

УДК 539.173

ПОИСК СУПЕРАСИММЕТРИЧНОЙ МОДЫ ДЕЛЕНИЯ ^{248}Cf , ^{254}Fm И ^{260}No , ПОЛУЧЕННЫХ В РЕАКЦИЯХ $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U ; $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U

© 2018 г. К. Б. Гикал^{1,*}, Э. М. Козулин¹, Ю. М. Иткис¹, М. Г. Иткис¹,
Г. Н. Княжева¹, К. В. Новиков¹, А. Н. Пан^{1,2}

¹Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

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

*E-mail: kgikal@mail.ru

Обсуждаются массово-энергетические распределения осколков деления составных ядер ^{248}Cf , ^{254}Fm и ^{260}No , полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$, $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ и $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ с энергией возбуждения 40–45 МэВ. Эксперимент был проведен на ускорителе У-400, ЛЯР, ОИЯИ (Дубна, Россия) с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра КОРСЕТ. Показано, что для осколков ^{260}No , полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ был обнаружен повышенный выход в суперасимметричной области масс 52/208 а.е.м., это обусловлено влиянием протонных и нейтронных оболочек в осколках, близких к дважды магическим ядрам ^{48}Ca и ^{208}Pb . Более того, для составного ядра $^{260}\text{No}^*$ с энергией возбуждения 41 МэВ было обнаружено проявление бимодального деления, это связано с наличием в обоих осколках ядра числа нейтронов и протонов, близкого к дважды магическому ^{132}Sn . Для составных ядер $^{248}\text{Cf}^*$, $^{254}\text{Fm}^*$, образованных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$, $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ с энергией возбуждения 40–45 МэВ, на уровне выхода осколков 10^{-5} суперасимметричной моды деления обнаружено не было.

DOI: 10.7868/S0367676518060224

ВВЕДЕНИЕ

При низкоэнергетическом делении тяжелых ядер в массово-энергетических распределениях (МЭР) осколков деления наблюдаются ярко выраженные структурные отклонения от ожидаемых в модели жидкой капли (МЖК) распределений. В относительных выходах масс осколков (массовом распределении) вместо распределения Гаусса с центром при $A_{CN}/2$ в МЖК наблюдаются двух- и трехгорбое распределения. При спонтанном и вынужденном делении при энергии возбуждения вплоть до 30–40 МэВ ядер актинидов с $Z = 90–102$ и $A = 226–256$, наблюдается ярко выраженное асимметричное массовое распределение осколков. В настоящее время накоплены обширные экспериментальные данные о МЭР при низкоэнергетическом и спонтанном делении ядер с $Z = 78–102$. На рис. 1 схематично представлены массовые распределения в зависимости от числа протонов и нейтронов делящегося ядра для области ядер Cf – Hs. Из рисунка видно, что массовый выход осколков может кардинальным образом меняться с изменением нуклонного состава делящегося ядра для спонтанного и низкоэнергетического деления.

Большое разнообразие форм массовых распределений может быть объяснено в рамках мультимодального подхода к описанию МЭР осколков. В этом подходе обычно предполагается, что экспериментально наблюдаемые распределения состоят из сильно различающихся МЭР для трех независимых мод деления, предложенных Брозой [1], а именно: симметричной (S), двух асимметричных: стандарт 1 ($S1$), стандарт 2 ($S2$) и суперасимметричной стандарт 3 ($S3$). Симметричная мода деления формируется в основном жидко-капельными свойствами ядра, и поэтому для нее наиболее вероятные значения масс осколков близки к $M = A/2$. Асимметричная мода $S1$ со средней массой тяжелых осколков $M_H \approx 132–134$ а.е.м., имеющих большую кинетическую энергию, обусловлена формированием тяжелых сферических осколков с Z_H и N_H , близкими к магическим значениям 50 и 82 соответственно. Дающая основной вклад в выходы масс асимметричная мода $S2$ обусловлена также свойствами тяжелого осколка и для нее характерна повышенная кинетическая энергия, а следовательно, относительно малые деформации тяжелого осколка со средней массой $M_H \approx 138–140$ а.е.м. Суперасимметричная мода деления $S3$ со средней массой легких осколков около 70 а.е.м. обусловлена влиянием ядерных оболочек $Z = 28$ и $N = 50$.

