

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПРИ АНАЛИЗЕ РЕАКЦИЙ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ В РАМКАХ МОДЕЛИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

А. С. Зубов, Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1603
ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ДЯС	1614
Сечение образования испарительного остатка.	1614
Вероятность образования составного ядра.	1616
Выживаемость составного ядра.	1617
Функции возбуждения.	1630
ПОЛУЧЕНИЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ И НЕЙТРОНОДЕФИЦИТ- НЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ	1631
Выживаемость сверхтяжелых ядер, рассчитанная на основе предсказаний их свойств в работах [60, 133–135].	1631
Выживаемость сверхтяжелых ядер, рассчитанная на основе теоретических предсказаний их свойств в рабо- тах [136–139].	1639
Конкуренция между испарительными каналами в тяжелых нейтронодефицитных ядрах.	1646
ПОЛУЧЕНИЕ НЕИЗВЕСТНЫХ ИЗОТОПОВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ НЕПОЛНОГО СЛИЯНИЯ	1655
Модель.	1656
Результаты расчета и их обсуждение.	1658
ЭМИССИЯ НЕЙТРОНОВ ИЗ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИ- СТЕМЫ	1661
Модель.	1661
Результаты расчета и их обсуждение.	1668
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1673
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1674

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПРИ АНАЛИЗЕ РЕАКЦИЙ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ В РАМКАХ МОДЕЛИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

А. С. Зубов, Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

На основе статистических методов в рамках модели двойной ядерной системы (ДЯС) описаны реакции с тяжелыми ионами. Рассматриваются синтез сверхтяжелых элементов в реакциях холодного, горячего слияния на мишенях Pb и Bi, а также в реакциях неполного слияния, образование нейтрондефицитных изотопов и вылет предразрывных нейтронов в реакциях квазиделения. Результаты расчета сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Анализируется зависимость этих результатов от метода определения плотности уровней и используемых теоретических предсказаний ядерных свойств.

The heavy-ion reactions are studied using the statistical methods in the framework of dinuclear system (DNS) model. The synthesis of superheavy nuclei in cold and hot Pb- and Bi-based reactions, incomplete fusion reactions, the production of neutron-deficient isotopes, and the pre-scission neutrons emission in quasi-fission reactions are considered. The calculated results are compared with the existing experimental data. The dependence of these results on the method of the level-density definition and on different theoretical predictions of nuclear properties used is analyzed.

PACS: 25.70.Jj; 24.10.-i; 24.60.-k

Посвящается памяти С. П. Ивановой

ВВЕДЕНИЕ

История использования статистических методов в ядерной физике ведет свое начало от концепции составного ядра, предложенной Н. Бором [1]. В ее основе лежит предположение о том, что реакция между двумя ядрами может проходить через долгоживущее состояние, в котором система «забывает» о своем входном канале, и ее распад на продукты реакции можно рассматривать как самостоятельный процесс. Позднее статистический подход был использован В. Вайскопфом [2] для описания эмиссии частиц из возбужденного составного ядра. Был предсказан максвелловский вид спектра испускаемых частиц и его независимость от входного канала, что получило подтверждение в экспериментальных исследованиях [3]. В дальнейшем в испарительной модели Хаузера–Фешбаха [4] было введено квантово-механическое описание

углового момента и установлена зависимость плотности уровней составного ядра от этого квантового числа. Разработанные статистические методы также были успешно использованы при описании процессов деления и слияния ядер [5–23]. Конкуренция различных каналов в этих процессах была описана путем введения соответствующих ширин распада. Последние определяются плотностью уровней начального и конечного состояний системы, а также коэффициентами перехода через соответствующие потенциальные барьеры [24, 25]. В последнее время статистические методы широко используются для анализа свойств возбужденных стабильных и экзотических атомных ядер, изучения ядерной вязкости, расчета сечений образования сверхтяжелых элементов и описания механизма реакций с тяжелыми ионами [26–42]. Созданы комбинированные динамическо-статистические подходы для описания множественности постразрывных и предразрывных нейтронов, заряженных частиц и γ -квантов из сильновозбужденного делящегося ядра и массового, энергетического и углового распределений осколков деления [43].

Простейшей моделью для описания статистических свойств возбужденных атомных ядер является модель ферми-газа, в которой нуклоны рассматриваются как невзаимодействующие фермионы [44]. Однако значения параметра плотности уровней a , полученные из анализа экспериментальных данных по среднему расстоянию между нейтронными резонансами [45, 46], отличаются от величин, рассчитанных в рамках этой модели. В частности, в зависимости a от массового числа отчетливо проявляются глубокие провалы в области магических ядер. Кроме того, экспериментальные величины моментов инерции ядер не совпадают с твердотельными значениями, получающимися в рамках модели ферми-газа [47]. Чтобы получить более реалистичную картину, необходимо учесть влияние оболочечных неоднородностей одночастичного спектра. Для этого, в частности, была предложена феноменологическая систематика параметра плотности уровней, зависящая от величины оболочечной поправки [48]. Кроме того, для объяснения четно-нечетных различий плотности уровней к энергии возбуждения ядра обычно прибавляется соответствующая феноменологическая поправка [45, 49]. При небольших энергиях возбуждения ядра существенную роль играют парные корреляции сверхпроводящего типа [50, 51], поэтому в данной области для более точного описания термодинамических характеристик системы использовалась сверхтекучая модель ядра [15, 52, 53]. Рассматривая статистические характеристики возбужденных атомных ядер, необходимо также учитывать коллективные степени свободы, связанные с колебаниями ядерной поверхности и вращением ядра как целого (в случае деформированных ядер). Это делается с помощью введения в выражение для плотности уровней соответствующих факторов вибрационного и ротационного усиления [53]. В некоторых статистических моделях ширина делительного канала вычисляется с учетом эффекта ядерной вязкости и времени задержки деления, в течение

которого устанавливается квазистационарный ток вероятности через барьер деления [28, 54]. Последний эффект возможен при относительно больших энергиях возбуждения делящегося ядра, когда время задержки деления становится сравнимым со временем эмиссии нейтрона.

В данном обзоре будут рассмотрены реакции синтеза сверхтяжелых и нейтронодефицитных ядер, а также вылет предразрывных нейтронов в реакциях квазиделения. Ниже мы дадим краткий обзор всех этих явлений.

Синтез сверхтяжелых ядер. Ограниченное число химических элементов, наблюдаемых в природе, связано со стабильностью атомных ядер. Изменение отношения протонов и нейтронов в ядре ведет к его радиоактивному распаду, увеличение числа нуклонов — к спонтанному делению. Для описания процесса деления Н. Бором и Дж. Уилером была предложена жидкокапельная модель [5]. В рамках этой модели наличие потенциального барьера, препятствующего делению, обусловлено силами поверхностного натяжения, доминирующими над кулоновским отталкиванием. Ситуация меняется с ростом числа протонов в ядре, при $Z \geq 100$ жидкокапельный барьер исчезает и ядро оказывается неустойчивым по отношению к спонтанному делению. Однако в дальнейшем с помощью метода оболочечных поправок было установлено, что оболочечная структура ядра оказывает существенное влияние на его стабильность из-за наличия оболочечной компоненты барьера деления для ядер с $Z \geq 100$ [55]. Если пренебречь микроскопической поправкой энергии связи ядра в седловой точке, то высота барьера деления будет разностью высоты жидкокапельного барьера деления и энергии оболочечной поправки основного состояния ядра. Таким образом, существование как сферических, так и деформированных сверхтяжелых элементов является одним из ярких проявлений оболочечной структуры атомных ядер. После «сферических» оболочек $Z = 82$ и $N = 126$ (^{208}Pb) стабильность ядра быстро уменьшается с ростом Z до трансурановой области, где эта тенденция изменяется из-за влияния оболочечных щелей в одночастичном спектре протонных и нейтронных уровней около $Z = 100$ и $N = 152$, которые проявляются при деформированной форме ядра и обеспечивают необычно сильную стабильность ядра ^{252}Fm по отношению к спонтанному делению [56]. Барьеры деления между ядрами Fm и Hs остаются приблизительно постоянными и довольно высокими, так как уменьшение жидкокапельного барьера компенсируется постоянно увеличивающейся отрицательной оболочечной поправкой к энергии связи основного состояния. Причем все эти ядра в основном состоянии являются деформированными. Экспериментальное изучение спонтанного деления изотопов с $Z = 104$ и 106 показало, что ^{260}Sg более стабилен к спонтанному делению, чем ^{256}Rf [57]. Это было первым экспериментальным доказательством увеличения стабильности ядер за резерфордием. Дальнейшие эксперименты [58] подтвердили теоретические предсказания макроскопическо-микроскопических подходов [59, 60] относительно существования «дефор-

мированной» замкнутой подоболочки в окрестности $Z = 108$ и $N = 162$. Деформированные сверхтяжелые элементы вблизи ядра ^{270}Hs связаны при $N \approx 170$ с «островом» сферических сверхтяжелых элементов с $Z = 114-126$ и $N = 172-184$ [29].

Начиная с 1966 г. обсуждается идея о сферических сверхтяжелых ядрах, обладающих большими барьерами деления из-за оболочечных эффектов. В макроскопическо-микроскопических подходах, основанных на методе В. М. Струтинского, максимальная отрицательная оболочечная поправка предсказана для ядра $^{298}114$, т. е. данное ядро считается следующим дважды магическим после ядра ^{208}Pb [60, 61]. Замкнутая оболочка $Z = 114$ исчезает в рамках самосогласованных моделей среднего поля с силами Гогни [62], практически со всеми силами Скирма [63] и релятивистских моделей среднего поля [64]. С другой стороны, в рамках микроскопических моделей все предсказания макроскопическо-микроскопических подходов (в частности, о «деформированных» подоболочках $Z = 108$ и $N = 162$, «сферической» оболочке $N = 184$ и переходе от деформированных сверхтяжелых ядер к сферическим) были подтверждены. Хартри-фоковские расчеты с использованием некоторых сил Скирма [65] предсказывают дважды магическое ядро с $Z = 126$ и $N = 184$. Релятивистские модели среднего поля [63], некоторые хартри-фоковские модели с силами Скирма [66] и самосогласованная модель среднего поля с силами Гогни [62] предсказывают большую щель в одночастичном спектре для ядра $^{292}120$. Резюмируя, можно сказать, что большой «остров стабильности» сферических сверхтяжелых ядер ожидается в окрестностях $Z = 120$ и $N = 178$. Синтез и определение свойств элементов «острова стабильности» является одной из важных задач современной ядерной физики. Предсказания сечений образования сверхтяжелых элементов — наиболее важная задача теории. Для выбора оптимальных условий синтеза необходимо найти оптимальный баланс между двумя противоположными требованиями — увеличением вероятности слияния ядер и уменьшением вероятности деления образовавшегося возбужденного составного ядра.

Трансурановые элементы до фермия были синтезированы в реакциях захвата нейтрона изотопом урана ^{235}U с дальнейшим последовательным β^- -распадом [67]. Однако период полураспада более тяжелых ядер (например, ^{258}Fm) исключительно мал, что не позволяет использовать этот метод для их синтеза. С другой стороны, ядра с $Z = 100$ и 101 стали последними трансурановыми элементами, образованными облучением актинидных мишеней дейтронами и α -частицами [20, 67]. Поэтому для получения сверхтяжелых элементов с $Z \geq 102$ начали использовать реакции полного слияния с тяжелыми ионами при энергиях столкновения около кулоновского барьера. Элементы с Z от 102 до 106 были синтезированы в реакциях полного слияния ионов ^{13}C , ^{15}N , ^{18}O , ^{22}Ne с актинидными мишенями [20]. Составное ядро, образовавшееся в таких реакциях, имеет энергию возбуждения 40–50 МэВ и пере-

ходит в основное состояние, главным образом, за счет испарения 4–5 нейтронов. Из-за большого числа испарительных нейтронов и ослабления оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения деление составного ядра стало главным фактором уменьшения сечения образования испарительных остатков с увеличением их атомного номера [20]. Следует отметить, что ядра от No до Sg, в отличие от ядер Pu–Md, были идентифицированы не химическими методами, а с помощью физического анализа их радиоактивных распадов.

Для того, чтобы уменьшить энергию возбуждения составного ядра и, соответственно, повысить выход синтезированного элемента, стали использовать во входном канале реакции магические ядра, значительная энергия связи которых, высвобождаясь, компенсирует кинетическую энергию, необходимую для преодоления кулоновского барьера. В реакциях холодного слияния [68], где в качестве мишеней используются магические ядра ^{208}Pb или ^{209}Bi , которые бомбардируются ионами тяжелее аргона, промежуточные составные ядра имеют энергию возбуждения 10–20 МэВ. В этих реакциях с вылетом одного испарительного нейтрона были впервые получены сверхтяжелые элементы с $Z = 107–112$ [29]. Однако при переходе от 107-го элемента к 113-му [39] сечение образования испарительного остатка уменьшается примерно на три порядка и достигает значения $\sim 0,05$ пб, что является пределом экспериментальных возможностей в настоящее время. В работах [69, 70] было установлено, что в реакциях холодного слияния квазиделение является главным процессом, определяющим уменьшение сечения образования сверхтяжелого элемента с ростом его атомного номера или атомного заряда налетающего пучка. Кроме того, ядра, полученные в реакциях холодного слияния, являются нейтронодефицитными, и дальнейшее продвижение к предсказанной области сферических сверхтяжелых элементов ($N \approx 184$) невозможно с помощью этих реакций.

Другим перспективным путем синтеза сверхтяжелых элементов с избытком нейтронов и большими значениями Z (до $Z = 120$) являются реакции горячего слияния, в качестве мишеней в которых используются актиниды, а в качестве ядра-снаряда — дважды магический изотоп кальция ^{48}Ca [71]. Характерные энергии возбуждения составных ядер в этом случае составляют около 30–40 МэВ и переход составного ядра в основное состояние происходит путем эмиссии 3–4 нейтронов, что меньше на 1–2 нейтрона, чем в других реакциях горячего слияния. Таким образом, магичность ядра ^{48}Ca ведет к понижению энергии возбуждения, хотя и не так сильно, как в случае использования ядер ^{208}Pb или ^{209}Bi . Реакции горячего слияния с использованием пучка ^{48}Ca уступают реакциям холодного слияния по выживаемости составного ядра, но выигрывают по сечению слияния [72–74]. Для асимметричных реакций с участием ^{48}Ca вероятность слияния на несколько порядков больше, чем для более симметричных реакций холодного слияния. Эксперименты по синтезу сверхтяжелых изотопов с использованием пучка ^{48}Ca проводились в

ЛЯР им. Г. Н. Флерова ОИЯИ, GSI (Дармштадт) и LBNL (Беркли) [75]. В результате были получены элементы с $Z = 112$ – 116 и 118 с сечениями порядка $0,2$ – 5 пб [32, 35, 76]. Причем были попытки идентифицировать элемент с $Z = 112$ с помощью как физического, так и химического методов [77]. Следует также отметить, что самые тяжелые изотопы элементов с $Z = 104$ – 108 , 110 были получены в асимметричных реакциях горячего слияния [58]. В настоящее время обсуждается возможность применения реакций горячего слияния с пучками ионов титана, хрома, железа и никеля для синтеза изотопов с $Z \geq 120$. Сделаны также первые попытки синтеза элемента с $Z = 120$ в реакциях $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ и $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$.

Перспективным представляется применение реакций неполного слияния с использованием пучка ^{48}Ca и актинидных мишеней для получения элементов с $Z = 101$ – 108 . Синтезированные таким образом изотопы будут иметь большее (меньшее) число нейтронов по сравнению с ядрами, полученными в реакциях холодного (горячего) слияния. Получение трансактинидов в реакциях неполного слияния будет важно для дополнительной идентификации сверхтяжелых элементов с атомными номерами 112 – 116 , синтезированных в реакциях горячего слияния. Из-за большого числа нейтронов в этих ядрах α -распадная цепочка оканчивается в области неизвестных изотопов трансактинидов. Возможность получения нейтроноизбыточных изотопов сверхтяжелых элементов в реакциях неполного слияния или асимметричного квазиделения должна быть тщательно изучена.

Синтез нейтронодефицитных ядер и особенности слияния тяжелых ядер. В реакциях полного слияния с тяжелыми ионами зачастую образуются нейтронодефицитные ядра. Поскольку энергия отрыва нейтрона в них достаточно высока, в процессе их девозбуждения возможно испускание не только нескольких нейтронов, но и заряженных частиц, что ведет к увеличению числа наблюдаемых испарительных каналов и образованию испарительных остатков с разными значениями Z . На основе анализа экспериментальных данных можно получить сведения о механизме процесса слияния, а также изучить влияние оболочечных эффектов в этих реакциях.

Интенсивные экспериментальные исследования проводятся в области изотопов вблизи магического числа $N = 126$ (последняя замкнутая оболочка перед островом сверхтяжелых элементов). Изучение свойств этих изотопов помогает предсказать структурные характеристики сверхтяжелых ядер. В реакциях слияния-испарения с использованием пучка ^{40}Ar были получены различные изотопы франция, радия, актиния, тория и протоактиния [78]. Эти результаты показали отсутствие усиления выхода продуктов с $N = 126$ [11].

В последние годы активно ведутся работы по синтезу сильно нейтронодефицитных изотопов урана [79, 80]. Анализ функций возбуждения конкурирующих испарительных каналов может помочь проверить теоретические оценки оболочечных поправок в этой области. Зависимости сечений образования

различных испарительных остатков от оболочечных эффектов, в частности, анализировались в работах [11, 78]. Некоторые сильно нейтронодефицитные ядра, например, изотопы бария [81], рассматриваются в качестве кандидатов на кластерную радиоактивность. Теоретическая оценка сечений их образования, таким образом, является важной для планирования экспериментов по изучению кластерной структуры атомных ядер.

Интересными для исследования являются реакции, в которых массовая и зарядовая конфигурации налетающего ядра и ядра-мишени близки к симметричной. В таких системах предположительно образуются достаточно холодные составные ядра, в некоторых случаях можно ожидать радиационное слияние, когда составное ядро девозбуждается исключительно за счет γ -излучения, без эмиссии нейтронов и заряженных частиц [82]. В 1980-е гг. при экспериментальном изучении слияния приблизительно симметричных ядер с зарядовыми числами 40–50 был обнаружен эффект ослабления слияния («hindrance to fusion»), заключающийся в сильном уменьшении сечения слияния при энергиях выше кулоновского барьера [83, 84]. В ходе изучения роли оболочечной структуры и изотопного состава сталкивающихся ядер в процессе слияния также было экспериментально обнаружено, что вероятность слияния уменьшается с отклонением числа нейтронов в ядре-снаряде или мишени от магического числа при энергиях, близких к кулоновскому барьеру [11]. Хотя пока не существует доказательств того, что замкнутая оболочка приводит к сильному увеличению вероятности слияния.

Важную информацию о процессе слияния можно получить, исследуя зависимость сечения образования составного ядра от массовой или зарядовой асимметрии во входном канале. Так, при образовании одного и того же возбужденного составного ядра ^{220}Th в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$ [78] и $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ [84] сечения образования испарительных остатков при более асимметричной входной ДЯС примерно на порядок выше, чем при более симметричной. В ряде случаев наблюдается связь входного канала реакции с процессом девозбуждения составного ядра. Например, имеются указания на то, что в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ усиление эмиссии заряженных частиц может быть связано с вылетом α -частицы на стадии слияния [11].

Эмиссия нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами. Существует целый ряд экспериментальных исследований эмиссии нейтронов в реакциях слияния-деления с тяжелыми ионами при достаточно высоких энергиях возбуждения промежуточных составных ядер (> 70 – 90 МэВ) [85–88]. В этих работах была определена множественность послеразрывных нейтронов, испущенных фрагментами деления, и предразрывных, вылетевших из системы до того, как произошел процесс деления. Экспериментально измеренная множественность предразрывных нейтронов в различных реакциях слияния-деления [85–88] оказалась существенно выше предсказанной на основе статистической модели. Эта множественность монотонно растет с увеличением ки-

нетической энергии налетающего ядра. Данный эффект указывает на то, что в этих реакциях существует временная задержка деления, связанная с влиянием динамических эффектов на этот процесс. В работах [86–88] на основе данных по множественности предразрывных нейтронов была получена оценка такой задержки порядка 10^{-20} – 10^{-19} с. Средняя множественность предразрывных нейтронов является мерой времени протекания процесса деления — своего рода «ядерными часами». Анализ послеразрывной множественности нейтронов может быть полезен для исследования вопроса о распределении энергии возбуждения между конечными фрагментами. Регистрация всех испущенных частиц и γ -квантов и нахождение их энергий вместе с полной кинетической энергией фрагментов деления позволяет найти энергию возбуждения промежуточной системы. Кроме того, представляет интерес исследование зависимости числа предразрывных нейтронов от характеристик реакции: энергии пучка, конфигурации входного канала, массового распределения делительных фрагментов.

В работах [89] были впервые измерены множественности предразрывных и послеразрывных нейтронов в процессе квазиделения, который является доминирующим процессом в реакциях горячего и холодного слияния. Измерения для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, ^{244}Pu , ^{248}Cm и $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$, ^{244}Pu , ^{248}Cm при энергиях бомбардировки немного выше соответствующих кулоновских барьеров показали, что множественность предразрывных нейтронов довольно большая. Однако расчеты в рамках модели ДЯС [90] предсказали очень малое число предразрывных нейтронов по отношению к числу послеразрывных в рассматриваемых реакциях. Следует также отметить, что эта модель хорошо описывает полную множественность нейтронов во всех реакциях. Поэтому в рамках статистического подхода интересно сравнить зависимости вероятности вылета пред- и послеразрывных нейтронов с ростом числа нейтронов в системе в процессах слияния-деления и квазиделения. Исследуя вылет таких нейтронов, можно проследить эволюцию формы ядерной системы в этих процессах.

