

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ИМ. Г.Н. ФЛЕРОВА

На правах рукописи

Гикал Кирилл Борисович

**Изучение свойств деления возбужденных актинидных ядер в
реакциях с протонами и ионами $^{16,18}\text{O}$, ^{22}Ne**

Специальность 1.3.15 – физика атомных ядер и элементарных частиц,
физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна – 2022

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флёрва
Объединенного института ядерных исследований, Дубна

Научный руководитель – *Э. М. Козулин, кандидат физико-математических*
(консультант) *наук*

Официальные оппоненты –
(при наличии)

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте
Объединенного института ядерных исследований в информационно-
телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: http://_____. С
печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке
ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Учёный секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук

Андрей Георгиевич
Попеко

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Большой интерес к изучению процесса слияния атомных ядер при энергиях вблизи кулоновского барьера связан как с возможностью образования новых ядер, включая сверхтяжелые, так и с возможностью исследования механизмов реакции.

При слиянии дважды магического ядра ^{48}Ca с мишенями-актинидами в ЛЯР ОИЯИ впервые были синтезированы сверхтяжелые элементы с $Z = 112 - 118$. Эти исследования подтверждают возможность существования острова стабильности вблизи протонных оболочек с $Z = 114$ (а, возможно, и с $Z = 120, 122, 126$) [1] и нейтронной оболочки с $N = 184$. В связи с тем, что ^{249}Cf является наиболее тяжелым актинидом, который может быть использован в качестве мишенного материала, для синтеза новых сверхтяжелых элементов с $Z > 118$ необходимо использовать реакции с более тяжелыми налетающими ионами ^{50}Ti , ^{54}Cr , ^{58}Fe . Для получения информации о возможности образования новых сверхтяжелых ядер в таких реакциях необходимы более глубокие экспериментальные исследования механизмов реакций и дальнейшее описание данных, полученных в этих реакциях. К сожалению, исследование динамики реакции для области ядер с $Z > 104$ как для спонтанного, так и для вынужденного деления затруднены из-за недостатка экспериментальных данных по делению этих ядер. Информация о делении возбужденных актинидных ядер может помочь продвинуться в области получения сверхтяжелых элементов. Одним из наиболее оптимальных подходов для интерпретации различных форм массовых распределений фрагментов деления актинидных ядер является метод мультимодального анализа, который основан на классификации Брозы [2], где выделено несколько мод деления ядер:

- Симметричная SuperLong (S) – (масса осколков $\sim A_{CN}/2$);
- Симметричная высокоэнергетическая SuperShort (SS) – (одновременно в обоих осколках влияние оболочек $Z \sim 50, N \sim 82$);
- Асимметричные Standard I (SI) – ($Z=50$ и/или $N=82$) и Standard II (SII) – ($N=88$);
- Суперасимметричная Standard III (SIII) – ($Z=28, N=50$), каждая из которых описывается распределением Гаусса.

Целью работы было изучение характеристик вынужденного деления актинидных ядер, образованных в реакциях с протонами и ионами $^{16,18}\text{O}$, ^{22}Ne в широком диапазоне энергии возбуждения делящихся ядер.

На защиту выносятся следующие положения и результаты:

1. Результаты измерений массово-энергетических распределений (МЭР) бинарных фрагментов, образующихся в реакциях $p+^{232}\text{Th}$, $^{16}\text{O}+^{232}\text{Th}$, $^{16,18}\text{O}+^{238}\text{U}$ и $^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U}$ при энергиях вблизи и выше кулоновского барьера.
2. Результаты измерений дважды дифференциальных спектров нейтронов $d^2N/dEd\Omega$, сопровождающих деление ^{232}Th (p, f) при энергии протонов 13 и 40 МэВ.
3. Полученные значения для предравновесной, пред- и пост-делительной множественностей нейтронов в ^{232}Th (p, f) и полученная зависимость пост-делительной множественности от массы фрагмента при энергии протонов 13 и 40 МэВ.
4. Результаты мультимодального анализа измеренных МЭР фрагментов деления возбужденных ядер ^{248}Cf , $^{254,256}\text{Fm}$ и ^{260}No , в рамках которого получена сильная зависимость выхода асимметричного деления от энергии возбуждения делящегося ядра.
5. Впервые обнаруженное наличие высокоэнергетической SuperShort (SS) моды при делении возбужденных ядер ^{256}Fm и ^{260}No с $N \geq 156$ ($E^* \sim 40$ МэВ) и отсутствие этой моды при делении возбужденных ядер ^{248}Cf и ^{254}Fm с $N < 156$ ($E^* = 42$ и 45 МэВ) при энергии взаимодействия вблизи барьера слияния.
6. Впервые обнаруженное наличие суперасимметричной моды SIII в делении актинидных ядер ^{233}Pa , ^{260}No .
7. Впервые наблюдаемый экзотический канал распада ^{260}No ($E^* = 41$ МэВ) с образованием двух дважды магических фрагментов ^{48}Ca ($Z = 20$, $N = 28$) и ^{208}Pb ($Z = 82$, $N = 126$).

Основные результаты и научная новизна

Измерены массово-энергетические распределения осколков деления в реакциях ^{232}Th (p, f) при энергиях налетающих протонов – 7 – 55 МэВ, а также в реакциях $^{16}\text{O}+^{232}\text{Th}$, $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ и $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ при $E^* \sim 40 - 56$ МэВ. На основании этих данных проведен детальный анализ полученных распределений. Научной новизной является впервые обнаруженный повышенный выход осколков деления возбужденных ядер ^{233}Pa в суперасимметричной области масс фрагментов ($Z=28$, $N=50$), полученных в реакциях ^{232}Th (p, f) при $E_p=7$ МэВ. Кроме того, были измерены характеристики нейтронной эмиссии, сопровождающей деление ^{233}Pa , при $E_p = 13$ и 40 МэВ. Для данной реакции была получена важная информация о предравновесном испускании нейтронов, позволяющая более

детально изучить начальную стадию реакции. В реакциях $^{16}\text{O}+^{232}\text{Th}$, $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ и $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ впервые было обнаружено наличие высокоэнергетической SS моды для возбужденных нейтроноизбыточных ядер ^{256}Fm и ^{260}No с энергией возбуждения ~ 40 МэВ. Впервые для составного ядра ^{260}No , полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$, мы можем наблюдать повышенный выход осколков деления в области масс 52/208 а.е.м., это связано с влиянием экзотического канала распада ^{260}No ($E^*=41$ МэВ) с образованием двух дважды магических ядер (фрагментов) ^{48}Ca ($Z=20, N=28$) и ^{208}Pb ($Z=82, N=126$).

Теоретическая и практическая значимость работы

Показано, что для всех исследованных реакций свойства массово-энергетических распределений проявляют черты, характерные для модального деления. Используемый метод анализа массовых и энергетических распределений может быть применен для решения широкого класса задач, связанных с исследованием процессов слияния-деления, протекающих в реакциях как с протонами, так и с тяжелыми ионами.

Данные по делению возбужденных актинидных ядер важны для развития новых ускорительных установок, использующих радиоактивные ионные пучки. Еще одной областью применения этих данных являются задачи трансмутации ядерных отходов, производства энергии и радиоизотопов. Вследствие этих причин изучение свойств деления возбужденных актинидных ядер становится востребованным, особенно при энергиях вблизи кулоновского барьера.