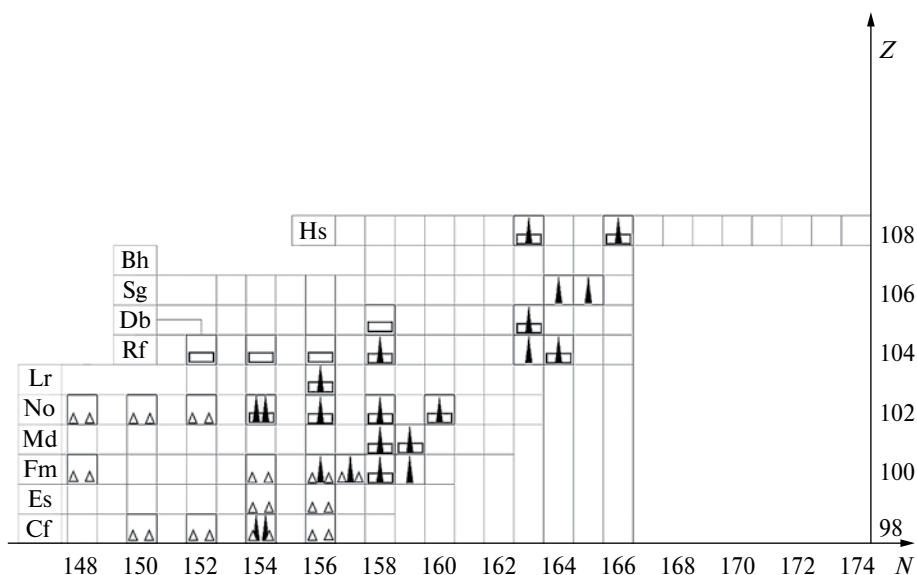


Рис. 1. Вид массовых распределений осколков деления с изменением нуклонного состава для области тяжелых ядер Cf–Hs. $\triangle\triangle$ – асимметричное некомпактное деление, \square – симметричное некомпактное деление, $\square\blacktriangle$ – симметричное компактное деление, $\square\blacktriangle\blacktriangle$ – комбинация симметричного некомпактного деления и асимметричного компактного деления, $\square\blacktriangle\triangle$ – комбинация симметричного компактного деления и асимметричного компактного деления, $\triangle\blacktriangle\blacktriangle$ – комбинация асимметричного некомпактного деления и асимметричного компактного деления, $\square\blacktriangle\triangle$ – комбинация симметричного некомпактного деления и симметричного компактного деления.

