

УДК 539.143

ДЕЛЕНИЕ И КВАЗИДЕЛЕНИЕ В РЕАКЦИЯХ С ДЕФОРМИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ

© 2020 г. Ю. М. Иткис^{1, *}, А. В. Карпов¹, Г. Н. Княжева¹, Э. М. Козулин¹, Н. И. Козулина¹,
К. В. Новиков¹, К. Б. Гикал¹, И. Н. Дятлов¹, И. В. Пчелинцев¹,
И. В. Воробьев¹, А. Н. Пан^{1, 2}, П. П. Сингх³

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

²Институт ядерной физики, Лаборатория физики деления, Алматы, Казахстан

³Индийский технологический институт Ронар, Ронар, Индия

*E-mail: jitkis@jinr.ru

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Для изучения роли мультимодального деления в реакциях легких ионов с актинидными ядрами, имеющими большую статическую деформацию, были исследованы массово-энергетические распределения фрагментов реакций $^{16, 18}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U , и $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U при энергиях вблизи кулоновского барьера. Обнаружено, что при таких энергиях мультимодальное деление может оказывать существенное влияние на массово-энергетические распределения осколков и, как и процесс квазиделения, приводить к увеличению дисперсии и угловой анизотропии.

DOI: 10.31857/S0367676520080153

ВВЕДЕНИЕ

При столкновениях сильно деформированных ядер их взаимная ориентация оказывает существенное влияние на динамику реакции. Анализ массово-энергетических и угловых распределений фрагментов показал, что при энергиях вблизи и ниже кулоновского барьера в реакциях ионов $^{40, 48}\text{Ca}$ с сильно деформированными изотопами $^{152, 154}\text{Sm}$ наблюдается значительный вклад процесса квазиделения в сечение захвата реакции, тогда как в случае реакции со сферическими ядрами ^{144}Sm квазиделение не было обнаружено [1].

Динамика реакций легких ионов, таких как C, O, F, Ne, с ядрами-актинидами широко изучалась многими научными группами. Экспериментально полученные аномально высокие значения угловой анизотропии осколков [2] и увеличение дисперсии массовых распределений [3] в подбарьерной области объяснили проявлением процесса квазиделения, обусловленного ориентационными эффектами в реакциях с деформированными ядрами.

Впервые аномально большая анизотропия осколков при подбарьерных энергиях взаимодействия была обнаружена в реакции ^{16}O с деформированными ядрами ^{238}U . Для этой реакции были также измерены сечения образования испарительных остатков при энергиях как выше, так и ниже барьера [4]. Расчеты, сделанные в

рамках статистической модели с учетом деформации ^{238}U , воспроизвели полученные экспериментальные сечения. Таким образом, проведенный в работе [4] анализ испарительных остатков показал, что в подбарьерной области подавления канала слияния не наблюдается. Большая угловая анизотропия и увеличение дисперсии массового распределения осколков не указывают на ориентационно-зависимое квазиделение для этой системы.

Достаточно высокие экспериментальные значения угловой анизотропии асимметричных осколков наблюдались в радиохимических измерениях угловых распределений вынужденного деления ядер Th протонами с энергией 15 МэВ [5]. Было обнаружено, что угловая анизотропия для симметричных осколков на ~40% меньше, чем для асимметричных. Экспериментальные значения угловой анизотропии хорошо согласовывались с результатами теоретических расчетов, выполненных в предположении существования двух седловых точек, одна из которых ведет к симметричному делению, а другая – к асимметричному.