Апробация работы

Результаты диссертации докладывались на:

1. Ядро 2015. Тема доклада: “Proton induced fission of ^{232}Th at intermediate energies”.
2. Ядро 2017. Тема доклада: “Search of supersymmetric fission mode ^{248}Cf , ^{254}Fm and ^{260}No in the reactions $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U ; $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$, ^{232}Th ”.
3. LASNPA-WONP-NURT 2017. Тема доклада: “Fission modes ^{248}Cf , ^{254}Fm and ^{260}No in the reactions $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U ; $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$, ^{232}Th ”.
4. Ядро 2020. Тема доклада: “Supersymmetric fission mode of $^{248,250}\text{Cf}$, $^{254,256}\text{Fm}$ and ^{260}No ”.
5. Ядро 2020. Тема доклада: “Fission and Quasi-Fission in Reactions with Deformed Nuclei”.
6. Ядро 2021. Тема доклада: “Super-asymmetric fission mode in ^{254}Fm nucleus populated by $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$ reaction”.
7. Ядро 2022. Тема доклада: “Исследование мод деления ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$, образованных в реакциях с тяжелыми ионами”.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 111 страниц машинописного текста и список литературы из 118 наименований.

Во введении рассматривается научная проблема, дается обоснование ее актуальности. Сформулирована цель работы, изложены основные положения, которые выносятся на защиту, приводится краткое содержание диссертации по главам.

В первой главе приведен краткий обзор основных процессов, протекающих в реакциях с протонами и тяжелыми ионами. Дан краткий обзор литературных данных по теме диссертации.

Вторая глава посвящена описанию экспериментальной установки для измерения характеристик бинарных фрагментов реакции и сопровождающей эмиссии нейтронов. Излагаются основы методов для измерения МЭР, а также для измерения энергетических и угловых распределений нейтронов.

В третьей главе содержатся экспериментальные результаты и анализ МЭР осколков деления ^{232}Th под действием протонов в широком диапазоне энергий налетающих протонов $E_p=7 - 55$ МэВ, а также описывается эмиссия нейтронов, сопровождающая процесс деления. Приводится детальное исследование поведения МР с ростом энергии налетающих протонов.

Эксперименты проводились на протонном пучке циклотрона К-130 Ускорительной лаборатории JYFL Университета Ювяскюля (Финляндия) при энергиях протонов 13, 20, 40 и 55 МэВ. Измерения при двух самых низких энергиях 7 и 10 МэВ проводились на протонном пучке изохронного циклотрона У-150М (г. Алматы, Казахстан). В качестве мишени использовались спектрометрические слои ^{232}Th толщиной 100 мкг/см². Мишени были изготовлены методом термического напыления фторида тория на подложки из Al_2O_3 толщиной 40 мкг/см². Обогащение изотопа ^{232}Th достигало 99.99%. Мишень была помещена в центр реакционной камеры под углом 43° к оси пучка.

МЭР осколков деления, полученных в реакции $^{232}\text{Th}(p, f)$ при $E_p = 7 - 55$ МэВ, показаны на Рис. 1. Уже при энергии протонов $E_p = 13$ МэВ в двугорбом массовом распределении проявляется вклад симметричной компоненты, который увеличивается с ростом энергии налетающих протонов. Тем не менее, даже при энергии 55 МэВ в МЭР осколков заметен вклад асимметричного деления.

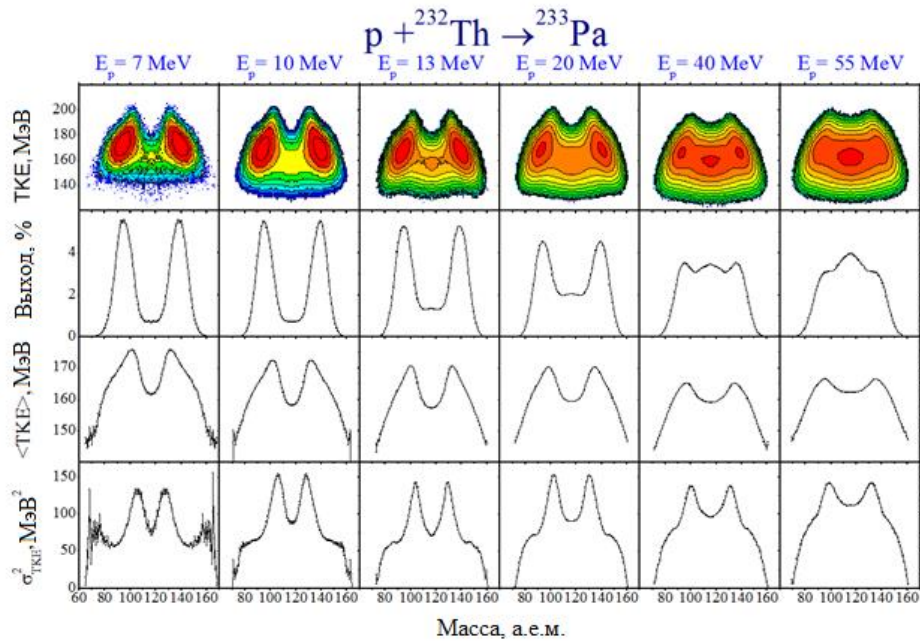


Рисунок 1. Сверху вниз: двумерные распределения выходов осколков в зависимости от их массы и полной кинетической энергии, МР осколков деления, зависимости средней полной кинетической энергии и ее дисперсии от массы фрагмента для энергий протонов 7, 10, 13, 20, 40 и 55 МэВ.

Полная кинетическая энергия (ТКЕ) для симметричной моды при всех значениях энергии протонов меньше, чем для асимметричной. Следовательно, можно предположить, что система более компактна в случае асимметричного деления составного ядра и более вытянута в случае симметричного деления. В области больших масс фрагментов при $A_H \sim 140$ а.е.м. среднее значение ТКЕ как функция массы фрагмента уменьшается с ростом E_p . В симметричной области наблюдается обратная тенденция. И можно предположить, что в области $A_H \sim 140$ а.е.м. (область оболочек $Z = 50$, $N = 82$, $N = 88$) делящаяся система становится более деформированной с ростом E_p , в то время как симметричные конфигурации становятся более компактными.

Экспериментальные результаты по выходам фрагментов деления анализировались в рамках теоретической модели, предложенной в работе Рубченя В.А. [3] с учетом предравновесной эмиссии согласно работе [4]. Вычисления совпадают с данными и хорошо воспроизводят форму МР. Экспериментальные данные также сравнивались с вычислениями, проведенными при помощи кода PYF22 и GEF [5, 6].

При рассмотрении МР осколков деления при энергиях протонов от кулоновского барьера и ниже, 13, 10 и 7 МэВ, представленных на рис. 2, можно заметить, что при $E_p = 7$ МэВ начинает особенно ярко проявляться повышенный выход осколков с массой

70 а.е.м., отсюда можно отметить влияние SIII моды деления, связанной с образованием в легком осколке замкнутых магических оболочек с $Z = 28$ и $N = 50$.

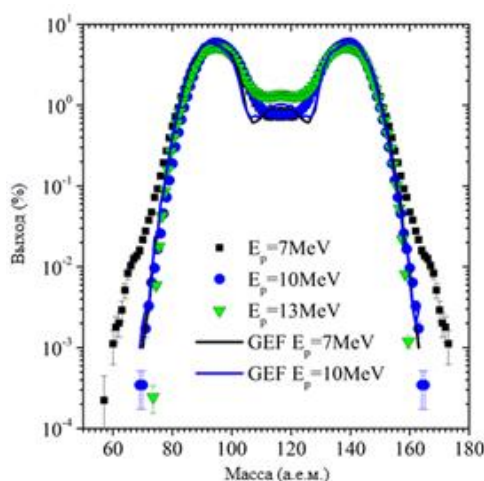


Рисунок 2. Массовые распределения осколков деления, образующихся в реакции $p + {}^{232}\text{Th}$ при энергиях протонов 7, 10, 13 МэВ в сравнении с GEF [5].

Следует отметить, что повышенный выход осколков в районе 70 а.е.м. на уровне 10^{-4} % наблюдался также при делении актинидов тепловыми нейтронами [7].

