

ИССЛЕДОВАНИЕ МОД ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ^{248}Cf И $^{254,256}\text{Fm}$, ОБРАЗОВАННЫХ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

© 2023 г. А. А. Остроухов^{1)*}, Э. М. Козулин^{1),2)}, Н. Т. Буртебаев²⁾,
А. А. Богачев¹⁾, К. Б. Гикал¹⁾, Ю. М. Иткис^{1),2)}, Г. Н. Княжева¹⁾,
Т. Н. Квочкина²⁾, Е. С. Мухамеджанов^{1),2),3)}, К. В. Новиков¹⁾, А. Н. Пан²⁾

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.; после доработки 21.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

Исследована роль замкнутых и деформированных протонных и нейтронных оболочек в делении ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$ с энергией возбуждения от 40 до 56 МэВ. Массово-энергетические распределения осколков деления этих ядер, образованных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$, были измерены при энергиях налетающих ионов вблизи кулоновского барьера с помощью времяпролетного спектрометра CORSET. Показано, что во всех исследованных реакциях повышенный выход осколков в районе массы 100 а.е.м. связан с влиянием деформированной протонной оболочки $Z \sim 38$. Обнаружено проявление SuperShort-моды в делении ^{256}Fm при энергии возбуждения составного ядра 40 МэВ.

DOI: 10.31857/S0044002723010427, EDN: RGELER

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время массовые и энергетические распределения (МЭР) осколков спонтанного и низкоэнергетического деления актинидных ядер хорошо изучены [1–3]. Было обнаружено, что массовые распределения осколков деления в этой области асимметричны и определяются влиянием замкнутых и деформированных ядерных оболочек. С увеличением энергии возбуждения делящихся ядер влияние оболочек уменьшается, и при энергии возбуждения более 40–50 МэВ свойства осколков деления становятся близкими к предсказанным моделью жидкой капли (МЖК).

На рис. 1 схематично представлены массовые распределения осколков для области ядер Cf–Hs. Как видно из рисунка, форма массового распределения может значительно изменяться в зависимости от числа протонов и нейтронов делящегося ядра, а при числе нейтронов $N \geq 156$ и $Z \geq 100$, помимо симметричного и асимметричного деления, может проявляться узкая высокоэнергетическая симметричная компонента.

Впервые предположение о существовании двух независимых способов деления (симметричного и

асимметричного) было выдвинуто в 1950-х гг. Туркевичем и Нидаем [4] при анализе массовых распределений осколков деления ^{232}Th быстрыми нейтронами. Но из-за ряда неудачных попыток применения двухкомпонентного описания к другим ядрам интерес к этому подходу упал. Гипотеза модального деления получила физическое обоснование в теоретических работах Пашкевича и Брозы с соавторами [5–7], где было показано, что жидкокапельные и оболочечные эффекты в делящемся ядре приводят к появлению нескольких долин на поверхности потенциальной энергии деформации, каждая из которых подходит к точке разрыва на осколки со своей характерной основной делительной и масс-асимметричной деформацией и отвечает за формирование массово-энергетических распределений независимых мод.

Броза [7] предложил свою классификацию, где выделил несколько мод деления: симметричные SuperLong (S) и SuperShort (SS), асимметричные Standard 1 (S1) и Standard 2 (S2), а также суперасимметричную Standard 3 (S3). Симметричная мода S определяется жидкокапельными свойствами ядра, поэтому наиболее вероятные значения масс осколков $M = A_{\text{CN}}/2$, а их среднюю полную кинетическую энергию можно оценить из систематики Вайолы [8]. Мода SS объясняется влиянием оболочечных эффектов. Она связана с возможностью иметь одновременно в обоих осколках околomagические значения чисел протонов и нейтронов $Z \sim 50$ и $N \sim 82$. Распределение кинетической энергии SS-моды характеризуется более высоким средним значением (на ~ 20 МэВ) и меньшей дисперсией по

¹⁾Лаборатория ядерных реакций им. Г. Н. Флерова, ОИЯИ, Дубна, Россия.

²⁾Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан.

³⁾Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан.