Традиционно используемая при теоретическом анализе угловых распределений осколков деления модель переходного состояния достаточно точно воспроизводит экспериментальные значения угловой анизотропии для реакций с нейтронами и легкими заряженными частицами, тогда как для реакций с более массивными иона-

Таблица 1. Свойства систем, исследуемых в работе. A_{CN} – атомный номер составного ядра, Z_1Z_2 – кулоновский параметр, η_0 – асимметрия входного канала, E_{lab} – энергия налетающей частицы, $E_{c.m.}/E_{Bass}$ – энергия по отношению к барьеру взаимодействия, E^* – начальная энергия возбуждения составного ядра, σ_M – среднеквадратическое отклонение экспериментального массового распределения

Реакция	A_{CN}	Z_1Z_2	η_0	E_{lab} , МэВ	$E_{c.m.}/E_{Bass}$	E^* , MeV	σ_M , а. е. м.
$^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$	^{248}Cf	720	0.87	84	0.97	42	17.0 ± 0.3
				96	1.10	53	18.2 ± 0.2
$^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$	^{256}Fm	736	0.86	85	0.96	40	19.3 ± 0.4
$^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$	^{254}Fm	736	0.87	89	1.01	45	18.9 ± 0.3
				101	1.14	56	19.0 ± 0.2
				108	0.99	45	21.4 ± 0.3
$^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$	^{254}Fm	900	0.83	114	1.04	50	19.9 ± 0.2
				122	1.11	58	20.7 ± 0.2
				107	0.95	41	20.5 ± 0.4

ми, такими как С, О и тяжелее, теоретические предсказания систематически оказываются значительно ниже. В работе [6] угловые распределения осколков деления, полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, $^{12}\text{C} + ^{235,236,238}\text{U}$ были теоретически проанализированы в широком диапазоне энергий как ниже, так и выше барьера. Большие значения угловой анизотропии, экспериментально полученные для этих реакций, были описаны в рамках динамической модели расчета угловых распределений осколков деления, учитывающей термодинамические флуктуации ориентационных степеней свободы, а эволюция делящегося ядра рассматривалась как стохастический процесс. Кроме того, для этих реакций учитывалось влияние характеристик входного канала реакции полного слияния на анизотропию угловых распределений при подбарьерных энергиях столкновений.

Увеличение ширины массового распределения осколков с уменьшением энергии в подбарьерной области можно объяснить в рамках мультимодальной концепции ядерного деления, когда массово-энергетические распределения фрагментов являются суперпозицией распределений нескольких независимых делительных мод со значительно различающимися свойствами.

Для прояснения вопроса о наличии вклада процесса квазиделения в реакциях легких ионов с сильно деформированными мишенями были проведены измерения массово-энергетических распределений фрагментов реакций $^{16,18}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U , и $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U при энергиях вблизи кулоновского барьера.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты проводились на ускорителе У-400 Лаборатории ядерных реакций им. Флерова в Дубне при энергиях пучка ионов $^{16,18}\text{O}$, ^{22}Ne вблизи кулоновского барьера. Энергетическое

разрешение пучка составляло $\sim 2\%$. Мишени изготавливались путем напыления $^{238}\text{UF}_4$, $^{232}\text{ThF}_4$ ($120\text{--}200 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$) на углеродные пленки толщиной $40\text{--}50 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$.

Для регистрации бинарных продуктов реакций был использован двухплечевой времяпролетный спектрометр CORSET [7], каждое плечо которого состоит из стартового и позиционно-чувствительного стопового детекторов, выполненных на основе микроканальных пластин. Угол захвата каждого плеча составлял $\pm 10^\circ$ в плоскости реакции и $\pm 8^\circ$ вне плоскости реакции. Угловое разрешение спектрометра составляло 0.3° , временное ~ 150 пс. Массовое разрешение спектрометра в данных условиях составляло 2–3 а. е. м.

Массово-энергетические распределения первичных бинарных фрагментов были измерены с использованием метода двух скоростей [7]. Процесс обработки данных проводился исходя из законов сохранения импульса и массового числа в предположении, что масса составной системы равна $M_{target} + M_{projectile}$. Эмиссия нейтронов не принималась во внимание, но, так как в исследуемых реакциях даже для самых высоких энергий взаимодействия вероятность испарения более 3 предразрывных нейтронов очень мала, а массовое разрешение спектрометра составляло 2–3 а. е. м., это не влияет на получение массово-энергетических распределений. В процессе обработки данных учитывались потери энергии продуктов реакции в мишени и входных фольгах детекторов. Анализ на основе кинематической диаграммы (векторов скоростей зарегистрированных продуктов реакции) в системе центра масс позволил надежно отделять бинарный канал реакции от продуктов последовательного деления, реакций неполного слияния, а также реакций на примесных атомах в мишени [7].