Предполагается, что в совпадении с осколками деления происходит испускание нейтронов. С целью исследования характеристик эмиссии нейтронов были измерены дважды дифференциальные спектры нейтронов. Проведено разделение на компоненты, были получены: эмиссия предравновесных нейтронов с множественностью $\langle M_n^{\text{preeq}} \rangle$, испущенных до установления полного равновесия в составной системе; эмиссия предделительных нейтронов $\langle M_n^{\text{pre}} \rangle$, испаряющихся из составного ядра до его деления; эмиссия постделительных нейтронов $\langle M_n^{\text{post1}} \rangle$ и $\langle M_n^{\text{post2}} \rangle$, испаряющихся из двух полностью ускоренных фрагментов деления.

Дважды дифференциальные спектры нейтронов было разложено на пред- и постделительную компоненты (см. Рис. 3). Предполагалось, что нейтроны из составного ядра и двух фрагментов испускались изотропно в системе покоя каждого источника и последовательно в соответствии с распределением Максвелла. На рис. 3 кружками показаны экспериментальные данные, а черными линиями — результаты разложения экспериментальных спектров на компоненты: красная пунктирная линия описывает выход предделительных нейтронов, синяя и зеленая пунктирные линии — постделительных нейтронов из первого и второго фрагментов, соответственно. Вклад от предравновесных нейтронов был посчитан как разница между экспериментальными точками и суммой пред- и постделительной компонент (сплошная линия на Рис. 3).

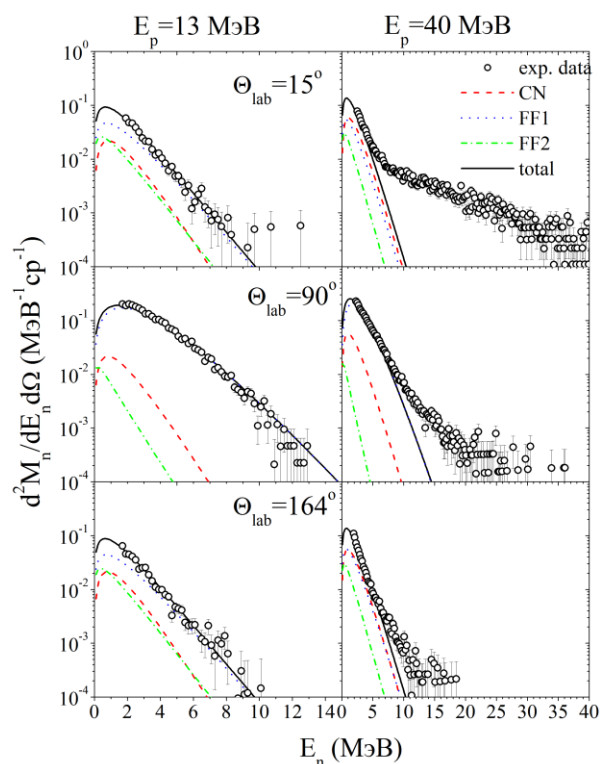


Рисунок 3. Дважды дифференциальные спектры нейтронов при углах 15° , 89° и 164° (сверху вниз) для реакции $^{232}\text{Th}(p, f)$ при $E_p = 13$ МэВ (левая половина), 40 МэВ (правая половина).

Описанная выше методика позволяет выделить множественность предравновесных нейтронов и, следовательно, скорректировать МР фрагментов реакции.

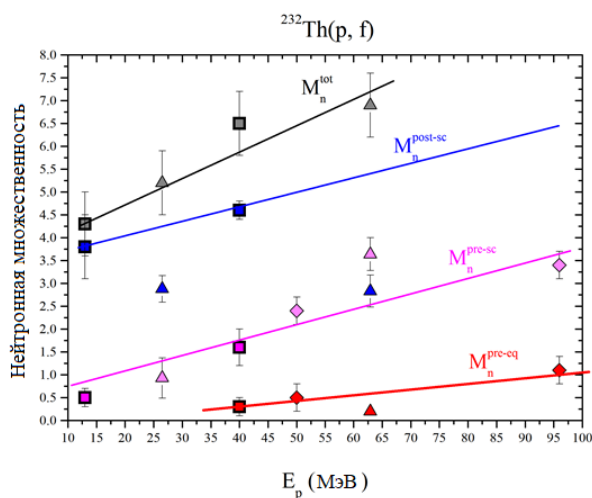


Рисунок 4. Зависимость нейтронных множественностей от энергии налетающего протона для реакции $^{232}\text{Th}(p, f)$. Квадраты – наши данные, треугольники – данные из работы [10], Ромбы – данные из работы [11].

На основании данных по нейтронным множественностям, полученных в нашей работе, а также данных, полученных в работах [10, 11], получена эмпирическая зависимость нейтронной множественности от энергии налетающего протона для суммарной

множественности нейтронов (M_n^{tot}), пред-, пост- делительной (M_n^{pre} и M_n^{post}) и предравновесной (M_n^{preeq}) стадии нейтронных множественностей, которая позволяет учитывать выходы и знать конечную энергию компаунд ядра в диапазоне энергий протонов 13 – 95 МэВ(см. рис. 4).

Множественности постделительных нейтронов $\langle M_n^{\text{post}1,2} \rangle$ как функции массы фрагмента приведены на Рис. 5.

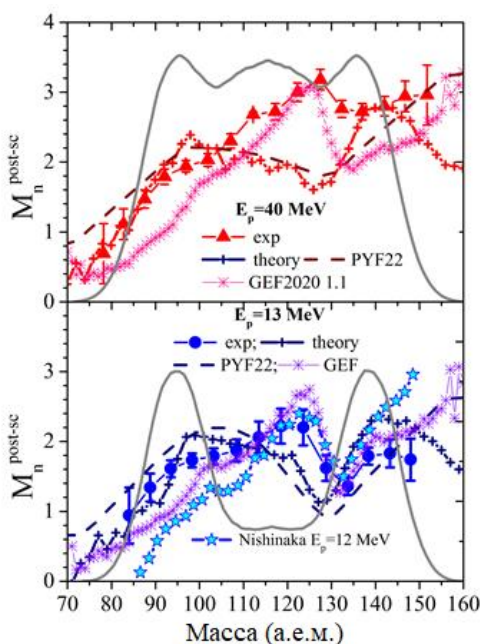


Рисунок 5. Множественности пост-делительных нейтронов как функции массы фрагмента при энергиях протонов $E_p = 13$ и 40 МэВ: красные треугольники и синие кружки – наши данные, голубые звездочки – данные из [13] для $^{232}\text{Th}(p,f)$ при $E_p = 12$ МэВ, красная и синяя пунктирные линии – вычисления при помощи кода PYF22 [6], красные и синие крестики – теоретические вычисления [4], фиолетовые звездочки – GEF[5].

Таблица 1. Множественности предравновесных, пред- и постделительных нейтронов для реакции $^{232}\text{Th}(p, f)$ при $E_p = 13$ и 40 МэВ.

E_p , МэВ	Эксперимент						Теория				Систематика		
	M_n^{preeq}	$\varepsilon^{\text{preeq}}$, МэВ	E_{CN}^* , МэВ	M_n^{pre}	M_n^{post}	M_n^{tot}	M_n^{preeq}	M_n^{pre}	M_n^{tot}	M_n^{tot}	M_n^{pre}	M_n^{post}	M_n^{tot}
13	-	-	18	0.5 ± 0.2	3.8 ± 0.7	4.3 ± 0.9	0.19	0.71	3.48	4.38	0.47	4.01	4.48
40	0.3 ± 0.2	19.3	39	1.6 ± 0.4	4.6 ± 0.5	6.5 ± 0.9	0.47	2.11	4.04	6.62	1.64	4.45	6.39

Множественности нейтронов вместе с теоретическими значениями [4] для энергий налетающих протонов 13 и 40 МэВ приведены в таблице 1. Экспериментальные значения

сравнивались с систематикой средней множественности нейтронов для деления ядер трансактинидов с $90 \leq Z \leq 100$ под действием тяжелых ионов при энергии возбуждения составного ядра менее 100 МэВ [14].