*E-mail: ostroukhov@jinr.ru

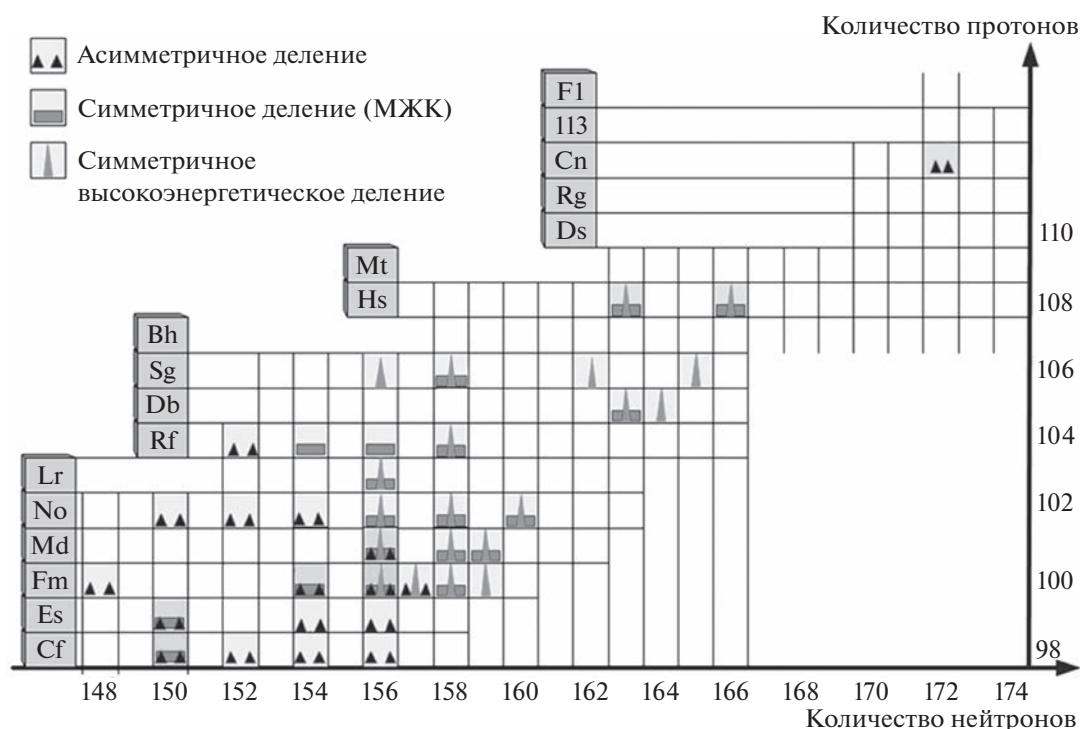


Рис. 1. Вид массовых распределений осколков деления в зависимости от нуклонного состава для области тяжелых ядер Cf–Hs.

сравнению с S -модой. Мода $S1$, характеризующаяся более высокой по сравнению с S -модой кинетической энергией, формируется за счет влияния магических оболочек в тяжелом осколке $Z_H \sim 50$ и $N_H \sim 82$ (средняя масса тяжелого фрагмента $M_H \approx 132\text{--}134$ а.е.м.). Моду $S2$, для которой также характерна повышенная кинетическая энергия, а средняя масса тяжелого фрагмента $M_H \approx 138\text{--}140$ а.е.м., связывают с влиянием деформированной оболочки $N = 88$ [9, 10]. Суперасимметричная мода $S3$ со средней массой легких фрагментов $M_L \approx 70$ а.е.м. обусловлена проявлением оболочек $Z \sim 28$ и $N \sim 50$. Впервые суперасимметричная мода была обнаружена при делении составных ядер в области Pb [11]. Для ядер ^{210}Po и ^{213}At выход этой моды составил около $10^{-2}\%$. Эта мода также наблюдалась в делении ядер-актинидов тепловыми нейтронами, где ее вклад не превышает $10^{-4}\%$ [12].

Суперасимметричное деление возбужденных актинидных ядер ^{248}Cf , $^{254,256}\text{Fm}$ при энергиях вблизи кулоновского барьера было исследовано в работе [13], однако на уровне выхода масс $10^{-5}\%$ его вклад не был обнаружен.

Цель настоящей работы состояла в более глубоком изучении мультимодального деления возбужденных актинидных ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$, полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при энергиях вблизи кулоновского барьера.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерения МЭР осколков деления ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$ проводились на ускорителе У-400М Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ при энергии налетающих ионов 84 и 96 МэВ, $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ — 89 и 101 МэВ и $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при энергии ионов 85 МэВ. Энергетическое разрешение пучка составляло $\sim 2\%$.

В эксперименте использовались мишени, изготовленные путем напыления ^{232}Th и ^{238}U (200 и 150 мкг см^{-2} соответственно) на углеродные пленки толщиной 40 мкг см^{-2} . Мишени были помещены в центр реакционной камеры под углом 45° к оси пучка.

Массы и энергии бинарных продуктов реакций были измерены с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET [14]. Спектрометр состоит из двух идентичных времяпролетных плеч для измерений скоростей бинарных фрагментов реакции. Каждое плечо включает в себя стартовый детектор и позиционно-чувствительный стоповый детектор, изготовленные на основе микроканальных пластин с тонкими углеродными (40 мкг см^{-2}) на стартовом детекторе и майларовыми (170 мкг см^{-2}) пленками на стоповом детекторе. Расстояние между мишенью и стартовым/стоповым детектором составляло

5/25 см, а размеры составили $2 \times 3/7 \times 9$ см соответственно. Плечи спектрометра устанавливались под углами $\pm 78^\circ$, что соответствует $\pm 90^\circ$ в системе центра масс (СЦМ). Временное разрешение спектрометра составляет 180 пс. Угловое разрешение составляет $\pm 0.3^\circ$. В данных условиях массовое и энергетическое разрешения составили 2–3 а.е.м. и ± 5 МэВ соответственно.