Характеристики исследуемых реакций приведены в табл. 1.

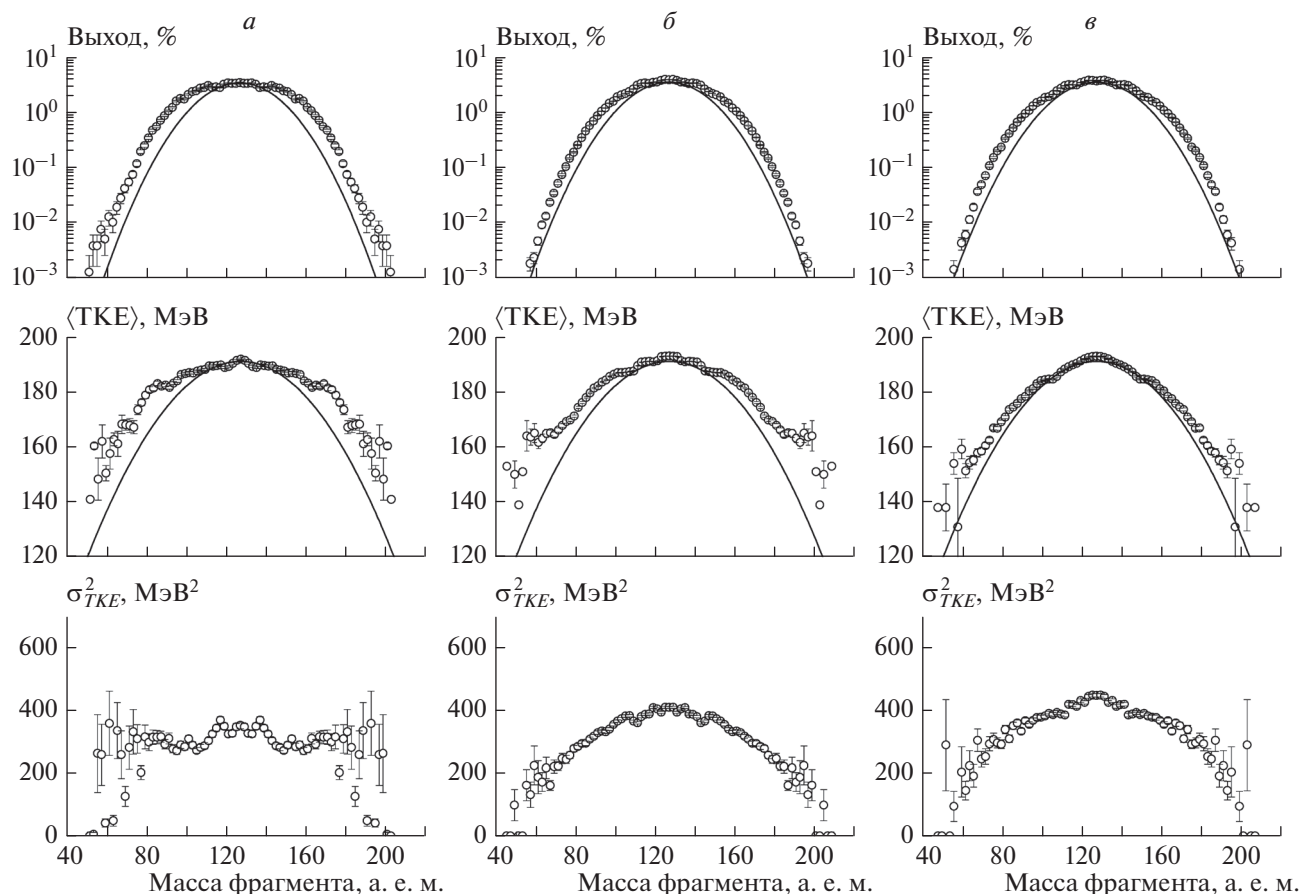


Рис. 1. Массово-энергетические распределения осколков реакции $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ при энергиях возбуждения составного ядра $^{254}\text{Fm}^*$ 45 (а), 50 (б) и 58 (в) МэВ. Сверху вниз: массовые выходы, средние полные кинетические энергии (ТКЕ) и их дисперсии $\sigma_{ТКЕ}^2$ в зависимости от массы осколка. Сплошные линии — результаты расчетов по жидкокапельной модели.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Массово-энергетические распределения бинарных фрагментов реакции $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ показаны на рис. 1. На верхних панелях приведены массовые выходы осколков, нормированные на 200%. На средних и нижних панелях показаны распределения средней полной кинетической энергии (ТКЕ) и ее дисперсии в зависимости от массы осколка. Линиями показаны расчеты, сделанные в рамках жидкокапельной модели (ЖКМ). Для всех исследованных энергий массовый выход осколков в асимметричной области выше предсказаний ЖКМ. Такая же тенденция наблюдается и в зависимости средней ТКЕ от массы осколка. Следует заметить, что отклонение от расчетов по ЖКМ уменьшается с ростом энергии возбуждения составного ядра. Массово-энергетические распределения бинарных фрагментов реакций $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ мишенью приведены на рис. 2.

Впервые гипотеза о независимых (симметричной и асимметричной) модах деления была предложена и успешно использована Туркевичем и Нидзем [8] при анализе массово-энергетических распределений осколков деления ^{232}Th под действием быстрых нейтронов. Дальнейшее развитие мультимодального подхода было стимулировано экспериментальными исследованиями в области ядер Po и Fm, в массово-энергетических распределениях которых наблюдались выраженные структуры. Многочисленные теоретические работы показали, что жидкокапельные и оболочечные эффекты в делящемся ядре приводят к появлению нескольких долин на поверхности потенциальной энергии, отвечающих за формирование массово-энергетических распределений независимых мод. В современной классификации мод деления обычно используются обозначения из теоретической работы [9], где было предсказано существование трех мод: одной симметричной (S) и двух асимметричных — Standard 1 (S1), обуслов-