Зависимость M_n^{post} от массы фрагмента имеет пилообразную зависимость. В области $A = 132\text{--}134$ а.е.м. экспериментальная множественность пост-делительных нейтронов имеет локальный минимум при обоих значениях энергии налетающих протонов. Экспериментальные данные при $E_p = 13$ МэВ находятся в хорошем согласии с данными из [13] при $E_p = 12$ МэВ в симметричной области 110–140 а.е.м. В работе [13] минимум множественности постделительных нейтронов наблюдался при значении массы фрагмента $\sim 132\text{--}134$ а.е.м., что хорошо согласуется с нашими экспериментальными данными. Наличие этого минимума вызвано влиянием ядерных оболочек с $Z = 50$ и $N = 82$ в осколке деления. Данный минимум исчезает с ростом E_p . Отметим, что множественности постделительных нейтронов, рассчитанные при помощи программного кода RYF22 и теоретически [4], имеют минимум при значении массы осколка ~ 129 а.е.м. вместо наблюдающегося как в эксперименте, так и при расчете по GEF значения 132–134 а.е.м.

На рис. 6 показано сравнение данных по M_n^{post} , полученных в реакциях налетающих протонов с ^{232}Th , ^{238}U , ^{242}Pu и при спонтанном делении ^{252}Cf [12]. Отсюда видно, что минимумы для всех этих ядер совпадают в области масс дважды магического олова. Возможно, это связано с какой-то общей закономерностью в структуре ядер фрагментов, которые образуются при делении как легких актинидов, так и более тяжелых.

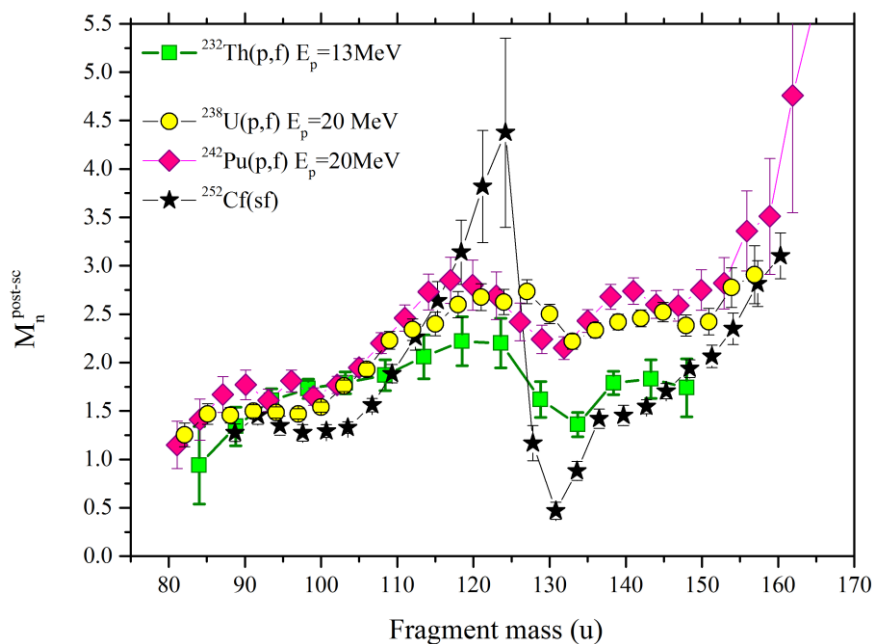


Рисунок 6. Множественности постделительных нейтронов в сравнении с данными, полученными в реакциях налетающих протонов с ^{232}Th , ^{238}U , ^{242}Pu и при спонтанном делении ^{252}Cf [12].

В четвертой главе излагаются результаты изучения роли мультимодального деления в МЭР фрагментов деления тяжелых актинидов, полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$, и $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ при энергиях вблизи барьера слияния (40 – 56 МэВ). Обсуждается, что при этих энергиях оболочечная структура МЭР фрагментов является причиной повышенных значений дисперсии массовых распределений. Приводится анализ в рамках мультимодальной концепции ядерного деления.

Эксперименты проводились на ускорителе У-400М Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова в Дубне при энергиях пучка ионов $^{16,18}\text{O}$, ^{22}Ne вблизи кулоновского барьера. Мишени изготовлялись путем напыления $^{238}\text{UF}_4$, $^{232}\text{ThF}_4$ (150 и 200 мкг·см⁻² соответственно) на углеродные пленки толщиной 40–50 мкг·см⁻². Мишень располагалась в центре реакционной камеры под углом 45° к направлению пучка.

МЭР бинарных фрагментов реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ показаны на рис. 7, а для $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ – на рис. 8. 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 (МЖК). Для всех исследованных энергий массовый выход осколков в асимметричной области выше предсказаний МЖК. Такая же тенденция наблюдается и в зависимости средней ТКЕ от массы осколка. Следует заметить, что отклонение от расчетов по МЖК уменьшается с ростом энергии возбуждения составного ядра.

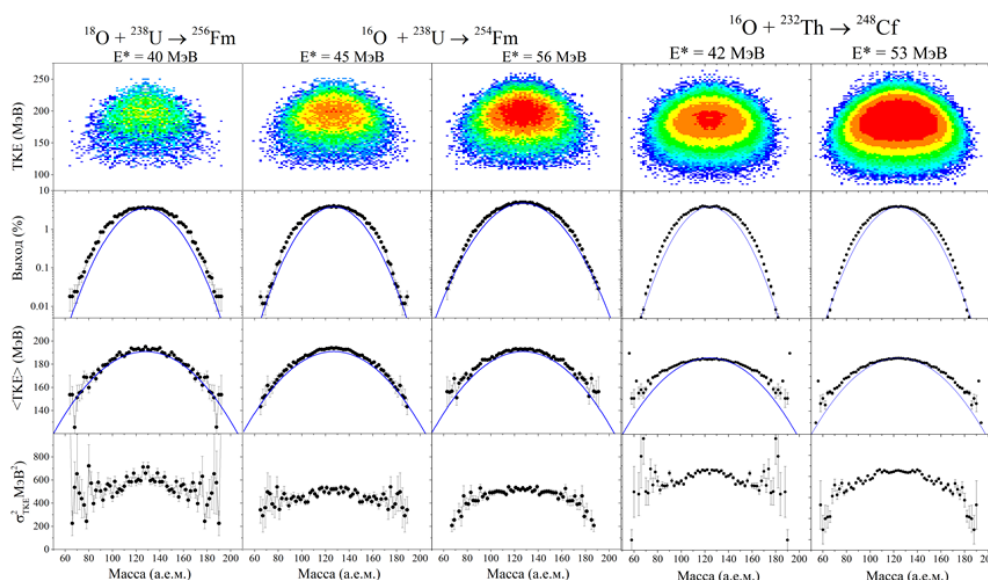


Рисунок 7. МЭР осколков деления, образующихся в реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ при энергиях возбуждения $E^* = 42, 53$ МэВ, и для осколков деления в реакциях $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при энергиях возбуждения 40, 45 и 56 МэВ. Сверху вниз: массовые выходы, средние полные кинетические энергии $\langle \text{ТКЕ} \rangle$ и их дисперсии $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$ в зависимости от массы осколка.

