

УДК 539.173

ИССЛЕДОВАНИЕ БИНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕАКЦИЯХ $^{36}\text{Ar} + ^{144, 154}\text{Sm}$ И $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, ВЕДУЩИХ К ОБРАЗОВАНИЮ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ СОСТАВНЫХ ЯДЕР $^{180, 190}\text{Hg}$

© 2021 г. А. А. Богачев^{1, *}, Э. М. Козулин¹, Г. Н. Княжева¹, Ю. М. Иткис¹, К. В. Новиков¹,
Т. Банерджи¹, М. Чералу¹, М. Г. Иткис¹, Е. Мухамеджанов¹, Д. Кумар¹, А. Н. Пан¹,
И. В. Пчелинцев¹, И. В. Воробьев¹, В. Х. Трзаска², Э. Вардачи^{3, 4}, А. Ди Нитто^{3, 4},
С. В. Хлебников⁵, Ю. Харка⁶, А. Андреев⁷

¹Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований,
Лаборатория ядерных реакций имени Г.Н. Флерова, Дубна, Россия

²Университет Ювяскюля, Физический факультет, Ювяскюля, Финляндия

³Университет Неаполя “Федерико II”, Факультет физики “Е. Панчини”, Неаполь, Италия

⁴Национальный институт ядерной физики, Неапольский филиал, Неаполь, Италия

⁵Акционерное общество “Радиевый институт имени В.Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, Россия

⁶Национальный институт физики и ядерной инженерии Хория Хулубея, Бухарест-Магуреле, Румыния

⁷Университет Йорка, Отделение физики, Йорк, Великобритания

*E-mail: bogachev@jinr.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 28.06.2021 г.

Исследован феномен асимметричного деления нейтронодефицитных изотопов ртути $^{180, 190}\text{Hg}$, полученных в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144, 154}\text{Sm}$ и $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ при энергиях вблизи и выше кулоновского барьера. Показано изменение относительных вкладов асимметричного и симметричного деления при изменении энергии возбуждения делящейся составной системы. Изучен вопрос влияния характеристик входного канала на динамику реакции.

DOI: 10.31857/S0367676521100100

ВВЕДЕНИЕ

В результате многолетних исследований получено огромное количество экспериментальных данных по делению различных ядер [1]. Установлено, что актинидные ядра делятся преимущественно асимметрично при спонтанном и низкоэнергетичном делении, что обусловлено сильным влиянием сферических протонной $Z = 50$ и нейтронной $N = 82$ оболочек, а также деформированной нейтронной оболочки $N = 88$ [2]. При увеличении энергии возбуждения вклад симметричной моды возрастает и при энергии возбуждения больше 40–50 МэВ становится доминирующим. При делении доактинидных ядер наблюдается, главным образом, симметричное деление даже при небольших энергиях возбуждения [3]. Однако экспериментально было обнаружено, что некоторые ядра из этой области при низких энергиях возбуждения делятся асимметрично. Асимметричное массовое распределение для осколков деления было обнаружено для ядер ^{198}Hg , ^{201}Tl ,

^{195}Au [3, 4]. Также асимметричное массовое распределение было обнаружено при делении ^{180}Hg с энергией возбуждения $E^* \leq 10$ МэВ [5], образующегося вследствие β^+ -распада ^{180}Tl .

Целью данной работы является исследование свойств деления нейтронодефицитных ядер $^{180, 190}\text{Hg}$ в зависимости от их энергии возбуждения и вносимого углового момента, а также от свойств входного канала реакции, в которой делящиеся ядра были образованы. Составные ядра $^{180, 190}\text{Hg}$ образовывались в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144, 154}\text{Sm}$ при энергиях налетающего иона ^{36}Ar 158, 181 и 222 МэВ, и в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ при энергии налетающего иона ^{68}Zn 300 МэВ, что соответствует энергиям возбуждения образующихся составных ядер от 35 до 109 МэВ. Часть полученных результатов этих исследований была опубликована ранее в [6].

