видно из таблицы, вариации T в пределах от 1 до 2 МэВ существенного влияния на сдвиг энергетических спектров не оказывают.

Таблица

Средние энергии, полные ширины на половине высоты, малые энергии, соответствующие 0,1 выхода в максимуме, средние числа нейтронов, испаряемых обозначены в таблице продуктами взаимодействия $^{40}\text{Ar} / ^{390}\text{MэВ} /$ с ^{232}Th . T - принятое в расчетах значение ядерной температуры.

Продукт	Источник информации	\bar{E} , МэВ	fwhm, МэВ	$E_{0,1}$, МэВ	ν_1	T , МэВ
Fe	измерение	I39	49	93	-	-
	расчёт	I52	49	I08	5,15	1,0
		I50	47	I09	4,17	2,0
Zn	измерение	I35	45	94	-	-
	расчёт	I48	42	I09	5,96	1,0
		I50	42	I09	4,73	2,0
Se	измерение	I31	44	97	-	-
	расчёт	I44	33	II4	6,80	1,0
		I42	33	II3	5,63	2,0
Sr	измерение	I34	40	98	-	-
	расчёт	I46	33	II5	8,02	1,0
		I46	33	II6	6,65	2,0

Значения σ_0 эфф. и C/A для Fe, Zn, Se, Sr с учетом эффектов от испарения нейтронов представлены на рис. 4 точками, обведенными квадратами. Учет испарения нейтронов приводит к некоторому уменьшению расчетных деформаций продуктов ГНП, однако качественно не меняет выводов об относительных значениях деформаций ядер в реакциях ГНП и делении.

5. ВЫВОДЫ

1. В системе $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar} / 390 \text{ МэВ} /$ измерены энергетические спектры продуктов реакций с $Z < 38$. Относительные выходы этих продуктов указывают на то, что даже в области наибольших зарегистрированных Z весь эффект нельзя объяснить делением. Отсюда следует, что в реакциях ГНП в такой тяжелой системе, как $\text{Th} + \text{Ar}$, может осуществляться увеличение массы исходной бомбардирующей частицы более чем вдвое /образование Sr из Ar/.

2. Средние динамические деформации продуктов ГНП близки к средним деформациям осколков спонтанного деления и вынужденного деления под действием тяжелых ионов.

3. Максимальные динамические деформации продуктов ГНП при аппроксимации их формы вытянутыми сфероидами соответствуют отношению большой и малой полуосей вплоть до ~ 6 . Однако этот вывод требует проверки путем детального теоретического анализа динамики распада двойной ядерной системы и влияния вторичных процессов.

В заключение авторы выражают свою глубокую признательность академику Г.Н.Флерову за стимулирующий интерес к работе и Ю.А.Музычке за ценные обсуждения. Авторы благодарны также О.Г.Гангрской за помощь при обработке данных на ЭВМ Минск-32.

ЛИТЕРАТУРА

1. Volkov V.V. *Nukleonika*, 1976, 21, No. 1/15, p. 53.
2. Galin J. *J.de Physique*, 1976, 37, C5-83.
3. Moretto L.G., Schmitt R. *J. de Physique*, 1976, 37, C5-109.
4. Schroder W.U., Huizenga J.R., UR-NSRL-144, 1977, *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, in press.
5. Viola V.E. *Nucl.Data Tables*, 1966, A1, p. 391.
6. Viola V.E., Sikkeland T. *Phys.Rev.*, 1963, 130, p. 2044.
7. Vandebosch R. *Nucl.Phys.*, 1963, 46, p. 129.
8. Wilkins B.D., Steinberg F.P., Chasman R.R. *Phys.Rev. C*, 1976, 14, p. 1832.
9. Artukh A.G. e.a. *Nucl.Phys.*, 1973, A215, p. 91.
10. Артюх А.Г. и др. *ЯФ*, 1976, 23, с. 261.
11. Fleischer R.L. e.a. *Phys.Rev.*, 1966, 143, p. 943.
12. Карамян С.А. и др. *ЯФ*, 1967, 5, с. 959.
13. Perehygin V.P. e.a. *Nucl.Phys.*, 1969, A127, p. 577.
14. Becker H.J. e.a. *Phys.Lett.*, 1974, 50B, p. 445.
15. Музыка Ю.А. и др. *ЯФ*, 1967, 6, с. 306.
16. Kratz J.V. e.a. *Phys.Rev.*, C, 1976, 13, p. 2347.
17. Артюх А.Г. и др. *ЯФ*, 1978, 27, с. 29.
18. Kaufman S.B. e.a. *Nucl.Instr.Meth.*, 1974, 115, p. 47.
19. Northcliffe L.C., Schilling R.F. *Nucl.Data Tables*, 1970, A7, 233.
20. Birkelund J.R. e.a. *Phys.Rev. C*, 1976, 13, p. 133.
21. Lemaire M.C. e.a. *Phys.Rev.*, C, 1974, 10, p. 1103.
22. Glassel P., Jared R.C., Moretto L.G. *Nucl.Instr.Meth.*, 1977, 142, p. 569.
23. Карамян С.А. и др. *ЯФ*, 1968, 8, с. 690.
24. Каманин В.В., Карамян С.А. ОИЯИ, P7-10904, Дубна, 1977.
25. Таранкин Н.И. В кн.: *Ядерная химия*, М., "Наука", 1965, с. 182; *ЯФ*, 1978, 27, с. 108.
26. Bass R. *Nucl.Phys.*, 1974, A231, p. 45.
27. Peter J., Ngo C., Tamain B. *Nucl.Phys.*, 1975, A250, p. 351.
28. Schmitt H.W., Neiler J.H., Walter F.J. *Phys.Rev.*, 1966, 141, p. 1146.
29. Hahn B., Ravenhall D.G., Hofstadter R. *Phys.Rev.*, 1956, 101, p. 1131.
30. Cohen S., Swiatecki W. *Annals of Physics*, 1962, 19, p. 67.
31. Laurent Tassan-Got, These, Orsay, IPNO-T-7704, 1977.
32. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. *Annals of Physics*, 1974, 82, p. 557.

33. Raisbeck G.M., Thomas T.D. *Phys.Rev.*, 1968, 172, p. 1272.
34. Brown C.S., Fong P. *Phys.Rev.*, C, 1977, 16, p. 243.
35. Artukh A.G. e.a. *Nucl.Phys.*, 1971, A176, p. 284.
36. Jackmart J.C. e.a. *Nucl.Phys.*, 1975, A242, p. 175.
37. Skarsvag K. *Physica Scripta*, 1973, 7, p. 160.
38. Sikkeland T. e.a. *Phys.Rev.*, C, 1970, 1, p. 1564.
39. Peter J. e.a. *Nucl.Phys.*, 1977, A279, p. 110.
40. Schmitt R.P. e.a. *Nucl.Phys.*, 1977, A279, p. 141.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 февраля 1978 года.