МЭР первичных бинарных фрагментов реакций были получены из измеренных координат и времен пролета с помощью метода двух скоростей. Обработка данных проводилась исходя из законов сохранения импульса и энергии, а также массового числа в предположении, что масса составной системы равна сумме масс взаимодействующих ядер. Эмиссия нейтронов не принималась во внимание, так как в исследуемых реакциях вероятность испарения трех и более предразрывных нейтронов крайне мала, поэтому, учитывая массовое разрешение спектрометра, это не оказывает существенного влияния на МЭР осколков. При обработке были учтены потери энергии фрагмента в мишени и фольгах детекторов.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Массово-энергетические распределения осколков деления исследуемых реакций показаны на рис. 2. Видно, что при близких энергиях возбуждения составных ядер МЭР для всех реакций очень похожи. Как было сказано выше, при высоких энергиях возбуждения свойства МЭР фрагментов хорошо описываются в рамках жидкокапельной модели: массовые распределения можно описать одним гауссианом, распределения полной кинетической энергии (ТКЕ) также имеют близкую к гауссовой форму, а зависимость средней ТКЕ ($\langle \text{ТКЕ} \rangle$) от массы осколка — параболическую. Сплошные линии на рис. 2 соответствуют расчетам по МЖК. Как видно из рисунка, в области асимметричных масс наблюдаются отклонения от МЖК, которые уменьшаются с ростом энергии возбуждения. Эти отклонения объясняются проявлением оболочечных эффектов в этих реакциях.

Очевидно, что влияние ядерных оболочек проявляется наиболее ярко в спонтанном и низкоэнергетическом делении. В работе [15] модальный анализ спонтанного деления ^{254}Fm выявил наличие асимметричной моды в области масс легкого осколка ~ 100 а.е.м. Исходя из гипотезы о неизменной зарядовой плотности, этим массам соответствуют $Z_L \approx 39$. Недавние систематические исследования образования и распада изотопов Pt, Hg и Pb [16, 17] показали, что при формировании осколков деления преактинидных ядер стабилизирующую роль играют протонные числа $Z \approx 36$,

38 в легком фрагменте. Поэтому проявление асимметричной моды в области масс легкого осколка ~ 100 а.е.м. в делении актинидов можно объяснить влиянием протонной оболочки $Z = 38$ в легком фрагменте.

При исследуемых в данной работе энергиях возбуждения вклад симметричной жидкокапельной компоненты значительно выше, чем асимметричных мод, вследствие чего структуры в МЭР осколков выражены слабо и проведение мультимодального анализа является сложной процедурой. В связи с этим для разложения экспериментальных распределений М-ТКЕ матрицы были разбиты на три области: область масс $A_{\text{СН}}/2 \pm 6$ а.е.м., где ожидается наибольший выход симметричных мод, область с максимальным выходом асимметричных мод (~ 100 – 120 а.е.м.), связанных с влиянием оболочек $Z = 50, 56$ и $N = 82, 88$, и сильно асимметричная область масс (~ 60 – 100 а.е.м.), где наибольший вклад вносят суперасимметричные моды, образованные под влиянием оболочек $Z = 28$ и $Z = 50$. Для каждой области были построены и проанализированы распределения ТКЕ. Выход каждой моды описывался функцией Гаусса:

$$Y_i(M) = A_{\text{З}} * e^{\frac{-M-M_i}{2*\sigma_{\text{З}}^2}},$$

$$Y_i(\text{ТКЕ}) = A_{\text{ТКЕ}} * e^{\frac{-\text{ТКЕ}-\text{ТКЕ}_i}{2*\sigma_{\text{ТКЕ}}^2}},$$

$$\begin{cases} Y_{\text{tot}}(M) = \sum_i Y_i(M), \\ Y_{\text{tot}}(\text{ТКЕ}) = \sum_i Y_i(\text{ТКЕ}), \end{cases}$$

где Y_i — выход моды, A_{iM} и $A_{i\text{ТКЕ}}$ — высота (амплитуда) пика моды в массовом спектре и спектре ТКЕ, M_i и ТКЕ_i — позиция пика в массовом спектре и спектре ТКЕ, σ_{iM} и $\sigma_{i\text{ТКЕ}}$ — среднеквадратические отклонения массового и энергетического распределений. В процедуре разложения измеренных спектров на моды положения пиков их амплитуды и ширины варьировались таким образом, чтобы вклад каждой моды имел одинаковый вес в массовом и энергетическом распределениях. Положения пиков в массовых распределениях были зафиксированы на значениях, полученных для этих оболочек в предположении неизменной зарядовой плотности. Дисперсии массового распределения для S-моды были зафиксированы на значениях, полученных из систематики для деления нагретых ядер в соответствии с МЖК [18]. В работе по исследованию модальной структуры МЭР осколков деления актинидных ядер ^{232}Th и ^{235}U протонами низких энергий [19] было показано, что кинетическая энергия моды S1 выше, чем моды S2, а ее дисперсия, наоборот, меньше. Это также было учтено нами в процедуре разложения.