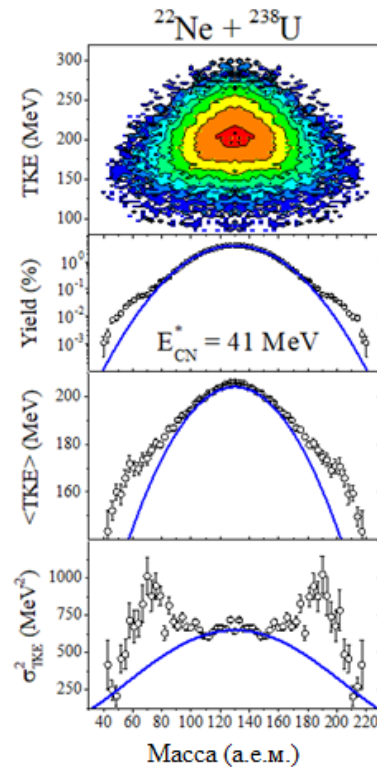


Рисунок 8. МЭР осколков реакций ионов ^{22}Ne с ядрами ^{238}U мишени, приводящих к формированию составных ядер $^{260}\text{No}^*$ при энергии возбуждения 41 МэВ. Сверху вниз: массовые выходы, средние полные кинетические энергии $\langle \text{TKE} \rangle$ и их дисперсии σ_{TKE}^2 в зависимости от массы осколка. Сплошные синие линии – результаты расчетов по МЖК.

Из рис. 7, 8 видно, что в области асимметричных масс наблюдается повышенный выход осколков. Средняя ТКЕ этих осколков также выше, чем предсказания МЖК. Таким образом, свойства МЭР показывают черты, характерные для модального деления. Для ядер $^{248}\text{Cf}^*$ и $^{254,256}\text{Fm}^*$ при $E^*=40 - 56$ МэВ МР довольно гладкие, в отличие от массовых распределений, полученных в реакции $p+^{232}\text{Th}$ при $E_p=40 - 55$ МэВ. Это связано с тем, что при делении тяжелых актинидных ядер ответный осколок имеет массу, близкую к 144 массе в тяжелом осколке. Но если вписать гаусс, описывающий МЖК, то заметны отклонения на уровне 30%, и с увеличением энергии отклонения уменьшаются.

Зависимость ширины массовых распределений от энергии взаимодействия как для легких актинидов, полученных в реакциях $p+^{232}\text{Th}$, $^{18}\text{O}+^{208}\text{Pb}$, так и для более тяжелых актинидов, полученных в реакциях $^{16,18}\text{O}+^{238}\text{U}$, $^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U}$, показана на рис. 9. Стандартные отклонения экспериментальных массовых распределений обозначены символами, пунктирными линиями показаны расчеты МЖК. Из рисунка видно, что для всех ядер с уменьшением энергии возбуждения возрастают отклонения дисперсии от предсказаний МЖК. Таким образом, начинает проявляться уширение МР за счет мультимодального деления.

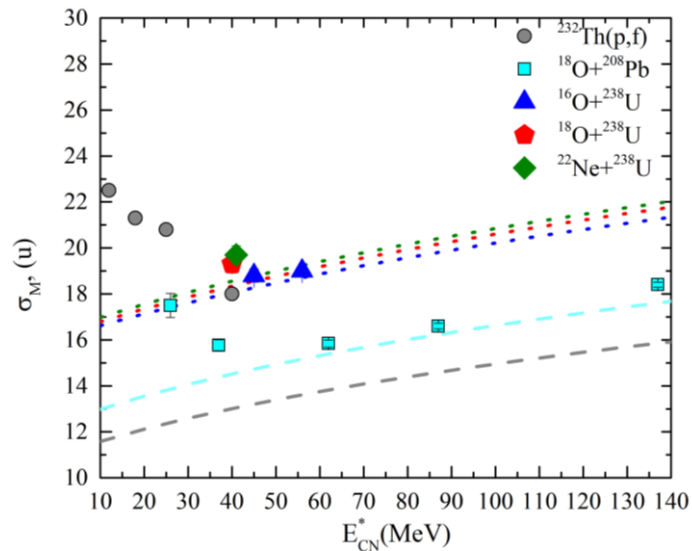


Рисунок 9. Зависимость ширины МР фрагментов от вносимой в систему энергии для всех исследуемых реакций. Символы – экспериментальные значения среднеквадратических отклонений массовых распределений: зеленый ромб – $^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U}$, красный пятиугольник – $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$, синий треугольник – $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$, бирюзовый квадрат – $^{18}\text{O}+^{208}\text{Pb}$, серые кружки – $\text{p}+^{232}\text{Th}$. Пунктирные кривые – оценки МЖК.

На рисунке также показаны данные для реакции $^{18}\text{O}+^{208}\text{Pb}$. Эта реакция на сферической свинцовой мишени была детально исследована в работах [15, 16, 17, 18]. Результаты многокомпонентного анализа осколков показали, что в МЭР присутствуют четыре различных делительных моды ($S, S1, S2, S3$) вплоть до энергий возбуждения порядка 80 МэВ. Очевидно, что для этой реакции не ожидается присутствие ориентационно-зависимого квазиделения, так как оба партнера реакции являются сферическими ядрами и все структурные особенности в МЭР связаны с проявлением модального деления. Из рис. 9 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.

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 [19, 20] 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 дальнейшем называемой $S3^*$) в делении актининов можно объяснить влиянием протонной оболочки $Z = 38$ в легком фрагменте.

Для более точного разложения экспериментальных МЭР матрицы были разбиты на три области: область масс $A_{CN}/2 \pm 6$ а.е.м., где ожидается наибольший выход симметричных мод, область с максимальным выходом асимметричных мод ($\sim 100-120$ а.е.м.), связанных с влиянием оболочек $Z = 50, 56$ и $N = 82, 88$, и сильно асимметричная область масс ($\sim 60-100$ а.е.м.), где наибольший вклад вносят суперасимметричные моды, образованные под влиянием оболочек $Z=28$ и $N=50$. Для каждой области были построены и проанализированы распределения ТКЕ.

Пример такого разложения для реакции $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ продемонстрирован на рисунке 10.

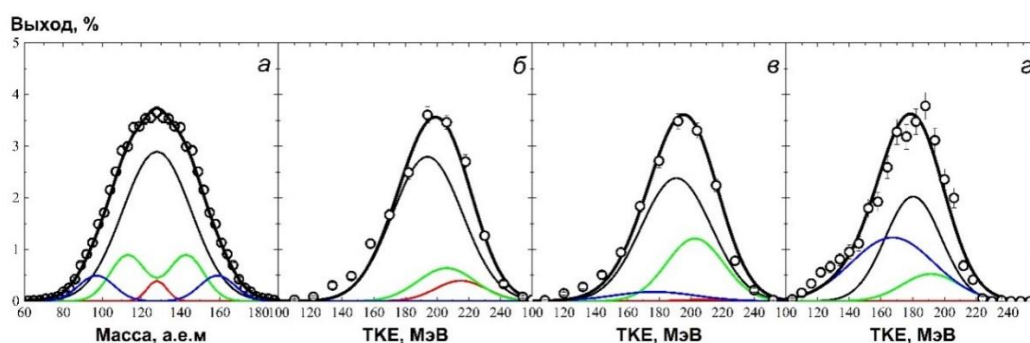


Рисунок 10. Массовые и энергетические распределения осколков деления ^{256}Fm и результаты их разложения на моды. а) МР ^{256}Fm , б) Распределение ТКЕ ^{256}Fm в области масс 122–134 а.е.м., в) Энергетическое (ТКЕ) распределение ^{256}Fm в области масс 102–122 а.е.м., г) Распределение ТКЕ ^{256}Fm в области масс 62–102 а.е.м. Экспериментальные распределения показаны символами, результаты разложения на делительные моды – линиями: S – черная линия, SS ($Z=50$) – красная линия, S2 ($Z=56$) – зеленая линия, S3* ($Z=38$) – синяя линия.