Также для реакций $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ и $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, ведущих к образованию одной и той же составной системы ^{180}Hg при схожих энергиях возбуждения

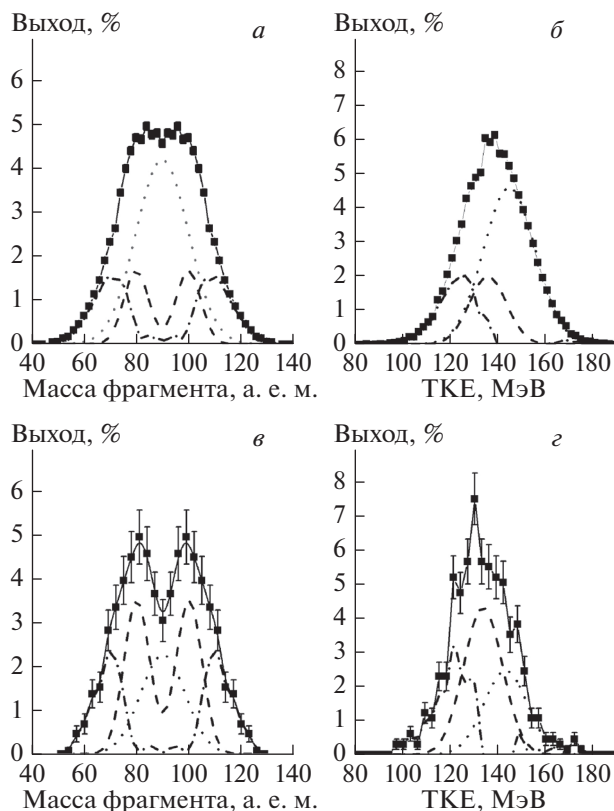


Рис. 1. Массовые выходы фрагментов в зависимости от массы осколка для реакции $^{36}\text{Ag} + ^{144}\text{Sm}$ при энергиях возбуждения составного ядра $^{180}\text{Hg}^*$: 53 (а) и 35 МэВ (в). Распределения полных кинетических энергий ТКЕ для реакции $^{36}\text{Ag} + ^{144}\text{Sm}$ при энергиях возбуждения составного ядра $^{180}\text{Hg}^*$: 53 (б) и 35 МэВ (г).

53 и 48 МэВ и близких значениях среднего углового момента, рассматривается влияние входного канала на динамику реакции.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты на выведенном пучке ^{36}Ag были проведены в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова (ОИЯИ, Дубна) на циклотроне У-400. Энергетическое разрешение пучка составляло $\sim 1\%$. Интенсивность пучка на мишени $\sim 70\text{--}100$ нА. Мишени изготавливались путем напыления $^{144}, ^{154}\text{Sm}$ толщиной ~ 200 мкг \cdot см $^{-2}$ на тонкую (~ 30 мкг \cdot см $^{-2}$) углеродную подложку. Эксперимент с ионами ^{68}Zn проводился на ускорителе К-130 в Ускорительной лаборатории физического факультета Университета Ювяскюли (Финляндия). Энергетическое разрешение пучка составляло $\sim 1\%$. Мишень изготавливались путем напыления ^{112}Sn толщиной ~ 200 мкг \cdot см $^{-2}$ на тонкую (~ 30 мкг \cdot см $^{-2}$) углеродную подложку. Обогащение мишеней — 99.9%.

Массово-энергетические распределения фрагментов реакции измерялись с использованием установки CORSET, представляющей из себя двух-плечевой времяпролетный спектрометр [7]. Каждое плечо спектрометра состоит из стартового и позиционно-чувствительного стопового детекторов на основе микроканальных пластин. Угол захвата каждого плеча составлял $\pm 19^\circ$ в плоскости реакции и $\pm 8^\circ$ вне плоскости реакции. Угловое разрешение спектрометра составляло 0.3° , временное — 150 пс.

Плечи спектрометра устанавливались под углами $\pm 60^\circ$ для реакций с ионами ^{36}Ag и $\pm 45^\circ$ с ионами ^{68}Zn , что соответствует углам в системе центра масс $\pm 90^\circ$ для симметричных фрагментов реакции. Измерения при энергии ^{36}Ag 222 МэВ проводились при нескольких позициях плеч спектрометра, что позволило измерить массово-энергетические распределения продуктов реакции более точно в широком диапазоне углов $30^\circ\text{--}150^\circ$ в системе центра масс для симметричных фрагментов.

