

УДК 539.173

ИЗУЧЕНИЕ МАСС-АСИММЕТРИЧНОГО ДЕЛЕНИЯ $^{180,190}\text{Hg}$ В РЕАКЦИЯХ $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$

© 2020 г. Д. Кумар^{1, *}, Э. М. Козулин¹, М. Чералу¹, Г. Н. Княжева¹, Ю. М. Иткис¹, М. Г. Иткис¹, К. В. Новиков¹, А. А. Богачев¹, Н. И. Козулина¹, И. Н. Дятлов¹, И. В. Пчелинцев¹, И. В. Воробьев¹, Т. Банерджи¹, Е. С. Мухамеджанов^{1,2}, А. Н. Пан^{1,2,3}, В. В. Сайко¹, П. П. Сингх⁴, Р. Н. Саху⁴, А. Н. Андреев⁵, Д. М. Филипеску⁶, М. Майти⁷, Р. Праджапат⁷, Р. Кумар⁷

¹Международная межправительственная организация
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

³Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

⁴Индийский технологический институт Ропар, Физический факультет, Ропар, Индия

⁵Йоркский университет, Физический факультет, Йорк, Великобритания

⁶Национальный научно-исследовательский институт физики и ядерной инженерии “Хория Хулубей”,
Бухарест, Румыния

⁷Индийский технологический институт Рурки, Физический факультет, Рурки, Индия

*E-mail: dm978dph@gmail.com

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Массово-энергетические распределения осколков деления возбужденных ядер $^{180,190}\text{Hg}$, образующихся в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$, измерены с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET при энергиях налетающих ионов ^{36}Ar 158, 181 и 222 МэВ. Проявление асимметричного деления $^{180,190}\text{Hg}$ с наиболее вероятными массами легкого и тяжелого фрагментов 79 и 101 а. е. м., и 84 и 106 а. е. м., соответственно, было обнаружено в массовых распределениях при энергиях возбуждения $^{180,190}\text{Hg}$ вплоть до 75 МэВ. При этом в распределениях кинетической энергии наблюдались две компоненты, связанные с проявлением как симметричного, так и асимметричного деления.

DOI: 10.31857/S0367676520080219

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время массовые и энергетические распределения осколков спонтанного и низко-энергетического деления актинидных ядер хорошо изучены [1]. Установлено, что массовые распределения осколков деления для этой области асимметричны и определяются сильным влиянием ядерных оболочек с $Z = 50$, $N = 82$ и деформированной нейтронной оболочки $N = 88$. Влияние оболочек уменьшается с увеличением энергии возбуждения делящихся ядер, и свойства осколков деления становятся близки к предсказанным жидкокапельной моделью. Экспериментально было обнаружено, что в отличие от деления актинидов, массовые распределения осколков деления ядер в области свинца (с массами $M \approx 200$ а. е. м.), получаемых в реакциях слияния протонов и ионов гелия с ядрами в диапазоне масс 185–210 а. е. м., симметричны и близки к гауссовой форме для большинства ядер. Однако для нескольких ядер (^{195}Au , ^{198}Hg , ^{201}Tl) с массой в районе 200 а. е. м. были об-

наружены более плоские массовые распределения [2, 3].

Недавно в экспериментах по изучению β -распада ядра ^{180}Tl [4] было обнаружено асимметричное массовое распределение осколков деления его дочернего ядра ^{180}Hg с энергией возбуждения $E^* < 10.8$ МэВ. Отметим, что при симметричном делении этого сильно нейтроно-дефицитного ядра следовало бы ожидать образования двух осколков – полумагических ядер ^{90}Zr ($N = 50$, $Z = 40$). Однако при делении ^{180}Hg оказывается наиболее вероятным образование легкого осколка с массой 80 а. е. м. и тяжелого 100 а. е. м. Таким образом, в отличие от деления актинидных ядер, при делении ядер ^{180}Hg ни формирование легкого, ни формирование тяжелого осколка не связано с влиянием нейтронных или протонных оболочек. Такое специфическое деление ^{180}Hg было качественно объяснено структурой поверхности потенциальной энергии, рассчитанной в рамках макро-микроскопической модели с использованием пяти