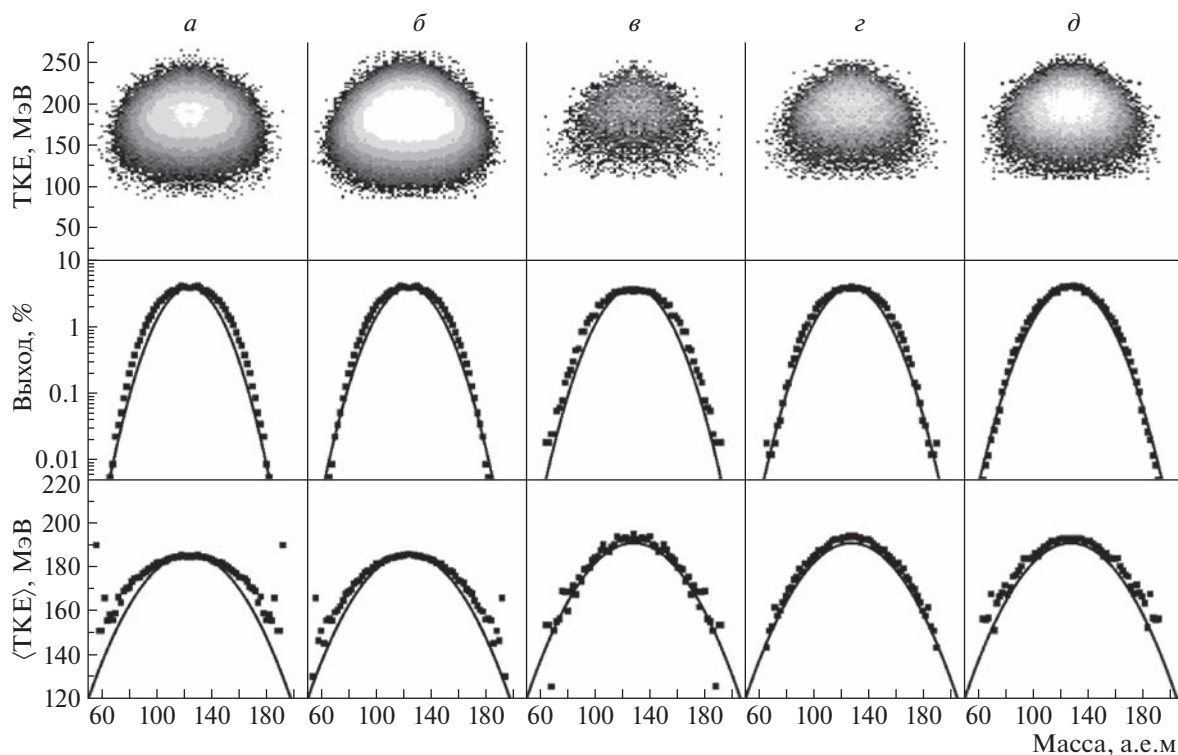


Рис. 2. Сверху вниз: двумерные распределения выходов осколков в зависимости от их массы и полной кинетической энергии (ТКЕ), массовые распределения осколков деления (выход), зависимость средней (ТКЕ) от массы осколка деления. *а* — ^{248}Cf при $E^* = 42$ МэВ, *б* — $E^* = 53$ МэВ, *в* — ^{256}Fm при $E^* = 40$ МэВ, *г* — ^{254}Fm при $E^* = 45$ МэВ, *д* — при $E^* = 56$ МэВ.

Пример такого разложения для реакции $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ продемонстрирован на рис. 3.

Результаты разложений массовых распределений осколков деления $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ показаны на рис. 4. Полученные значения наиболее вероятных энергий и вклады каждой моды для всех исследованных реакций приведены в табл. 1–3.

Для реакций $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ с увеличением энергии налетающего иона вклад симметричной моды *S* вырос на ~ 10 –15%. В случае $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при $E_{\text{lab}} = 85$ МэВ ее вклад составил 61%. ТКЕ этой моды в пределах ошибки соответствует значению систематики Вайолы [8]. ТКЕ моды *S1* на ~ 20 МэВ больше, чем *S*-моды. В реакциях с ионами ^{16}O с увеличением энергии возбуждения выход *S1*-моды понизился с 3–4 до 1%. ТКЕ моды *S2* примерно на 10–15 МэВ выше, чем моды *S*. В реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U с ростом энергии возбуждения вклад этой моды упал с 16% до 8–9%. Для реакции $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при $E_{\text{lab}} = 85$ МэВ ее вклад составил 22%.

Во всех исследуемых реакциях вклад моды *S3*, обусловленной влиянием сферических оболочек $Z = 28$, $N = 50$, на уровне выхода масс $10^{-5}\%$ обнаружен не был. Однако для описания массовых

распределений потребовалось введение еще одной моды (в дальнейшем называемой *S3**) с массой легкого осколка в районе 100 а.е.м., связанной с возможным проявлением деформированной оболочки $Z = 38$. ТКЕ этой моды приблизительно на 10 МэВ ниже, чем моды *S*. С увеличением энергии возбуждения в случае реакций $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ и $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ выход этой моды уменьшился с 9% до 5–7%. Эта оболочка также проявилась в реакции $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$, где ее вклад составил $\sim 12\%$.