Массово-энергетические распределения первичных бинарных фрагментов были получены из измеренных времен пролета с помощью 2V-метода [7]. Высокое временное разрешение спектрометра CORSET позволило измерить массовые и энергетические распределения осколков деления с точностью ± 1.5 а. е. м. и ± 3 МэВ, соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Измеренные в данной работе массовые и энергетические распределения осколков деления $^{180}, ^{190}\text{Hg}$, образованных в реакциях $^{36}\text{Ag} + ^{144}, ^{154}\text{Sm}$ при энергиях ^{36}Ag 158 и 181 показаны на рис. 1 и 2. Выходы продуктов реакции были нормированы на 200%, т.к. в процессе деления образуются два осколка. Массовые выходы хорошо согласуются с массовыми выходами, измеренными ранее на тандемном ускорителе JAEA в реакции $^{36}\text{Ag} + ^{144}, ^{154}\text{Sm}$ [8].

В таблице 1 приведены энергетически зависимые характеристики изучаемых реакций, а также даны экспериментальные значения дисперсии массовых распределений и дисперсии, рассчитанные по эмпирической систематике свойств деления возбужденных ядер [9].

На рисунке 1 представлены массовые (рис. 1а, 1в) и энергетические (рис. 1б, 1г) распределения осколков деления ^{180}Hg при энергиях возбуждения 35 и 53 МэВ. Хорошо видно, что измеренные массовые и энергетические распределения имеют сложную форму и не могут быть должным образом воспроизведены одним гауссианом, а ширина массового распределения сильно отклоняется от значения, полученного для деления возбужденного ядра по систематике из работы [9]. Для анализа массовых и энергетических распределений продуктов реакции было применено описа-

ние экспериментальных распределений из предположения, что массовый и энергетический выход продуктов реакции при симметричной и асимметричной модах деления могут быть описаны гауссианами для каждой моды. Симметричная мода определяется макроскопическими свойствами делящегося ядра и описывается жидкокапельной моделью. Для оценки наиболее вероятной кинетической энергии осколков для симметричной моды использовалась систематика Вайолы [10]. На массовых и энергетических распределениях, изображенных на рис. 1, симметричная мода изображена точечной линией с наиболее вероятной суммарной кинетической энергией осколков ($\langle \text{TKE} \rangle$) 142 МэВ. За основу асимметричного деления принималось массовое распределение осколков низкоэнергетического $\beta + \gamma/\text{EC}$ запаздывающего деления ^{180}Tl на установке ISOLDE [5], которое представляет собой сумму двух гауссианов с центрами распределения 80 и 100 а. е. м. (пунктирная линия на рис. 1а, 1б) и энергетическое распределение с наиболее вероятной суммарной кинетической энергией осколков $\langle \text{TKE} \rangle$ 134 МэВ. Сплошной линией обозначены суммарные экспериментальные массовые и энергетические распределения. Однако этих мод (симметричной и асимметричной) не достаточно, чтобы воспроизвести экспериментальное массовое распределение. Штрих-пунктирной линией обозначен “остаток” от распределения после вычитания симметричной и асимметричной моды из экспериментальных массовых и энергетических распределений продуктов реакции. Максимумы “остаточных” распределений приходятся на массы 68/112, что соответствует протонным оболочкам $Z = 28$ и 50.

Относительные площади под кривыми, описывающими энергетическое распределение равны площадям под кривыми, которыми описывалось массовое распределение. Из полученного разложения видно, что симметричная компонента растет с ростом энергии возбуждения, что является вполне закономерным.

На рис. 2 приведены разложения на моды деления составной системы ^{190}Hg , аналогично тому, как это было сделано для ядра ^{180}Hg , с той лишь разницей, что максимумы асимметричной компоненты (пунктирная линия) приходятся на массы 83 и 107 а. е. м., а симметричная компонента (сплошная линия) – на массу 95 а. е. м. “Остаточные” распределения (штрих-пунктирная линия), так же, как и в случае деления ядра ^{180}Hg , имеют максимумы в области масс, которые могут быть ассоциированы с влиянием протонных оболочек $Z = 50$ и $Z = 28$.