Таблица 1. Свойства систем, исследуемых в работе. 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, $\sigma_M^{2\text{ exp}}$ и $\sigma_M^{2\text{ LDM}}$ — экспериментальные и рассчитанные по эмпирической систематике свойств деления возбужденных ядер значения дисперсии массовых распределений осколков деления, L_{cr} — значение критического углового момента, ниже которых возможно формирование составного ядра

Реакция	E_{lab} , МэВ	$E_{c.m.}/E_B$	E^* , МэВ	$\sigma_M^{2\text{ exp}}$, а. е. м. ²	$\sigma_M^{2\text{ LDM}}$, а. е. м. ²	L_{cr} , \hbar
$^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$	158	0.97	34	219	80	—
	181	1.12	53	207	112	52
	222	1.37	85	303	145	80
$^{36}\text{Ar} + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{190}\text{Hg}$	158	0.99	57	266	95	—
	181	1.14	75	213	114	57
	222	1.40	109	339	142	84

независимых параметров формы [5]. Было показано, что образованию симметричных осколков препятствует потенциальный барьер, возникающий при увеличении деформации делящегося ядра.

Открытие асимметричного деления ядер ^{180}Hg привело к интенсивному изучению свойств деления ядер легче свинца, как экспериментально [6–9], так и теоретически [10, 11]. Согласно теоретическим расчетам П. Мёллера [10] распределение масс фрагментов для этой области ядер асимметрично для нейтронодефицитных изотопов и становится симметричным с увеличением числа нейтронов.

В данной работе представлено экспериментальное изучение массово-энергетических распределений осколков деления ядер $^{180,190}\text{Hg}$, полученных в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$ при энергиях возбуждения 34–109 МэВ. Измерения проводились с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET. Измерение не только масс, но и кинетических энергий осколков деления позволило более детально изучить механизм деления ядер $^{180,190}\text{Hg}$.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был проведен на циклотроне У-400 Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова (ОИЯИ, Дубна), при энергиях налетающих ионов ^{36}Ar 158, 181 и 222 МэВ. Энергетическое разрешение пучка составляло ~2%. Интенсивность пучка на мишени ~70–100 нА. Мишени изготовливали путем напыления $^{144,154}\text{Sm}$ толщиной ~200 мкг · см⁻² на тонкую (~30 мкг · см⁻²) углеродную подложку.

Бинарные фрагменты, образующиеся в изучаемых реакциях, измеряли с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET [12]. Каждое плечо спектрометра состоит из стартового и позиционно-чувствительного стопового детекторов, изготовленных на основе микроканальных пластин. Угол захвата каждого плеча со-

ставлял $\pm 19^\circ$ в плоскости реакции и $\pm 8^\circ$ вне плоскости реакции. Угловое разрешение спектрометра составляло 0.3° , временное — 150 пс.

Массово-энергетические распределения первичных бинарных фрагментов были получены из измеренных времен пролета с помощью 2V-метода [12]. Для отделения бинарных событий с полной передачей импульса, образованных в изучаемых реакциях, от возможных событий, получаемых в реакциях на примесных атомах, а также от событий последовательного деления или неполного слияния, был использован метод, основанный на анализе кинематических диаграмм векторов скоростей зарегистрированных фрагментов.

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 массово-энергетические распределения осколков деления $^{180,190}\text{Hg}$, образованных в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$ при трех энергиях ^{36}Ar , показаны на рис. 1 и 2. Для нижней из измеренных энергий было зафиксировано порядка 1000 и 5000 делительных событий, для более высоких энергий — от 20000 до 60000 событий. На рис. 1а–1в и 2а–2в приведены массовые выходы осколков, нормированные на 200% (поскольку при делении ядра образуются два осколка на один акт деления). Измеренные в данной работе массовые выходы хорошо согласуются с измеренными ранее на тандемном ускорителе JAEA в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$ [6]. На рис. 1з–1е и 2з–2е показаны распределения средней полной кинетической энергии (ТКЕ) в зависимости от массы осколка. В табл. 1 представлены энергетически зависимые характеристики изучаемых реакций.