При таких низких энергиях возбуждения исследование нейтронной эмиссии в реакциях слияния и квазиделения сопряжено с определенными экспериментальными сложностями, поскольку число испаряемых частиц мало. Однако с появлением новых нейтронных детекторов, обладающих большей эффективностью, большим числом сцинтилляторных модулей и большим телесным углом охвата [91], регистрация нейтронов в таких экспериментах также становится возможной [89].

Теоретический анализ реакций с тяжелыми ионами. Для теоретического анализа реакций с тяжелыми ионами необходимо уметь описывать слияние двух ядер, а также девозбуждение составного ядра. Последняя задача обычно решается путем использования компьютерных программ (GROGIF [17, 92], NIVAP [13] и др.), в которых ширины различных испарительных каналов

и деления рассчитываются на основе статистической модели Вайскопфа [2]. Способ определения плотности уровней, а также задаваемые массы ядер и барьеры деления оказывают наиболее существенное влияние на результаты вычислений. Кроме того, отметим подходы, основанные на методе Монте-Карло [12, 93, 94].

Теоретический анализ слияния до сих пор сопряжен с большими трудностями, связанными как с практически закрытым характером этого процесса, так и со сложностью описания механизма взаимодействия двух многонуклонных систем. Поэтому начиная с середины 1970-х гг. было создано несколько моделей, основанных на определенных упрощенных представлениях о механизме слияния. В простейших моделях слияние представлялось как переход системы сталкивающихся ядер через одномерный потенциальный барьер по координате относительного расстояния R между центрами масс двух сталкивающихся ядер [10, 14, 95, 96]. Барьер возникает из-за суперпозиции кулоновских сил отталкивания и ядерных сил притяжения. Кулоновская часть ядро-ядерного потенциала рассчитывалась достаточно просто, в то время как ядерная компонента была определена несколькими различными способами: эмпирической формулой Баса [97], потенциалом «proximity» [98], юкава-плюс-экспоненциальным потенциалом [99], потенциалом в формализме функционала плотности энергии [100], потенциалом однократной или двухкратной свертки [101]. Вычислив высоту входного кулоновского барьера, можно получить оценку минимальной энергии возбуждения составного ядра и найти сечение образования испарительных остатков на основе статистической модели [10, 24]. В моделях [10, 14, 96] рассматривалась диссипация начальной кинетической энергии столкновения. Например, в оптической модели [14] диссипация учитывалась феноменологически, а, например, в модели поверхностного трения [96] динамика процесса описывалась классическими уравнениями движения с учетом феноменологически определяемых сил трения. Рассмотренные модели [10, 14, 95–101] являются фактически моделями захвата, так как захват налетающего ядра ядром-мишенью приводит с неизбежностью к формированию составного ядра. Для относительно легких ядер эти модели позволяли рассчитывать сечение полного слияния, которое совпадает с сечением захвата. Однако в реакциях с более массивными тяжелыми ионами ($Z_1 Z_2 \geq 1600$) система, образовавшаяся на стадии захвата, с большой вероятностью эволюционирует в канал квазиделения, т. е. распадается на два фрагмента без формирования составного ядра. Так как в рамках этих моделей не учитывался процесс квазиделения, играющий доминирующую роль в реакциях синтеза актинидов и трансактинидов, расчетные сечения образования составного ядра и, соответственно, сечения образования испарительных остатков не согласовывались с экспериментальными данными.

Макроскопическая динамическая модель (МДМ) была первой моделью, в которой описывался весь процесс слияния от момента соприкосновения по-

верхностей ядер до момента формирования составного ядра [102]. В рамках этой модели сталкивающиеся ядра рассматриваются как капли вязкой ядерной жидкости, слияние которых является чисто динамическим процессом и описывается детерминированными классическими уравнениями движения. Переход от точки контакта к состоянию составного ядра сопровождается при этом образованием значительной шейки между фрагментами. Ядра теряют свою индивидуальность, сливаясь в сильно деформированное моноядро. Преодолевая ядерное трение за счет запаса кинетической энергии столкновения, моноядро эволюционирует к более компактной форме, характерной для составного ядра. Полное слияние ядер реализуется, если моноядро окажется за барьером деления составного ядра. Если же кинетическая энергия недостаточна (меньше, чем пороговая энергия, названная *extra-extra-push*), моноядро уходит в канал квазиделения. Однако в данной модели не учитывалась конкуренция между каналами слияния и квазиделения, ведущая к сильному уменьшению сечения слияния. Влиянием оболочечных эффектов и структурным запретом, связанным с действием принципа Паули, в этой модели пренебрегалось. Нужно отметить успехи МДМ в описании реакций слияния не очень тяжелых ядер. В частности, на ее основе был предсказан эффект «*extra-extra-push*», ведущий к ослаблению слияния для симметричной конфигурации входного канала. Однако она дает существенно завышенные оценки сечений образования трансактинидов, а также не способна объяснить низкую энергию возбуждения составных ядер в реакциях холодного слияния, используемых для синтеза сверхтяжелых элементов [103].

В работах [104, 105] МДМ была модифицирована включением в расчеты тепловых флуктуаций, что позволило учесть конкуренцию между процессами слияния и квазиделения. Также в работе [105] были учтены оболочечные поправки при расчете потенциальной поверхности в рамках двухцентровой оболочечной модели. Но, с другой стороны, использовались гидродинамические массовые параметры. Предсказания этих моделей о больших вероятностях синтеза сверхтяжелых ядер в симметричных реакциях противоречат известным систематикам [103]. На основе двухцентровой оболочечной модели в работе [106] было показано, что адиабатический механизм слияния в работах [104, 105], который должен быть связан с быстрым ростом шейки при переходе от входной ДЯС к составному ядру и движением к меньшим относительным расстояниям R , переоценивает на несколько порядков сечения слияния и не воспроизводит экспериментальные изотопические зависимости вероятности слияния. Например, в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ расчетная вероятность слияния вблизи кулоновского барьера равна 10^{-2} , а эксперимент дает лишь $5 \cdot 10^{-5}$. Причиной такого несогласования является отсутствие в этих моделях запретов на рост шейки и движения к меньшим R из-за действия принципа Паули и большого массового параметра шейки [106–108].

Более успешной, чем рассмотренные выше модели, нам представляется модель двойной ядерной системы [26, 69, 70, 106], использованию которой при описании реакций с тяжелыми ионами низких энергий и посвящена данная работа. В отличие от других моделей слияния, где коллективной координатой, вдоль которой происходит слияние, является относительное расстояние R (или удлинение системы), в модели ДЯС слияние представляется как движение по коллективной координате массовой асимметрии $\eta = (A_2 - A_1)/(A_1 + A_2)$ (A_1 и A_2 — массовые числа ядер в ДЯС), т. е. слияние описывается как эволюция ДЯС к составному ядру за счет передачи нуклонов из легкого ядра в тяжелое. При этом ядра ДЯС в процессе эволюции системы сохраняют свою индивидуальность. Квазиделение рассматривается как распад ДЯС, т. е. движение к большим R . В этой модели процессы полного слияния и квазиделения — это диффузионные процессы по координатам η и R соответственно. Модель ДЯС дала возможность обнаружить новые важные особенности полного слияния: 1) появление специфического внутреннего барьера слияния по координате массовой асимметрии; 2) конкуренцию между полным слиянием и квазиделением в эволюции ДЯС к составному ядру; 3) доминирующую роль канала квазиделения в реакциях холодного и горячего слияния, приводящих к образованию трансактинидов. Поэтому предсказание сечений образования испарительных остатков невозможно без корректного расчета вероятности слияния [34, 69, 70, 72].

Расстояние между центрами масс ДЯС остается таким, что перекрытие ядерных плотностей настолько мало, что его область не превышает нескольких процентов от полного объема ДЯС. Как было показано в работах [107, 108], перекрытие ядер затруднено из-за действия эффективного отталкивающего потенциала на малых относительных расстояниях между их центрами. Этот эффект обусловлен структурным запретом, связанным с принципом Паули.

Понятие ДЯС возникло в связи с исследованиями реакций глубоконеупругих передач в столкновениях тяжелых ионов [109–111]. У ДЯС, образованных в этих реакциях, характерное время жизни составляет несколько единиц на 10^{-21} с. За это время происходит перераспределение нуклонов, энергии возбуждения и углового момента между фрагментами. Данный процесс определяет массовые, энергетические и угловые распределения конечных продуктов реакции [109].

Модель ДЯС успешно использовалась при описании реакций с тяжелыми ионами. Было показано, что благодаря конкуренции между слиянием и квазиделением вероятность слияния сильно уменьшается с уменьшением асимметрии во входном канале, что прекрасно согласуется с экспериментом [112]. Предсказательная сила модели заключается в возможности описать сечения слияния в реакциях, для которых экспериментальные значения различаются на несколько порядков величины. На этой основе было объяснено подавление

ние слияния в реакциях с симметричной конфигурацией входного канала [26], были вычислены сечения образования сверхтяжелых ядер в реакциях холодного [34, 69, 70, 72] и горячего слияния [73, 74], а также описаны основные характеристики процесса квазиделения [90]. В модели ДЯС было показано, что изотопическая зависимость сечения образования испарительных остатков главным образом определяется вероятностью полного слияния ядер и вероятностью выживания образовавшегося составного ядра. В то время, как выживаемость растет с увеличением числа нейтронов в системе, вероятность слияния может уменьшаться. Другими словами, увеличение числа нейтронов в налетающем ядре или ядре-мишени далеко не всегда приводит к большим сечениям образования испарительных остатков. Следует особо подчеркнуть, что до появления модели ДЯС обычно предполагалось, что только выживаемость возбужденного составного ядра является самым важным фактором при определении сечения образования испарительных остатков.

Модель ДЯС неоднократно использовалась в работах, посвященных исследованиям структуры ядра. В частности, супер- и гипердеформированные состояния могут быть рассмотрены как ДЯС, и такие их характеристики, как моменты инерции, квадрупольные моменты, вращательные полосы, успешно описываются на основе этой модели [113]. На основе модели ДЯС были также описаны энергетические и массовые распределения конечных продуктов деления актинидов [114]. Было показано, что угловые распределения делительных фрагментов определяются колебаниями изгиба в точке разрыва ДЯС [115].

1. ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ДЯС

1.1. Сечение образования испарительного остатка. В рамках модели ДЯС слияние рассматривается как двушаговый процесс. На первом шаге реакции налетающее ядро преодолевает входной барьер и захватывается ядром-мишенью, образуется ДЯС. Затем рассматривается ее переход в составное ядро путем диффузии по координатам зарядовой асимметрии $\eta_Z = (Z_2 - Z_1)/(Z_1 + Z_2)$ (Z_1 и Z_2 — атомные числа ядер в ДЯС) и массовой асимметрии η . Другим возможным процессом эволюции ДЯС является квазиделение — распад системы по координате R на два свободных фрагмента. Конкуренция этих двух каналов определяет вероятность образования составного ядра. Поскольку кинетическая энергия налетающего ядра E_{cm} обычно превосходит величину Q реакции слияния, то полученное составное ядро находится в возбужденном состоянии. Возможными каналами его девозбуждения являются эмиссия одной или нескольких частиц и γ -квантов, ведущая к образованию испарительного остатка — ядра вблизи основного состояния,

а также деление. Таким образом, сечение образования испарительного остатка в рамках модели ДЯС можно представить в виде [26, 69, 70, 106]:

$$\sigma_{\text{ER}}(E_{\text{cm}}) = \sum_{J=0} \sigma_c(E_{\text{cm}}, J) P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J). \quad (1)$$

Здесь σ_c — парциальное сечение захвата, отвечает за переход налетающего ядра через входной кулоновский барьер и образование ДЯС; P_{CN} — вероятность образования составного ядра после захвата; W_{sur} — выживаемость полученного составного ядра относительно деления.

Парциальное сечение захвата определяется вероятностью перехода сталкивающихся ядер через кулоновский барьер $T(E_{\text{cm}}, J)$:

$$\sigma_c(E_{\text{cm}}, J) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{\text{cm}}} (2J + 1) T(E_{\text{cm}}, J), \quad (2)$$

где μ — приведенная масса. Составные ядра, образующиеся в реакциях с тяжелыми ионами, обычно заселены до значений J порядка $(10-50)\hbar$ в зависимости от величины E_{cm} , при этом вероятности больших значений углового момента пренебрежимо малы [116]. Диапазон возможных значений J соответствует столкновениям, близким к центральным, и $J_{\text{max}} < J_{\text{crit}}$, где J_{crit} — критическое значение углового момента, при котором еще возможен захват. Кроме того, в выражении (1) число парциальных волн, дающих вклад в сечение, ограничено величиной $W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J)$, которую в случае эмиссии одного нейтрона можно аппроксимировать выражением $W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J = 0) \exp[-J(J + 1)/(J_{\text{max}}(J_{\text{max}} + 1))]$. Параметр J_{max} характеризует уменьшение барьера деления с ростом углового момента, что, в свою очередь, ведет к резкому уменьшению выживаемости W_{sur} . Величина J_{max} для актинидов и трансактинидов обычно составляет 10–15 [11, 34]. Для небольших значений углового момента $P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J)$ и $T(E_{\text{cm}}, J)$ не сильно отличаются от $P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J = 0) = P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}})$ и $T(E_{\text{cm}}, J = 0) = T(E_{\text{cm}})$. В работе [11] было показано, что

$$\sum_J \sigma_c(E_{\text{cm}}, J) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J) \approx \sigma_c(E_{\text{cm}}) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}), \quad (3)$$

где $W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}) = W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J = 0)$ — выживаемость, рассчитанная при нулевом угловом моменте, и $\sigma_c(E_{\text{cm}}) = (\pi \hbar^2 / 2\mu E_{\text{cm}}) (J_{\text{max}} + 1)^2 T(E_{\text{cm}})$ [69]. На основе (1) и (3) можно получить следующее приближенное выражение для сечения образования испарительного остатка [69]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ER}}(E_{\text{cm}}) &\approx P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}) \sum_J \sigma_c(E_{\text{cm}}, J) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J) \approx \\ &\approx \sigma_c(E_{\text{cm}}) P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}). \end{aligned} \quad (4)$$

Таким образом, в реакциях с тяжелыми ионами при расчетах вероятности образования составного ядра и его выживаемости можно ограничиться случаем нулевого углового момента.

1.2. Вероятность образования составного ядра. После того, как налетающее ядро преодолевает входной барьер, образуется ДЯС, находящаяся в локальном потенциальном минимуме. При этом происходит диссипация начальной кинетической энергии в энергию возбуждения ДЯС. Вероятность образования составного ядра P_{CN} в (1) зависит от конкуренции двух каналов: полного слияния, т. е. перехода ДЯС через внутренний барьер $B_\eta = B_{fus}^*$ по η в состояние $\eta = \pm 1$, и квазиделения, т. е. ее перехода через барьер $B_R = B_{qf}^R$ по R в сторону $R \rightarrow \infty$. Процесс диффузии многоуклонной системы по коллективным координатам может быть описан с помощью транспортной теории [117]. Поскольку в начальном состоянии ДЯС находится в потенциальном минимуме по η и R , для нахождения ширины слияния ($k = \eta$) и квазиделения ($k = R$) можно воспользоваться двухмерной формулой Крамерса [118], являющейся квазистационарным решением уравнения Фоккера–Планка [119]:

$$\lambda_k^{Kr} = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_k \omega_{k'}}{\omega_k^{B_k} \omega_{k'}^{B_{k'}}} \left(\sqrt{\left[\frac{\Gamma}{2\hbar} \right]^2 + (\omega_k^{B_k})^2} - \frac{\Gamma}{2\hbar} \right) \exp \left[-\frac{B_k}{\Theta} \right]. \quad (5)$$

Вероятность образования составного ядра выражается через эти ширины в виде

$$P_{CN} = \frac{\lambda_\eta^{Kr}}{\lambda_\eta^{Kr} + \lambda_R^{Kr}} - \frac{\lambda_\eta^{Kr} \lambda_R^{Kr}}{\lambda_\eta^{Kr} + \lambda_R^{Kr}} \frac{\tau_\eta - \tau_R}{\beta}, \quad (6)$$

где $\beta = e - 1 \approx 1,72$. Первое слагаемое в выражении (5) описывает вклад квазистационарных ширин, второе зависит от переходных времен τ_k . В работе [112] было показано, что можно пренебречь этим членом в случае $\tau_k \ll 1/\lambda_k^{Kr}$ ($k = R, \eta$) или $\tau_R \approx \tau_\eta$. Это условие выполняется для всех рассматриваемых в данной работе реакций. Детальный анализ выражения (5) произведен в работе [112]. Локальная термодинамическая температура Θ вычисляется на основе формулы $\Theta = \sqrt{E^*/a}$, где E^* — энергия возбуждения ДЯС, а параметр плотности уровней определяется как $a = A/12 \text{ МэВ}^{-1}$. Величины $\omega_k^{B_k}$, $\omega_{k'}^{B_{k'}}$ ($k, k' = R, \eta$) — частоты перевернутых гармонических осцилляторов, аппроксимирующих потенциалы по переменным R и η около вершин барьеров; ω_k , $\omega_{k'}$ — частоты осцилляторов, аппроксимирующих потенциалы в начальной конфигурации ДЯС. Величина Γ ($\approx 2 \text{ МэВ}$) — средняя удвоенная ширина одночастичных состояний [112].

Эволюция ДЯС в сторону симметричной конфигурации, т. е. к малым значениям $|\eta|$, сопровождается быстрым уменьшением глубины кармана ядерного потенциала по R из-за увеличения кулоновского отталкивания. В

этом случае процесс квазиделения становится еще более вероятным, поскольку величина B_{qf} уменьшается. В большинстве рассматриваемых в данной работе реакций высота барьера квазиделения в начальной конфигурации ДЯС меньше, чем высота барьера по η в сторону симметричной конфигурации.

Для определения высот барьеров и осцилляторных частот, используемых в формуле (5), необходимо определить потенциальную энергию ДЯС [26,112]:

$$U(R, \eta, \eta_Z, \beta_1, \beta_2, J) = B_1 + B_2 + V(R, \eta, \eta_Z, \beta_1, \beta_2, J), \quad (7)$$

где B_1 и B_2 — энергии связи ядер ДЯС (с учетом микроскопических составляющих); β_1 и β_2 — их деформации. Если для β_1 , β_2 известны экспериментальные значения, то в выражении (7) используются они, если нет, то величины, предсказанные в [120]. Ядро-ядерный потенциал [26, 112]

$$V(R, \eta, \eta_Z, \beta_1, \beta_2, J) = V_C(R, \eta_Z, \beta_1, \beta_2) + V_N(R, \eta, \beta_1, \beta_2) + V_{\text{rot}}(\eta, \beta_1, \beta_2, J), \quad (8)$$

используемый в выражении (7), есть сумма потенциалов кулоновского V_C , ядерного V_N и центробежного V_{rot} взаимодействия. Для вычисления ядерной части нами был использован метод двойной свертки с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием типа взаимодействия Скирма, зависящим от ядерной плотности [112, 121]. Плотности ядер выбирались в виде симметризованных функций Вудса–Саксона с параметрами ядерного радиуса $r_0 = 1,15$ фм и диффузностью $a = 0,55$ фм [121]. Изотопическая конфигурация ядер, образующих ДЯС, обычно выбирается из условия установления N/Z -равновесия. В данной работе исследования ограничены случаем, когда ядра ДЯС являются сфероидами и ориентированы вдоль оси симметрии ДЯС. При этом расстояние между их центрами, соответствующее локальному потенциальному минимуму, составляет $R = R_m \approx R_1(1 + \sqrt{5/(4\pi)}\beta_1) + R_2(1 + \sqrt{5/(4\pi)}\beta_2) + 0,5$ фм ($R_{1,2} = 1,15A_{1,2}^{1/3}$ фм). Таким образом, при $R = R_m$ перекрытие ядерных плотностей ядер ДЯС является слабым, что оправдывает исходное положение модели о сохранении индивидуальности ядер ДЯС в процессе слияния.

1.3. Выживаемость составного ядра. При испарении в определенной последовательности s x частиц вероятность выживания ядра по отношению к делению приближенно описывается выражением [12, 16, 31]:

$$W_{\text{sur}}^s(E_{\text{CN}}^*, J) \approx P_s(E_{\text{CN}}^*, J) \prod_{i_s=1}^x \frac{\Gamma_i(E_{i_s}^*, J_{i_s})}{\Gamma_t(E_{i_s}^*, J_{i_s})}, \quad (9)$$

где i_s — индекс испарительного шага; P_s — вероятность реализации канала s при начальной энергии возбуждения E_{CN}^* ; $E_{i_s}^*$ и J_{i_s} — средние значения энергии возбуждения и углового момента на шаге i_s . Полная ширина Γ_t

распада составного ядра определяется как сумма ширин разных каналов испарения частиц Γ_i , ширины γ -эмиссии и делительной ширины Γ_f . На первом шаге $i_s = 1_s$, $E_{1_s}^* = E_{CN}^*$ и $J_{1_s} = J$. Из формулы (4) следует, что при малых угловых моментах зависимость сечения σ_{ER} от J можно приближенно учесть в эффективном сечении захвата σ_c . Таким образом, расчет выживаемости можно проводить только для случая $J = 0$.

Во многих рассматриваемых нами реакциях, ведущих к образованию актинидов и трансактинидов, вкладами эмиссии заряженных частиц и γ -эмиссии можно пренебречь. В этом случае $\Gamma_t \approx \Gamma_n + \Gamma_f$ и выражение (9) можно записать в виде [12, 16, 31]:

$$W_{\text{sur}}(E_{CN}^*) \approx P_{xn}(E_{CN}^*) \prod_{i=1}^x \frac{\Gamma_n(E_i^*)}{\Gamma_n(E_i^*) + \Gamma_f(E_i^*)} \approx P_{xn}(E_{CN}^*) \prod_{i=1}^x \frac{\Gamma_n(E_i^*)}{\Gamma_f(E_i^*)}, \quad (10)$$

где P_{xn} — вероятность реализации xn -канала при данной E_{CN}^* .