На рис. 5 показаны распределения ТКЕ симметричных осколков деления с массами $A_{\text{CN}}/2 \pm 10$ а.е.м., полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при самых низких из измеренных энергиях возбуждения. Как видно из рисунка, для ядер ^{248}Cf (рис. 5а) и ^{254}Fm (рис. 5б) мода *SS* не была обнаружена. Вклад этой моды, обусловленной влиянием замкнутых оболочек $Z = 50$, $N = 82$ одновременно в обоих осколках деления, был обнаружен только в реакции $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$, ведущей к образованию ^{256}Fm при начальной энергии возбуждения 40 МэВ (рис. 5в). Это связано с тем, что, во-первых, для этого ядра получают более благоприятные условия для формирования двух сферических осколков с $Z = 50$ и $N \sim 82$ (ядро

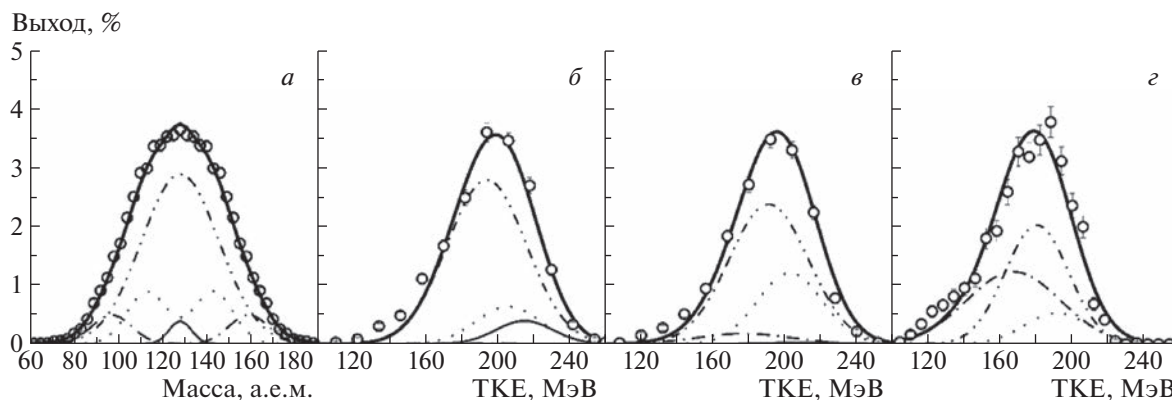


Рис. 3. Массовые и энергетические распределения осколков деления ^{256}Fm и результаты их разложения на моды. *а* — Массовое распределение ^{256}Fm , *б* — энергетическое распределение ^{256}Fm в области масс 122–134 а.е.м., *в* — энергетическое распределение ^{256}Fm в области масс 102–122 а.е.м., *г* — энергетическое распределение ^{256}Fm в области масс 62–102 а.е.м. Точки: экспериментальные распределения. Кривые: сумма всех кривых (сплошная), результаты разложения на делительные моды — *S* (штрихштрихпунктирная), *SS* ($Z = 50$) (тонкая сплошная), *S2* ($Z = 56$) (штриховая), *S3** ($Z = 38$) (штрихпунктирная).