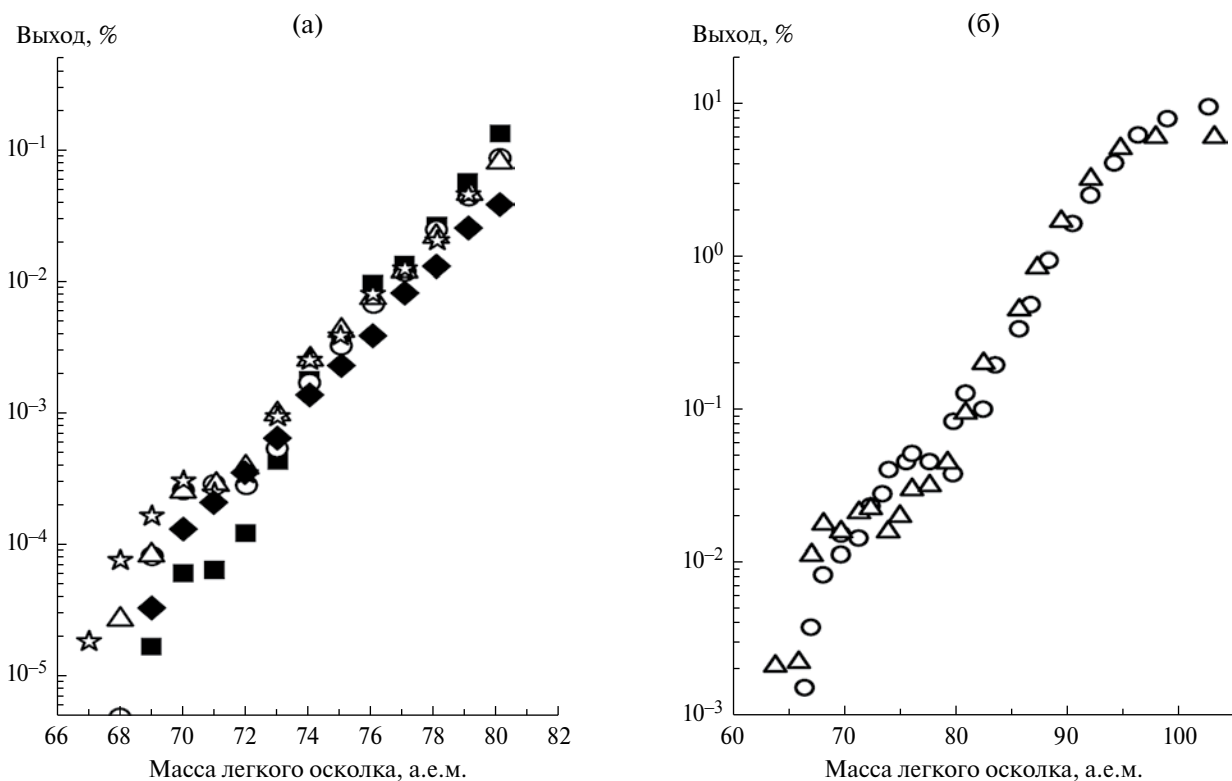


Рис. 2. (а) – массовое распределение легких осколков образовавшихся в результате деления ^{235}U (квадраты), ^{239}Pu (кружки), ^{242}Am (треугольники), ^{245}Cm (звезды), ^{249}Cf (ромбы) [3]; (б) – деление At и Po, образованных в реакциях $\alpha + ^{208}\text{Pb}$, $\alpha + ^{209}\text{Bi}$ [2].

В экспериментах по изучению деления ядер At и Po, полученных в реакциях с альфа-частицами [2], и деления актинидов тепловыми нейтронами [3] мы можем видеть проявление суперасимметричной моды деления (рис. 2). Проявление суперасимметричной моды связано с влиянием оболочки $Z = 28$ и $N = 50$ в обоих случаях. Следует заметить из работы [2], что при делении At и Po эта суперасимметричная мода также обуславливается проявлением оболочек $Z = 50$ и $N = 82$ в тяжелом фрагменте.

Цель нашей работы – исследование влияния ядерных оболочек на формирование осколков деления ядер ^{248}Cf , ^{254}Fm , ^{260}No , полученных в реакциях с тяжелыми ионами при энергии возбуждения 40–45 МэВ.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ (Россия, Дубна) при энергии ^{16}O 84 МэВ и ^{22}Ne 101 МэВ.

Мишени изготавливались путем напыления ^{238}U и ^{232}Th толщиной $100 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ на углеродные пленки толщиной $40 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$. Мишени были помещены в центр реакционной камеры под углом 45° к оси пучка.

Массы и энергии фрагментов деления были измерены при помощи двухплечевого времяпролетного (ТОФ) спектрометра КОРСЕТ [4].

Спектрометр КОРСЕТ состоит из двух идентичных времяпролетных плеч для измерений скоростей