В реакциях холодного слияния, когда испарительный остаток образуется в результате эмиссии всего одного нейтрона, формула (10) принимает простой вид:

$$W_{\text{sur}}(E_{CN}^*) \approx P_{1n}(E_{CN}^*) \frac{\Gamma_n(E_{CN}^*)}{\Gamma_f(E_{CN}^*)}. \quad (11)$$

В случае эмиссии x нейтронов вероятность реализации такой последовательности может быть описана в следующем виде [9]:

$$P_s = P_{xn} = P(x) - P(x+1), \quad (12)$$

где функция

$$P(x) = 1 - \exp\left(-\frac{\Delta_x}{\bar{T}}\right) \left(1 + \sum_{i=1}^{2x-3} \frac{(\Delta_x/\bar{T})^i}{i!}\right) \quad (13)$$

задает вероятность того, что по меньшей мере x нейтронов испаряются при заданной энергии E_{CN}^* . Здесь $\Delta_x = E_{CN}^* - \sum_{k=1}^x B_k$, B_k — энергия отделения k -го нейтрона, $\bar{T} = \sqrt{E_{CN}^*/1,5a_{CN}}$ — усредненная ядерная температура, которая приближенно считается постоянной во время всего испарительного процесса, a_{CN} — параметр плотности уровней родительского составного ядра. Выражение для $P(x)$ получено при следующих предположениях: форма нейтронного спектра задается функцией $\epsilon \exp(-\epsilon/kT)$, где ϵ — кинетическая энергия нейтрона; нейтрон обязательно вылетает из ядра, если это разрешено законом сохранения энергии. Величина \bar{T} в формуле (13), главным образом, определяет ширину функций возбуждения и практически не влияет на значения в их максимумах. Положение максимума функции возбуждения также слабо зависит от \bar{T} . Если величина барьера деления B_f испарительного

остатка, полученного после эмиссии x нейтронов, меньше, чем энергия отделения нейтрона для данного ядра, необходимо заменить величину B_{x+1} на B_f в выражении для Δ_{x+1} [9]. При расчете P_s для канала, в котором осуществляется испарение заряженной частицы k (например, α или протона), необходимо расширить действие выражения для P_s , приняв во внимание кулоновский барьер U_C при вычислении величины B_k .

В случае $1n$ испарительного канала лучше использовать следующую параметризацию [12, 16, 31]:

$$P_{1n}(E_{CN}^*) = \exp \left[-\frac{(E_{CN}^* - B_n - 2T)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (14)$$

где $T = \sqrt{E_{CN}^*/a_{CN}}$ — температура составного ядра и $\sigma = 2,5$ МэВ. Отметим, что непосредственное использование формулы (13) для описания $1n$ испарительного канала приводит к значениям P_{1n} , меньшим примерно в 1,3 раза.

Ширина распада по каналу i ядра с энергией возбуждения E^* (на первом испарительном шаге $E^* = E_{CN}^*$) определяется вероятностью R_i этого процесса [12, 15–17, 31, 47, 48]:

$$\Gamma_i = \frac{R_i}{2\pi\rho(E^*, J)}. \quad (15)$$

Вероятность испарения частицы j (нейтрона, протона или α -частицы) со спином s

$$R_j(E^*, J) = \sum_{J_d} \int_0^{E^* - B_j} d\epsilon \rho_d(E^* - B_j - \epsilon, J_d) \sum_{S=|J_d-s|}^{J_d+s} \sum_{l=|J-S|}^{J+S} T_{jl}(\epsilon) \quad (16)$$

можно рассчитать, зная B_j — энергию отделения частицы j , плотность уровней дочернего ядра $\rho_d(E^* - B_j - \epsilon, J_d)$ и $T_{jl}(\epsilon)$ — коэффициент проницаемости через барьер. Значения $T_{jl}(\epsilon)$ вычисляются в рамках оптической модели [47].

Вероятность деления вычисляется в приближении одногорбого потенциального барьера с высотой $B_f(E^*)$ и кривизной $\hbar\omega$:

$$R_f(E^*, J) = \int_0^{E^* - B_f(E^*)} \frac{\rho_f(E^* - B_f(E^*) - \epsilon) d\epsilon}{1 + \exp [2\pi(\epsilon + B_f(E^*) - E^*)/(\hbar\omega)]}, \quad (17)$$

где $\rho_f(E^* - B_f(E^*) - \epsilon)$ — плотность уровней в седловой точке. Для всех рассматриваемых в данной работе ядер мы брали $\hbar\omega = 2,2$ МэВ. Вариация

этой величины практически не оказывает влияния на получаемые величины выживаемостей, поскольку абсолютное большинство описываемых нами реакций происходит при энергиях выше барьера деления. Таким образом, чтобы рассчитать W_{sur} , мы должны задать метод вычисления плотности уровней и определить барьеры деления, а также кулоновские барьеры для описания эмиссии заряженных частиц.

1.3.1. Расчет плотности уровней в модели ферми-газа. Наиболее просто плотность уровней можно рассчитать в рамках модели ферми-газа [15,53]:

$$\rho(E^*, J) = \frac{2J + 1}{24\sqrt{2}\sigma^3 a^{1/4} (E^* - \delta)^{5/4}} \exp \left[2\sqrt{a(E^* - \delta)} - \frac{(J + 1/2)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (18)$$

где $\sigma^2 = 6\overline{m^2} \sqrt{a(E^* - \delta)}/\pi^2$. Существует несколько параметризаций парной поправки δ , например, $\delta = 2, 4, 1, 2$ и 0 МэВ, а также $\delta = 12/\sqrt{A}$, 0 и $-12/\sqrt{A}$ МэВ для четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер соответственно [15]. Средний квадрат проекции углового момента при энергии Ферми можно оценить по формуле $\overline{m^2} \approx 0,24A^{2/3}$. Параметр плотности

σ_{ER} , мкб

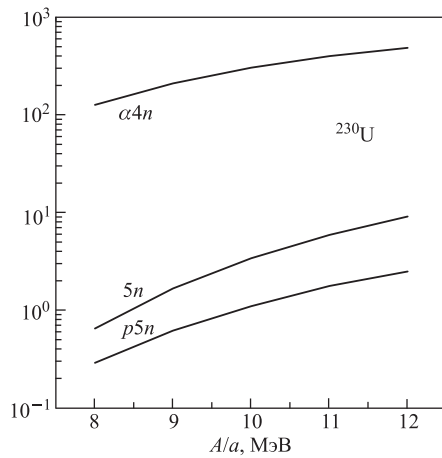


Рис. 1. Зависимость сечений образования испарительных остатков в максимумах $5n$ -, $p5n$ - и $\alpha 4n$ -каналов от параметра плотности уровней a в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$

уровней a пропорционален плотности одночастичных состояний на поверхности Ферми. Величины параметра плотности уровней в области тяжелых ядер, извлеченные из экспериментальных плотностей нейтронных резонансов, находятся в области $a = A/8 - A/12$ МэВ $^{-1}$, при этом значение a может достаточно резко уменьшаться вблизи магических чисел [15].

На рис. 1 представлен пример зависимости значения максимума функций возбуждения от параметра плотности уровней в различных испарительных каналах реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ [122]. Как видно из рисунка, при изменении параметра a от $A/8$ до $A/12$ абсолютные значения σ_{ER} увеличиваются достаточно сильно, в пределах порядка, тогда как отношения σ_{ER} различных каналов изменяются всего лишь в 2–3 раза. Таким образом, мы можем сделать вывод, что выбор параметра плотности уровней является достаточно важным для описания абсолютной величины сечений, но менее критичным для исследования конкуренции относительных выходов испарительных остатков.

Из-за изменения одночастичного спектра с деформацией ядра основное состояние характеризуется более низкой плотностью уровней, чем состояние ядра в седловой точке [9]. Для описания этого эффекта в модели ферми-газа вводится отношение параметров плотностей уровней на барьере и в основном состоянии $a_f/a \geq 1$. На рис. 2 представлена зависимость величины Γ_n/Γ_f от отношения a_f/a для нескольких сверхтяжелых изотопов, полученных в реакциях холодного слияния [123]. Из рисунка видно, что эта зависимость падает практически линейно, так, при изменении величины a_f/a от 1,1 до 1,05 Γ_n/Γ_f увеличивается в 2 раза.

Для небольших значений энергии возбуждения E^* интеграл в (16) будет нереалистично большим, если пользоваться только формулой (18). Поэтому при $E^* < U_x$ лучше использовать другое выражение для плотности уровней:

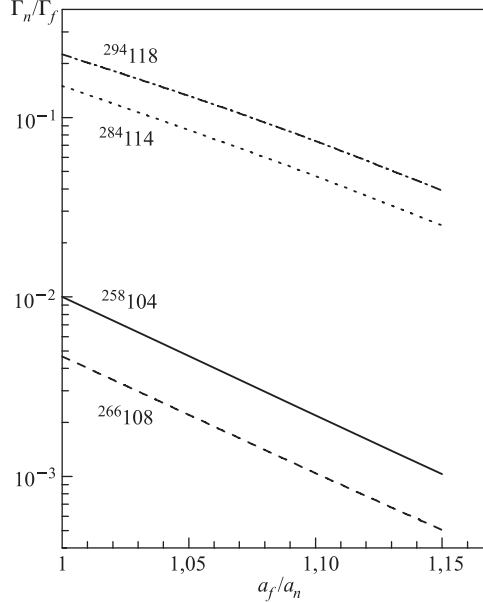


Рис. 2. Зависимость отношения Γ_n/Γ_f , вычисленного по модели ферми-газа (18), от отношения a_f/a_n для ядер $^{258}_{104}$, $^{266}_{108}$, $^{284}_{114}$ и $^{294}_{118}$, полученных в реакциях холодного слияния на мишени ^{208}Pb

$$\rho(E^*, J) = \frac{1}{T_0} \exp\left(\frac{E^* - U_0}{T_0}\right) \frac{\exp[-(J + 1/2)^2 / (2\sigma^2)]}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3}, \quad (19)$$

которое соответствует модели с постоянной температурой T [15]. Параметры T_0 и U_0 в выражении (19) определяются из условия непрерывности функции (18) и ее производной в точке сшивки $E^* = U_x$ [15]. Мы брали $U_x = 2,2$ МэВ для всех рассматриваемых ядер. При этом результаты расчета не зависят от данного параметра при условии $E^* > 11$ МэВ, которое выполняется практически для всех описываемых нами реакций.

Величина барьера деления B_f определяется как сумма жидкокапельной B_f^{LD} и микроскопической B_f^{M} частей. Расчет жидкокапельного барьера описан в работе [125]. Величина $B_f^{\text{M}} = \delta W_{\text{sd}}^A - \delta W_{\text{gr}}^A$ связана с оболочечной поправкой δW_{gr}^A ядра с массовым числом A в основном состоянии и оболочечной поправкой δW_{sd}^A в седловой точке. Обычно предполагают, что

$\delta W_{sd}^A \approx 0$ [126]. Таким образом, $B_f^M = B_f^M(E^* = 0) = |\delta W_{gr}^A(E^* = 0)|$. В любом случае результаты расчетов слабо меняются при учете величины δW_{sd}^A . Так, например, при изменении ее значения от -1 до 1 МэВ рассчитанные нами сечения образования нейтродефицитных актинидов меняются примерно на 30 % [122].

Одним из возможных путей учета затухания оболочечных эффектов с энергией возбуждения является введение зависимости от энергии в микроскопическую часть барьера деления:

$$B_f(E^*) = B_f^{LD} + B_f^M(E^* = 0) \exp\left(-\frac{E^*}{E_D}\right), \quad (20)$$

где E_D — эффективный фактор затухания оболочечных эффектов. В работе [11] была предложена зависимость этого фактора от массового числа A в виде

$$E_D = 0,4A^{4/3}/a. \quad (21)$$

Рассчитанные сечения образования нескольких сверхтяжелых ядер [34, 123, 124], полученных в реакциях холодного слияния, на основе модели ферми-газа и с учетом оболочечных эффектов в виде (20) и (21) оказались близкими к экспериментальным значениям.

1.3.2. Расчет плотности уровней с учетом коллективных эффектов. С учетом парных корреляций, а также колебательных и вращательных степеней свободы в адиабатическом приближении выражение для плотности уровней можно записать в виде [15, 53]:

$$\rho(E^*, J) = K_{vib}(E^*)K_{rot}(E^*) \frac{2J+1}{24\sqrt{2}\sigma_{eff}^3 (a(A, E^* - E_c)[E^* - E_c]^5)^{1/4}} \times \exp\left\{2\sqrt{a(A, E^* - E_c)[E^* - E_c]} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma_{eff}^2}\right\}, \quad (22)$$

где E_c — энергия конденсации, уменьшающая энергию основного состояния ферми-газа на 1–3 МэВ из-за корреляционного парного взаимодействия,

$$\sigma_{eff}^2 = \begin{cases} \mathfrak{S}_{\perp}^{2/3} \mathfrak{S}_{\parallel}^{1/3} \sqrt{(E^* - E_c)/a} & \text{для аксиально-деформированных ядер,} \\ \mathfrak{S}_{\parallel} \sqrt{(E^* - E_c)/a} & \text{для сферических ядер.} \end{cases} \quad (23)$$

Коэффициенты ротационного

$$K_{rot} = \begin{cases} \mathfrak{S}_{\perp} \sqrt{(E^* - E_c)/a} & \text{для аксиально-деформированных ядер,} \\ 1 & \text{для сферических ядер} \end{cases} \quad (24)$$

и вибрационного

$$K_{\text{vib}} = \exp [0,0555A^{2/3}(E^* - E_c)^{4/3}/a^{4/3}] \quad (25)$$

усиления учитывают вклад в плотность уровней коллективных колебательных и вращательных степеней свободы и определяют фактор коллективного усиления $K_{\text{coll}} = K_{\text{rot}}K_{\text{vib}}$. Особенно значителен вклад этих эффектов для деформированных ядер. Определения перпендикулярного главной оси \mathfrak{S}_{\perp} и параллельного ей \mathfrak{S}_{\parallel} моментов инерции даны в работах [15, 53]. Если температура ядра выше критической температуры фазового перехода, $\mathfrak{S}_{\parallel} = 6\overline{m}^2\sqrt{a(E^* - E_c)}\left(1 - \frac{2}{3}\epsilon_0\right)/\pi^2$, $\mathfrak{S}_{\perp} = \frac{2}{5}m_0r_0^2A^{5/3}\left(1 + \frac{1}{3}\epsilon_0\right)$, где $\epsilon_0 = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta_2/\left(1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta_2\right)$. Отношение плотностей уровней ядра с $\beta_2 \neq 0$ и $\beta_2 = 0$ имеет величину порядка $\mathfrak{S}_{\parallel}\sqrt{(E^* - E_c)/a} \approx 10^2$.

Факторы коллективного усиления плотности уровней в нейтронном и делительном каналах представлены в табл. 1 для нескольких сверхтяжелых ядер, полученных в реакциях холодного слияния, при энергиях, дающих максимальный вклад в интегралы в формулах (16) и (17) [124]. В деформированных ядрах вклад коллективного усиления, влияющего на отношение Γ_n/Γ_f , характеризуется фактором $K_{\text{coll}}^n/K_{\text{coll}}^f \approx 0,4-0,5$. В седловой точке коллективное усиление существенно для всех ядер, однако в основном состоянии для сферических ядер $K_{\text{rot}} = 1$, поэтому для них отношение $K_{\text{coll}}^n/K_{\text{coll}}^f \approx 0,006$. Этот фактор очень сильно уменьшает сечение образования испарительного остатка для сферических (магических) ядер [28], причем его не удается компенсировать стабилизирующими оболочечными эффектами в основном состоянии. При этом расчет по модели ферми-газа ($K_{\text{coll}} = 1$) [34, 123] приводит ко много большему значению Γ_n/Γ_f для сферического ядра $^{300}\text{120}$, чем в

Таблица 1. Факторы коллективного усиления плотности уровней в нейтронном и делительном каналах для указанных ядер. В вычислениях использовались данные [134], а также данные [135] для $^{302}\text{120}$, в которых это ядро полагается сферическим

Ядро	K_{vib}^n	K_{rot}^n	K_{vib}^f	K_{rot}^f
$^{258}\text{104}$	2,3	107,0	3,7	158,2
$^{266}\text{108}$	2,3	106,9	3,5	159,8
$^{272}\text{110}$	2,0	91,2	3,1	150,9
$^{284}\text{114}$	2,3	99,9	3,2	153,3
$^{290}\text{116}$	2,4	108,1	3,2	158,1
$^{294}\text{118}$	2,2	102,5	3,3	160,9
$^{300}\text{120}$	2,3	1,0	2,5	134,3
$^{302}\text{120}$	2,4	137,7	2,7	160,1
$^{302}\text{120}$ [135]	2,4	1,0	2,7	134,5

случае использования модели с коллективным усилением. Однако возникает вопрос, можно ли считать сферическим ядро с ненулевым угловым моментом.

Другим способом учета затухания оболочечных эффектов является включение зависимости от энергии возбуждения E^* в параметр плотности уровней при постоянном $B_f = B_f^{LD} + B_f^M(E^* = 0)$. Для этого можно использовать параметр плотности уровней

$$a(A, E^* - E_c) = \tilde{a}(A) \left\{ 1 + \frac{1 - \exp[-(E^* - E_c)/E'_D]}{E^* - E_c} \delta W \right\}, \quad (26)$$

зависящий от оболочечной поправки δW и энергии возбуждения E^* [15, 53]. Поскольку оболочечные эффекты наиболее велики в основном состоянии, они главным образом влияют на параметр плотности уровней для нейтронного канала. Функция $f(E^* - E_c) = 1 - \exp[-(E^* - E_c)/E'_D]$, которая описывает зависимость a от энергии, была получена в результате аппроксимации численных микроскопических расчетов, основанных на оболочечной модели. В работах [12, 15, 16, 31, 48, 53] предполагается, что эта энергетическая зависимость является универсальной для всех ядер с постоянным параметром затухания E'_D . Значения $E'_D = 18,5$ и $16,5$ МэВ были выбраны в [15] и [16] соответственно. В работах [11, 127] параметр E'_D зависит от A :

$$E'_D = \alpha_0 A^{4/3} / \tilde{a}, \quad (27)$$

где обычно выбирается $\alpha_0 = 0,4$. При расчетах на основе (26) можно не учитывать затухание оболочечных эффектов в барьере деления с увеличением энергии возбуждения и положить $B_f = B_f(E^* = 0)$ или $E_D^{-1} = 0$. Таким образом, по сравнению с моделью ферми-газа здесь энергетическая зависимость оболочечной поправки δW включена в параметр плотности уровней. Существует несколько различных оценок асимптотического параметра плотности уровней $\tilde{a}(A)$. Однако будучи полученными для более легких ядер, свойства которых хорошо изучены экспериментально, они не могут быть экстраполированы в область актинидов и трансактинидов без соответствующего анализа.

Зависимость $\tilde{a}(A)$ может быть записана в виде

$$\tilde{a}(A) = c_1 A + c_2 A^{2/3} \tilde{s}, \quad (28)$$

где \tilde{s} — ядерная поверхность, выраженная в единицах эквивалентной ей сферы [128–130]. Поскольку все рассматриваемые нами составные ядра слабдеформированы и седловые точки находятся вблизи от составных состояний, то $\beta_2^{sd} \approx \beta_2^{gr} + 0,2$ и $\beta_2^{gr} \leq 0,3$. В этом случае величина \tilde{s} близка к единице и $\tilde{a} = \tilde{a}_n \approx \tilde{a}_f$.

Параметры c_1 и c_2 в формуле (28) можно определить на основе оболочечной модели или метода Томаса–Ферми [15]. Для спектра одночастичных уровней потенциала Вудса–Саксона в работе [128] получаются значения

$c_1 = 0,073$ и $c_2 = 0,095$, которые приводят к $\tilde{a} \approx A/11,5$. Однако выражение (28) с этими c_1 и c_2 можно использовать только для ядер с $A < 230$. Вычисления [131] в рамках сверхтекучей модели с одночастичным нильсоновским спектром дают $\tilde{a} \approx A/9,5$ для $A \sim 250$. Значения c_1 и c_2 , полученные с помощью метода Томаса–Ферми на основе ядерной плотности в виде параметризации Вудса–Саксона, приводят к $\tilde{a} \approx A/8$ для тяжелых ядер (см. приложение к [129]).

Отметим также выражение

$$\tilde{a}(A) = 0,114A + 0,162A^{2/3}, \quad (29)$$

полученное из анализа нейтронных резонансов в легких ядрах в рамках модели ферми-газа [15, 53], а также феноменологическую параметризацию

$$\tilde{a}(A) = 0,134A - 1,21 \cdot 10^{-4}A^2, \quad (30)$$

найденную из анализа экспериментальных данных для тяжелых ядер с $Z \leq 102$ на основе (22) с $K_{\text{rot}} \neq 1$, $K_{\text{vib}} \neq 1$ и $E'_D = 16,5$ МэВ [12, 16, 31]. Отметим, что в области сверхтяжелых ядер выражения (29) и (30) приводят к довольно близким значениям $\tilde{a} \sim A/9$, что свидетельствует о допустимости применения (29) в этой области A .

На рис. 3 представлена зависимость величины Γ_n/Γ_f от отношения A/\tilde{a} для двух сверхтяжелых ядер, полученных в реакциях холодного слияния. Вычисления проводились в рамках модели с коллективным усилением плотности уровней (22), (26), $E_D = 0$, $\alpha_0 = 0,4$ в (27) и $\tilde{a} = \tilde{a}_n = \tilde{a}_f$ [124]. При изменении \tilde{a} от $A/8$ до $A/12$ МэВ $^{-1}$ отношение Γ_n/Γ_f увеличивается в пределах фактора 3–4. Отметим также, что относительное изменение тем больше, чем меньше величина B_f . Анализ зависимости на рис. 3 позволяет оценить неопределенность результатов, связанную с выбором асимптотического параметра плотности уровней.