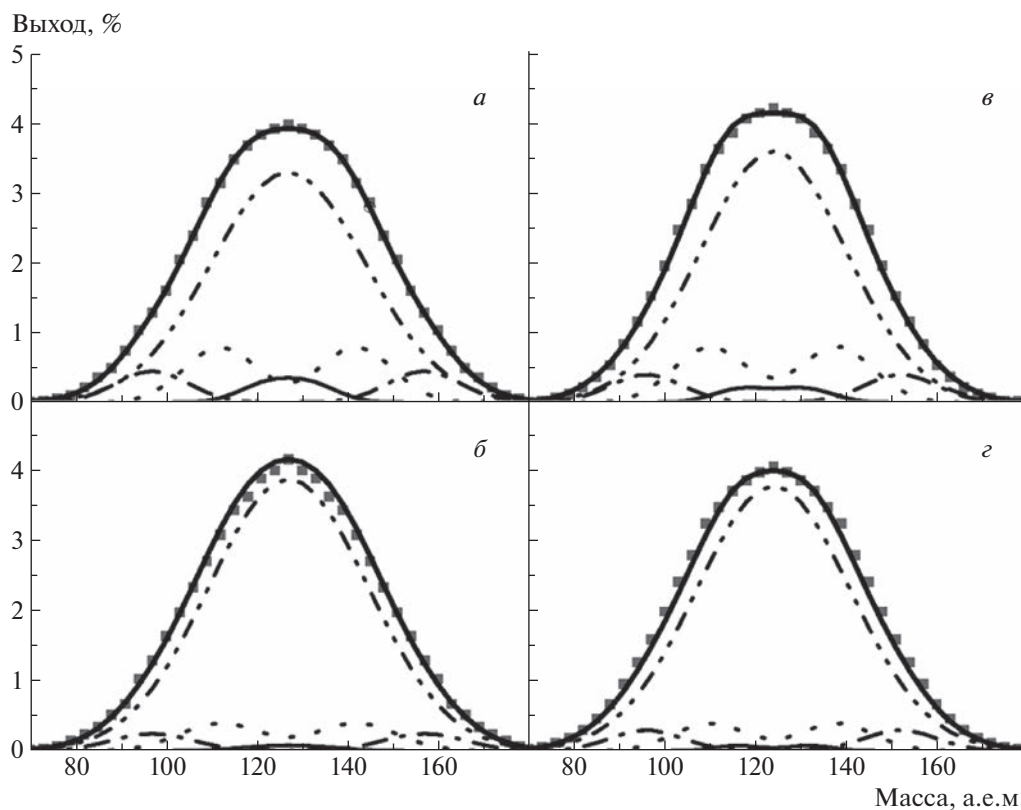


Рис. 4. Массовые распределения осколков деления. *а* — ^{248}Cf при $E_{\text{lab}} = 84$ МэВ, *б* — $E_{\text{lab}} = 96$ МэВ, *в* — ^{254}Fm при $E_{\text{lab}} = 89$ МэВ, *г* — $E_{\text{lab}} = 101$ МэВ. Кривые: сумма всех кривых (сплошная), результаты разложения на моды — *S* (штрихштрихпунктирная), *S1* ($Z = 52$) (тонкая сплошная), *S2* ($Z = 56$) (штриховая), *S3** ($Z = 38$) (штрихпунктирная).

^{256}Fm содержит 100 протонов и 156 нейтронов), а во-вторых, в этом случае начальная энергия возбуждения составного ядра самая низкая из исследуемых в данной работе, и оболочечные эффекты должны проявляться ярче. ТКЕ этой моды

на ~ 25 МэВ больше, чем моды *S*, а ее вклад составил порядка 4%. Проявление *SS*-моды было обнаружено в работе [20] при делении ядер ^{257}Md , полученных в реакции $^{19}\text{F} + ^{238}\text{U}$ вплоть до $E^* = 48$ МэВ, тогда как для ядер ^{256}Fm и ^{251}Es , полу-