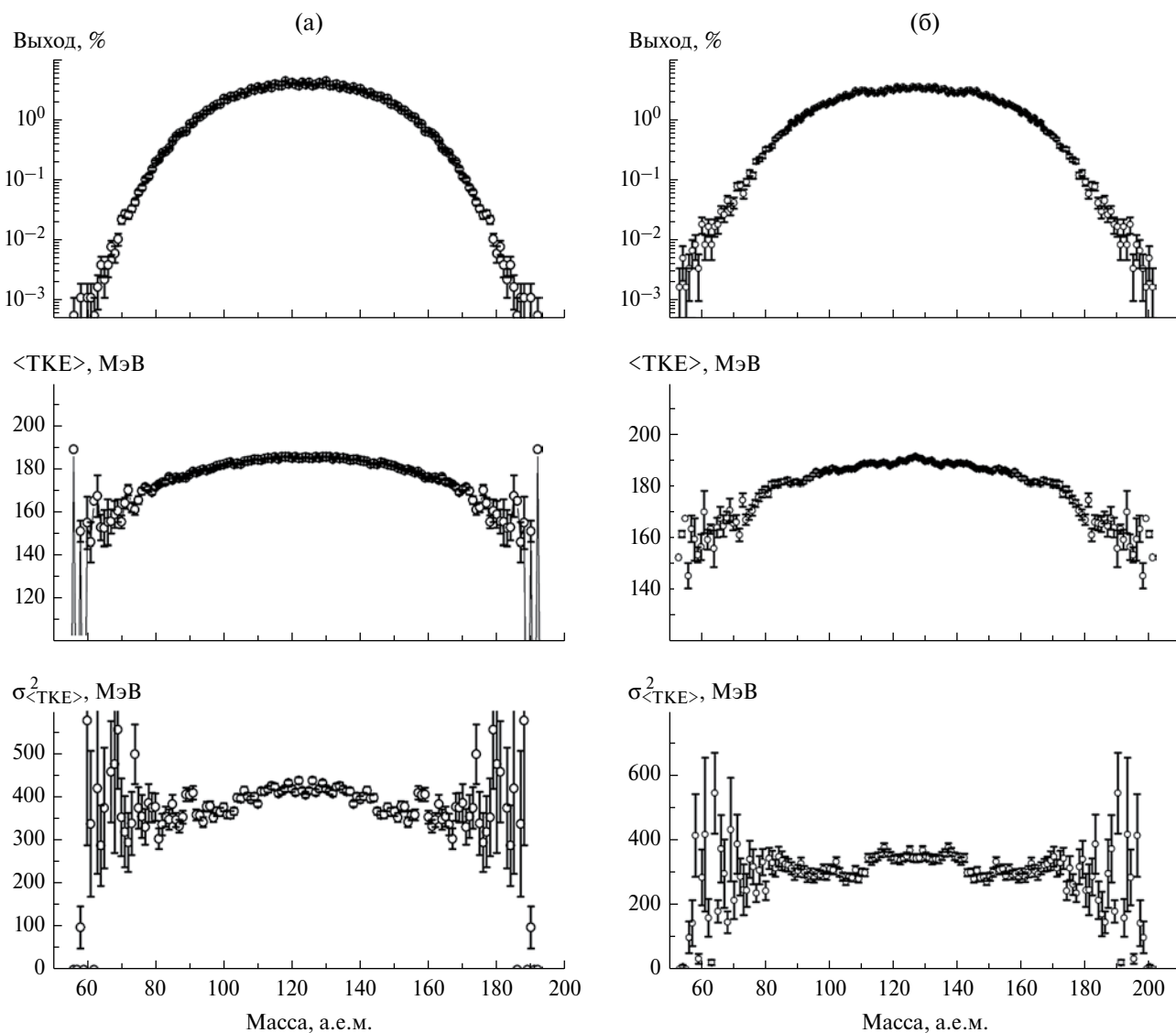


Рис. 3. Массовое распределение осколков деления, зависимости средней полной кинетической энергии $\langle \text{TKE} \rangle$ и ее дисперсии $\sigma^2_{\langle \text{TKE} \rangle}$ от массы осколка деления ядер ^{248}Cf (а), ^{254}Fm (б), полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$.