В табл. 1 приведены экспериментальные значения дисперсии массовых распределений и дис-

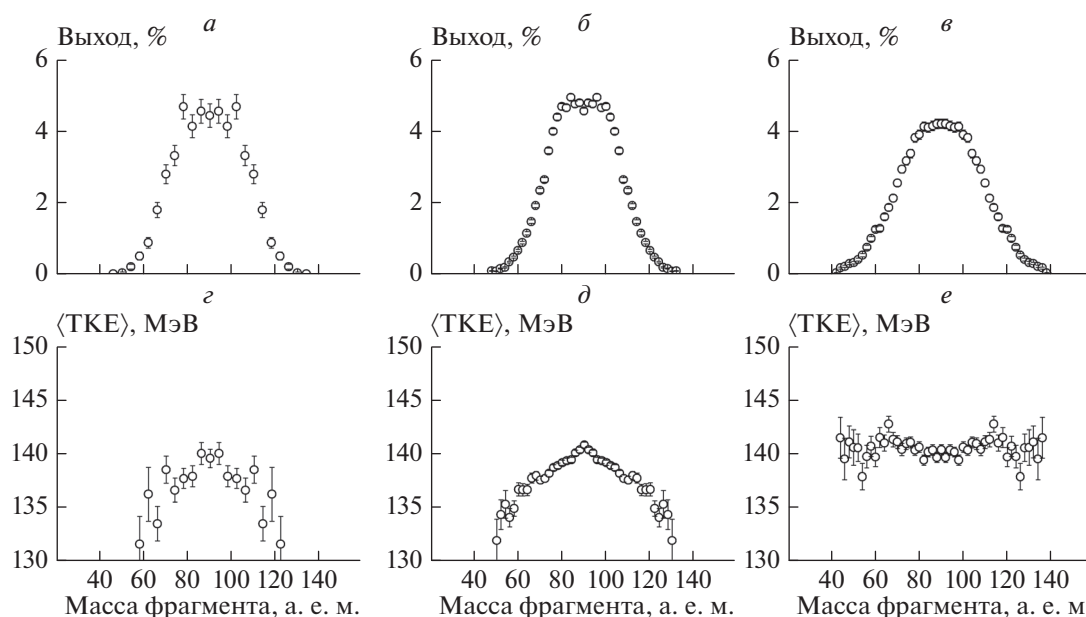


Рис. 1. Массовые выходы осколков (*a, б, в*) и средние полные кинетические энергии (ТКЕ) (*z, д, e*) в зависимости от массы осколка для реакции $^{36}\text{Ag} + ^{144}\text{Sm}$ при энергиях возбуждения составного ядра $^{180}\text{Hg}^*$ 34 (*a, z*), 53 (*б, д*) и 85 (*в, e*) МэВ.