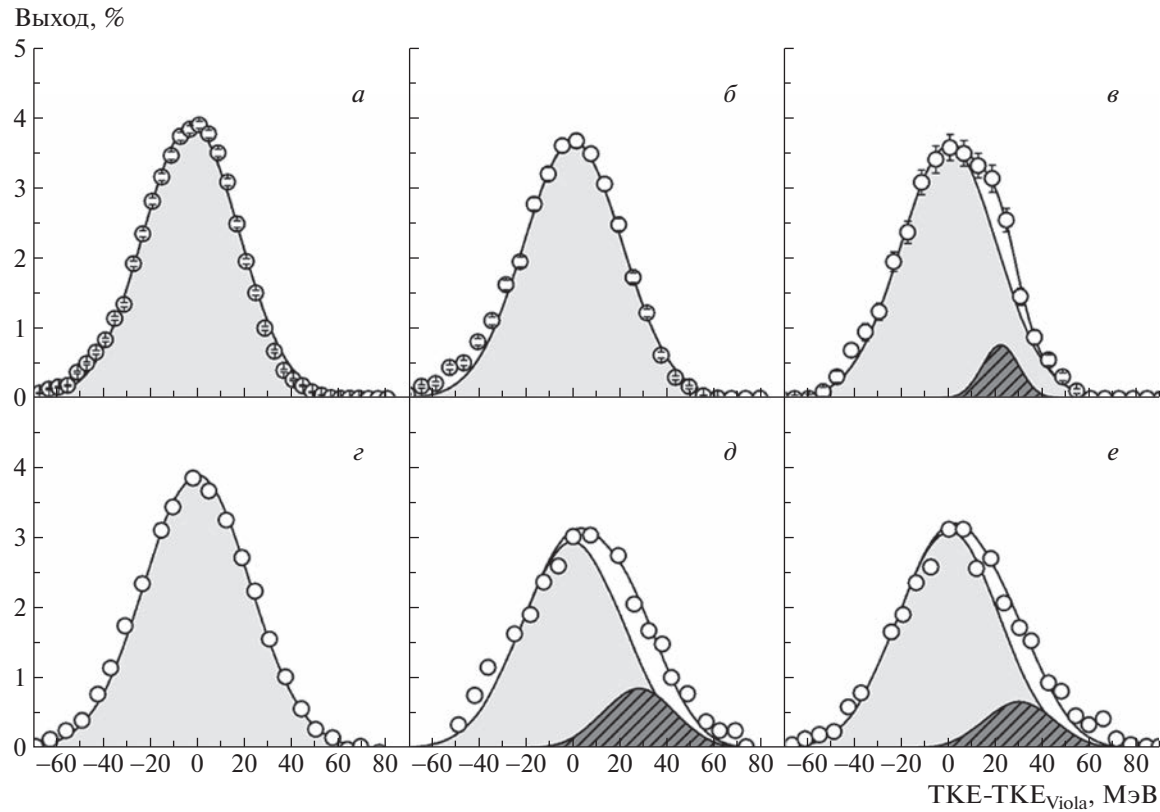


Рис. 5. Распределения ТКЕ симметричных (с массами $A_{CN}/2 \pm 10$ а.е.м.) осколков деления. *a* — ^{248}Cf при $E^* = 42$ МэВ, *б* — ^{254}Fm при $E^* = 45$ МэВ, *в* — ^{256}Fm при $E^* = 40$ МэВ, *г* — ^{251}Es при $E^* = 47.6$ МэВ, *д* — ^{256}Fm при $E^* = 36.3$ МэВ, *е* — ^{257}Md при $E^* = 37.5$ МэВ. Точки: экспериментальные данные. Заштрихованная область — вклад *SS*-моды, заполненная область — вклад симметричной жидкокапельной компоненты (*S*-моды).

Таблица 1. Результаты разложения МЭР осколков на делительные моды для реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$; E_{lab} — энергия налетающей частицы, E^* — начальная энергия возбуждения составного ядра, Z, M — заряд и масса осколка соответствующей моды, ТКЕ — полная кинетическая энергия моды

$E_{\text{lab}} (E^*), \text{МэВ}$	Мода	Z	$M, \text{а.е.м.}$	ТКЕ, МэВ	Вклад, %
84 (42)	<i>S</i>		124	186 ± 2	73
	<i>S1</i>	52	130	207 ± 2	3
	<i>S2</i>	56	140	202 ± 2	16
	<i>S3*</i>	38	97	180 ± 2	8
96 (53)	<i>S</i>		124	186 ± 2	83
	<i>S1</i>	52	130	207 ± 2	1
	<i>S2</i>	56	140	202 ± 2	9
	<i>S3*</i>	38	97	180 ± 2	7

ченных в реакциях $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ и $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th}$, мода *SS* не была найдена. Однако следует отметить, что в работе [20] дисперсии распределений ТКЕ для ядер ^{256}Fm и ^{257}Md совпадают, а для ^{251}Es ее значение заметно ниже, что указывает на наличие

SS-моды как в делении ^{257}Md , так и ^{256}Fm . Проведенный нами анализ данных из работы [20] показал, что для корректного описания распределений ТКЕ необходимо зафиксировать дисперсию *S*-моды на значениях, полученных из МЖК, и ввести *SS*-моду. Результаты такого анализа для ядер ^{251}Es при

Таблица 2. То же, что и в табл. 1, но для $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$

$E_{\text{lab}} (E^*), \text{МэВ}$	Мода	Z	$M, \text{а.е.м.}$	ТКЕ, МэВ	Вклад, %
89 (45)	S		127	193 ± 2	71
	$S1$	52	132	215 ± 2	4
	$S2$	56	140	206 ± 2	16
	$S3^*$	38	97	182 ± 2	9
101 (56)	S		127	193 ± 2	86
	$S1$	52	132	214 ± 2	1
	$S2$	56	140	207 ± 2	8
	$S3^*$	38	97	180 ± 2	5

Таблица 3. То же, что и в табл. 1, но для $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$

$E_{\text{lab}} (E^*), \text{МэВ}$	Мода	Z	$M, \text{а.е.м.}$	ТКЕ, МэВ	Вклад, %
85 (40)	S		128	191 ± 2	61
	SS	50	128	215 ± 2	4
	$S2$	56	143	206 ± 2	23
	$S3^*$	38	97	180 ± 2	12

$E^* = 47.6 \text{ МэВ}$, ^{256}Fm при $E^* = 36.3 \text{ МэВ}$ и ^{257}Md при $E^* = 37.5 \text{ МэВ}$ показаны на рис. 5.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были измерены МЭР осколков деления ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$, полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при энергиях возбуждения 40–56 МэВ. Анализ экспериментальных данных показал, что оболочечные эффекты оказывают влияние на формирование осколков деления при таких энергиях. Вклад симметричного деления составил 60–70% в зависимости от энергии возбуждения.