Зависимость отношения Γ_n/Γ_f , вычисленного на основе (22), (26) и (29), от величины α_0 (27) для указанных сверхтяжелых ядер показана на

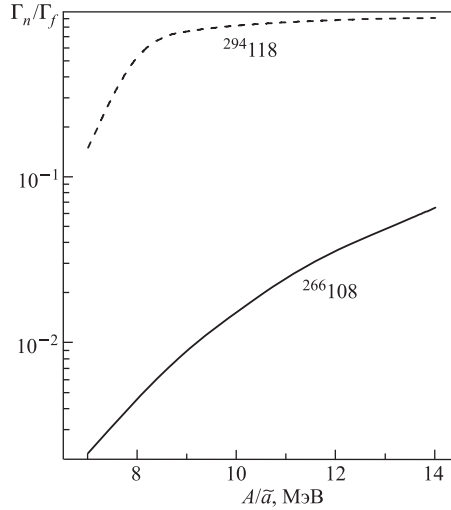


Рис. 3. Зависимость отношения Γ_n/Γ_f от величины A/\tilde{a} для ядер $^{266}_{108}$ и $^{294}_{118}$, полученных в реакциях холодного слияния. Расчеты произведены с помощью (22), (26) и $\alpha_0 = 0,4$ в (27) при $\tilde{a} = \tilde{a}_n = \tilde{a}_f$

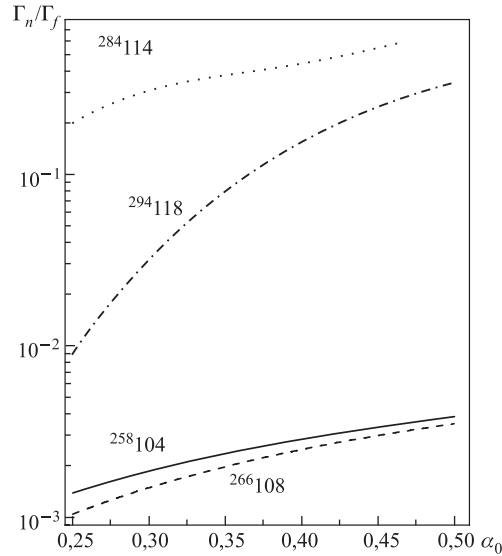


Рис. 4. Зависимость отношения Γ_n/Γ_f от величины α_0 для ядер $^{258}_{104}$, $^{266}_{108}$, $^{284}_{114}$ и $^{294}_{118}$, полученных в реакциях холодного слияния. Расчеты проведены с помощью (22), (26) и (29)

рис. 4 [124]. Эта зависимость становится сильнее при росте массового числа ядра и, следовательно, при увеличении \tilde{a} . Чем больше E'_D , тем слабее затухание оболочечных эффектов с энергией возбуждения, что ведет к увеличению отношения Γ_n/Γ_f .

В табл. 2 приведены значения Γ_n/Γ_f , вычисленные в рамках модели с коллективным усилением плотности уровней при использовании различных факторов затухания оболочечных эффектов в формуле (26) и асимптотик параметра плотности уровней \tilde{a} , а также модели ферми-газа [123]. Указанные составные ядра получены в реакциях холодного слияния с мишенью ^{208}Pb . Из таблицы видно, что результаты расчетов на основе модели ферми-газа (строка 8) наиболее близки случаю $\tilde{a} = 0,114A + 0,162A^{2/3}$ и $E'_D = 0,4A^{4/3}/\tilde{a}$ (строка 1). При расчетах с асимптотическим \tilde{a} , полученным для схемы уровней потенциала Вудса–Саксона в работе [128] (строки 2 и 3), значения Γ_n/Γ_f примерно на порядок больше, чем в случае расчетов на основе формулы (29). Для того, чтобы получить близкие Γ_n/Γ_f в случае \tilde{a} из [128], необходимо брать меньшее значение для E'_D . При использовании \tilde{a} , определенного формулой (30), при $E'_D = 16,5$ МэВ (строка 6) значения Γ_n/Γ_f ближе всего к Γ_n/Γ_f , полученным на основе формулы (29) (строка 1). Сравнивая строки 7 и 8 табл. 2, можно сделать вывод о большей чувствительности Γ_n/Γ_f к зату-

ханию оболочечных эффектов в барьере деления, чем в плотности уровней. Отметим также, что для ядер с большим B_f , например $^{284}114$, разница между Γ_n/Γ_f , полученными разными способами, становится меньше.

Таблица 2. Значения Γ_n/Γ_f , вычисленные для указанных ядер с плотностью уровней (22) при различных асимптотиках \tilde{a} и различных факторах затухания оболочечных эффектов (строки 1–7) и по модели ферми-газа (строка 8). Энергетическая зависимость оболочечных эффектов в строках 1–7 учтена по формуле (26)

№	Метод	$^{258}104$	$^{266}108$	$^{284}114$	$^{294}118$
1	$\tilde{a} = 0,114A + 0,162A^{2/3}$, $E_D^{-1} = 0, E'_D = 0,4A^{4/3}/\tilde{a}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$
2	$\tilde{a} = 0,073A + 0,095A^{2/3}$, $E_D^{-1} = 0, E'_D = 0,4A^{4/3}/\tilde{a}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^{-1}$	$8,7 \cdot 10^{-1}$
3	$\tilde{a} = 0,073A + 0,095A^{2/3}$, $E_D^{-1} = 0, E'_D = 18,5 \text{ МэВ}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$7,2 \cdot 10^{-1}$	$7,9 \cdot 10^{-1}$
4	$\tilde{a} = 0,134A - 1,21 \cdot 10^{-4} A^2$, $E_D^{-1} = 0, E'_D = 0,4A^{4/3}/\tilde{a}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-1}$	$8,3 \cdot 10^{-1}$
5	$\tilde{a} = 0,134A - 1,21 \cdot 10^{-4} A^2$, $E_D^{-1} = 0, E'_D = 18,5 \text{ МэВ}$	$9,5 \cdot 10^{-3}$	$9,0 \cdot 10^{-3}$	$6,9 \cdot 10^{-1}$	$7,8 \cdot 10^{-1}$
6	$\tilde{a} = 0,134A - 1,21 \cdot 10^{-4} A^2$, $E_D^{-1} = 0, E'_D = 16,5 \text{ МэВ}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-1}$	$7,3 \cdot 10^{-1}$
7	$\tilde{a}_n = A/10, \tilde{a}_f = 1,1\tilde{a}_n$, $E_D^{-1} = 0, E'_D = 0,4A^{4/3}/\tilde{a}_n$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-1}$	$7,6 \cdot 10^{-1}$
8	$a_n = A/10, a_f = 1,1a_n$, $E_D = 0,4A^{4/3}/a_n, E_D^{-1} = 0$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$8,7 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$7,6 \cdot 10^{-2}$

1.3.3. Связь между различными методами учета зависимости оболочечных эффектов от энергии возбуждения. Ширины делительного и нейтронного каналов определяются соответствующими плотностями уровней. Для оценки мы заменим в (16) и (17) эти плотности их значениями при энергиях, соответствующих делению и эмиссии нейтрона с $\epsilon = 0$, и рассмотрим предел больших энергий возбуждения. Тогда, используя выражения (15)–(17) и (22), мы получим с точностью до предэкспоненциального множителя

$$\begin{aligned}
 \ln(\Gamma_f) &\sim \sqrt{\frac{\tilde{a}}{E^* + \delta W_{\text{gr}}^A (1 - \exp(-U_{\text{gr}}/E'_D))}} \times \\
 &\times \left[- \left(B_f + \delta W_{\text{gr}}^A \left(1 - \exp\left(-\frac{U_{\text{gr}}}{E'_D}\right) \right) \right) - \delta W_{\text{sd}}^A \left(1 - \exp\left(-\frac{U_f}{E'_D}\right) \right) \right] \approx \\
 &\approx -\sqrt{\frac{\tilde{a}}{E^*}} B_f \exp\left(-\frac{U_{\text{gr}}}{E'_D}\right) \quad (31)
 \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} \ln(\Gamma_n/\Gamma_f) &\sim 2\sqrt{a(A-1, U_n)U_n} - 2\sqrt{a(A, U_f)U_f} \approx \\ &\approx \sqrt{\frac{\tilde{a}}{E^*}} \left[-B_n + B_f - \delta W_{sd}^A \left(1 - \exp\left(-\frac{U_f}{E'_D}\right) \right) + \right. \\ &\left. + \delta W_{gr}^{A-1} \left(1 - \exp\left(-\frac{U_n}{E'_D}\right) \right) \right] \approx \sqrt{\frac{\tilde{a}}{E^*}} \left[-B_n + B_f \exp\left(-\frac{U_n}{E'_D}\right) \right], \quad (32) \end{aligned}$$

где $U_{gr} = E^* - E_c$ и $U_{f,n} = E^* - B_{f,n} - E_c$. При переходе к последним выражениям в формулах (31) и (32) мы воспользовались приближениями $\delta W_{gr}^{A-1} \approx \delta W_{gr}^A$, $\delta W_{sd}^A \approx 0$ и $B_f \approx B_f^M(E^* = 0) = |\delta W_{gr}^A(E^* = 0)|$.

Используя (18), можно получить выражение, аналогичное (32), для модели ферми-газа:

$$\begin{aligned} \ln(\Gamma_n/\Gamma_f)_F &\sim 2\sqrt{a_n(E^* - B_n)} - 2\sqrt{a_f(E^* - B_f(E^*))} \approx \\ &\approx 2\sqrt{a_n E^*} - 2\sqrt{a_f E^*} - \sqrt{\frac{a_n}{E^*}} B_n + \sqrt{\frac{a_f}{E^*}} B_f \exp\left(-\frac{E^*}{E_D}\right). \quad (33) \end{aligned}$$

Используя тождество $\ln(\Gamma_n/\Gamma_f)_F - \ln C_F = \ln(\Gamma_n/\Gamma_f) - \ln C$, где $C(C_F)$ — предэкспоненциальный множитель для Γ_n/Γ_f ($(\Gamma_n/\Gamma_f)_F$) (величины с индексом F здесь и далее относятся к расчетам по модели ферми-газа), а $q = C/C_F \approx K_{coll}(U_n)/K_{coll}(U_f) \approx 0,4-0,5$ для деформированных ядер, получаем соотношение между E_D и E'_D , параметрами затухания в формулах для барьера деления и плотности уровней соответственно:

$$\begin{aligned} E_D \approx -E^* \ln^{-1} \left[\frac{2E^*}{B_f} \left(1 - \sqrt{\frac{a_n}{a_f}} \right) + \sqrt{\frac{a_n}{a_f}} \frac{B_n}{B_f} + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{\tilde{a}}{a_f}} \left(\exp\left(-\frac{U_n}{E'_D}\right) - \frac{B_n}{B_f} \right) + \frac{\sqrt{E^*} \ln q}{\sqrt{a_f} B_f} \right]. \quad (34) \end{aligned}$$

Например, если $a_n = A/10$, $a_f = 1,1a_n$, $E'_D = 18,5$ МэВ и $\tilde{a}(A) = 0,114A + 0,162A^{2/3}$, мы получим $E_D \approx 2E'_D$ для ядра $^{284}_{114}$ в случае $(1-2)n$ испарительного канала. Если $E_D = \alpha_0 A^{4/3}/a_n$, $E'_D = \alpha_0 A^{4/3}/\tilde{a}$, то при фиксированном отношении a_f/a_n можно получить из (34) соотношение между \tilde{a} и a_n . Если $C = C_F$ и $a_f = a_n = \tilde{a}$ в формуле (34), то

$$E_D = E'_D \frac{E^*}{E^* - B_n - E_c}. \quad (35)$$

Для энергии возбуждения $E^* \approx 2(B_n + E_c)$, соответствующей $(1-2)n$ испарительному каналу, из этой формулы мы получим $E_D \approx 2E'_D$. Таким образом,

мы показали эквивалентность двух методов учета затухания оболочечных эффектов [123]. В случае небольших энергий возбуждения коэффициенты затухания в этих методах отличаются приблизительно в 2 раза.

1.3.4. Вычисление кулоновского барьера в случае эмиссии заряженных частиц. Для вычисления кулоновского барьера в случае эмиссии заряженной частицы мы использовали выражение

$$U_C = \frac{Z_{CN-j} Z_j e^2}{r_j (A_{CN-j}^{1/3} + A_j^{1/3})}, \quad (36)$$

где Z_{CN-j} и A_{CN-j} — зарядовое и массовое числа дочернего ядра после испарения частицы j (протона или α -частицы) с зарядовым Z_j и массовым A_j числами, параметр r_j — константа. Существуют разные теоретические оценки величины r_j [8, 36]. В случае α -эмиссии она может варьироваться от 1,3 до 1,78 фм. Чтобы получить оценку r_α , можно рассмотреть ДЯС, сформированную дочерним ядром и α -частицей. Определив потенциальную энергию системы [112, 121] на кулоновском барьере и приравняв ее к U_C , из (36) можно извлечь значение r_α . Например, в области нейтронодефицитных актинидов мы, применив этот метод, получили оценку величины $r_\alpha \approx 1,45$ фм, что близко к значению, предложенному в работе [93]. В работе [36] величина

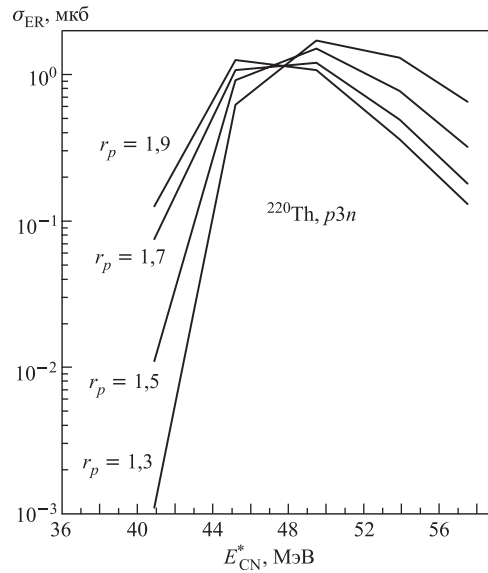


Рис. 5. Зависимость сечения образования испарительного остатка для $p3n$ испарительного канала реакции полного слияния $^{124}\text{Sr} + ^{96}\text{Zn}$ от энергии возбуждения составного ядра при разных значениях параметра r_p (в единицах фм)

соответствующего параметра для эмиссии протона составляла $r_p = 1,7$ фм. Типичная зависимость функции возбуждения от этого параметра представлена на рис. 5 [122]. Как видно из рисунка, величина σ_{ER} слабо чувствительна к изменению r_p вблизи максимума функции возбуждения.

1.4. Функции возбуждения. Зависимость сечения образования испарительного остатка от энергии налетающего ядра (или от энергии возбуждения) называется функцией возбуждения рассматриваемого канала реакции слияния-испарения. Из формулы (4) видно, что эта зависимость определяется энергетической зависимостью всех трех множителей, входящих в правую часть. В реакциях с тяжелыми ионами сечение захвата σ_c слабо зависит от E_{CN}^* , поэтому положение максимума и форма функции возбуждения определяются функциями $P_{CN}(E_{CN}^*)$ и $W_{sur}(E_{CN}^*) = P_{xn}(E_{CN}^*) \frac{\Gamma_n(E_{CN}^*)}{\Gamma_f(E_{CN}^*)}$ (см. формулу (10)), если мы, например, ограничимся случаем эмиссии x нейтронов.

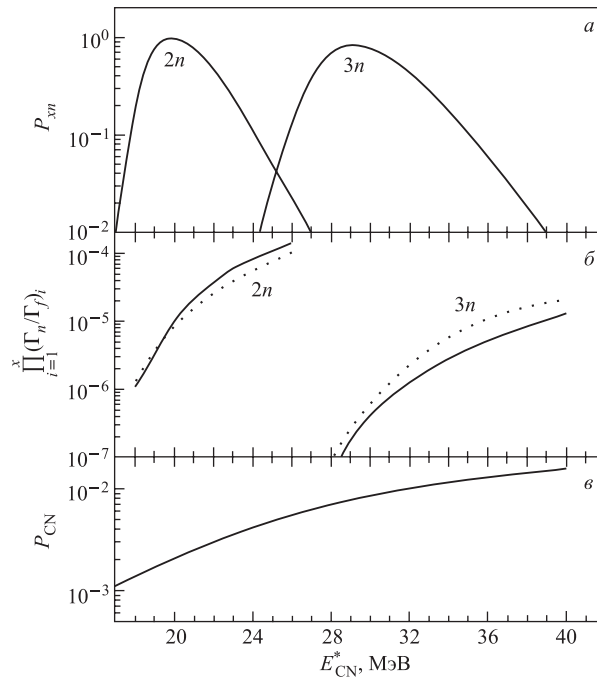


Рис. 6. Вычисленные значения P_{xn} (а), $\prod_{i=1}^x (\Gamma_n/\Gamma_f)_i$ (б) и P_{CN} (в) как функции E_{CN}^* для $2n$ и $3n$ испарительных каналов реакции $^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$. Сплошная и пунктирная линии показывают значения $\prod_{i=1}^x (\Gamma_n/\Gamma_f)_i$, рассчитанные на основе модели ферми-газа и модели с коллективным усилением плотности уровней соответственно

На рис. 6 представлены характерные энергетические зависимости этих функций [132]. Из рисунка видно, почему максимум функций возбуждения xn -канала на несколько МэВ выше (от 1 до 5 МэВ в разных реакциях) по энергии, чем максимум функции $P_{xn}(E_{CN}^*)$.

2. ПОЛУЧЕНИЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ И НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

На рассчитанные величины сечений образования испарительных остатков сильное влияние оказывают свойства составного ядра (энергии связи, барьеры, оболочечные поправки), а также, как было показано выше, метод определения плотности уровней. Для описания реакций в некоторой широкой области (Z , A) мы предлагаем использовать следующий алгоритм: 1) выбор определенной микроскопическо-макроскопической модели, в рамках которой рассчитаны ядерные характеристики в данной области; 2) определение и проверка параметров статистических моделей в сравнении результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными для нескольких ядер; 3) фиксация параметров во всей рассматриваемой области ядер; 4) описание других экспериментальных данных и предсказание сечений в реакциях, еще не исследованных экспериментально.

2.1. Выживаемость сверхтяжелых ядер, рассчитанная на основе предсказаний их свойств в работах [60, 133–135]. 2.1.1. *1n* испарительный канал. Рассмотрим образование различных сверхтяжелых изотопов с $102 \leq Z \leq 120$, полученных в реакциях холодного синтеза при энергиях возбуждения, показанных на рис. 7. Нам интересны именно эти энергии, поскольку они соответствуют максимумам сечений образования испарительных остатков в $1n$ -канале [29, 70]. Поскольку для $Z < 108$ эти энергии находятся между оптимальными энергиями для $1n$ - и $2n$ -каналов, величина W_{sur} в $1n$ для этих ядер будет меньше, чем Γ_n/Γ_f , из-за влияния множителя P_{1n} (см. формулу (11)). Энергии возбуждения для ядер с $Z > 108$ практически совпадают с оптимальными энергиями для $1n$ -канала.

В наших расчетах мы использовали ядерные характеристики, предсказанные различными теоретическими моделями [60, 133–135]. Как было показано в [34], по сравнению с работой [134] в работе [135] при росте Z существует тенденция к систематическому увеличению разницы между предсказанными массами и экспериментальными значениями, которые были получены из анализа энергии α -распада. Расчеты с предсказаниями макроскопическо-микроскопической модели [60, 133] отличаются от экспериментальных значений масс ядер на 0,6–0,8 МэВ для всех изотопов с $Z \geq 102$.

Найденные в экспериментах [29, 39] сечения образования испарительных остатков в рассматриваемых реакциях при изменении Z от 102 до 113 резко

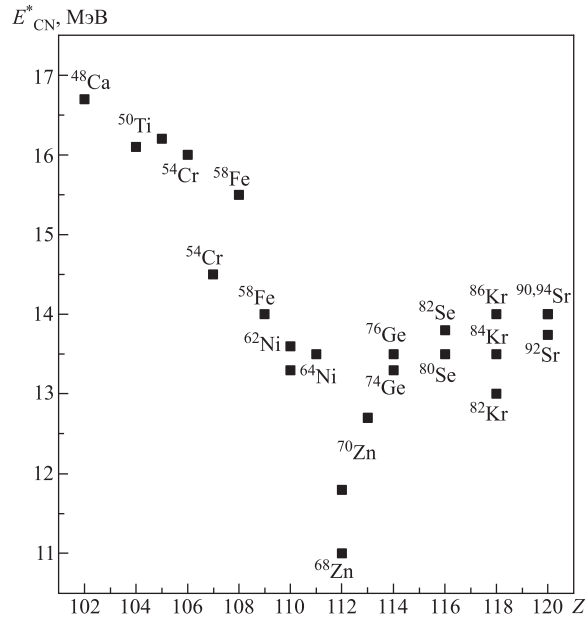


Рис. 7. Энергии возбуждения, использованные в расчетах Γ_n/Γ_f и W_{sur} в $1n$ испарительном канале для составных ядер, полученных в реакциях полного слияния на мишенях ^{208}Pb и ^{209}Bi . Налетающие ядра указаны

падают от ~ 3 мкб до ~ 50 фб, что является пределом экспериментальных возможностей для измерений в настоящее время. Из анализа результатов наших расчетов можно определить, какую роль играют в этом падении величины выживаемости W_{sur} в данной области и как ведет себя величина W_{sur} при $Z = 114-120$.