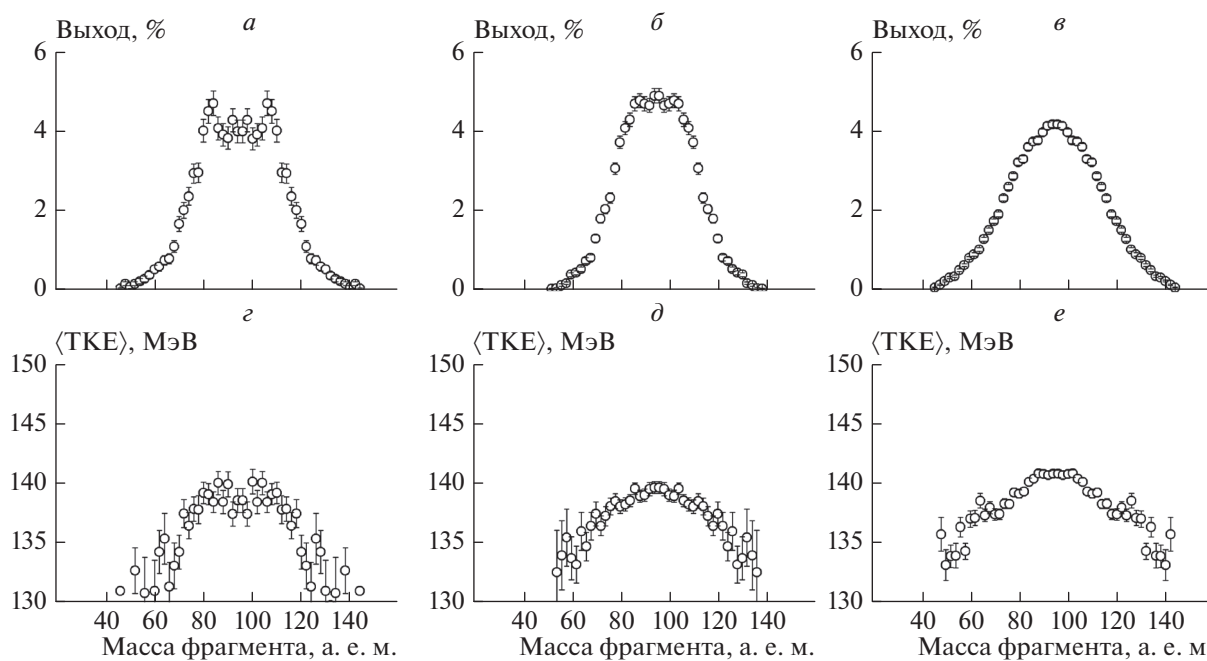


Рис. 2. Массовые выходы осколков (*a, б, в*) и средние полные кинетические энергии (ТКЕ) (*z, д, e*) в зависимости от массы осколка для реакции $^{36}\text{Ag} + ^{154}\text{Sm}$ при энергиях возбуждения составного ядра $^{190}\text{Hg}^*$ 57 (*a, z*), 75 (*б, д*) и 109 (*в, e*) МэВ.

персии, рассчитанные по эмпирической систематике свойств деления возбужденных ядер [13]. Видно, что дисперсия экспериментальных массовых распределений уменьшается при увеличении энергии взаимодействия от 158 до 181 МэВ для

обоих составных ядер. Это противоречит жидкокапельной модели ядра и эмпирической систематике свойств деления возбужденных ядер [13], предсказывающим уширение массовых распределений с увеличением энергии возбуждения и

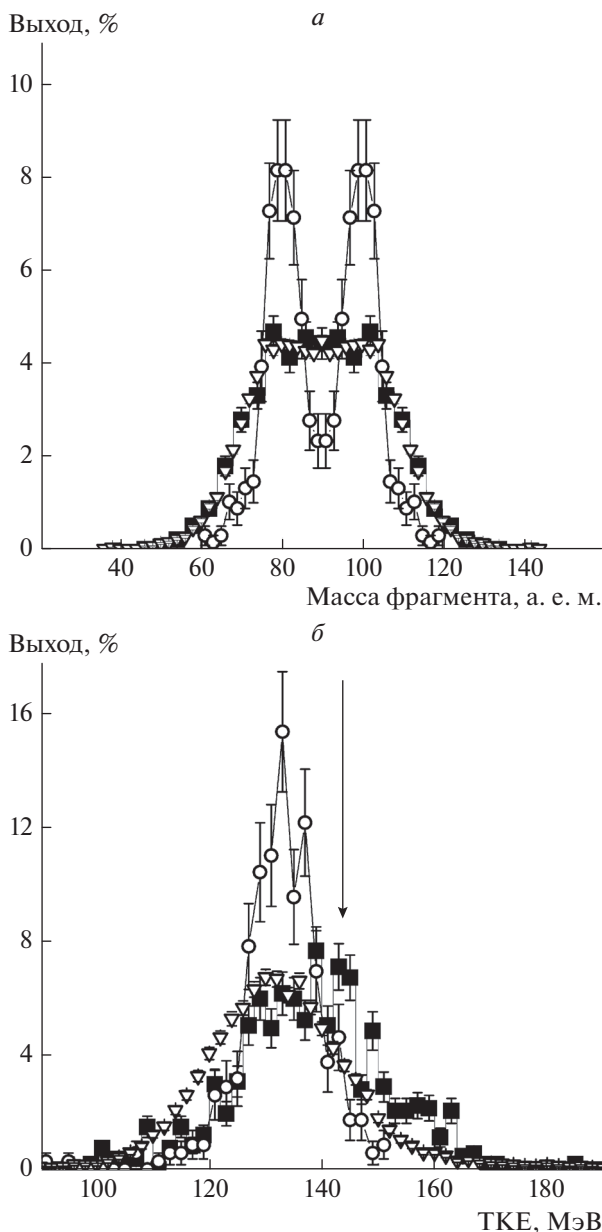


Рис. 3. Массовое распределение (а) и распределение полной кинетической энергии (б) фрагментов реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ при энергии возбуждения составного ядра $^{180}\text{Hg}^*$ 34 МэВ (квадраты). Треугольники – данные из работы [6] для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ при энергии возбуждения 34.4 МэВ, кружки – данные из работы [15], полученные при β -распаде ^{180}Tl . Стрелкой указано значение полной кинетической энергии, соответствующее систематике Вайолы [14].