Вклад жидкокапельной составляющей при делении ядер ^{190}Hg составляет $\sim 60\%$ при энергии возбуждения 57 МэВ, примерно такой же вклад симметричной компоненты наблюдается при де-

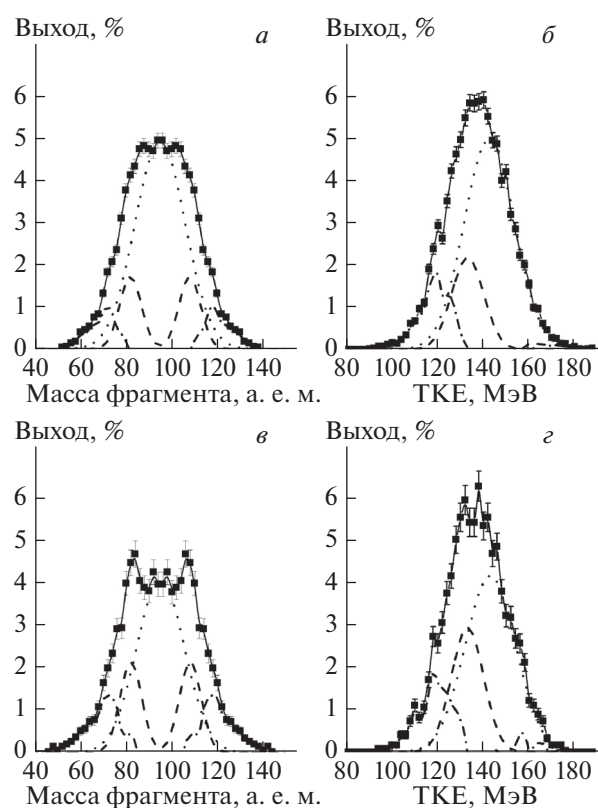


Рис. 2. Массовые выходы фрагментов в зависимости от массы осколка для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{154}\text{Sm}$ при энергиях возбуждения составного ядра $^{190}\text{Hg}^*$: 75 (а) и 57 МэВ (в). А также распределения полных кинетических энергий TKE для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{154}\text{Sm}$ при энергиях возбуждения составного ядра $^{190}\text{Hg}^*$: 75 (б) и 57 МэВ (г).

лению ядра ^{180}Hg при энергии возбуждения 52 МэВ. При энергии возбуждения 37 МэВ составного ядра ^{180}Hg эта компонента составляет всего 30% от общего распределения. Итак, асимметричная мода в обеих реакциях обнаружена с максимумами для легкого и тяжелого фрагментов $A_L/A_H = 80/100$ для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, и $A_L/A_H = 83/107$ для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{154}\text{Sm}$. Из предположения сохранения зарядовой плотности массам тяжелого фрагмента для обеих составных систем соответствует число протонов $Z = 45$. В работе [4] феномен асимметричного деления доактинидных ядер был объяснен влиянием оболочечных эффектов на седловой точке. Согласно расчетам Вилкинса [11], в области $Z = 45$ имеется деформированная протонная оболочка. Возможно, именно эта оболочка и оказывает решающее влияние на формирование продуктов реакции. Делимость этих ядер $x_{CN} \approx 0.7$. Для ядер с такой делимостью характерна большая деформация в седловой точке, после прохождения которой происходит раз-

Таблица 1. Свойства составных систем $^{180, 190}\text{Hg}^*$, образованных в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144, 154}\text{Sm}$. E_{lab} — энергия налетающей частицы в лабораторной системе, $E_{c.m.}/E_B$ — отношение энергии в системе центра масс к высоте кулоновского барьера для сферических ядер, E^* — начальная энергия возбуждения составного ядра, σ_M^{2exp} и σ_M^{2LDM} — экспериментальные и рассчитанные по эмпирической систематике свойств деления возбужденных ядер значения дисперсии массовых распределений осколков деления, L_{cr} — значение критического углового момента, ниже которого возможно формирование составного ядра

Реакция	E_{lab} , МэВ	E_{CM}/E_{Coul}	E_{lab} , МэВ	σ_M^{2exp} , а.е.м. ²	σ_M^{2LDM} , а.е.м. ²	L_{cr} \hbar
$^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$	158	0.952	35	219	75	—
	181	1.091	53	207	158	52
	222	1.344	85	303	267	80
$^{36}\text{Ar} + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{190}\text{Hg}$	158	0.976	57	266	97	—
	181	1.118	75	213	180	57
	222	1.371	109	339	285	84

рыв ядра, тогда как для актинидных ядер характерен длинный спуск от седловой точки к точке разрыва. Согласно расчетам поверхности потенциальной энергии, рассчитанной в рамках макромикроскопической модели для ядра ^{180}Hg [12], образованию симметричных осколков препятствует потенциальный барьер, исчезающий при увеличении деформации делящегося ядра. Таким образом, для деления ядру необходимо достичь достаточно большой деформации и асимметрии формирующихся фрагментов деления.