Расчеты были произведены с плотностью уровней, вычисленной по модели ферми-газа (18) с $a = A/10$, $a_f/a = 1,1$, $E_D = 0,4A^{4/3}/a$ и по модели с коллективным усилением (22), в которой параметр \tilde{a} определялся с помощью (29) и (30), а фактор затухания $E'_D = 0,4A^{4/3}/\tilde{a}$ [123, 124]. На рис. 8 показаны значения Γ_n/Γ_f , вычисленные для $1n$ -канала с использованием теоретических предсказаний из работы [134]. Значения Γ_n/Γ_f , вычисленные на основе плотности уровней по модели ферми-газа, в большинстве случаев находятся между точками, полученными с (29) и (30) на основе модели с коллективным усилением. Из рис. 8 видно, что для деформированных ядер результаты достаточно слабо зависят от метода расчета плотности уровней при данном выборе параметров. Величина Γ_n/Γ_f слабо меняется при из-

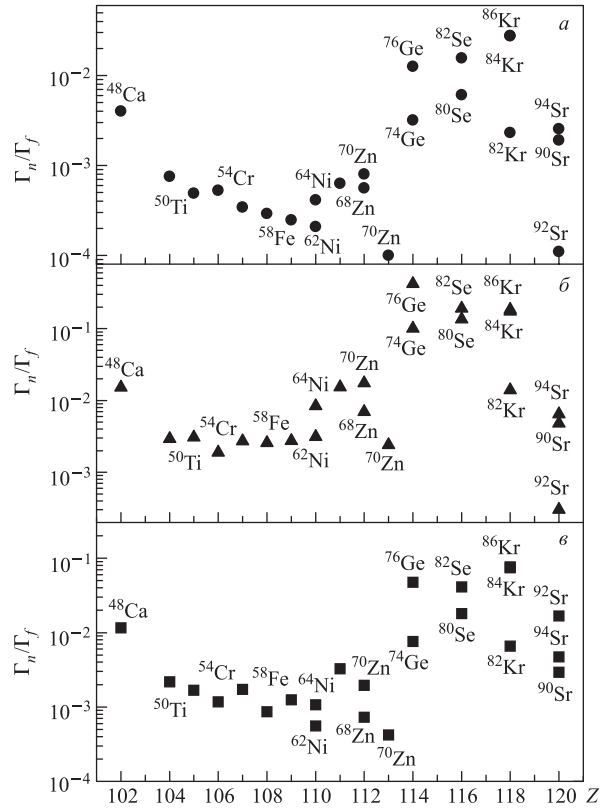


Рис. 8. Отношения Γ_n/Γ_f для ядер, полученных в реакциях полного слияния с использованием мишеней ^{208}Pb и ^{209}Bi и указанных налетающих ядер при энергиях возбуждения, показанных на рис. 7. В расчетах использованы предсказания свойств ядер [134] и фактор затухания (21). Значения Γ_n/Γ_f получены на основе модели ферми-газа (а), на основе модели с коллективным усилением и (29) (б) и на основе модели с коллективным усилением и (30) (в)

менении Z от 104 до 113 (так же, как и в расчетах, выполненных в работе [27]) и возрастает примерно на порядок при переходе от $Z = 113$ к интервалу $Z = 114\text{--}118$, в котором она достигает максимума. Большие значения выживаемости для изотопов $^{284}114$, $^{290}116$ и $^{294}118$ объясняются тем фактом, что число нейтронов в них находится вблизи теоретически предсказанного магического числа $N = 178$ [134, 135]. В то время как на рис. 8, а и в максимальное значение Γ_n/Γ_f имеет ядро $^{294}118$, на рис. 8, б — ядро $^{284}114$.

Подчеркнем, что энергия отрыва нейтрона и величина барьера деления являются важнейшими факторами, определяющими отношение Γ_n/Γ_f для каждого конкретного составного ядра. Если величины $B_n - B_f$ близки в соседних ядрах, то для этих ядер и значения Γ_n/Γ_f также будут близкими. Поскольку W_{sur} отличается от Γ_n/Γ_f только фактором P_{1n} , который не зависит от механизма расчета плотности уровней, на рис. 9 выживаемости W_{sur} составных ядер вычислены только на основе модели ферми-газа (18). Величины P_{1n} рассчитывались по формуле (14). У большинства нечетных ядер выживаемость в $1n$ -канале больше, чем у соседних четно-четных ядер. Для $106 \leq Z \leq 112$ вычисленные нами значения W_{sur} близки к оценкам, сделанным в работах [69, 70], где хорошо описаны экспериментальные значения сечений σ_{ER} . Необходимо подчеркнуть, что из наших расчетов следует, что выживаемость не является причиной экспериментально обнаруженного сильного падения σ_{ER} с увеличением Z , поскольку W_{sur} меняется лишь в пределах порядка, в то время как σ_{ER} падает на шесть порядков при переходе от $Z = 104$ к $Z = 113$ [29, 39]. В интервале $Z = 114-120$ выживаемость увеличивается примерно на порядок, тогда как вероятность полного слияния с ростом Z падает гораздо сильнее из-за усиления канала квазиделения в связи с ростом кулоновского отталкивания во входной ДЯС. Следовательно, эксперименты по синтезу сверхтяжелых элементов с $Z = 114-120$ в реакциях холодного слияния представляются проблематичными из-за малости сечений σ_{ER} .

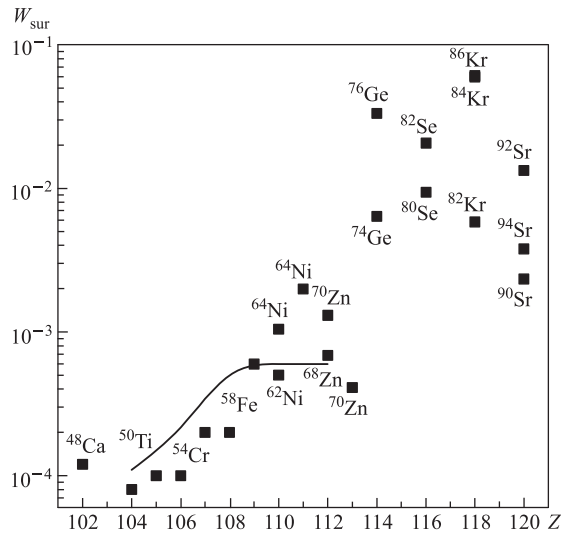


Рис. 9. Выживаемости W_{sur} , вычисленные со значениями Γ_n/Γ_f из рис. 8, в. Значения W_{sur} , полученные в [69], показаны сплошной линией

На рис. 10 показаны значения Γ_n/Γ_f , вычисленные так же, как и значения на рис. 8, но с использованием теоретических предсказаний из работы [135]. Сравнивая рис. 8 и 10, легко видеть, что теоретические предсказания из работ [134] и [135] для всех деформированных ядер (кроме $^{300}120$ и $^{302}120$) приводят к близким результатам. Разница в 2–3 раза, имеющая место для некоторых ядер, находится в пределах точности определения параметров. Если для четных $Z \geq 108$ использование предсказаний из работы [135] приводит к меньшим Γ_n/Γ_f , чем при использовании [134], то для $Z \leq 106$ значения Γ_n/Γ_f получаются, наоборот, немного большими. При расчете с предсказаниями из работы [135] и с плотностью уровней на основе модели с коллективным усилением отчетливо выделяется нейтронная оболочка $N = 162$ при $Z = 110$. Но, если использовать предсказания из работы [134], отношение Γ_n/Γ_f при $Z = 111$ становится больше, чем при $Z = 110$, во всех вариантах

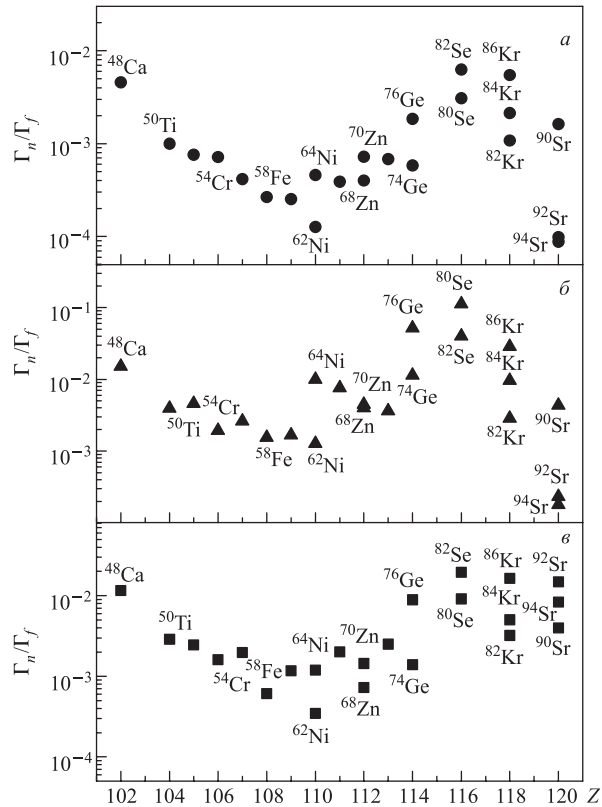


Рис. 10. Те же величины, что и на рис. 8, но вычисленные с использованием предсказаний свойств ядер [135]

расчета. Вне зависимости от метода вычисления предсказания из работы [135] приводят к максимуму Γ_n/Γ_f для ядра $^{290}116$.

Как видно из рис. 11, расчеты с теоретическими предсказаниями из работ [60, 133] приводят к большим значениям Γ_n/Γ_f для $Z = 102, 104$ и 106 , близкому результату для $Z = 108$, но дают гораздо меньшие Γ_n/Γ_f для $Z \geq 110$ при тех же параметрах, что и на рис. 8 и 10. Величина Γ_n/Γ_f начинает расти с $Z = 116$, но при $Z = 118$ она примерно на два порядка меньше, чем на рис. 8 и 10. Этот результат не зависит от метода расчета плотности уровней. Для $Z = 112$ и 114 значения Γ_n/Γ_f намного меньше, чем на рис. 8 и 10. Нейтронная оболочка с $N = 162$ при $Z = 110$ не выделяется среди соседних ядер. Для улучшения согласия с результатами рис. 8 и 10 необходимо взять $a_f/a = 1$ при $Z \geq 110$ в расчетах с использованием предсказаний [60, 133].

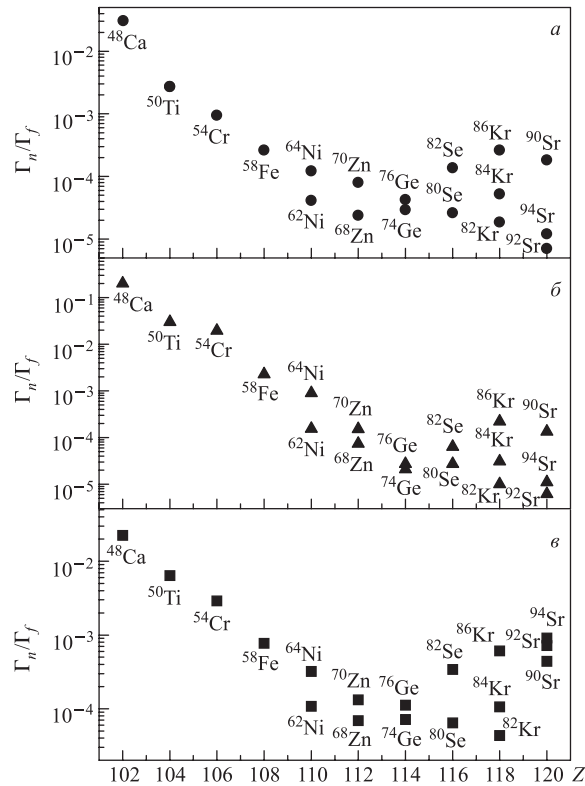


Рис. 11. Те же величины, что и на рис. 8, но вычисленные с использованием предсказаний свойств ядер [60, 133]

Работы [60, 133–135] предсказывают практически одинаковые энергии связи нейтронов, но разные барьеры деления. Разница в результатах для ядер с $Z \geq 114$, полученных с данными из работ [60, 133] и [134, 135], объясняется разницей в предсказаниях поведения барьера деления с увеличением атомного номера составного ядра. Если в [60, 133] разность $(B_n - B_f)$ остается довольно большой для ядер $Z \geq 114$, то в работах [134, 135] она очень мала. Из-за больших энергий возбуждения при $Z \leq 108$ оболочечные составляющие барьеров деления с учетом затухания $B_f(E_{CN}^*)$ становятся близкими друг другу при использовании любых предсказаний. Это объясняет относительно малую разницу в Γ_n/Γ_f , полученных на основе различных предсказаний ядерных свойств.

На рис. 12 показаны отношения Γ_n/Γ_f как функции E_{CN}^* . Вычисления выполнены с предсказаниями из работы [134]. Как видно из рисунка,

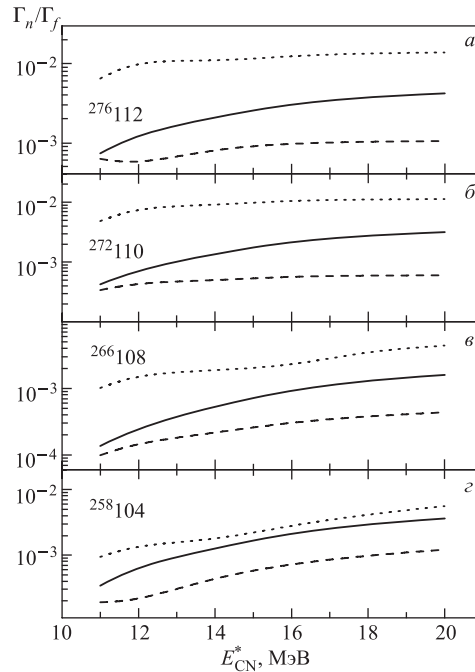


Рис. 12. Отношения Γ_n/Γ_f для ядер $^{258}_{104}$, $^{266}_{108}$, $^{272}_{110}$ и $^{276}_{112}$, полученных в реакциях полного слияния на мишенях ^{208}Pb и ^{209}Bi , как функции энергии возбуждения составного ядра E_{CN}^* . В расчетах использованы данные из работы [134]. Сплошная, пунктирная и штриховая линии показывают Γ_n/Γ_f , вычисленные с плотностью уровней на основе модели ферми-газа, модели с коллективным усилением и (29), модели с коллективным усилением и (30) соответственно

для фиксированной энергии возбуждения E_{CN}^* величина Γ_n/Γ_f варьируется в пределах фактора 5 для различных методов расчета плотности уровней. Выбирая различные значения E_D и E'_D , можно уменьшить или увеличить этот фактор. Значения Γ_n/Γ_f , полученные с плотностью уровней на основе модели с коллективным усилением, зависят от E_{CN}^* слабее, чем полученные с плотностью уровней на основе модели ферми-газа.

2.1.2. xn ($x \geq 2$) испарительный канал. Несмотря на относительно малую разницу между значениями W_{sur} , полученными при различных методах расчета плотности уровней для $1n$ -канала, можно ожидать большей разницы в W_{sur} в расчетах для xn -канала, $x \geq 2$. В табл.3 представлены значения W_{sur} , вычисленные с плотностью уровней на основе модели ферми-газа (18) ($a = A/10$, $a_f/a = 1,1$, $E_D = 0,4A^{4/3}/a$) и на основе модели с коллективным усилением (22) (\bar{a} из (29), $E'_D = 0,4A^{4/3}/\bar{a}$) [123, 124]. Значения W_{sur} , полученные в [70], наиболее близки к величинам, полученным с плотностью уровней на основе модели с коллективным усилением. Для $2n$ -канала разница между методами расчета находится в пределах порядка. Однако она может расти с ростом x . Так, в случае $3n$ - и $4n$ -каналов она может достигать двух порядков. Следовательно, в случае xn ($x > 2$) канала выживаемость

Таблица 3. Выживаемости, вычисленные для указанных составных ядер и энергий возбуждения E_{CN}^* . Расчеты выполнены с использованием модели ферми-газа (W_{sur}^I) и модели с коллективным усилением плотности уровней с (29) (W_{sur}^{II}). В вычислениях использованы предсказания свойств ядер из работы [134]. Результаты, полученные с предсказаниями из работы [135], отмечены особо. Для $^{292}_{114}$ значение W_{sur}^{II} также вычислено при $E'_D = 16,5$ МэВ. W_{sur}^{III} получены в работе [70] на основе предсказаний из работы [134]

Реакция	E_{CN}^* , МэВ	W_{sur}^I	W_{sur}^{II}	W_{sur}^{III}
$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}_{104} + 2n$	21,5	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$
$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{255}_{104} + 3n$	29,5	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$3,1 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-7}$
$^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{257}_{105} + 2n$	21,9	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$, $1,2 \cdot 10^{-5}$ [135]	$4 \cdot 10^{-5}$, $3,6 \cdot 10^{-5}$ [135]
$^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{256}_{105} + 3n$	30,0	$2,0 \cdot 10^{-9}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$, $3,0 \cdot 10^{-8}$ [135]	$3 \cdot 10^{-7}$, $2,4 \cdot 10^{-7}$ [135]
$^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{260}_{106} + 2n$	22,0	$7,0 \cdot 10^{-6}$	$3,7 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$
$^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{264}_{108} + 2n$	19,5	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$5,4 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$
$^{84}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{290}_{114} + 2n$	18,5	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$9,1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$
$^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{288}_{114} + 4n$	37,0	$7,0 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$, $4,9 \cdot 10^{-6}$ ($E'_D = 16,5$ МэВ)	$8,6 \cdot 10^{-7}$

становится еще более чувствительной к методу расчета плотности уровней и выбору параметров. Для сравнения мы привели результаты, полученные с данными из работы [135] для ядра Db. Как было упомянуто выше, использование теоретических предсказаний из работы [135] ведет к большим W_{sur} для нечетных ядер. Если взять меньшее значение параметра a в модели ферми-газа, можно достичь значений W_{sur} , полученных с плотностью уровней на основе модели с коллективным усилением плотности уровней. Выживаемость W_{sur} ядра $^{292}\text{114}$ в $4n$ -канале, вычисленная на основе модели с коллективным усилением, становится на три порядка меньше при $E'_D = 16,5$ МэВ, чем при $E'_D = 0,4A^{4/3}/\tilde{a}$. Фактор затухания $E'_D = 16,5$ МэВ [16, 31] был получен из анализа $(4-5)n$ испарительных каналов в реакциях горячего слияния с актинидными мишенями. В таких реакциях число нейтронов составного ядра обычно больше, чем в реакциях холодного слияния с мишенями ^{208}Pb и ^{209}Bi .

2.2. Выживаемость сверхтяжелых ядер, рассчитанная на основе теоретических предсказаний их свойств в работах [136–139]. Благодаря развитию вычислительных мощностей в настоящее время становится возможным увеличение числа коллективных координат в макроскопическо-микроскопических подходах к описанию характеристик сверхтяжелых ядер. Так, в работах [136–139] были рассчитаны массы различных сверхтяжелых ядер и их барьеры деления в 7-мерном конфигурационном пространстве деформаций β_λ ($\lambda = 2, 3, \dots, 8$). Используя предсказания этих работ, мы рассмотрим сечения образования различных сверхтяжелых изотопов с $103 \leq Z \leq 109$, полученных в реакциях холодного и горячего слияния. Для фиксации параметров мы описываем сечения образования и функции возбуждения различных изотопов nobелия в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{204,206,208}\text{Pb}$. Эти реакции детально изучены в нескольких разных экспериментах [140–143]. Для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$ рассчитанные кулоновские барьеры составляют 171,35 и 171,67 МэВ соответственно, а частоты перевернутых осцилляторов, которыми фитируется барьер, равны приблизительно 2,5 МэВ. Расчеты выполнены с плотностями уровней, вычисленными по модели ферми-газа (18) с $a = A/10$, $a_f/a = 1,02$, $E_D = 0,4A^{4/3}/a$ и по модели с коллективным усилением (22), в которой параметр \tilde{a} определяется из (29), а фактор затухания $E'_D = 0,5A^{4/3}/\tilde{a}$ [132].

2.2.1. Получение изотопов nobелия. В рассматриваемых нами реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{204,206,208}\text{Pb}$ внутренний барьер слияния и барьер квазиделения практически равны, следовательно, вероятность полного слияния P_{CN} приблизительно равна 0,5, и сечения образования испарительных остатков, главным образом, определяются выживаемостями в $2n$, $3n$ и $4n$ испарительных каналах. $1n$ испарительный канал частично соответствует подбарьерной области, поэтому при его описании необходимо учесть величину σ_c (2).