углового момента делящегося ядра. При этом средняя кинетическая энергия осколков деления ядра ^{180}Hg составляет 139 ± 0.5 МэВ, а для ядра ^{190}Hg – 138 ± 0.5 МэВ. Эти значения меньше, чем

наиболее вероятные значения энергии осколков деления возбужденных ядер $^{180,190}\text{Hg}$, рассчитанных по систематике Вайолы (143.6 МэВ для ^{180}Hg и 141.4 МэВ для ^{190}Hg) [14]. Кроме того, при этих энергиях наблюдается увеличение выхода в области масс легкого и тяжелого фрагментов 79, 101 а. е. м. и 84, 106 а. е. м. при делении ядер ^{180}Hg и ^{190}Hg , соответственно.

Массовое и энергетическое распределения осколков деления ^{180}Hg при энергии возбуждения 34 МэВ в сравнении с измеренными ранее распределениями осколков низкоэнергетического β^+/EC запаздывающего деления ^{180}Tl на установках ISOLDE (CERN) [15] и тандемном ускорителе JAEA в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$ [6] представлены на рис. 3. Хорошо видно, что измеренные распределения (рис. 3а, 3б) не могут быть должным образом воспроизведены одним гауссианом, а ширина массового распределения сильно отклоняется от значения, полученного для деления компаунд-ядра по систематике из работы [13]. При этом измеренное энергетическое распределение состоит из двух компонент: низкоэнергетической со средним значением ≈ 132 МэВ, хорошо согласующейся с энергетическим распределением осколков низкоэнергетического β^+/EC запаздывающего деления ^{180}Tl на установках ISOLDE [15], и компоненты с более высокой средней кинетической энергией ≈ 142 МэВ, близкой к значению систематике Вайолы [14] для деления возбужденного ядра ^{180}Hg . В энергетическом распределении осколков деления $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ из работы [6] не проявляется никаких структурных особенностей, обнаруженных в данной работе, причем само распределение смещено на ~ 7 МэВ в сторону низких энергий, что можно объяснить более высокими массовым и энергетическим разрешениями измерений, проводимых с помощью установки CORSET, в отличие от измерений, основанных на использовании метода ΔT , примененного в работе [6]. Следует отметить, что при делении актинидных ядер кинетическая энергия асимметричной моды деления на ~ 10 МэВ выше, чем для симметричной [1]. Однако при делении ядра ртути поведение прямо противоположное – симметричная компонента имеет более высокую кинетическую энергию, чем асимметричная.

Массовые распределения фрагментов реакций ионов ^{36}Ar с ядрами $^{144,154}\text{Sm}$ при энергии возбуждения 34 МэВ для ^{180}Hg и 57 МэВ для ^{190}Hg показаны на рис. 4. Также на этом рисунке приведены результаты разложения полученных экспериментальных распределений на симметричную (точечные линии) и асимметричную (штриховые линии) моды. В результате такого описания были получены наиболее вероятные средние значения масс легкого и тяжелого осколков 79 и 101 а. е. м.

в случае деления ^{180}Hg , и 84, 106 а. е. м. для ^{190}Hg (пики на рис. 4а, 4б). Из рис. 4 видно, что соотношение пик/провал для массовых распределений практически совпадает для обоих делящихся ядер, хотя ядро ^{190}Hg содержит на 10 нейтронов больше и имеет энергию возбуждения на 23 МэВ выше чем ^{180}Hg .