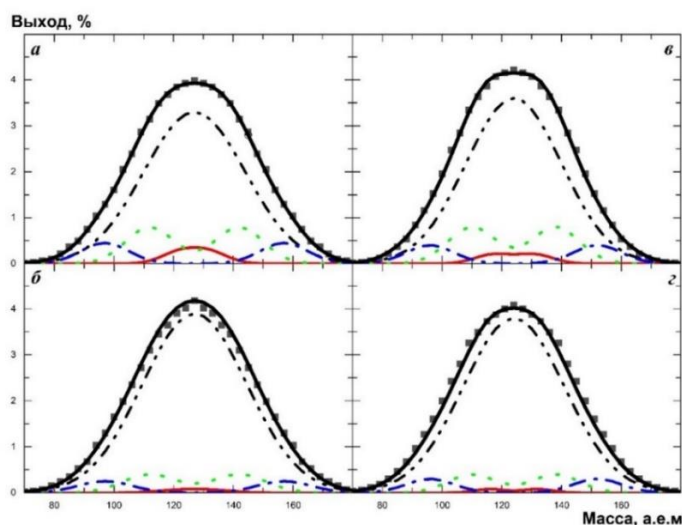


Рисунок 11. Массовые распределения осколков деления ^{248}Cf при $E_{\text{lab}} = 84$ МэВ (а) и $E_{\text{lab}} = 96$ МэВ (б) и ^{254}Fm при $E_{\text{lab}} = 89$ МэВ (в) и $E_{\text{lab}} = 101$ МэВ (г). Линиями показаны результаты разложения на моды: S – черная штрих-штрихпунктирная, S1 ($Z=52$) – красная сплошная, S2 ($Z=56$) – зеленая штриховая, S3* ($Z=38$) – синяя штрихпунктирная.

Результаты разложений массовых распределений осколков деления $^{16}\text{O}+^{232}\text{Th}$ и $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$ показаны на рис. 11. Полученные значения наиболее вероятных энергий и вклады каждой моды для всех исследованных реакций приведены в таблицах 2, 3, 4.

Таблица 2. 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.

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

Таблица 3. Аналогично таблице 2, но для $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$.

$E_{\text{lab}} (E^*)$, МэВ	Мода	Z	M , 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 4. Аналогично таблице 2, но для $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$

$E_{\text{lab}} (E^*)$, МэВ	Мода	Z	M , 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

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 [21, 22]. 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 $^{16}\text{O}+^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U}$ 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 её вклад составил 22%.

В реакциях $^{16}\text{O}+^{232}\text{Th}, ^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$ и $^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ вклад моды $S3$, обусловленной влиянием сферических оболочек $Z=28, N=50$, на уровне выхода масс $10^{-5}\%$ обнаружен не был. Однако, как отмечено выше, была обнаружена мода $S3^*$. 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 её вклад составил $\sim 12\%$.

Отношение выхода асимметричного деления (Y_A) к выходу симметричного деления (Y_S) в зависимости от энергии возбуждения (E^*) для МР и МЭР $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$ представлено на рис. 12. Соотношения $^{16}\text{O}+^{232}\text{Th}, ^{18}\text{O}+^{238}\text{U}$ [23], $^{19}\text{F}+^{232}\text{Th}$ [23], $^{19}\text{F}+^{238}\text{U}$ [23], $^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U}$ и $^{18}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ [18] также приведены для сравнения. Из рисунка можно видеть, что наклон Y_A/Y_S для $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$ подобен реакции $^{18}\text{O}+^{208}\text{Pb}$. Это почти линейное поведение Y_A/Y_S указывает на то, что оболочечные эффекты экспоненциально затухают с увеличением энергии возбуждения.

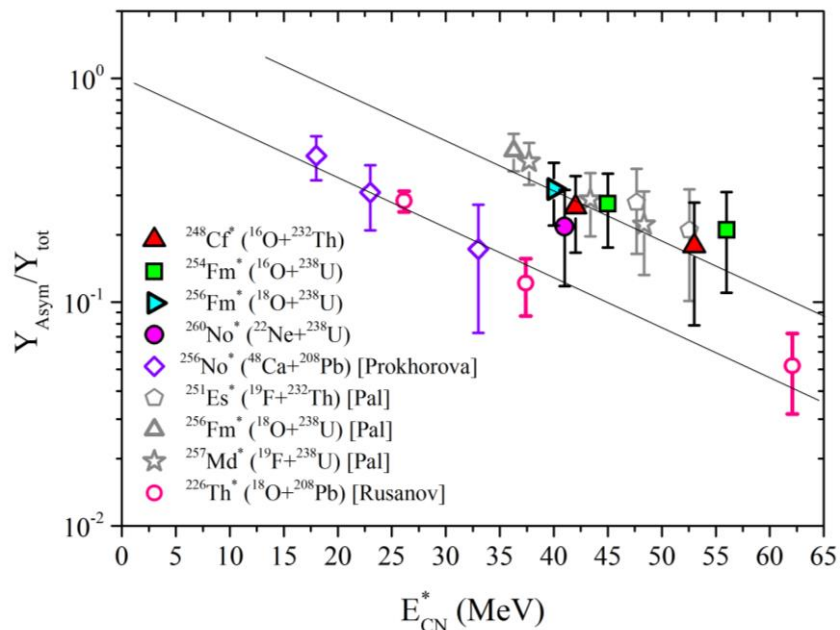


Рисунок 12. Отношение выхода асимметричного деления Y_A к выходу симметричного деления Y_S в зависимости от энергии возбуждения (E^*).

С целью изучения того, как проявляется SS мода в делении возбужденных ядер ^{248}Cf , $^{254,256}\text{Fm}$ и ^{260}No , была исследована симметричная часть энергетического распределения осколков деления этих ядер (рис. 13).

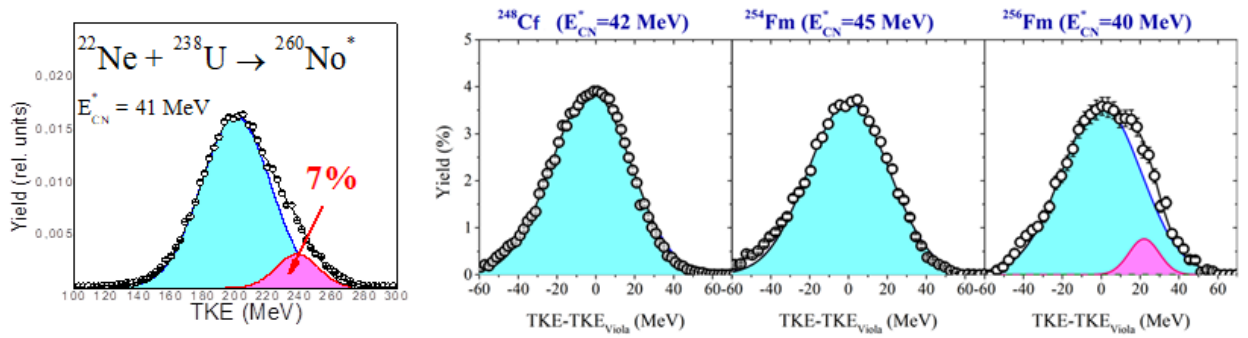


Рисунок 13. Симметричная часть энергетического распределения осколков деления ^{248}Cf , $^{254,256}\text{Fm}$ и ^{260}No при $E^* = 45, 40, 42$ и 41 МэВ, соответственно. Вклад симметричной моды деления показан голубым цветом, проявление оболочечных эффектов (компактная конфигурация) – розовым цветом, кружки – экспериментальные данные.