Для всех исследованных ядер проявления суперасимметричной моды деления $S3$ обнаружено не было. Проведенный мультимодальный анализ показал, что для описания измеренных МЭР необходимо введение асимметричной делительной моды в районе массы легкого осколка 100 а.е.м., возможно, обусловленной влиянием деформированной протонной оболочки $Z = 38$. В зависимости от системы и энергии возбуждения вклад этой моды составил порядка 5–12%. В делении ^{256}Fm при энергии возбуждения $E^* = 40 \text{ МэВ}$ было обнаружено проявление SS -моды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Goennenwein, *The Nuclear Fission Process* (CRC Press, Boca Raton, 1991), Chap. 8, p. 287.
2. K.-H. Schmidt, S. Steinhäuser, C. Böckstiegel, A. Grewe, A. Heinz, A. R. Junghans, J. Benlliure, H.-G. Clerc, M. de Jong, J. Müller, M. Pfützner, and B. Voss, *Nucl. Phys. A* **665**, 221 (2000).
3. C. Böckstiegel, S. Steinhäuser, K.-H. Schmidt, H.-G. Clerc, A. Grewe, A. Heinz, M. de Jong, A. R. Junghans, J. Müller, and B. Voss, *Nucl. Phys. A* **802**, 12 (2008).
4. A. Turkevich and J. B. Niday, *Phys. Rev.* **84**, 52 (1951).
5. V. V. Pashkevich, *Nucl. Phys. A* **169**, 175 (1971).
6. V. V. Pashkevich, *Nucl. Phys. A* **477**, 1 (1988).
7. U. Brosa, S. Grossmann, and A. Muller, *Phys. Rep.* **197**, 167 (1990).
8. V. E. Viola, K. Kwiatkowski, and M. Walker, *Phys. Rev. C* **31**, 1550 (1985).
9. B. D. Wilkins, E. P. Steinberg, and R. R. Chasman, *Phys. Rev. C* **14**, 1832 (1976).
10. V. A. Rubchenya, W. H. Trzaska, I. M. Itkis, M. G. Itkis, J. Kliman, G. N. Kniajeva, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa, I. V. Pokrovski, V. M. Voskressenski, F. Hanappe, T. Materna, O. Dorvaux, L. Stuttge, G. Chubarian, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **734**, 253 (2004).
11. M. G. Itkis, V. N. Okolovich, A. Ya. Russanov, and G. N. Smirenkin, *Z. Phys. A* **320**, 433 (1985).

12. D. Rochmann, I. Tsekhanovich, F. Gönnerwein, V. Sokolov, F. Storrer, G. Simpson, and O. Serot, Nucl. Phys. A **735**, 3 (2004).
13. K. B. Gikal, E. M. Kozulin, I. M. Itkis, M. G. Itkis, G. N. Knyazheva, K. V. Novikov, and A. N. Pan, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **82**, 716 (2018).
14. E. M. Kozulin, A. A. Bogachev, M. G. Itkis, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva, N. A. Kondratiev, L. Krupa, I. V. Pokrovsky, and E. V. Prokhorova, Instrum. Exp. Tech. **51**, 44 (2008).
15. T. Banerjee, E. M. Kozulin, N. T. Burtebayev, K. B. Gikal, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, K. V. Novikov, T. N. Kvochkina, Y. S. Mukhamejanov, and A. N. Pan, Phys. Rev. C **105**, 044614 (2022).
16. A. A. Bogachev, E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, K. V. Novikov, D. Kumar, T. Banerjee, I. N. Diatlov, M. Cheralu, V. V. Kirakosyan, Y. S. Mukhamejanov, A. N. Pan, I. V. Pchelintsev, R. S. Tikhomirov, I. V. Vorobiev, *et al.*, Phys. Rev. C **104**, 024623 (2021).
17. E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, Y. S. Mukhamejanov, A. A. Bogachev, K. V. Novikov, V. V. Kirakosyan, D. Kumar, T. Banerjee, M. Cheralu, M. Maiti, R. Prajapat, R. Kumar, G. Sarkar, W. H. Trzaska, *et al.*, Phys. Rev. C **105**, 014607 (2022).
18. S. I. Mulgin, S. V. Zhdanov, N. A. Kondratiev, K. V. Kovalchuk, and A. Ya. Rusanov, Nucl. Phys. A **824**, 1 (2009).
19. M. G. Itkis and A. Ya. Rusanov, Phys. Part. Nucl. **29**, 160 (1998).
20. A. Pal, S. Santra, P. C. Rout, R. Gandhi, A. Baishya, T. Santhosh, R. Tripathi, and T. N. Nag, Phys. Rev. C **104**, L031602 (2021).

INVESTIGATION OF FISSION MODES OF ^{248}Cf AND $^{254,256}\text{Fm}$ FORMED IN THE REACTIONS WITH HEAVY IONS

**A. A. Ostroukhov¹⁾, E. M. Kozulin^{1),2)}, N. T. Burtebayev²⁾, A. A. Bogachev¹⁾, K. B. Gikal¹⁾,
I. M. Itkis^{1),2)}, G. N. Knyazheva¹⁾, T. N. Kvochkina²⁾, Y. S. Mukhamejanov^{1),2),3)},
K. V. Novikov¹⁾, A. N. Pan²⁾**

¹⁾ *Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

²⁾ *Laboratory of Fission Physics, Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan*

³⁾ *Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*

The role of closed proton and neutron shells in the fission of ^{248}Cf and $^{254,256}\text{Fm}$ nuclei at excitation energies from 40 to 56 MeV was studied. Mass-energy distributions of fragments formed in the $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ and $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ reactions at energies near the Coulomb barrier have been measured using the double-arm time-of-flight CORSET spectrometer. In all the studied reactions, the increased yield of fragments in the region of mass 100 a.m.u. is associated with the influence of the deformed proton shell $Z \sim 38$. In the fission of ^{256}Fm at the compound nucleus excitation energy of 40 MeV the SuperShort mode was observed.