обоих фрагментов реакции. Каждое плечо включает в себя стартовый и позиционно-чувствительный стоповый детекторы на основе микроканальных пластин (МКП) с тонкими углеродными ($35 \text{ мкг} \cdot \text{см}^2$) фольгами и полупроводникового детектора для измерения энергии фрагмента напрямую. Стартовые и стоповые детекторы помещались на расстоянии 5 и 25 см от мишени соответственно. ППД был установлен на расстоянии 1 см от стопового детектора. Плечи спектрометра были размещены относительно оси пучка под углами 70° и 80° . Угловой акцептанс каждого плеча составлял $\pm 10^\circ$ в плоскости реакции и $\pm 8^\circ$ вне плоскости. Телесный угол каждого плеча спектрометра был порядка 200 мср. Временное разрешение, определенное при помощи источника альфа-частиц ^{226}Ra , составило ~ 150 пс. Массовое разрешение спектрометра КОРСЕТ в данном эксперименте составило примерно 2 а.е.м.

Энергия, которая измерялась напрямую из ППД, сравнивалась с расчетной энергией, полученной из 2-ТОФ-измерений, что позволило существенно повысить надежность получаемых массовых выходов и опуститься до уровня 10^{-5} .

2. МЭР ФРАГМЕНТОВ ДЕЛЕНИЯ

МЭР осколков деления ^{248}Cf , ^{254}Fm , полученных в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$, $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ при $E^* = 40\text{--}45$ МэВ, показаны на рис. 3. Массовые распределения нормированы на 200%. Как видно из рис. 3, при делении ^{248}Cf и ^{254}Fm при энергии возбуждения $E^* = 40\text{--}45$ МэВ в массовом распределении не было обнаружено суперасимметричной моды на уровне выхода масс 10^{-5} . Возможно, что суперасимметричная мода проявится, но при выходе меньше, чем 10^{-5} , но это требует дополнительных исследований с большей статистикой.

МЭР осколков деления ^{260}No , полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ при $E^* = 41$ МэВ, показаны на рис. 4а и б. При энергии возбуждения $E^* = 41$ МэВ в массовом распределении осколков деления ^{260}No проявляется повышенный выход фрагментов в суперасимметричной области масс 52/208 а.е.м. На рис. 4а штрихпунктирной светлосерой линией показан выход, рассчитанный Грайнером [5] для деления ядра ^{255}Fm . Согласно этим расчетам был предсказан повышенный выход в области масс 60/196 а.е.м., обусловленный влиянием замкнутых оболочек. Из рисунка видно, что полученный выход для суперасимметричной моды деления ^{260}No составляет $10^{-2}\%$, что заметно больше, чем выход этой моды для деления At и Po [2] или деления актинидов [3].

Поведение средней кинетической энергии и ее дисперсии (см. рис. 4б и в) также подтверждает существование суперасимметричной моды, обнаруженной в массовом распределении осколков деления ^{260}No . В случае деления ^{260}No