При энергии 222 МэВ массовые распределения значительно отличаются от распределений, измеренных при энергиях 158 и 181 МэВ. Связано это с тем, что при такой достаточно высокой энергии налетающего иона открываются каналы реакции, характеризующиеся большими угловыми моментами. При этом жидкокапельный барьер деления ядра уменьшается из-за увеличивающихся центробежных сил. Сравнение массовых и энергетических распределений продуктов реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ при энергиях взаимодействия 181 и 222 МэВ показывает значительное уширение как массового распределения, так и энергетического распределения при более высокой энергии взаимодействия, что также указывает на наличие быстрых процессов (см. рис. 3а, 3б).

Для изучения влияния входного канала на динамику протекания реакции были проведены измерения массово-энергетических распределений фрагментов реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, ведущей к образованию того же самого ядра ^{180}Hg , что и в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$. На рис. 4 показаны двумерные массово-энергетические распределения продуктов этих двух реакций при довольно близких энергиях возбуждения составной системы ^{180}Hg —

48 МэВ для реакции с ионами ^{68}Zn (рис. 4а) и 53 МэВ для реакции с ионами ^{36}Ar (рис. 4б). Массово-энергетическое распределение фрагментов, образованных в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, существенно отличается от распределения фрагментов, полученных в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$. Максимальный выход фрагментов в реакции с ионами ^{68}Zn наблюдается при массах 68 и 112 а. е. м. для легкого и тяжелого фрагментов, соответственно.

В данном эксперименте измерения массово-энергетических распределений проводились при углах на $\sim 30^\circ$ меньших, чем угол касательных столкновений для обеих реакций, поэтому вклад событий глубоко-неупругого взаимодействия в эти распределения предполагается незначительным. Следует отметить, что в обеих реакциях средний угловой момент значительно ниже, чем критический угловой момент, при котором формирование составного ядра становится невозможным из-за больших центробежных сил. Поэтому такое различие в массово-энергетических распределениях фрагментов, полученных в этих реакциях, не может быть объяснено ни влиянием углового момента на свойства осколков деления составного ядра, ни большим вкладом событий глубоко-неупругих передач в массово-энергетическое распределение фрагментов реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$.

Таким образом, основным процессом, протекающим в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, является квазиделение. Для процесса квазиделения характерно формирование фрагментов вблизи замкнутых нейтронных и протонных оболочек. Например, в реакциях с тяжелыми ионами, ведущими к образованию сверхтяжелых систем, фрагменты квазиделения имеют максимальный выход вблизи оболочек $Z = 82$ и $N = 126$ [13]. Аналогично сверхтяже-