Анализ энергетического распределения симметричных осколков деления нейтронообогащенных ядер ^{260}No , полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$, показал наличие высокоэнергетической моды, которая составляет $\sim 7\%$ от общего распределения. Как видно из 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 энергий возбуждения, для ядер ^{248}Cf и ^{254}Fm мода SS не обнаружена. Вклад SS моды обнаружен только в реакции $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при начальной энергии возбуждения 40 МэВ. Это связано с тем, что, во-первых, для этого ядра создаются более благоприятные условия для формирования двух сферических осколков с $Z = 50$ и $N \sim 82$ (ядро ^{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. ТКЕ этой моды на ~ 25 МэВ больше, чем моды S , а ее вклад составил порядка 4%.

Массовое и энергетическое распределения осколков деления ^{260}No , полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ при $E^* = 41$ МэВ, показаны на рис. 14а и рис. 14б. При энергии возбуждения $E^* = 41$ МэВ в МР осколков деления ^{260}No проявляется повышенный выход фрагментов в суперасимметричной области масс 52/208 а.е.м. На рис. 14а штрихпунктирной оранжевой линией показан выход, рассчитанный Грайнером [24] для деления ядра ^{256}Fm . Согласно этим расчётам, 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 $10^{-20}\%$, что существенно выше, чем выход этой моды для деления At и Po [25] или деления актинидов [7].

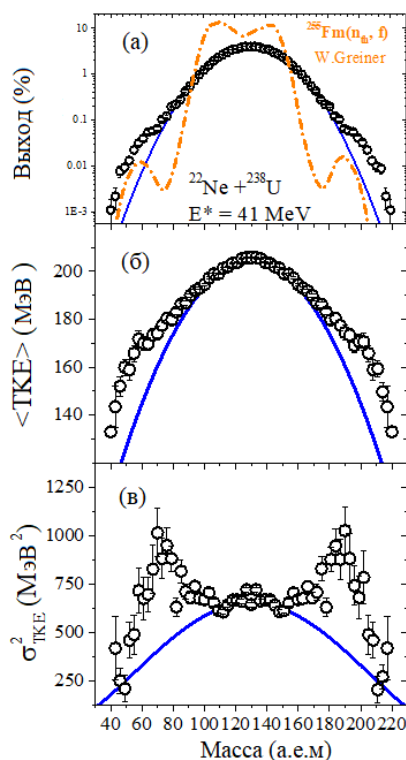


Рисунок 14. Массовое распределение (а), средняя кинетическая энергия $\langle TKE \rangle$ (б) и ее дисперсия $\sigma_{\langle TKE \rangle}^2$ в зависимости от массы (в) осколков деления ^{260}No , полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ при $E^* = 41$ МэВ. Кружки – экспериментальные данные, синяя сплошная кривая – расчеты по МЖК, оранжевый штрих-пунктир – расчеты [24] для деления ядер ^{255}Fm тепловыми нейтронами.

Поведение средней кинетической энергии и ее дисперсии (см. Рис. 14б и Рис. 14в) также подтверждает существование суперасимметричной моды, обнаруженной в массовом распределении осколков деления ^{260}No . В случае деления ^{260}No суперасимметричная мода обуславливается образованием дважды магического свинца ^{208}Pb в тяжелом осколке и дважды магического ^{48}Ca в легком осколке, что может быть связано с влиянием нескольких ядерных оболочек ($Z=20, 82$ и $N=28, 126$). Также можно отметить наличие моды $S3$, обусловленное влиянием ядерных оболочек $Z=28, N=50$.

В заключении изложены основные результаты, полученные в диссертационной работе:

Измерены сечения деления и массово-энергетические распределения осколков деления в реакциях $^{232}\text{Th}(p, f)$ при энергиях протонов 7 – 55 МэВ. При всех значениях энергии протонов в массово-энергетических распределениях осколков наблюдаются симметричная и асимметричная моды деления. Вклад симметричной компоненты увеличивается с ростом энергии налетающих протонов, однако даже при энергии протонов 55 МэВ проявляется значительный вклад асимметричного деления в МЭР.

При энергии налетающих протонов значительно ниже кулоновского барьера (7 МэВ) проявляется суперасимметричная мода деления, связанная с повышенным выходом осколков с массой в области 70 а.е.м.

Получены множественности предравновесных, пред- и постделительных нейтронов, получена эмпирическая зависимость нейтронной множественности от энергии налетающего протона для пред-, постделительной и предравновесной стадии нейтронных множественностей в широком диапазоне энергий, а также зависимость постделительной нейтронной множественности от массы фрагмента.

Значения множественности постделительных нейтронов в области легких фрагментов ($A < 115$ а.е.м.) при энергиях протонов 13 и 40 МэВ очень близки друг к другу, в то время как для тяжелых фрагментов различие между M_n^{post} довольно значительное. Зависимость M_n^{post} от массы фрагмента имеет хорошо выраженную пилообразную структуру, которая постепенно затухает с ростом энергии протонов E_p .

Были получены характеристики каналов различных мод деления ядер ^{248}Cf , $^{254,256}\text{Fm}$, ^{260}No при энергии возбуждения $E^* \sim 40 - 56$ МэВ.

Показано, что в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ повышенный выход осколков в районе массы 100 а.е.м. связан с влиянием деформированной протонной оболочки $Z \sim 38$.

Для полученного в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ составного ядра ^{260}No наблюдался 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 ^{208}Pb ($Z = 82, N = 126$) в тяжелом осколке и дважды магическим ^{48}Ca ($Z = 20, N = 28$) в легком осколке.

Также можно отметить наличие высокоэнергетической моды, которая составляет примерно 7% от общего распределения при делении ^{260}No с энергией возбуждения 41 МэВ и 4% при делении ^{256}Fm с энергией возбуждения 40 МэВ. Отклонение от МЖК объясняется влиянием околوماгических значений чисел протонов и нейтронов в обоих осколках (дважды магического Sn).

Список публикаций с основными результатами диссертации:

1. К. Б. Гикал, Э. М. Козулин, Ю. М. Иткис, М. Г. Иткис, Г. Н. Княжева, К. В. Новиков, А. Н. Пан. *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* . Известия РАН. серия физическая, 2018, том 82, № 6, с. 1–5
2. K. B. Gikal, E.M. Kozulin, A.A. Bogachev, N.T. Burtebaev, A.V. Edomskiy, I.M. Itkis, M.G. Itkis, G.N. Knyazheva, K.V. Kovalchuk, T.N. Kvochkina, E. Piasecki, V.A. Rubchenya, S.K. Sahiev, W.H. Trzaska, E. Vardaci. *Proton induced fission of ^{232}Th at intermediate energies*. Physics of Atomic Nuclei 9 (2016) 1367
3. T. Banerjee, E.M. Kozulin, K.B. Gikal, I.M. Itkis, G.N. Knyazheva, N.I. Kozulina, K.V. Novikov, I.N. Diatlov, I.V. Pchelintsev, A. Pan, I.V. Vorobiev. *Search for possible fission modes at high excitation energies in ^{254}Fm* . Physical Review C 105 (2022) 044614
4. А. Н. Пан, Э. М. Козулин, Ю. М. Иткис, М. Г. Иткис, Г. Н. Княжева, К. Б. Гикал, К. В. Новиков, Т. Н. Квочкина, Н. Т. Буртебаев, К. В. Ковальчук. *Деление ^{232}Th под действием протонов низких и средних энергий*. Известия РАН. серия физическая, 2018, том 82, № 6, с. 1–4
5. Ю. М. Иткис, А. В. Карпов, Г. Н. Княжева, Э. М. Козулин, Н. И. Козулина, К. В. Новиков, К. Б. Гикал, И. Н. Дятлов, И. В. Пчелинцев, И. В. Воробьев, А. Н. Пан, П. П. Сингх. *Деление и квазиделение в реакциях с деформированными ядрами*. Известия РАН, серия физическая, 2020, том 84, № 8, с. 1141-1146
6. T. Banerjee, E.M. Kozulin, K.B. Gikal, I.M. Itkis, G.N. Knyazheva, N.I. Kozulina, K.V. Novikov, I.N. Diatlov, I.V. Pchelintsev, A. Pan, I.V. Vorobiev. *Super-asymmetric fission mode in ^{254}Fm nucleus populated by $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$ reaction*. Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei 53 (2022) 135
7. А. А. Остроухов, Э. М. Козулин, Н. Т. Буртебаев, А. А. Богачев, К. Б. Гикал, Ю. М. Иткис, Г. Н. Княжева, Т. Н. Квочкина, Е. С. Мухамеджанов, К. В. Новиков, А. Н. Пан. *Исследование мод деления ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$, образованных в реакциях с тяжелыми ионами*. Известия РАН, серия физическая, 2022, принято в печать