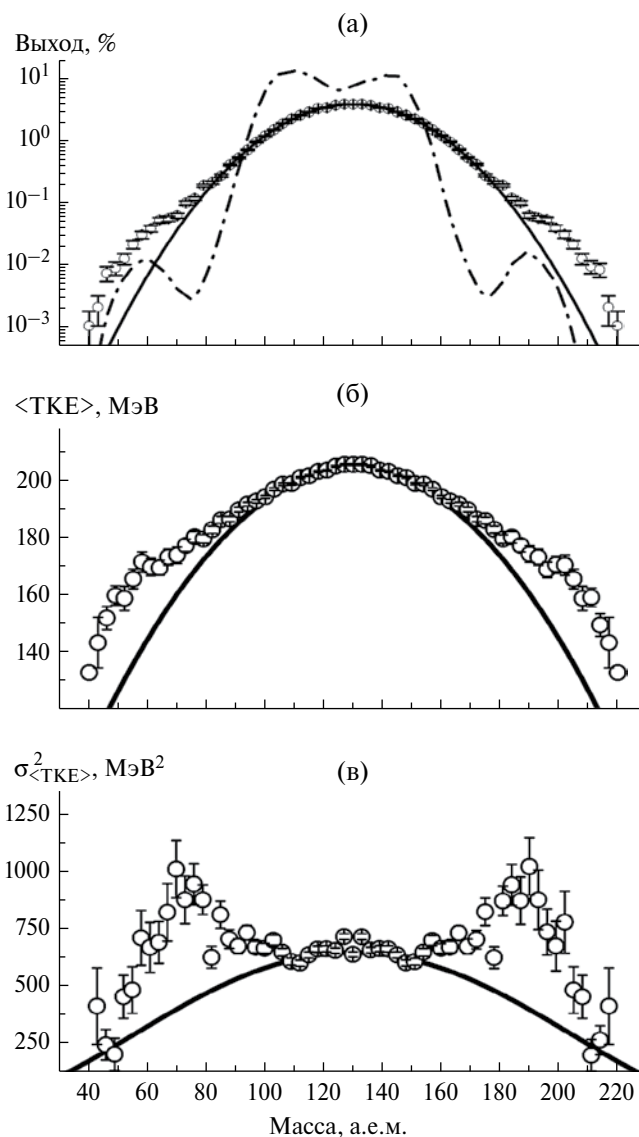


Рис. 4. Массовое распределение (а), средняя кинетическая энергия $\langle \text{TKE} \rangle$ (б) и ее дисперсия $\sigma_{\langle \text{TKE} \rangle}^2$ в зависимости от массы (в) осколков деления ^{260}No , полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ при $E^* = 41$ МэВ. Кружки – экспериментальные данные, сплошная кривая – расчеты по ЖКМ, штрихпунктир – расчеты [5] для деления ядер ^{255}Fm тепловыми нейтронами.

суперасимметричная мода обусловлена влиянием нескольких ядерных оболочек с дважды магическим свинцом ^{208}Pb в тяжелом осколке, $Z = 20$, 28 и $N = 28$, 50 в легком осколке. Из гипотезы о неизменной зарядовой плотности эти оболочки соответствуют массам осколков 208 а.е.м. ($Z = 82$, $N = 126$); 51 и 71 а.е.м. ($Z = 20$, 28); 46 и 82 а.е.м. ($N = 28$, 50).

Частным случаем модального деления является бимодальное деление. Явление бимодального деления было обнаружено в 1980-х годах для