Экспериментальные величины и результаты наших расчетов представлены на рис. 13–15 [132]. Показанные ошибки соответствуют лишь статистиче-

ским неопределенностям. Сравнивая результаты разных измерений, приведенных на рис. 13, можно заключить, что систематическая неопределенность в определении σ_{ER} достигает фактора 3. Систематическая неопределенность в определении энергии возбуждения составляет около 2 МэВ в работе [141]. Принимая во внимание экспериментальные неопределенности и разницу между данными в разных экспериментах, можно говорить о хорошем согласии рассчитанных сечений σ_{ER} с экспериментальными значениями для большинства испарительных каналов, особенно вблизи максимумов функций возбуждения. Подчеркнем еще раз, что рассчитанные величины σ_{ER} на рис. 13–15 [132] получены с фиксированным набором параметров и без до-

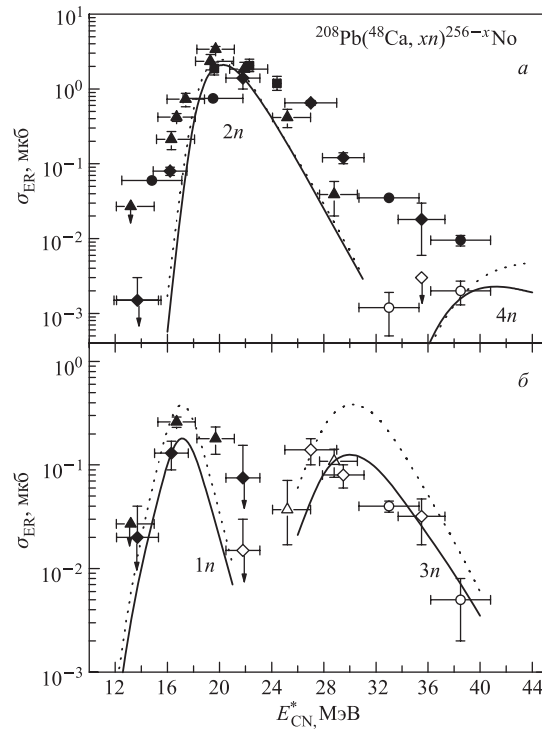


Рис. 13. Измеренные и рассчитанные функции возбуждения для xn испарительных каналов в реакции полного слияния $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$. Экспериментальные данные из работ [140], [141], [142] и [143] представлены кружками, квадратами, треугольниками и ромбами соответственно. Темные символы соответствуют $1n$ - и $2n$ -каналам, светлые — $3n$ - и $4n$ -каналам. Сплошная и пунктирная линии показывают результаты, полученные с плотностями уровней на основе модели ферми-газа и модели с коллективным усилением соответственно

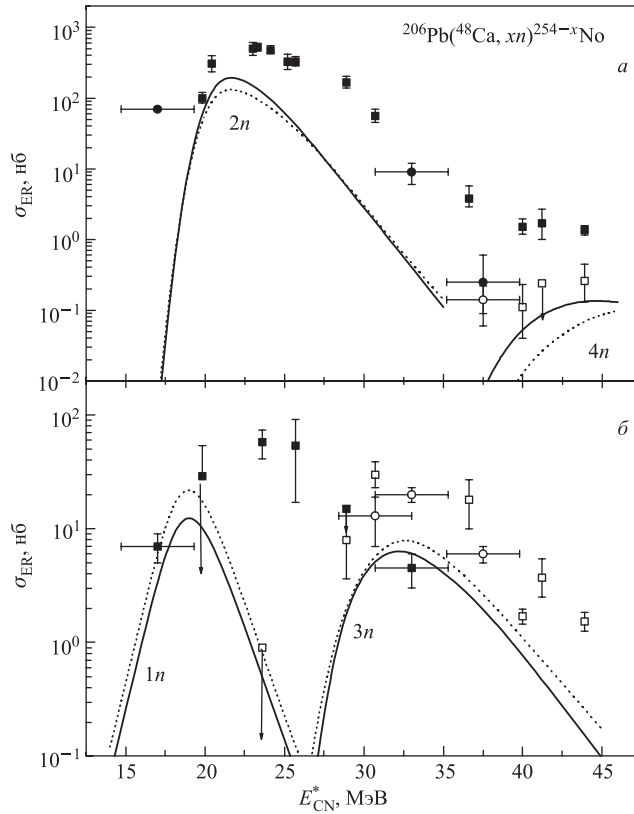


Рис. 14. То же, что и на рис. 13, но для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$. Экспериментальные данные из работ [140] и [141] представлены кружками и квадратами соответственно

полнительной модификации жидкокапельной части барьера B_f^{LD} , как это было сделано в работе [140].

В реакции $^{48}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$ (рис. 14) расхождение с экспериментальными результатами справа от максимумов функций возбуждения может быть частично связано с наличием примесей более тяжелых изотопов свинца в мишени ^{206}Pb . Например, эта мишень содержала около 2% ^{207}Pb . С учетом этого вклад от реакции $^{207}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{253}\text{No}$ в экспериментально измеренное сечение образования испарительного остатка ^{253}No будет составлять около 30 нб при энергиях возбуждения 23–25 МэВ. Следует отметить, что предпринимались попытки учесть вклады в сечения, которые дают реакции пучка с примесями в мишени [141], но из-за систематических неопределенностей в

измерениях функций возбуждения в реакциях с разными свинцовыми мишенями это трудно сделать достаточно точно.

В работах [140, 141] испарительные остатки идентифицировались по их характеристикам спонтанного деления, однако недостаточная изученность процесса спонтанного деления изомерных состояний изотопов нобелия в некоторых случаях мешает точному распознаванию различных испарительных каналов. Например, экспериментальная точка, обозначенная на рис. 15 светлым кружком при $E_{CN}^* = 23,8$ МэВ, была связана с реакцией $^{204}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{249}\text{No}$ в работе [140]. Однако нельзя исключить, что она относится к реакции $^{204}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{250}\text{No}$ [140]. При $E_{CN}^* = 20\text{--}26$ МэВ спонтанное деление из двух различных состояний ^{250}No может привести к наличию двух активностей спонтанного деления, связанных с темными и светлыми символами на рис. 15 соответственно.

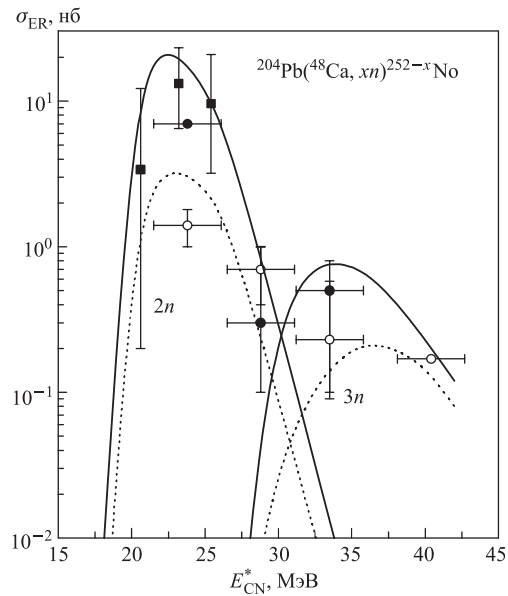


Рис. 15. То же, что и на рис. 13, но для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb}$. Экспериментальные данные из работ [140] и [141] представлены кружками и квадратами соответственно

2.2.2. *Получение изотопов ядер с $Z = 103\text{--}109$ в реакциях слияния с использованием мишеней ^{208}Pb и ^{209}Bi .* Измеренные [29] и вычисленные сечения испарительных остатков в $1n$ испарительном канале для реакций холодного слияния на мишенях ^{208}Pb и ^{209}Bi , ведущих к образованию составных

ядер с $Z = 104-109$, показаны на рис. 16 [132]. Значения энергий возбуждения для каждого составного ядра соответствуют максимумам функций возбуждения [29,70]. Вероятности полного слияния P_{CN} взяты из работы [70] для расчета величины σ_{1n} с помощью формулы (4). Выживаемости рассчитаны на основе теоретических предсказаний свойств ядер в работах [136,137] и с параметрами, используемыми при описании реакций $^{48}\text{Ca} + ^{204,206,208}\text{Pb}$, ведущих к образованию изотопов нобелия.

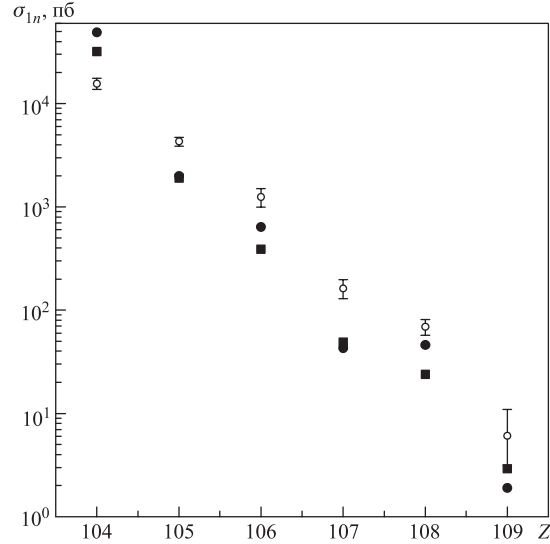


Рис. 16. Сечения образования испарительных остатков в $1n$ испарительном канале для реакций холодного слияния, ведущих к образованию составных ядер с $Z = 104-109$. Значения, полученные с плотностью уровней на основе модели ферми-газа и модели с коллективным усилением, обозначены темными квадратами и кружками соответственно. В расчетах использованы предсказания работ [136,137]. Экспериментальные данные из работы [29] обозначены светлыми кружками с указанием статистических ошибок

Из анализа рис. 16 можно заключить, что в случае $1n$ испарительного канала результаты для σ_{1n} несильно зависят от метода расчета плотности уровней, в случае максимального расхождения для $Z = 108$ они различаются примерно в два раза. Значения σ_{ER} , полученные на основе предсказаний из работ [136,137], близки к полученным на основе предсказаний из работы [134] для всех рассматриваемых ядер, кроме $Z = 107$ и 109 . Согласие наших результатов с экспериментальными данными находится в пределах фактора 3,

в то время как систематическая неопределенность экспериментально измеренных сечений находится в пределах фактора 2. Сильное уменьшение σ_{ER} с увеличением Z определяется, главным образом, уменьшением вероятности полного слияния P_{CN} , тогда как W_{sur} изменяется гораздо слабее, от максимального значения $3,1 \cdot 10^{-4}$ для ^{258}Rf до минимального $7,9 \cdot 10^{-5}$ для ^{267}Mt .

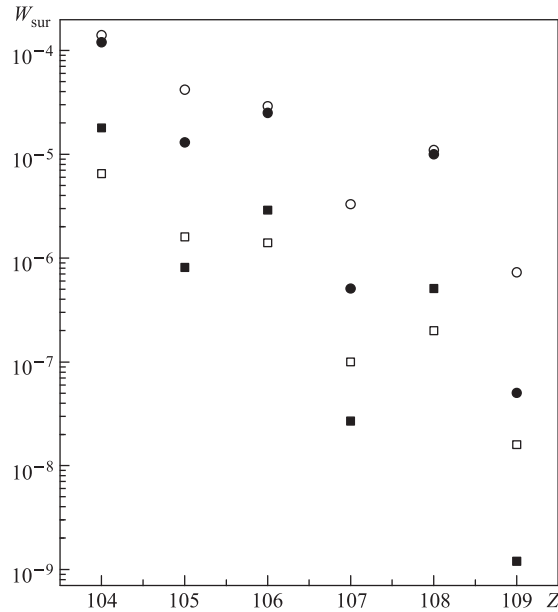


Рис. 17. Вычисленные максимумы выживаемостей для $2n$ (кружки) и $3n$ (квадраты) испарительных каналов как функции зарядового числа составного ядра. Светлые и темные символы соответствуют результатам, полученным с плотностью уровней на основе модели ферми-газа и модели с коллективным усилением соответственно

Максимумы выживаемостей для $2n$ и $3n$ испарительных каналов для изотопов с $Z = 103-109$ представлены на рис. 17. Они рассчитаны на основе теоретических предсказаний из работ [136, 137]. С увеличением Z в рассматриваемом интервале выживаемости уменьшаются как в $2n$, так и в $3n$ испарительных каналах, за исключением локального максимума при $Z = 108$, который связан с появлением замкнутой оболочки $N = 162$. Результаты для $2n$ -канала, полученные с плотностью уровней на основе модели ферми-газа, близки к полученным с плотностью уровней на основе модели с коллективным усилением для чётно-чётных ядер, но отличаются вплоть до фактора 5

для нечетных ядер. Значения W_{sur} в $3n$ -канале, полученные на основе модели с коллективным усилением, больше (меньше) значений, полученных на основе модели ферми-газа для четно-четных (нечетных) ядер. В модели с коллективным усилением плотности уровней четно-нечетные эффекты сильнее влияют на конечные результаты, так как параметры плотности уровней в этой модели зависят от энергии возбуждения и четно-нечетные эффекты включены в эту зависимость. Отметим, что разница между результатами, полученными на основе разных моделей для плотности уровней, не так велика, если использовать теоретические предсказания из работы [134] (см. [123, 124]).

Таблица 4. Экспериментальные [29] $\sigma_{\text{ER}}^{\text{exp}}$ и теоретические $\sigma_{\text{ER}}^{\text{th}}$ значения сечений образования испарительных остатков (в $2n$ и $3n$ испарительных каналах) в реакциях полного слияния при указанных энергиях возбуждения E_{CN}^* . Результаты получены с выживаемостями, рассчитанными по модели ферми-газа (ферми) и модели с коллективным усилением плотности уровней (колл.)

Реакция	E_{CN}^* , МэВ	$\sigma_{\text{ER}}^{\text{th}}$ (ферми)	$\sigma_{\text{ER}}^{\text{th}}$ (колл.)	$\sigma_{\text{ER}}^{\text{exp}}$
$^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{255}103 + 2n$	20	0,5 мкб	0,15 мкб	
$^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{254}103 + 3n$	30,5	25 нб	14 нб	
$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}104 + 2n$	21,5	44 нб	44 нб	$(18,5 \pm 1,42)$ нб
$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{255}104 + 3n$	29,5	2,3 нб	4,5 нб	$(0,993 \pm 0,21)$ нб
$^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{257}105 + 2n$	21,9	1,7 нб	0,6 нб	$(2,4 \pm 0,3)$ нб
$^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{256}105 + 3n$	31	150 пб	70 пб	(190 ± 40) пб
$^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{260}106 + 2n$	22	0,27 нб	0,16 нб	$(0,5 \pm 0,069)$ нб
$^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{259}106 + 3n$	32	27 пб	41 пб	10_{-8}^{+23} пб
$^{54}\text{Cr} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{261}107 + 2n$	22	14,5 пб	3 пб	
$^{54}\text{Cr} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{260}107 + 3n$	32	3,2 пб	0,8 пб	
$^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{264}108 + 2n$	20,5	4,7 пб	5,1 пб	$4,54_{-2,9}^{+5,7}$ пб
$^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{263}108 + 3n$	32	0,96 пб	1,5 пб	
$^{58}\text{Fe} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{265}109 + 2n$	22	5 пб	1,2 пб	

Сечения образования испарительных остатков, рассчитанные с выживаемостями, которые показаны на рис. 17, представлены в табл. 4. Вероятности полного слияния P_{CN} взяты из работы [70]. Также в таблице представлены имеющиеся экспериментальные данные σ_{ER} [29], которые находятся в достаточно хорошем согласии с нашими результатами. Разница между результатами, полученными на основе модели ферми-газа и модели с коллективным

усилением плотности уровней, соответствует разнице в $W_{\text{снг}}$ на рис. 17. Так как предсказанные нами сечения образования $^{260,261}\text{Bh}$, ^{263}Hs и ^{267}Mt достаточно большие, эти ядра могут быть получены экспериментально в соответствующих реакциях.

2.3. Конкуренция между испарительными каналами в тяжелых нейтронодефицитных ядрах. Рассмотрим выживаемость возбужденных тяжелых нейтронодефицитных ядер, полученных в реакциях полного слияния. Существует много экспериментальных данных, свидетельствующих о том, что при девозбуждении нейтронодефицитного составного ядра эмиссия заряженных частиц успешно конкурирует с нейтронной эмиссией. Этот факт можно объяснить двумя причинами. Во-первых, энергия отрыва нейтрона у таких ядер обычно больше, чем у ядер, находящихся вблизи полосы стабильности. Во-вторых, после испарения заряженной частицы (протона или α) из составного ядра с зарядом Z_{CN} полученное дочернее ядро с зарядом $Z = Z_{\text{CN}} - 1$ или $Z = Z_{\text{CN}} - 2$ обычно имеет более высокий барьер деления, чем родительское ядро.

Мы исследуем девозбуждение нейтронодефицитных изотопов урана и тория вблизи магического числа $N = 126$, а также возможности получения изотопов бария, которые считаются хорошими кандидатами для наблюдения кластерной радиоактивности. Расчет выживаемости выполнен с плотностью уровней на основе модели ферми-газа (18) с $a_f/a = 1,03$, $E_D = 0,4A^{4/3}/a$. При описании девозбуждения ^{230}U $a = A/10$ МэВ $^{-1}$ во всех каналах; для ^{220}U и ^{220}Th $a = A/10$ МэВ $^{-1}$ во всех каналах, кроме канала α -эмиссии, в котором $a_\alpha = A/11$ МэВ $^{-1}$ для дочернего ядра, чтобы описать резкое увеличение a при уменьшении A в этой области масс. Для ядер $^{116,118}\text{Ba}$, ^{121}La и ^{122}Cs $a = A/8$ МэВ $^{-1}$ во всех каналах, кроме α -канала, в котором $a_\alpha = A/6,8$ МэВ $^{-1}$, чтобы описать резкое увеличение a при уменьшении A в этой области масс [15]. В расчетах использованы ядерные характеристики на основе экспериментальных данных. В случае отсутствия таковых экспериментов использованы теоретические предсказания из работы [134].

2.3.1. Девозбуждение ^{230}U . Функции возбуждения и сечения образования испарительных остатков нейтронодефицитных изотопов U, Pa и Th измерены в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ [79]. Поскольку конфигурация ДЯС во входном канале очень асимметрична, процессом квазиделения можно пренебречь и считать, что вероятность полного слияния P_{CN} близка к 1. Экспериментальные значения и результаты наших вычислений приведены на рис. 18–20 [122]. Поскольку энергия пучка в [79] изменялась пошагово, путем уменьшения на 3–6 МэВ, можно говорить о неопределенности величины E_{CN}^* того же порядка. Поэтому для сравнения данных эксперимента и наших вычислений нами выбрана такая градуировка экспериментальных значений E_{CN}^* , чтобы наблюдалось совпадение экспериментального и теоретического положений

Рис. 18. Измеренные [79] и рассчитанные сечения образования испарительных остатков в xn испарительных каналах реакции полного слияния $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$. Экспериментальные (темные символы) и теоретические точки соединены штриховой и сплошной линиями соответственно

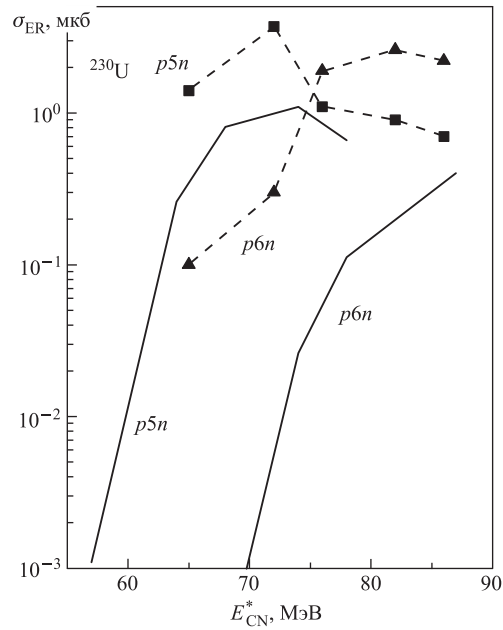
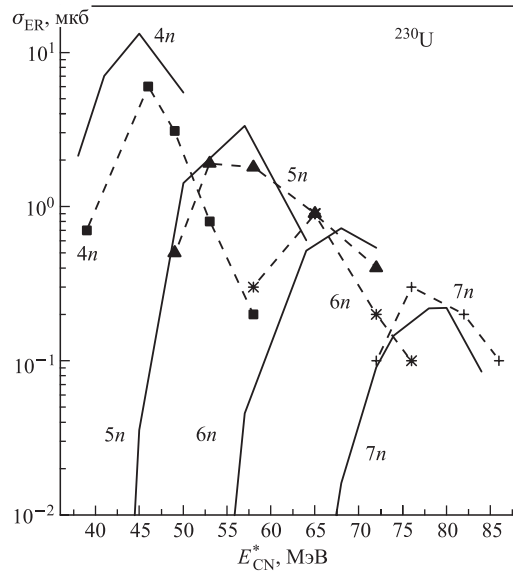
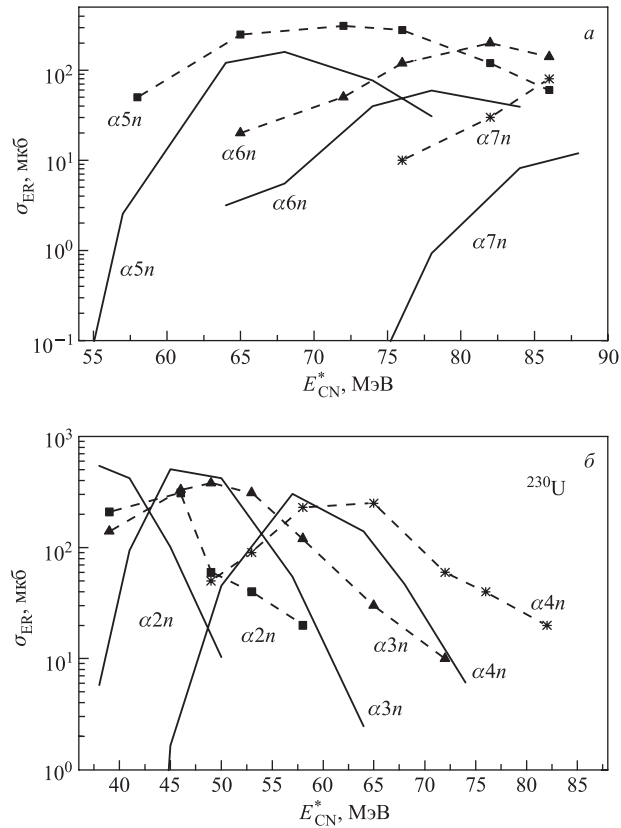


Рис. 19. То же, что и на рис. 18, но для pxn испарительных каналов

Рис. 20. То же, что и на рис. 18, но для αxn испарительных каналов

максимума σ_{ER}^{4n} . Вычисленные значения σ_{ER}^s находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, особенно вблизи максимумов функций возбуждения, где и экспериментальные, и теоретические неопределенности малы. Отметим, что на рис. 18–20 [122] точность приведенных экспериментальных сечений составляет порядка $\pm 50\%$ [79].