Кроме того, в массовом распределении фрагментов реакции ^{36}Ar с сильнодеформированными ядрами ^{154}Sm была обнаружена еще одна асимметричная компонента в области масс 60, 120 а. е. м., вклад которой уменьшается с увеличением энергии взаимодействия (штрих-пунктирные линии на рис. 4б). В реакции со сферическими ядрами ^{144}Sm такой асимметричной компоненты не было обнаружено. Следует отметить, что в массовых распределениях фрагментов, образованных в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$ [16] при энергиях вблизи и ниже кулоновского барьера, также наблюдалась подобная асимметричная компонента в области масс 60, 142 а. е. м., возникающая в результате процесса квазиделения. В реакции $^{48}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm}$ (сферическая мишень) асимметричной компоненты не было обнаружено. Таким образом, эта асимметричная компонента в массовом распределении фрагментов, образованных в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{154}\text{Sm}$, также может быть связана с процессом квазиделения.

При наибольшей энергии 222 МэВ измеренные массово-энергетические распределения для реакций $^{36}\text{Ar} + ^{144, 154}\text{Sm}$ сильно отличаются от распределений для более низких энергий. Особенно это видно в поведении средней кинетической энергии в зависимости от массы фрагментов, образующихся в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ (рис. 1г, 1д, 1е). В табл. 1 приведены значения критических угловых моментов L_{cr} , ниже которых возможно формирование составного ядра при взаимодействии ядер, рассчитанные по формуле из работы [17]. Согласно расчетам Сирка в рамках модели вращающейся жидкой капли [18], при вращении составных ядер $^{180, 190}\text{Hg}$ барьеры деления исчезают при больших значениях угловых моментов $68\hbar$ и $76\hbar$, соответственно. Из табл. 1 видно, что критические угловые моменты для этой энергии больше моментов, при которых исчезает барьер деления ядра для обеих изучаемых реакций. При угловых моментах, не превышающих значения исчезновения барьера деления, при столкновении ядер протекает процесс слияния-деления. При исчезновении барьера деления для более высоких значений углового момента составного ядра протекает процесс так называемого быстрого деления (fast fission) [19]. В отличие от процесса квазиделения (quasi-fission) [20], в котором эволюция двойной ядерной системы происходит без формирования составного ядра, в процессе быстрого деления система эво-

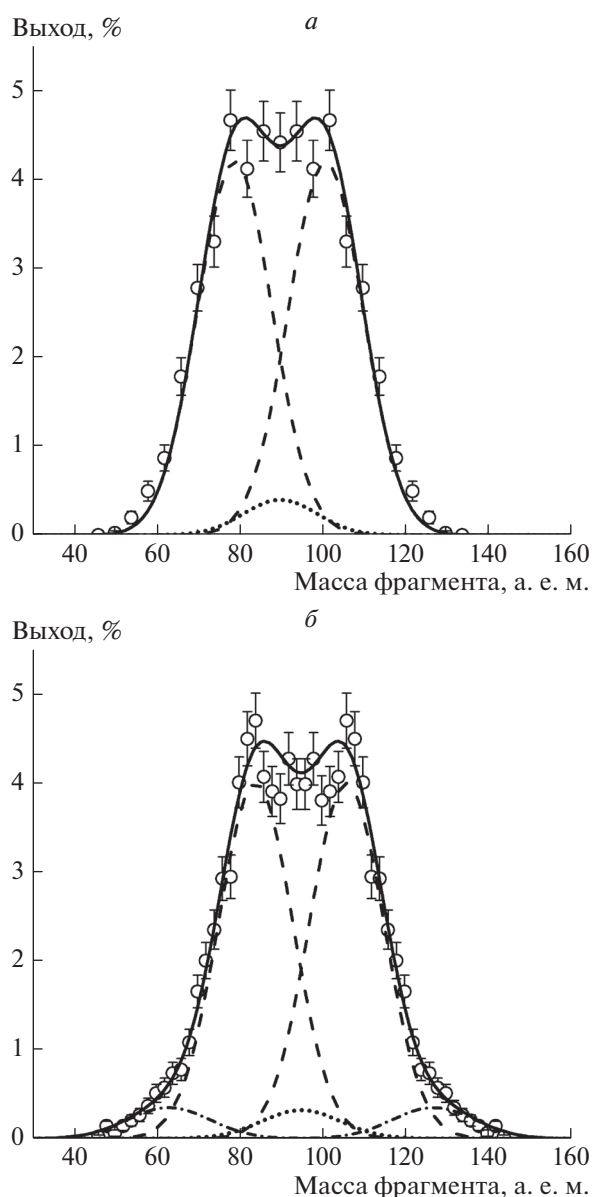


Рис. 4. Массовые распределения фрагментов (кружки) реакций ионов ^{36}Ar с ядрами ^{144}Sm (а) и ^{154}Sm (б) при энергии пучка 158 МэВ (ниже кулоновского барьера для сферических ядер) и результаты их разложения на симметричную (точечные линии), асимметричную (штриховые линии) и квазиделительную (штрихпунктирные линии) компоненты. Сплошными линиями показаны суммы этих компонент.