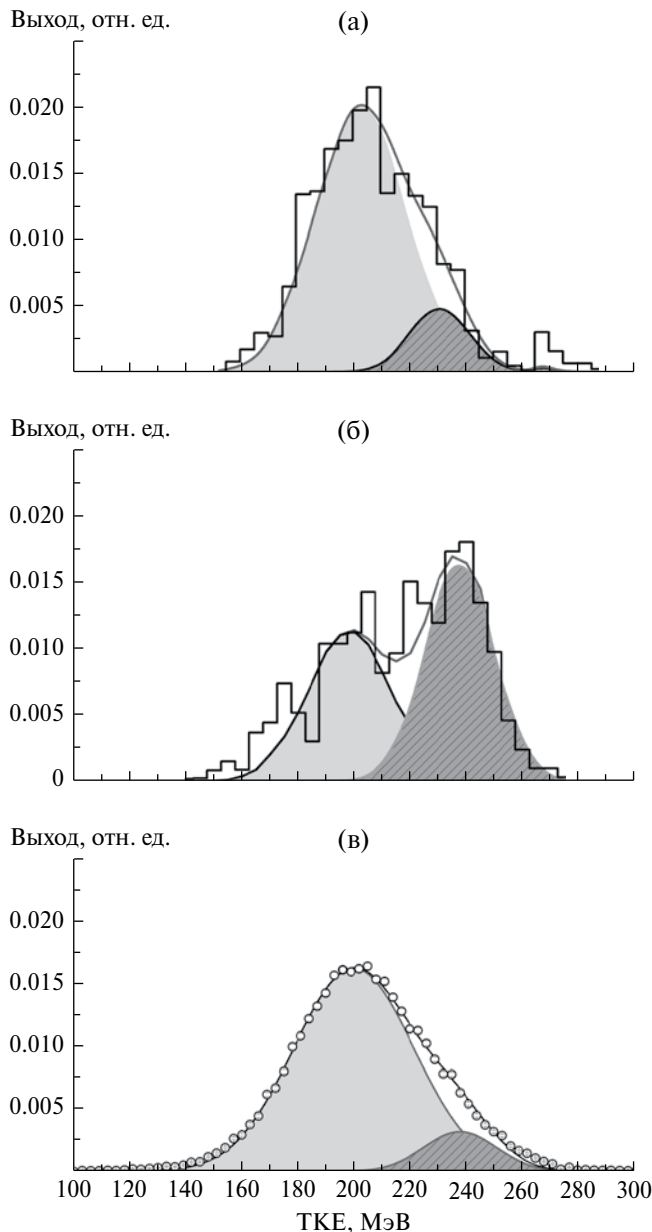


Рис. 5. Симметричная часть энергетического распределения осколков для спонтанного деления $^{258,262}\text{No}$ [7] (а, б) и деления ^{260}No , полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ с $E^* = 41$ МэВ (в); (а, б) – вклад симметричной моды деления (серый цвет), проявление оболочных эффектов (компактная конфигурация, штрихованный темный серый) [7]; (в) – вклад симметричной моды деления, (серый цвет) штрихованным серым – проявление оболочных эффектов (штрихованный темный серый), кружки – экспериментальные данные.

спонтанного и низкоэнергетического деления в области ядер Fm–Rf ($Z = 100–104$). В работе [6] было обнаружено, что у некоторых спонтанно делящихся изотопов Fm, Md и No наблюдаются симметричные распределения масс фрагментов, ширина которых гораздо уже, чем для деления

согласно ЖКМ. Еще более впечатляющим является распределения ТКЕ, среднее значение которого на 20–30 МэВ больше, чем для обычного деления. Отклонение от ЖКМ объясняется влиянием околomagических значений в обоих осколках (дважды магического олова).

Анализ энергетического распределения симметричных осколков деления ядра ^{260}No , полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$, показал (рис. 5а) наличие высокоэнергетической моды, которая составляет примерно 7% от общего распределения. Таким образом, при делении ^{260}No с энергиями возбуждения 41 МэВ было обнаружено проявление бимодального деления. Бимодальное деление ранее было экспериментально обнаружено для спонтанного деления ^{258}No и ^{262}No (см. рис. 5б и в) [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были измерены МЭР осколков деления ядер ^{248}Cf , ^{254}Fm и ^{260}No , полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$, $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ и $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$. Для составных ядер $^{248}\text{Cf}^*$ и $^{254}\text{Fm}^*$, полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ и $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ с энергией возбуждения 40–45 МэВ суперасимметричной моды деления не было обнаружено на уровне выхода масс 10^{-5} .

Для составного ядра ^{260}No , полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$, мы можем наблюдать повышенный выход осколков деления в суперасимметричной области масс 52/208 а.е.м., это связано с влиянием нескольких ядерных оболочек, а именно, с дважды магическим свинцом ^{208}Pb в тяжелом осколке и $Z = 20$, 28 и $N = 28$, 50 в легком осколке. Также можно отметить наличие высокоэнергетической моды, которая составляет примерно 7% от общего распределения. Таким образом, при делении ^{260}No с энергиями возбуждения 41 МэВ было обнаружено проявление бимодального деления. Отклонение от ЖКМ объясняется влиянием околomagических значений в обоих осколках (дважды магического Sn).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brosa U., Grossmann S., Müller A. et al. // Phys. Rep. 1990. V. 197. P. 167.
2. Itkis M.G. // Z. Phys. A. 1985. V. 320. P. 433.
3. Rochmann D. // Nucl. Phys. A. 2004. V. 735. P. 3.
4. Козулин Э.М., Богачев А.А., Иткис М.Г. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 1. С. 51; Kozulin E.M., Bogachev A.A., Itkis M.G. et al. // Instrum. and Experim. Tech. 2008. V. 51. № 1. P. 44.
5. Greiner W. // Fusion Dynamics at the Extremes Conf. Singapore: World Scientific, 2000.
6. Hulet E.K., Wild J.F., Dougan R.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 313.
7. Hulet E.K. // Phys. Atom. Nucl. 1994. V. 57. P. 1165.