Экспериментальные и рассчитанные нами величины максимумов сечений образования испарительных остатков в xn -каналах для реакций полного слияния $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$, $^{22}\text{Ne} + ^{206}\text{Pb}$ и $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$ [80] сравниваются на рис. 21 [122]. Следует отметить, что достаточно хорошее согласие между экспериментальными данными и рассчитанными значениями на этом рисунке нами достигнуто без каких-либо дополнительных предположений и с одним и тем же набором параметров для всех изотопов урана с $126 \leq N \leq 134$. Благодаря корректному рассмотрению эмиссии заряженных частиц нет не-

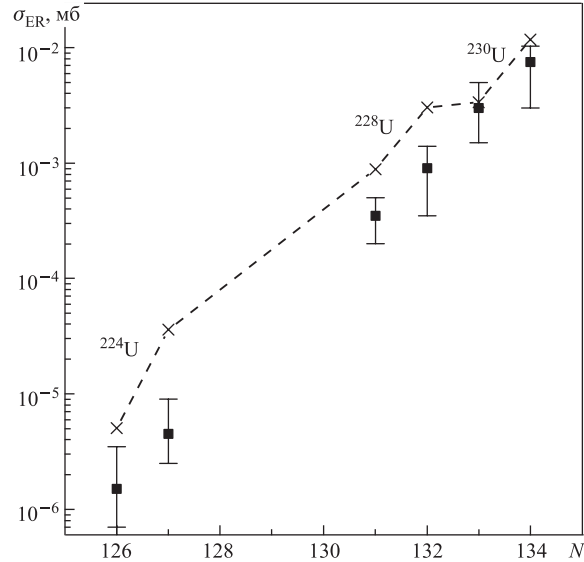


Рис. 21. Экспериментальные [80] и рассчитанные значения максимумов сечений образования испарительных остатков в xn -каналах для реакций полного слияния $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$, $^{22}\text{Ne} + ^{206}\text{Pb}$ и $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$. Экспериментальные данные представлены темными квадратами, результаты вычислений — крестами, соединенными штриховой линией

обходимости искусственно масштабировать жидкокапельную часть барьера деления, чтобы получить лучшее согласие между теорией и экспериментом, как это сделано в работе [79].

2.3.2. *Девозбуждение* ^{220}Th . На рис. 22–24 и 25–27 представлены сечения образования испарительных остатков и функции возбуждения в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$ [84] и $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ [78] соответственно [122]. Поскольку вероятности полного слияния в этих реакциях отличаются друг от друга, одни и те же изотопы, полученные при одинаковой энергии возбуждения составного ядра ^{220}Th , имеют различные сечения образования (отличаются примерно на порядок). Значения $(B_{\text{fus}}^* - B_{\text{qf}})$ составляют 4,5 и 0,8 МэВ для реакций $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$ соответственно. Поэтому без корректного определения величины P_{CN} в выражении (1) описание этих реакций слияния невозможно. Отметим, что функции возбуждения для этих реакций уже рассчитывались в работе [78]. Мы получаем лучшее согласие с экспериментом, особенно для каналов, в которых происходит эмиссия заряженных частиц, без специальной корректировки теоретических данных в одном из испарительных каналов, как это сделано в работе [78].

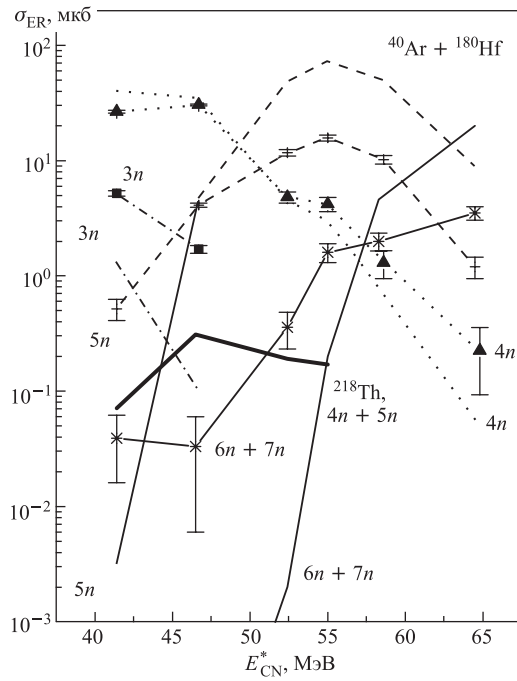


Рис. 22. Измеренные [84] и рассчитанные сечения образования испарительных остатков и функции возбуждения в xn испарительных каналах для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$. Экспериментальные данные представлены символами с линиями, результаты расчетов — линиями. Сплошная жирная линия показывает вклад в $4n + 5n$ -канал от ^{218}Th ($\sim 1\%$ примесь ^{178}Hf в мишени ^{180}Hf)

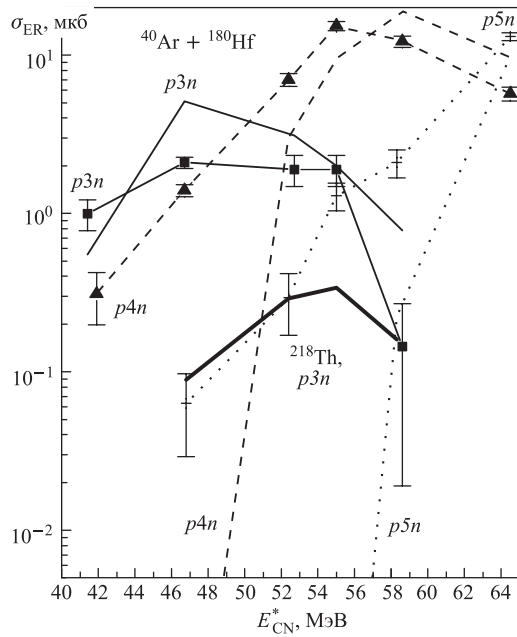


Рис. 23. То же, что на рис. 22, но для pxn испарительных каналов. Сплошная жирная линия показывает вклад в $p3n$ -канал от ^{218}Th ($\sim 1\%$ примесь ^{178}Hf в мишени ^{180}Hf)

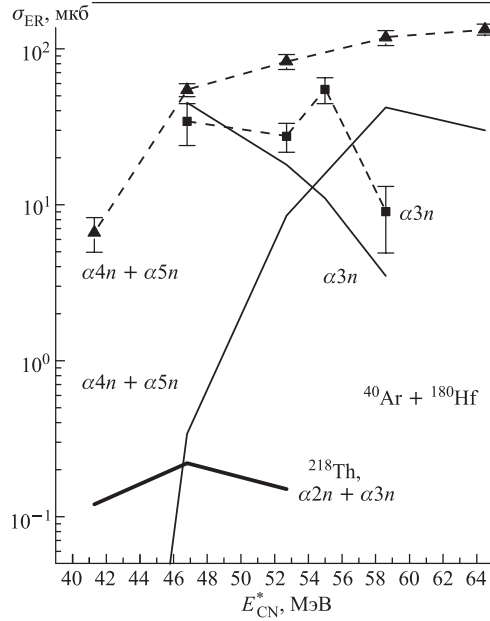


Рис. 24. То же, что на рис. 22, но для αxn испарительных каналов. Сплошная жирная линия показывает вклад в $\alpha 2n + \alpha 3n$ -канал от ^{218}Th ($\sim 1\%$ примесь ^{178}Hf в мишени ^{180}Hf)

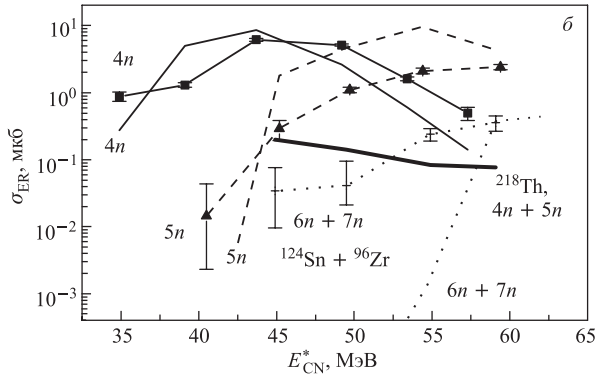
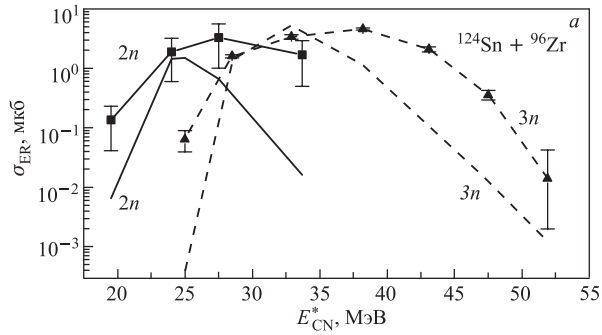


Рис. 25. То же, что на рис. 22, но для xn испарительных каналов реакции $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ [78]. Сплошная жирная линия показывает вклад в $4n + 5n$ -канал от ^{218}Th ($\sim 5\%$ примесь ^{96}Zr в мишени ^{94}Zr)

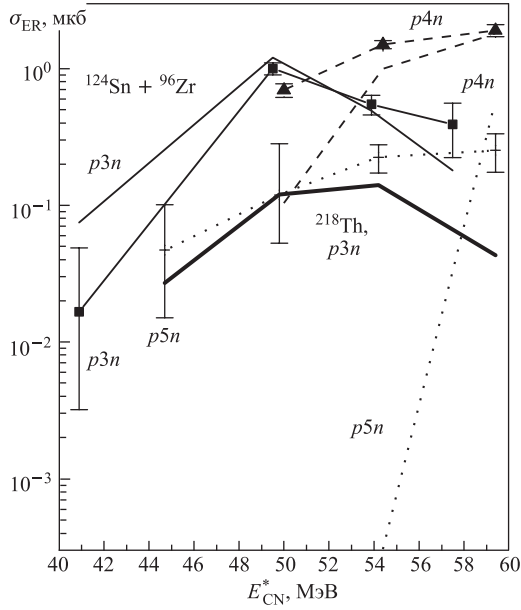


Рис. 26. То же, что на рис. 22, но для pxn испарительных каналов реакции $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ [78]. Сплошная жирная линия показывает вклад в $p3n$ -канал от ^{218}Th ($\sim 5\%$ примесь ^{96}Zr в мишени ^{94}Zr)

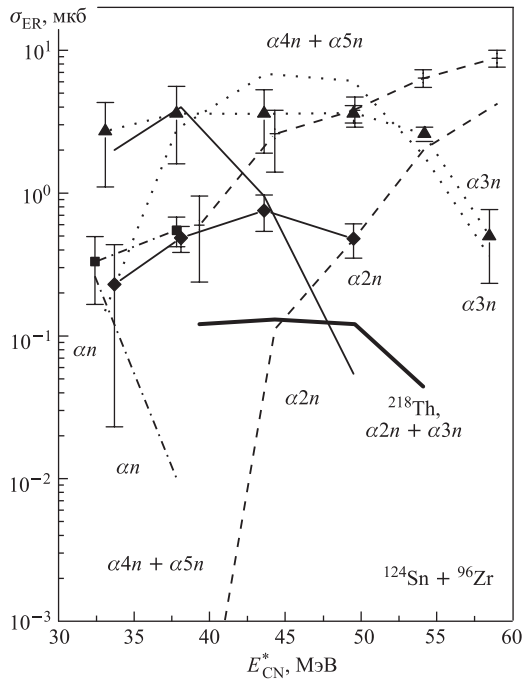


Рис. 27. То же, что на рис. 22, но для αxn испарительных каналов реакции $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ [78]. Сплошная жирная линия показывает вклад в $\alpha 2n + \alpha 3n$ -канал от ^{218}Th ($\sim 5\%$ примесь ^{96}Zr в мишени ^{94}Zr)

На рис. 22–27 для экспериментальных точек указаны только статистические ошибки. Общая величина неопределенности измерений оценивается в пределах 30–50 % для xn - и pxn -каналов и в пределах фактора 2 для αxn -каналов. Принимая во внимание эти неопределенности, можно прийти к выводу о довольно хорошем согласии наших расчетов с экспериментальными данными почти во всех испарительных каналах за исключением нескольких точек на низкоэнергетических «хвостах» функций возбуждения для $6n + 7n$, $p3n$ и $\alpha 2n + \alpha 3n$ испарительных каналов. Некоторые из этих точек запрещены энергетически. Возьмем, например, $6n$ -канал. В эксперименте наблюдается точка при энергии возбуждения 41,4 МэВ. Но, взяв сумму энергий отрыва этих 6 нейтронов, мы получим величину 44,4 МэВ. Это позволяет нам прийти к заключению о том, что такие точки не относятся к составному ядру ^{220}Th . В экспериментах [78, 84] используемые мишени ^{180}Hf и ^{96}Zr содержали примеси других изотопов Hf и Zr, которые и искажают реальную картину. Например, ядра ^{214}Th , полученные в реакциях $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ и $^{124}\text{Sn} + ^{94}\text{Zr}$ после испарения соответственно 6 и 4 нейтронов, не могут быть различены экспериментально, поскольку величины Q реакций и значения P_{CN} в них почти совпадают, а функции возбуждения довольно широки. Предположение о примесях в $\sim 1\%$ изотопа ^{178}Hf в мишени ^{180}Hf и $\sim 5\%$ изотопа ^{94}Zr в мишени ^{96}Zr позволяет объяснить такие экспериментальные точки почти во всех случаях (см. сплошные жирные линии на рис. 22–27). Таким образом, низкоэнергетические «хвосты» функций возбуждения $(6 - 7)n$, $p3n$ и $\alpha 2n + \alpha 3n$ испарительных каналов очень чувствительны к примесям в мишенях.

2.3.3. *Девозбуждение ^{220}U* . На рис. 28 [122] представлены измеренные [11] и рассчитанные отнормированные выходы различных испарительных остатков в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ при энергии возбуждения $E_{\text{CN}}^* = 39$ МэВ. По сравнению с расчетами, выполненными в работе [11], мы получаем лучшее согласие с экспериментом. В наших расчетах, которые выполнены с теми же параметрами, что и для ^{220}Th , вес 2α -канала больше. Из анализа экспериментальных данных можно сделать вывод, что наиболее вероятным является 2α -канал, но результаты расчетов указывают на максимум в $\alpha 2n$ -канале. Такое разногласие можно объяснить тем, что одна из α -частиц вылетает в процессе эволюции ДЯС к составному ядру [11], или резким изменением свойств ^{220}U по сравнению с ^{220}Th . Для сравнения на рис. 29 [122] показано такое же распределение для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{100}\text{Mo}$ при энергии возбуждения $E_{\text{CN}}^* = 43$ МэВ [11]. Расчеты для ^{210}Ra были выполнены с тем же набором параметров, что и для ^{220}U . Как видно из рисунка, и в этом случае наблюдается довольно хорошее согласие с экспериментом.

2.3.4. *Получение нейтронодефицитных изотопов Ва*. Сильно нейтронодефицитные изотопы Ва рассматриваются в качестве хороших кандидатов для

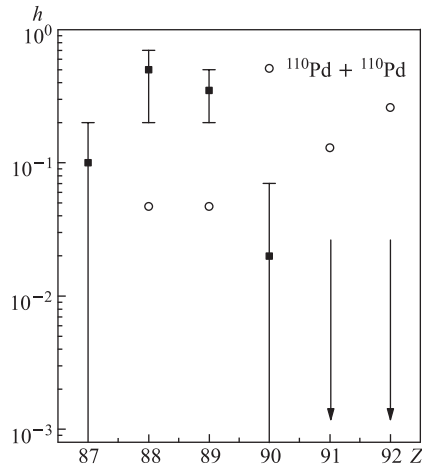


Рис. 28. Измеренные [11] и рассчитанные отнормированные выходы различных испарительных остатков в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ при энергии возбуждения $E_{\text{CN}}^* = 39$ МэВ

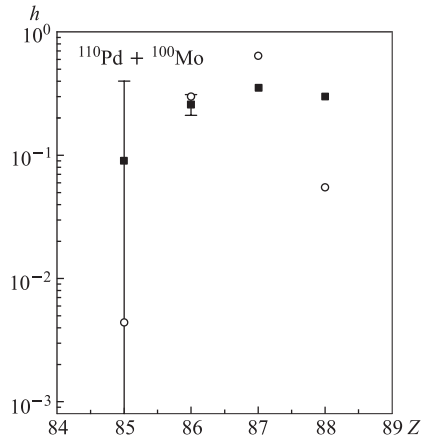


Рис. 29. То же, что на рис.28, но для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{100}\text{Mo}$ при энергии возбуждения $E_{\text{CN}}^* = 43$ МэВ

наблюдения кластерной радиоактивности. Вопрос о получении таких изотопов представляется довольно важным. В изотопах Ва барьеры деления выше, чем 25 МэВ, поэтому делительный канал в них играет гораздо меньшую роль по сравнению с испарением частиц. В возбужденных нейтронодефицитных изотопах Ва главным каналом девозбуждения является испарение заряженных частиц, с которым конкурирует эмиссия нейтронов.

Таблица 5. Сечения образования нейтронодефицитных изотопов бария

Реакция	E_{CN}^* , МэВ	σ_{exp} , мкб	σ_{th} , мкб
$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{114}\text{Ba} + 2n$	43	$0,2_{-0,09}^{+0,13}$	0,21
$^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni} \rightarrow ^{116}\text{Ba} + 2n$	40	3(1)	5,1
$^{58}\text{Ni} + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{118}\text{Ba} + p2n$	46	19(6)	11
$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{112}\text{Ba} + 4n$	80	—	$6,4 \cdot 10^{-7}$
$^{56}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{112}\text{Ba} + 2n$	45	—	0,013
$^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Zn} \rightarrow ^{117}\text{Ba} + \alpha n$	40	—	900
$^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Zn} \rightarrow ^{116}\text{Ba} + \alpha 2n$	58	—	6,8
$^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Zn} \rightarrow ^{115}\text{Ba} + \alpha 3n$	74	—	0,016

В табл. 5 показаны измеренные [81] и рассчитанные нами сечения образования испарительных остатков разных изотопов Ва [122]. $P_{CN} \approx 1$ для реакций, указанных в табл. 5. Согласие наших вычислений с экспериментальными данными является хорошим. Кроме того, мы предлагаем более оптимальные реакции и оцениваем сечения для получения изотопов Ва в них (см. строки 4–8). В работе [81] сечения образования ядер ^{117}Ba и ^{116}Ba , полученных в реакции $^{63}\text{Cu} + ^{58}\text{Ni}$, составляют 55 и 0,8 мкб соответственно. В наших расчетах сечения получаются меньше на несколько порядков, поскольку эмиссия нейтронов сильно подавлена испарением заряженных частиц на каждом шаге испарительного канала. Для объяснения этого разногласия мы должны предположить наличие примеси ^{64}Zn в мишени ^{63}Cu . Из анализа строк 6 и 7 табл. 5 можно заключить, что величина такой примеси должна быть около 5 %.

3. ПОЛУЧЕНИЕ НЕИЗВЕСТНЫХ ИЗОТОПОВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ НЕПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

Реакции горячего слияния на актинидных мишенях и холодного слияния на мишенях ^{208}Pb и ^{209}Bi позволяют получать целый ряд сверхтяжелых ядер [29, 32, 35].

Однако число этих ядер ограничено числом доступных налетающих ядер и мишеней. На плоскости (N, Z) существует целая область неизвестных ядер между нейтронодефицитными сверхтяжелыми изотопами, полученными в реакциях холодного слияния, и самыми тяжелыми изотопами, полученными в реакциях горячего слияния. Трансактиниды из этой области могут быть получены в реакциях неполного слияния (квазиделения из асимметричного выходного канала), в которых зарядовое число одного из фрагментов больше заряда ядра-мишени. Получение этих изотопов важно также для дополнительного подтверждения экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер с $Z = 112–116$ в реакциях горячего слияния. Цепочки α -распада некоторых из этих сверхтяжелых ядер заканчиваются как раз в области неизвестных изотопов.

Мы описываем получение ядер с $101 \leq Z \leq 108$ в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, ^{243}Am , $^{244,246,248}\text{Cm}$. Выбор актинидов в качестве мишеней является естественным для достижения области сверхтяжелых ядер. Получение тяжелых актинидов исследовалось в реакциях передач, в которых мишени из актинидов бомбардировались ионами $^{16,18}\text{O}$, $^{20,22}\text{Ne}$ и $^{40,44,48}\text{Ca}$ [144–148]. В этих реакциях рассматривались выходы ядер вблизи входного канала. Изотопы с $Z > 102$ не наблюдались из-за малых сечений или короткого времени жизни, делающего невозможной их идентификацию на основе использованного радиохимического метода. Нашей задачей является рассмотрение

выходов сверхтяжелых ядер с зарядовыми и массовыми числами вдали от ядра-мишени, для которых вкладом глубокоэластичных передач и быстрых неравновесных процессов во входном канале [18, 110, 111], как ожидается, можно пренебречь.

3.1. Модель. Реакции неполного слияния могут быть успешно описаны на основе модели ДЯС. Формирование и распад ДЯС, более асимметричной, чем ДЯС во входном канале, происходит по тому же механизму, что и в реакции квазиделения, т. е. происходит диффузия по одним и тем же коллективным координатам: массовой и зарядовой асимметрии и относительному расстоянию. Следовательно, мы можем воспользоваться микроскопическим транспортным подходом, с помощью которого в работе [90] описаны реакции квазиделения.

Сечение $\sigma_{Z,N}$ получения начального тяжелого ядра в реакции неполного слияния можно записать в виде произведения сечения захвата σ_{cap} во входном канале и вероятности $Y_{Z,N}$ формирования и распада ДЯС с зарядовой и массовой асимметриями, задаваемыми Z и N : $\sigma_{Z,N} = \sigma_{\text{cap}} Y_{Z,N}$. Поскольку это ядро возбуждено, необходимо принять во внимание его выживаемость W_{sur} в процессе девозбуждения, чтобы получить сечение образования испарительного остатка:

$$\sigma_{\text{ER}}(Z, N - x) = \sigma_{Z,N} W_{\text{sur}}(xn). \quad (37)$$

Здесь x — число испаренных нейтронов из возбужденного тяжелого ядра. Расчеты выживаемости производились с плотностью уровней, вычисленной по модели ферми-газа (18) с $a = A/10$, $a_f/a = 1,1$, $E_D = 0,4A^{4/3}/a$ и на основе теоретических предсказаний свойств сверхтяжелых ядер из [134].