люционирует до формирования составного ядра, но в отсутствие барьера деления сразу испытывает процесс деления.

Таким образом, большие угловые моменты, характерные для этой энергии взаимодействия, приводят к значительному изменению массовых и энергетических распределений фрагментов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования свойств деления нейтродефицитных 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. Анализ экспериментальных данных показал, что в делении ядер $^{180, 190}\text{Hg}$ при энергиях возбуждения вплоть до 75 МэВ наблюдается как симметричная, так и асимметричная моды. При асимметричном делении $^{180, 190}\text{Hg}$ образуются фрагменты с наиболее вероятными массами 79 и 101 а. е. м. для ^{180}Hg , и 84 и 106 а. е. м. в случае ^{190}Hg . При этом кинетическая энергия осколков при асимметричном делении составляет 132 МэВ, а при симметричном 142 МэВ в случае деления ^{180}Hg . Такое поведение кинетической энергии является прямо противоположным по сравнению с делением актинидных ядер, для которых кинетическая энергия осколков асимметричной моды выше, чем для симметричной моды.

Экспериментальные исследования массово-энергетических и угловых распределений осколков деления изотопов Hg и Pt с разным значением N/Z , полученных в различных комбинациях мишеней и налетающих ионов, важны ввиду недостаточности экспериментальных данных в околосвинцовой области. Для более глубокого понимания процесса деления ядер, наряду с теоретическими исследованиями, включающими в себя различные динамические аспекты, необходимы дополнительные экспериментальные данные для довольно большой области делящихся ядер.

Работа выполнена при поддержке совместной программой грантов Индийского департамента науки и технологий и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-52-45023), а также Российского научного фонда (проект № 19-42-02014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Goennenwein F.* The Nuclear fission process. Chap. 8. Boca Raton: CRC Press, 1991. P. 287.
2. *Иткус М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И. и др.* // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 944.
3. *Иткус М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И. и др.* // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 1225.
4. *Andreyev A.N., Elseviers J., Huyse M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. Art. № 252502.
5. *Möller P., Randrup J., Sierk A.J.* // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. Art. № 024306.
6. *Nishio K., Andreyev A.N., Chapman R. et al.* // Phys. Lett. B. 2015. V. 748. P. 89.
7. *Prasad E., Hinde D.J., Ramachandran K. et al.* // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. № 064605.
8. *Tripathi R., Hinde D.J., Ramachandran K. et al.* // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. Art. № 024610.
9. *Tsekhanovich I., Andreyev A.N., Nishio K. et al.* // Phys. Lett. B. 2019. V. 790. P. 583.
10. *Möller P., Randrup J.* // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. № 044316.
11. *Andreev A.V., Adamian G.G., Antonenko N.V.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. Art. № 034620.
12. *Козулин Э.М., Богачев А.А., Иткус М.Г. и др.* // ПТЭ. 2008. № 1. С. 51; *Kozulin E.M., Bogachev A.A., Itkis M.G. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2008. V. 51. P. 44.
13. *Иткус 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.
14. *Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M.* // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 1550.
15. *Elseviers J., Andreyev A.N., Huyse M. et al.* // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. Art. № 044321.
16. *Knyazheva G.N., Kozulin E.M., Sagaidak R.N. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. Art. № 064602.
17. *Fröbrich P., Gontchar I.I.* // Phys. Rep. 1998. V. 292. P. 131.
18. *Sierk A.J.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 2039.
19. *Ngo C., Gregoire C., Remaud B. et al.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 400. P. 259.
20. *Swiatecki W.J.* // Phys. Scr. 1981. V. 24. P. 113.