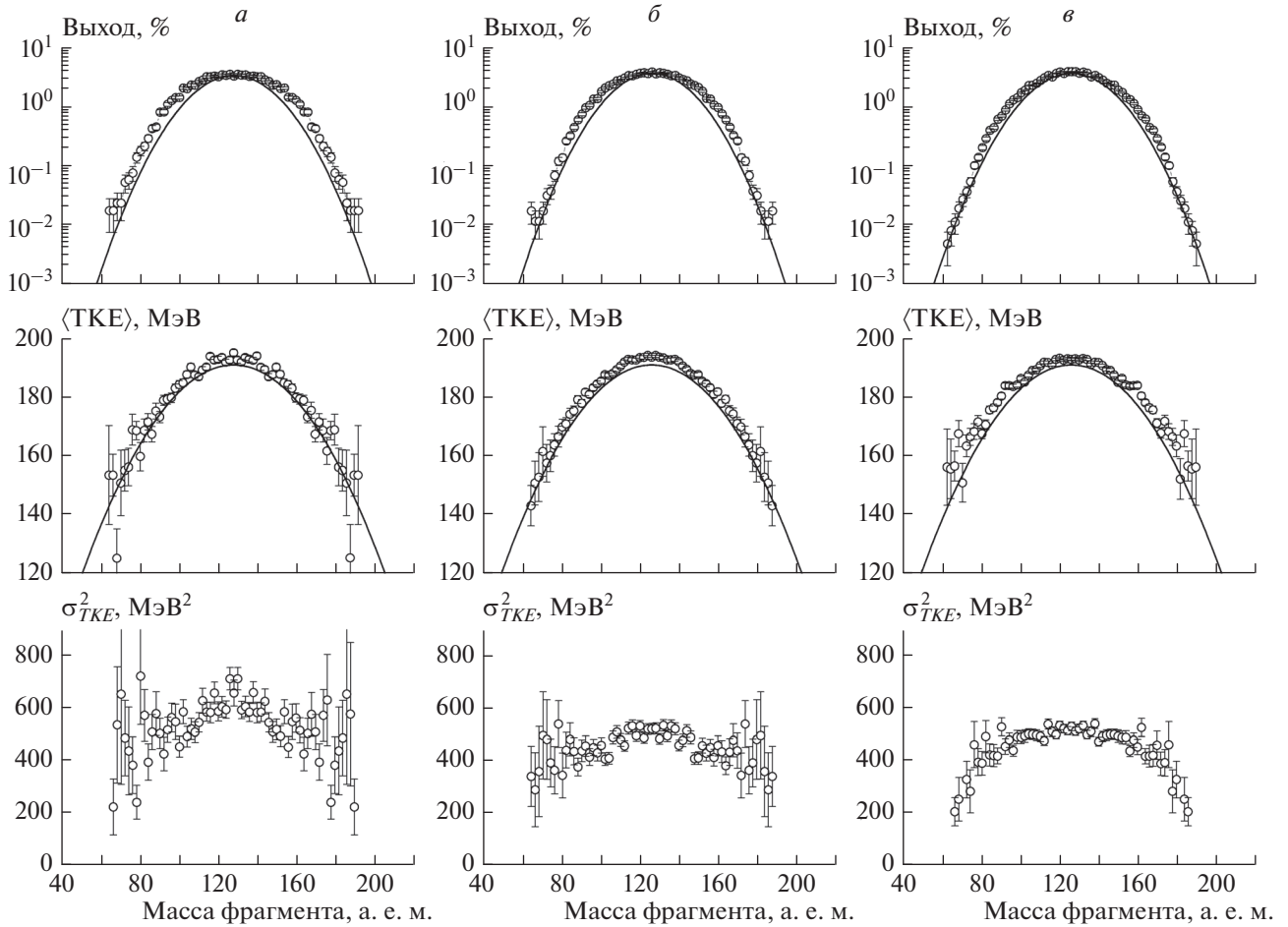


Рис. 2. Массово-энергетические распределения осколков реакций ионов ^{16}O (а) и ^{18}O (б), (в), с ядрами ^{238}U мишени, приводящих к формированию составных ядер $^{254}\text{Fm}^*$ и $^{256}\text{Fm}^*$ при энергиях возбуждения 40, 45 и 56 МэВ. Сверху вниз: массовые выходы, средние полные кинетические энергии $\langle TKE \rangle$ и их дисперсии σ_{TKE}^2 в зависимости от массы осколка. Сплошные линии – результаты расчетов по жидкокапельной модели.

ленной влиянием протонной $Z=50$ и нейтронной $N=82$ оболочек, и Standard 2 (S2), которую обычно связывают с деформированными оболочками $Z \approx 54-56$ и $N \approx 86-88$. В дальнейшем эти представления были развиты в работах [9, 10], где было показано, что может существовать и более трех долин, в частности, была предсказана мода Standard 3 (S3), связанная с проявлением нейтронной оболочки $N=50$.

В модальном делении актиноидных ядер вклад асимметричных делительных мод зависит от нуклонного состава и энергии возбуждения делящихся ядер. С ростом энергии возбуждения составного ядра вклад асимметричных мод уменьшается в связи с вымыванием оболочечных эффектов. Оболочечная природа модального деления приводит к более компактным разрывным конфигурациям, что, в свою очередь, приводит к более высоким значениям полной кинетической энергии по срав-

нению с классическим делением. Из рис. 2 видно, что в области масс $\sim 70-90$ а. е. м. наблюдается повышенный выход осколков. Средняя ТКЕ этих осколков также выше, чем предсказания ЖКМ. Таким образом, свойства массово-энергетических распределений показывают черты, характерные для модального деления.