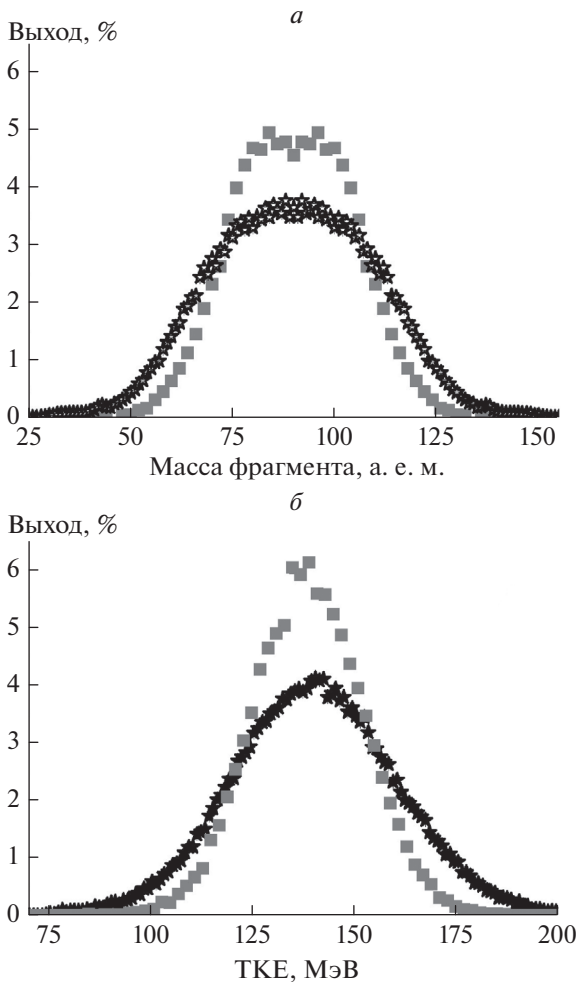


Рис. 3. Сравнение массовых распределений, полученных в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ при энергиях налетающих ионов 181 (серые квадраты) и 222 (пустые звездочки) МэВ (а). Сравнение распределений ТКЕ, полученных в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ при энергиях налетающих ионов 181 (серые квадраты) и 222 (пустые звездочки) МэВ (б).

лым системам, в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ фрагменты квазиделения группируются вблизи протонных оболочек $Z = 28$ и $Z = 50$.

Из анализа большой совокупности данных массово-угловых распределений фрагментов реакций с тяжелыми ионами, было определено пороговое значение кулоновского параметра $Z_1 Z_2 = 1450 \pm 100$ для “включения” процесса квазиделения для составной системы с $Z = 80$ [14]. Таким образом, в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, для которой $Z_1 Z_2 = 1500$, может наблюдаться процесс квазиделения. Принимая во внимание указанные факты, можно сделать вывод, что в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ доминирующим процессом является процесс квазиделения, вклад которого составляет не ме-

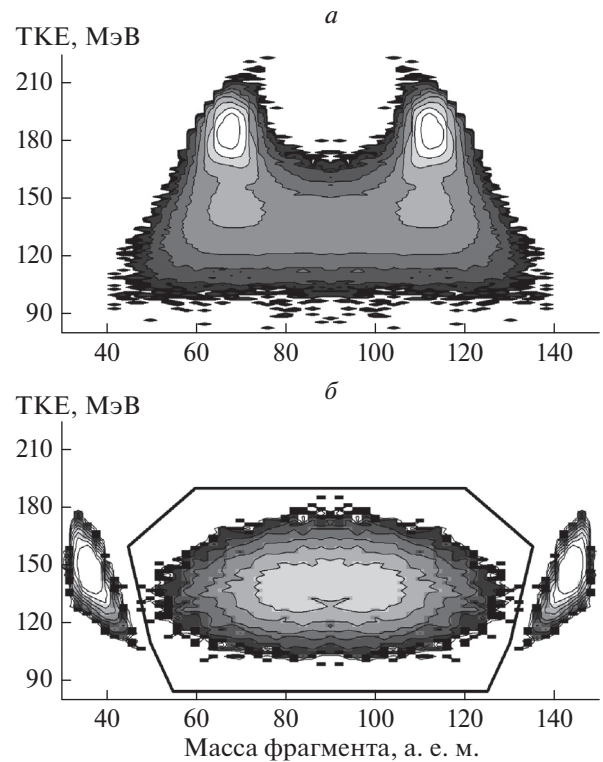


Рис. 4. Двумерные распределения продуктов реакций $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ при энергии налетающего иона $^{36}\text{Ar} - 181$ МэВ и $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ при энергии налетающего иона $^{68}\text{Zn} - 300$ МэВ.

нее 60% по отношению к общему числу продуктов реакции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования свойств деления нейтронодефицитных ядер в области свинца были проведены измерения массовых и энергетических распределений осколков деления возбужденных ядер $^{180,190}\text{Hg}$, полученных в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$, при энергиях как выше, так и ниже кулоновского барьера. Асимметричная компонента в массовых и энергетических распределениях осколков деления $^{180,190}\text{Hg}^*$, образованных в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$, наблюдается вплоть до энергии возбуждения 75 МэВ.