Цитированная литература:

- [1] L. A. Malov, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, H. Lenske, *Shaping the archipelago of stability by the competition of proton and neutron shell closures* // Phys. Rev. C 104 (2021) L011304
- [2] U. Brosa, S. Grossmann, A. Muller, *Nuclear scission* // Phys. Rep. 197 (1990) 167-262
- [3] V.A. Rubchenya, J. Austo, *Production of neutron rich isotopes in fission. A study for RNB facilities* // Nucl. Phys. A 701 (2002) 127
- [4] V.A. Rubchenya, *Prompt fission neutron emission in neutron and proton induced reactions at intermediate energies* // Phys. Rev. C 75 (2007) 054601
- [5] Jurado B., Schmidt K.-H. // <http://khschmidts-nuclear-web.eu/GEF.html>
- [6] <http://www.inp.kz/laboratoryrus/lpdpf.php>
- [7] D. Rochmann, I. Tsekhanovich, F. Gönnewein, V. Sokolov, F. Storrer, G. Simpson, O. Serot, *Super-asymmetric fission in the $^{245}\text{Cm}(n_{th}, f)$ reaction at the Lohengrin fission-fragment mass separator* // Nucl. Phys. A 735 (2004) 3
- [8] H.A. Tewes, *Excitation Functions for Some Proton-Induced Reactions of Thorium* // Phys. Rev. 98 (1955) 25
- [9] H. Kudo, H. Muramatsu, H. Nakahara, K. Miyano, I. Kohno, *Fission fragment yields in the fission of ^{232}Th by protons of energies 8 to 22 MeV* // Phys. Rev. C. 25 (1982) 3011
- [11] S. Isaev, R. Prieels, Th. Keutgen, J. Van Mol, Y. El Masri, P. Demetriou, *Proton-induced fission on actinide nuclei at energies 27 and 63 MeV* // NPA 809 (2008) 1
- [12] Batenkov, V. P. Eismont, M. J. Majorov, A. N. Smirnov, K. Aleklett, W. Loveland, J. Blomgren, H. Condé, M. Duijvestijn, A. Koning, *Comparison of Measured and Calculated Mass Distributions of Fission Fragments in Proton-Induced Fission of ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , and ^{237}Np at Intermediate Energies* // AIP Proc. Conf. 769 (2005) 625
- [13] 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, S.V. Khlebnikov, D.N.Vakhtin, V.G. Lyapinc, *Fission dynamics in the proton induced fission of heavy nuclei* // Nucl. Phys. A. 734 (2004) 253
- [14] I. Nishinaka, Y. Nagame, H. Ikezoe, M. Tanikawa, Y. L. Zhao, K. Sueki, and H. Nakahara, *Partition of total excitation energy between fragment pairs in asymmetric and symmetric fission modes* // Phys. Rev. C 70 (2004) 014
- [15] E.M. Kozulin, A.Ya. Rusanov, G.N. Smirenkin, *Systematics of the average neutron yield in heavy-ion-induced fission* // Phys. At. Nucl. 56 (1993) 166
- [16] I.V. Pokrovsky, M. G. Itkis, J. M. Itkis, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, E. V. Prokhorova, V. S. Salamatin, V. V. Pashkevich, S. I. Mulgin, A. Ya. Rusanov, S. V. Zhdanov, G. G. Chubarian,

- B. J. Hurst, R. P. Schmitt, C. Agodi, G. Bellia, L. Calabretta, K. Lukashin, C. Maiolino, A. Kelic, G. Rudolf, L. Stuttge, F. Hanappe, *Fission modes in the reaction $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O},f)$* // Phys. Rev. C 62 (2000) 014615
- [17] A. Kelic, I. M. Itkis, I. V. Pokrovsky, E. V. Prokhorova, B. Benoit, G. Costa, L. Donadille, O. Dorvaux, E. de Goes Brennand, G. Guillaume, F. Hanappe, B. Heusch, A. Huck, M. G. Itkis, S. Jokic, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, Yu. Ts. Oganessian, G. Rudolf, A. Ya. Rusanov, L. Stuttge, D. Vorkapic, K. Yuasa-Nakagawa, *Prefission neutron multiplicities and the fission modes of ^{226}Th* // Europhys. Lett. 47 (1999) 552
- [18] G. G. Chubarian, M. G. Itkis, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, V. V. Pashkevich, I. V. Pokrovsky, A. Ya. Rusanov, V. S. Salamatin, R. P. Schmitt, *Gamma-Ray Multiplicities and Fission Modes in $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O},f)$* // Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 052701
- [19] A. Ya. Rusanov, M. G. Itkis, N. A. Kondratiev, V. V. Pashkevich, I. V. Pokrovsky, V. S. Salamatin, G. G. Chubarian, *Investigation of the $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O},f)$ fission reaction: Mass-energy distributions of fission fragments and their correlation with the gamma-ray multiplicity* // Phys. Atom. Nucl. 71 (2008) 956
- [20] 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, M. Maiti, R. Prajapat, R. Kumar, G. Sarkar, W. H. Trzaska, A. N. Andreyev, I. M. Harca, E. Vardaci, *Asymmetric and symmetric fission of excited nuclei of $^{180,190}\text{Hg}$ and $^{184,192,202}\text{Pb}$ formed in the reactions with ^{36}Ar and $^{40,48}\text{Ca}$ ions* // Phys. Rev. C 104 (2021) 024623
- [21] 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, A. N. Andreyev, I. M. Harca, A. Mitu, E. Vardaci, *Fission of $^{180,182,183}\text{Hg}^*$ and $^{178}\text{Pt}^*$ nuclei at intermediate excitation energies* // Phys. Rev. C 105 (2022) 014607
- [22] V. E. Viola, *Correlation of Fission Fragment Kinetic Energy Data* // Jr., Nucl. Data Sheets A1 (1966) 391
- [23] V. E. Viola, K. Kwiatkowski, and M. Walker, *Systematics of fission fragment total kinetic energy release* // Phys. Rev. C 31 (1985) 1550
- [24] A. Pal, S. Santra, P. C. Rout, Ramandeep Gandhi, Abhijit Baishya, T. Santhosh, R. Tripathi, and T. N. Nag, *Observation of a fission mode with very short elongation for the neutron-rich ^{257}Md nucleus at high excitation energy* // Phys. Rev. C 104 (2021) L031602

[25] Greiner W., *Aspects of Fusion, Fission and Cluster Radioactivity* // Fusion Dynamics at the Extremes Conf. (2000) 1

[26] M. G. Itkis, V. N. Okolovich, A. Ya. Rusanov, G. N. Smirenkin, *Asymmetric fission of the pre-actinide nuclei* // Z. Phys. A. 320 (1985) 433