На рис. 3 показаны результаты разложения массового распределения осколков реакции $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ при энергии возбуждения 45 МэВ. Массовое распределение было описано гауссианами, соответствующими 4 делительным модам (S, S1, S2, S3). Положения пиков для асимметричных мод были зафиксированы на значениях, полученных для соответствующих замкнутых оболочек, исходя из простой гипотезы о неизменной зарядовой плотности.

Зависимость ширины массовых распределений от энергии взаимодействия для всех исследуемых

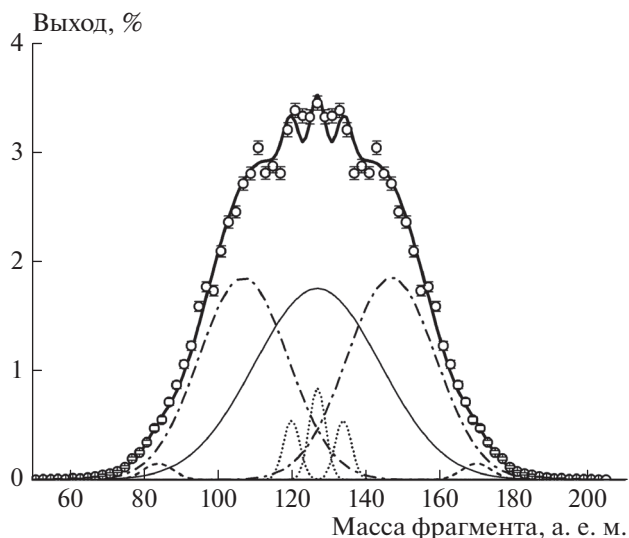


Рис. 3. Массовое распределение осколков деления, образованных в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ при энергии возбуждения составного ядра $^{254}\text{Fm}^*$ при энергии возбуждения 45 МэВ и результаты его разложения на делительные моды: S (тонкая сплошная линия), $S1$ (пунктирные линии), $S2$ (штрихпунктирные линии) и $S3$ (штриховые линии).

реакций показана на рис. 4. Стандартные отклонения экспериментальных массовых распределений обозначены символами, линиями показаны расчеты ЖКМ. Из рисунка видно, что при энергии ниже барьера Басса ширина массового распределения увеличивается. На рисунке также показаны данные для реакции $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, которая была детально исследована в работах [11–14]. Результаты многокомпонентного анализа осколков показали, что в массово-энергетических распределениях присутствуют четыре различных делительных моды (S , $S1$, $S2$, $S3$) вплоть до энергий возбуждения порядка 80 МэВ. Теоретические расчеты предразрывных форм делящихся ядер $^{224}, ^{226}\text{Th}$, наряду с результатами измерений множественности нейтронов и гамма-квантов, подтвердили этот вывод. Очевидно, что для этой реакции не ожидается присутствия ориентационно-зависимого квазиделения, так как оба партнера реакции (^{18}O , ^{208}Pb) являются сферическими ядрами, и все структурные особенности в массово-энергетических распределениях связаны с проявлением модального деления. Из рис. 4 видно, что зависимость дисперсии массового распределения для реакции $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ носит тот же характер, что и в случае реакций на деформированных мишенях. Таким образом, повышенные значения дисперсии массовых распределений в подбарьерной области в реакциях легких ионов с ядрами актинидных мишеней можно объяснить проявлением асимметричных делительных мод.