Для асимметричного деления наиболее вероятные массы и заряды тяжелого и легкого фрагментов составляют: $A_H = 100$, $Z_H = 45$ и $A_L = 80$, $Z_L = 35$ для ^{180}Hg , и $A_H = 107$, $Z_H = 45$ и $A_L = 83$, $Z_L = 35$ для ^{190}Hg . Это может быть связано с влиянием деформированной протонной оболочки $Z \approx 45$. Асимметричная компонента, обусловленная влиянием оболочек $Z = 28$ и $Z = 50$ также была обнаружена для обоих делящихся систем $^{180,190}\text{Hg}$.

Подобно актинидным ядрам, симметричная компонента массового распределения увеличивается с увеличением энергии возбуждения составной системы. Однако, в отличие от актинидных ядер, энергия асимметричной компоненты меньше, чем энергия симметричной.

Проведен сравнительный анализ реакций $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ и $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, ведущих к образованию одной и той же составной системы ^{180}Hg при схожих энергии возбуждения и среднем угловом моменте. Показано, что массово-энергетические распределения значительно отличаются, что объясняется большим вкладом процесса квазиделения в случае реакции с ионами ^{68}Zn .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-52-45023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Schmidt K.H., Jurado B.* // Rep. Prog. Phys. 2018. V. 81. Art. № 106301.
2. *Goennenwein F.* The nuclear fission process. Chap. 8. Boca Raton: CRC Press. 1991. P. 287.
3. *Иткис М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И. и др.* // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 944.
4. *Иткис М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И. и др.* // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 1225.
5. *Andreyev A.N., Elseviers J., Huysse M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. Art. No. 252502.
6. *Кумар Д., Козулин Э.М., Чералу М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1209; *Kumar D., Kozulin E.M., Cheralu M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 1001.
7. *Козулин Э.М., Богачев А.А., Иткис М.Г. и др.* // ПТЭ. 2008. № 1. С. 51.
8. *Nishio K., Andreyev A.N., Chapman R. et al.* // Phys. Lett. B. 2015. V. 748. P. 89.
9. *Иткис М.Г., Русанов А.Я.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 389; *Itkis M.G., Rusanov A.Ya.* // Phys. Part. Nucl. 1998. V. 29. P. 160.
10. *Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M.* // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 1550.
11. *Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasman R.R.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 14. P. 1832.
12. *Ichikawa T., Iwamoto A., Möller P., Sierk A.J.* // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. Art. No. 024610.
13. *Itkis M.G., Vardaci E., Itkis I.M. et al.* // Nucl. Phys. A. 2015. V. 944. P. 204.
14. *du Rietz R., Williams E., Hinde D.J. et al.* // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. Art. No. 054618.

Investigation of binary processes in reactions $^{36}\text{Ar} + ^{144, 154}\text{Sm}$ and $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ leading to the formation of neutron-deficient $^{180, 190}\text{Hg}$ composite systems

A. A. Bogachev^{a,*}, E. M. Kozulin^a, G. N. Knyazheva^a, I. M. Itkis^a, K. V. Novikov^a, T. Banerjee^a, M. Cheralu^a, M. G. Itkis^a, E. Mukhamedzhanov^a, D. Kumar^a, A. Pan^a, I. V. Pchelintsev^a, I. V. Vorob'ev^a, W. H. Trzaska^b, E. Vardaci^{c,d}, A. di Nitto^{c,d}, S. V. Khlebnikov^e, I. Harkaf^f, A. Andreyev^g

^aJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

^bUniversity of Jyväskylä, Department of Physics, Jyväskylä, FIN-40014 Finland

^cUniversita degli Studi di Napoli "Federico II", Dipartimento di Fisica "E. Pancini", Napoli, 80126 Italy

^dIstituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Napoli, Napoli, 80126 Italy

^eKhlopin Radium Institute, St. Petersburg, 194021 Russia

^fHoria Hulubei National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Bucharest-Măgurele, 077125 Romania

^gUniversity of York, Department of Physics, York, YO10 5DD United Kingdom

*e-mail: bogachev@jinr.ru

We investigated asymmetric fission phenomenon of neutron-deficient $^{180, 190}\text{Hg}$ nuclei, formed in the reactions $^{36}\text{Ar} + ^{144, 154}\text{Sm}$ and $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ at energies near and above the Coulomb barrier. Change of comparative contributions of symmetric and asymmetric fission with changing of the excitation energy of the composite system is shown. The problem of entrance channel characteristics influence on the reaction dynamics is studied.