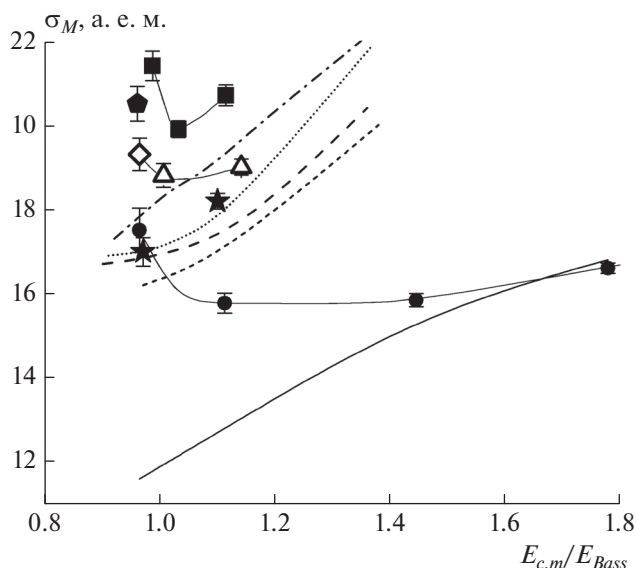


Рис. 4. Зависимость ширины массового распределения фрагментов от вносимой в систему энергии по отношению к энергии барьера Басса для всех исследуемых реакций. Символы – экспериментальные значения среднеквадратических отклонений массовых распределений: квадраты – $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$, пятиугольник – $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$, звездочки – $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, треугольники – $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$, ромб – $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$, кружки – $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Кривые – оценки жидкокапельной модели: пунктирная – $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$, штрих-пунктирная – $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$, короткий штрих – $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, длинный штрих – $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$, толстая сплошная линия – $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Тонкие сплошные линии приведены для наглядности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для составных ядер $^{248}\text{Cf}^*$, $^{254}, ^{256}\text{Fm}^*$, образованных в реакциях ионов $^{16}, ^{18}\text{O}$ и ^{22}Ne с сильно деформированными ядрами актинидных мишеней, был обнаружен повышенный выход фрагментов в области масс $\sim 70\text{--}90$ а. е. м., связанный с влиянием замкнутых оболочек $Z = 28$ и $N = 50$. Полная кинетическая энергия таких фрагментов оказалась выше предсказаний жидкокапельной модели. Было показано, что для всех исследованных реакций свойства массово-энергетических распределений проявляют черты, характерные для модального деления.

Было показано, что в реакциях легких ионов с деформированными актинидными ядрами увеличение ширины массового распределения в подбарьерной области связано с проявлением асимметричных мод деления составного ядра. Более того, анализ экспериментально измеренных значений сечения образования испарительных остатков не показал никаких отклонений от предсказаний статистической модели. Поэтому, при-

нимая во внимание тот факт, что увеличение дисперсии массового распределения и большая угловая анизотропия осколков легко объясняются в рамках концепции мультимодального ядерного деления, нет оснований ожидать присутствия ориентационного квазиделения в подбарьерной области для таких систем.

Исследования проводились при поддержке совместного гранта Российского научного фонда и Индийского департамента науки и технологий (проект № 19-42-02014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Knyazheva G.N., Kozulin E.M., Sagaidak R.N. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. Art. № 064602.
2. *Hinde D.J., Jeung D.Y., Prasad E. et al.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. Art. № 024616.
3. *Banerjee K., Ghosh T.K., Bhattacharya S. et al.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. Art. № 024605.
4. *Nishio K., Ikezoe H., Nagame Y. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 93. Art. № 162701.
5. *Kudo H., Nagame Y., Nakahara H. et al.* // Phys. Rev. C. 1982. V. 25. P. 909.
6. *Eremenko D.O., Drozdov V.A., Fotina O.V. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. № 014602.
7. *Козулин Э.М., Богачев А.А., Иткис 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.
8. *Brosa U., Grossmann S., Müller A.* // Phys. Rep. 1990. V. 197. P. 167.
9. *Turkevich A., Niday J.B.* // Phys. Rev. 1951. V. 84. P. 52.
10. *Siegler P., Hamsch F.-J., Oberstedt S., Theobald J.P.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 594. P. 45.
11. *Pokrovsky I.V., Itkis M.G., Itkis J.M. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. Art. № 014615.
12. *Kelic A., Itkis I.M., Pokrovsky I.V. et al.* // Europhys. Lett. 1999. V. 47. P. 552.
13. *Chubarian G.G., Itkis M.G., Kondratiev N.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. Art. № 052701.
14. *Русанов А.Я., Иткис М.Г., Кондратьев Н.А. и др.* // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 984; *Rusanov A.Ya., Itkis M.G., Kondratiev N.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 956.