Поскольку актинидные мишени деформированы, значение энергии налетающего ядра в системе центра масс $E_{\text{cm}}^{\text{min}}$, при котором становится возможным столкновение ядер при всех ориентациях, больше, чем кулоновский барьер, вычисленный для сферических ядер. В столкновениях с меньшими E_{cm} формирование ДЯС сильно подавлено. Поскольку мы рассматриваем энергии $E_{\text{cm}} \geq E_{\text{cm}}^{\text{min}}$, при которых столкновения со всеми взаимными ориентациями ядер возможны, можно сделать следующую оценку величины сечения захвата:

$$\sigma_{\text{cap}} = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{\text{cm}}} J_{\text{cap}} (J_{\text{cap}} + 1). \quad (38)$$

В реакциях неполного слияния, которые проходят при энергиях чуть выше кулоновского барьера, только парциальные волны с $J \leq J_{\text{cap}} = 20$ дают вклад в образование сверхтяжелых ядер. Если в ДЯС общий угловой момент распределен между ядрами и орбитальным движением пропорционально соответствующим моментам инерции, при больших J возбужденное начальное тяжелое ядро не выживет из-за значительной вероятности деления. При расчете σ_{cap} по формуле (38) мы положили $J_{\text{cap}} = 20$. В этом случае начальное тяжелое ядро обладает угловым моментом около 10.

Зарядовый и массовый выход $Y_{Z,N}$ начального тяжелого ядра, образованного при распаде ДЯС, может быть найден по формуле [90]:

$$Y_{Z,N} = \Lambda_{Z,N}^{\text{qf}} \int_0^{t_0} P_{Z,N}(t) dt, \quad (39)$$

где $P_{Z,N}$ — вероятность образования соответствующей конфигурации ДЯС, а ширина распада $\hbar \cdot \Lambda_{Z,N}^{\text{qf}}$ по R этой конфигурации связана с одномерной крамеровской шириной [118]. Время реакции t_0 определяется так же, как и в [90], из нормировочного соотношения $\sum_{Z,N} Y_{Z,N} \approx 0,98$. При $J \leq 20$ величина $P_{Z,N}$ слабо зависит от J , что оправдывает факторизацию в выражении (37).

На основе микроскопического метода, предложенного в работе [90], можно найти $P_{Z,N}(t)$, решив мастер-уравнение

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_{Z,N}(t) = & \Delta_{Z+1,N}^{(-,0)} P_{Z+1,N}(t) + \Delta_{Z-1,N}^{(+,0)} P_{Z-1,N}(t) + \\ & + \Delta_{Z,N+1}^{(0,-)} P_{Z,N+1}(t) + \Delta_{Z,N-1}^{(0,+)} P_{Z,N-1}(t) - \\ & - \left(\Delta_{Z,N}^{(-,0)} + \Delta_{Z,N}^{(+,0)} + \Delta_{Z,N}^{(0,-)} + \Delta_{Z,N}^{(0,+)} + \Lambda_{Z,N}^{\text{qf}} \right) P_{Z,N}(t), \quad (40) \end{aligned}$$

с начальным условием $P_{Z,N}(0) = \delta_{Z,Z_i} \delta_{N,N_i}$ и микроскопически определенными транспортными коэффициентами для протонных ($\Delta_{Z,N}^{(\pm,0)}$) и нейтронных ($\Delta_{Z,N}^{(0,\pm)}$) передач между ядрами ДЯС. В рассматриваемых реакциях вероятность деления тяжелого фрагмента ДЯС мала, так что ею можно пренебречь в уравнении (40). Несмотря на упрощения, сделанные в работе [90], численное решение уравнения (40) занимает довольно много времени.

Другим возможным методом расчета $Y_{Z,N}$ является полуфеноменологический статистический подход на основе потенциальной энергии ДЯС, описываемой выражением (7). Чтобы перейти от входного канала с конфигурацией (Z_i, N_i) к выходному каналу с конфигурацией (Z, N) , ДЯС должна преодолеть барьер $B_R(Z, N) = U(R_b, Z, N, J) - U(R_m, Z_i, N_i, J)$, где величины R_m и R_b — значения переменной R при фиксированных массовой и зарядовой асимметриях, соответствующие минимуму потенциальной энергии ДЯС и ее величине на барьере квазиделения. Другой возможностью эволюции ДЯС является переход из входного канала в более симметричную конфигурацию, которому препятствует барьер $B_{\text{qf}}^\eta(Z_i, N_i)$ (см. следующий раздел). Поскольку квазистационарный режим в ДЯС устанавливается достаточно быстро, мы можем использовать формулу Крамера для скорости потока $\Lambda_{Z,N}^R$ через барьер $B_R(Z, N)$ и для скорости потока $\Lambda_{Z_i, N_i}^{\eta_{\text{sym}}}$ через барьер $B_{\text{qf}}^\eta(Z_i, N_i)$.

Таким образом, мы можем представить $Y_{Z,N}$ в виде

$$Y_{Z,N} = \Lambda_{Z,N}^R t_0 = \frac{\Lambda_{Z,N}^R}{\Lambda_{Z_i,N_i}^R + \Lambda_{Z_i,N_i}^{\eta_{\text{sym}}}}, \quad (41)$$

где $\Lambda_{Z_i,N_i}^R = \Lambda_{Z_i,N_i}^{\text{qf}}$ — квазистационарная скорость распада по R начальной ДЯС. Поскольку $B_{\text{qf}}^{\eta}(Z_i, N_i) = 0,5-1$ МэВ, а $B_R(Z_i, N_i) = 3-4$ МэВ в реакциях на пучках ^{48}Ca с актинидными мишенями, главным фактором, который препятствует полному слиянию или переходу к сильно асимметричному состоянию ДЯС, является эволюция ДЯС к более симметричной конфигурации и распад из нее. Тогда $t_0 \approx 1/\Lambda_{Z_i,N_i}^{\eta_{\text{sym}}}$ [72–74] и

$$Y_{Z,N} \approx 0,5 \exp\left(-\frac{B_R(Z, N) - B_{\text{qf}}^{\eta}(Z_i, N_i)}{\Theta(Z_i, N_i)}\right). \quad (42)$$

Температура $\Theta(Z_i, N_i)$ рассчитывается на основе выражения $\Theta = \sqrt{E^*/a}$ с энергией возбуждения $E^*(Z_i, N_i)$ начальной ДЯС и параметром плотности уровней $a = A_{\text{DNS}}/12$ МэВ $^{-1}$, где A_{DNS} — полная масса системы. Неопределенность нахождения $Y_{Z,N}$, связанная с определением предэкспоненциального множителя, находится в пределах фактора 1,5.

Реакции, в которых происходят передачи большого числа нуклонов, протекают довольно длительное время, $t_0 \approx 10^{-20}$ с при $J \leq 20$. Это позволяет нам считать, что ядра ДЯС имеют одинаковую температуру и что энергия возбуждения начального тяжелого ядра пропорциональна его массе A_H : $E_H^*(Z, N) = [E^*(Z_i, N_i) - B_R(Z, N)]A_H/A_{\text{DNS}}$. Отличие от состояния термодинамического равновесия ожидается только для тех ДЯС, которые распадаются вблизи входного канала, где температура тяжелого фрагмента может быть меньше температуры легкого фрагмента [144–148]. Отметим, что определение энергии возбуждения ДЯС оказывает слабое влияние на величину $Y_{Z,N}$. Поскольку в наших расчетах потенциальной энергии ДЯС деформации близки к значениям в основном состоянии, энергии возбуждения ядер ДЯС остаются почти теми же самыми и после ее распада.

3.2. Результаты расчета и их обсуждение. Потенциальные энергии ДЯС при $R = R_m$ как функции заряда Z тяжелого фрагмента представлены на рис. 30 для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ [149]. Для ядер ДЯС использованы деформации из работы [120]. Минимизация энергии по отношению к величине N/Z проведена для каждого Z . При $102 < Z < 110$ потенциальная энергия ДЯС уменьшается при уменьшении общего числа нейтронов ДЯС, поэтому большие выходы сверхтяжелых ядер ожидаются в реакциях с ядрами $^{244,246}\text{Cm}$, чем с ядром ^{248}Cm . Это видно из рис. 31, на котором показаны начальные выходы наиболее вероятных изотопов тяжелых ядер, рассчитанные

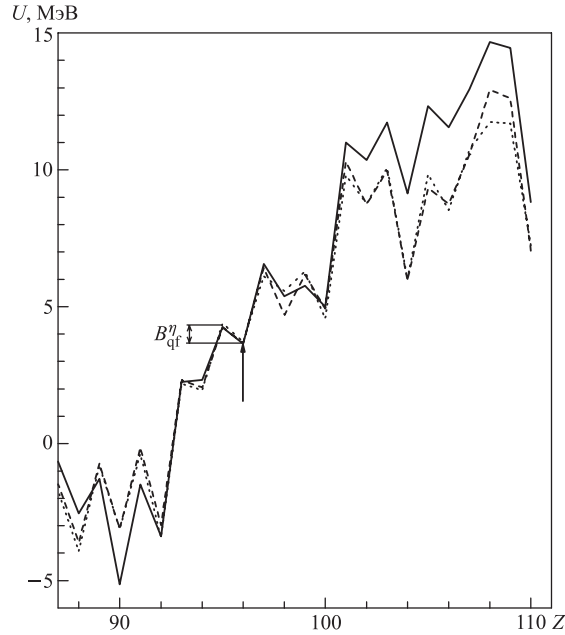


Рис. 30. Потенциальные энергии ДЯС при $R = R_m$ и $J = 0$ как функции заряда Z тяжелого ядра, представленные пунктирной, штриховой и сплошной линиями для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ соответственно. Стрелка указывает зарядовую конфигурацию начальной ДЯС. Потенциальные энергии нормированы на энергии соответствующих составных ядер

на основе выражений (39) и (40) и выражения (42) [149]. Использование этих двух методов приводит к близким результатам. Для $Z \geq 104$ более простой подход может приводить к большим величинам $Y_{Z,N}$ вплоть до фактора 5. Поскольку экспериментальные данные, с которыми можно сравнить результаты расчетов на рис. 31, отсутствуют, трудно отдать предпочтение одному из этих двух методов. В реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{40}\text{S} + (^{254}\text{Fm} + 2n)$ сечение σ_{ER} для ^{254}Fm составляет около 0,5 мкб при использовании обоих подходов, что близко к экспериментальным данным из работ [142, 147, 148], в которых выходы ядер с зарядовым числом больше, чем у фермия, не измерялись. Заметим, что производить расчет величины $Y_{Z,N}$ на основе (42) гораздо проще технически.

На рис. 31 энергии возбуждения начальных тяжелых ядер соответствуют $E_{\text{cm}} = 204\text{--}207$ МэВ, что близко к $E_{\text{cm}}^{\text{min}}$. В этом случае $E_H^*(Z, N)$ соответствуют максимумам или правым частям функций возбуждения $1n$ -канала. Например, для ^{262}No и ^{274}Hs $E_H^* = 16$ и 11 МэВ, а $W_{\text{sur}}(1n) = 2,4 \cdot 10^{-4}$

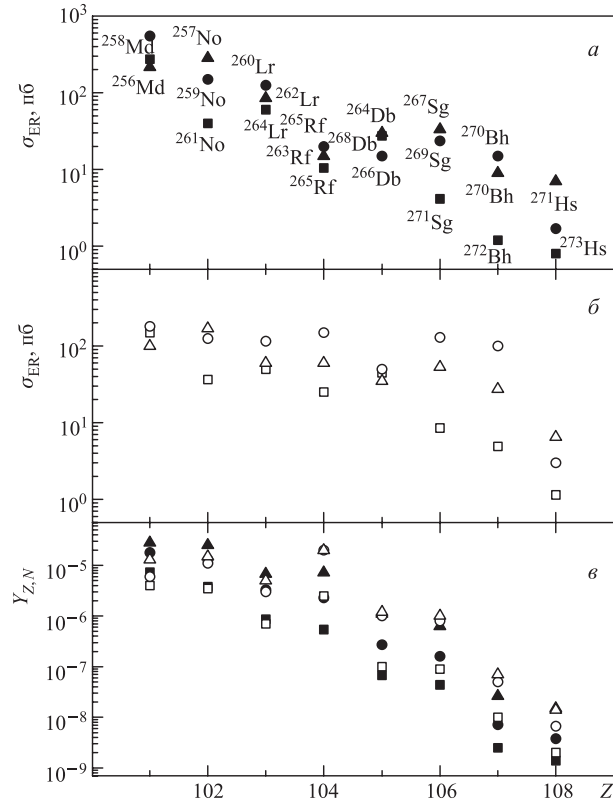


Рис. 31. Рассчитанные начальные выходы $Y_{Z,N}$ (в) и сечения образования испарительных остатков σ_{ER} (а и б), обозначенные треугольниками, кружками и квадратами для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ ($E_{cm} = 207, 205,5, 204$ МэВ) соответственно. Тяжелые фрагменты, образованные после испарения одного нейтрона, указаны на рис. а. Результаты, полученные на основе (39) и (40), а также на основе (42), представлены темными и светлыми символами соответственно

и $1,6 \cdot 10^{-2}$ соответственно. В то время как $Y_{Z,N}$ падает примерно на три порядка при увеличении Z от 102 до 108, сечение образования испарительного остатка уменьшается всего в 30 раз из-за увеличения W_{sur} с ростом Z . Экспериментальные данные [148] так же, как и наш анализ, показывают преимущество реакций с меньшим числом нейтронов в мишени для образования неизвестных изотопов сверхтяжелых ядер. При увеличении E_{cm} большие значения $Y_{Z,N}$ компенсируются уменьшением W_{sur} и, таким образом, σ_{ER} становится меньше. Из рис. 31 видно, что в реакциях неполного слияния с

актинидными мишенями могут быть получены неизвестные изотопы с приемлемыми сечениями. Изотопы ^{261}No и ^{264}Lr , а также ядра с $Z > 103$ на рис. 31 еще не были синтезированы.

Вероятность передачи большого числа нуклонов от налетающего ядра к ядру-мишени коррелирует с зависимостью потенциальной энергии ДЯС от Z . Например, в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ($E_{\text{cm}} = 196,5$ МэВ) немного большее значение $B_R(Z = 102, N = 160)$, чем в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$, приводит к большему $Y_{Z=102, N=160}$ и большему значению $\sigma_{\text{ER}} \approx 70$ пб для ^{261}No . Хотя в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$ ($E_{\text{cm}} = 202$ МэВ) σ_{ER} для Rf и Db близки к величинам для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{246,244}\text{Cm}$, сечения для Sg и Bh в ней меньше. В реакции с ^{243}Am ядра Sg и Bh расположены дальше по Z от мишени и отношение N/Z в ДЯС слегка больше.

Если в реакциях с актинидными мишенями используются другие налетающие ядра, кроме ^{48}Ca , то в большинстве случаев неполное слияние приводит к образованию изотопов, которые уже были получены с большими сечениями в различных реакциях полного слияния. В реакциях неполного слияния с мишенями ^{208}Pb и ^{209}Bi сечения образования сверхтяжелых ядер будут меньше, чем в рассматриваемых нами реакциях, из-за необходимости передачи большого числа нуклонов из легкого ядра в тяжелое. Например, в реакции $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ рассчитанное значение σ_{ER} составляет около 1 пб уже для ^{250}No в $0n$ испарительном канале.

4. ЭМИССИЯ НЕЙТРОНОВ ИЗ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

На основе статистического подхода мы исследуем изотопическую зависимость девозбуждения ДЯС, сформированных во входных каналах реакций с тяжелыми ионами при низких энергиях бомбардировки. Если рассматривать реакции слияния и квазиделения, в которых энергии возбуждения составных ядер (в случае, если они образуются) не превышают 40–50 МэВ, то число наблюдаемых предразрывных нейтронов мало и их регистрация сопряжена с экспериментальными трудностями. Для того, чтобы увеличить это число, можно понизить энергии связи нейтронов в ядрах ДЯС, выбрав в качестве налетающих ядер изотопы с большим числом нейтронов. Мы рассматриваем эмиссию нейтронов из ДЯС, полученных в реакциях $^{62-73}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$.

4.1. Модель. После того, как налетающее ядро преодолевает кулоновский барьер, во входном канале реакции образуется ДЯС, находящаяся для рассматриваемых нами реакций в локальном потенциальном минимуме, что позволяет использовать статистический подход. Из-за диссипации начальной кинетической энергии ДЯС возбуждена и, следовательно, из нее возможна эмиссия нейтрона. Кроме того, возможна диффузия ДЯС по коллективным координатам η , η_Z и R . Потенциальный барьер в сторону больших R пре-

пятствует немедленному распаду системы (квазиделению). С этим процессом конкурирует диффузия по координатам η_Z или η . Диффузия в сторону меньших η_Z происходит с много большей вероятностью, чем в сторону больших η_Z , в рассматриваемых нами ДЯС. Если ДЯС эволюционирует в сторону более симметричной конфигурации, кулоновское отталкивание между ядрами возрастает, что в итоге также приводит к распаду ДЯС. В рассматриваемых нами реакциях квазиделение главным образом происходит из начальной и более симметричных ДЯС [90].

Представленный нами формализм можно применить к любой ДЯС. Однако здесь мы рассмотрим вероятность эмиссии нейтрона только из ДЯС, в которых зарядовая асимметрия соответствует входному каналу. Чтобы увеличить вероятность этого процесса, мы выбираем те ДЯС, в которых четко выражен локальный минимум по η_Z на потенциальной поверхности. Поскольку испарением заряженных частиц из ДЯС можно пренебречь, заряды продуктов распада будут указывать на распад определенной конфигурации ДЯС.

4.1.1. Сечение эмиссии нейтрона из ДЯС. Сечение σ_n эмиссии нейтрона из ДЯС с определенным η_Z зависит от сечения образования σ_{η_Z} этой ДЯС и от вероятности эмиссии нейтрона P_n :

$$\sigma_n(\eta_Z, A_{\text{DNS}}, E_{\text{cm}}) = \sum_J \sigma_{\eta_Z}(E_{\text{cm}}, J) P_n(\eta_Z, A_{\text{DNS}}, E_{\text{cm}}, J). \quad (43)$$

Поскольку рассматривается вылет нейтрона из ДЯС, сформированной во входном канале, сечение σ_{η_Z} совпадает с сечением захвата σ_c . Из-за уменьшения стабильности ДЯС по отношению к переходу через барьер по R и уменьшения ее энергии возбуждения с ростом J при фиксированном значении начальной энергии E_{cm} только парциальные волны с небольшими значениями квантовых чисел $J \leq 20$ будут давать вклад в величину σ_n в рассматриваемых нами реакциях. Тогда в формуле (43) можно заменить вероятность эмиссии нейтрона из ДЯС ее величиной при нулевом угловом моменте $P_n(\eta_Z, A_{\text{DNS}}, E_{\text{cm}}, J = 0)$ и включить зависимость σ_n от J в эффективное сечение захвата $\sigma_c(E_{\text{cm}}) = \pi \hbar^2 (J_{\text{max}} + 1)^2 T(E_{\text{cm}}) / (2\mu E_{\text{cm}})$, как это сделано в работе [69]. Принимая во внимание эти предположения, запишем выражение для сечения эмиссии нейтрона из ДЯС в факторизованном виде:

$$\sigma_n(\eta_Z, A_{\text{DNS}}, E_{\text{cm}}) \approx \sigma_c(E_{\text{cm}}) P_n(\eta_Z, A_{\text{DNS}}, E_{\text{cm}}). \quad (44)$$

Эмиссия нейтрона из ДЯС конкурирует с переходом ДЯС через барьер по R и ее диффузией по η_Z . Чтобы найти величины соответствующих барьеров, рассчитаем потенциальную энергию ДЯС, воспользовавшись формулой (7). В расчетах использованы экспериментальные значения энергий связи ядер, приведенные в работе [150]. В случае отсутствия экспериментальных

данных использованы предсказания энергий связи ядер из работы [126]. Параметры квадрупольной деформации: $\beta_2 = 0$ для тяжелых ядер ДЯС вблизи Pb и $\beta_1 = 0,06-0,09$ для легких ядер вблизи Ni. Эти величины близки к систематике, предложенной в работе [120].

В реакциях $^{A_1}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ у ДЯС, сформированных во входном канале, $\eta_Z = \eta_{Z_0} = 0,49$ и $\eta = \eta_{\text{in}} = (208 - A_1)/(208 + A_1)$. Энергия возбуждения начальной ДЯС $E_{\text{in}}^* = E_{\text{cm}} - V(R_m, \eta_{\text{in}}, \eta_{Z_0}, \beta_1, \beta_2, J)$, где R_m — положение локального минимума. Оценка времен жизни ДЯС дает $5 \cdot 10^{-21}$ с, что больше, чем время установления N/Z -равновесия. После того, как N/Z -равновесие достигнуто при данном η_{Z_0} , что мы считаем быстрым процессом, значение η изменяется от η_{in} до η_0 . Энергия возбуждения ДЯС при этом изменяется на величину $\Delta U_{\text{in}} = U(R_m, \eta_{Z_0}, \eta_{\text{in}}, J) - U(R_m, \eta_{Z_0}, \eta_0, J)$. Для того, чтобы рассчитать вероятность вылета нейтрона из ДЯС с данным η_{Z_0} , необходимо учесть распределение η вблизи η_0 , в котором потенциальная энергия ДЯС минимальна. Статистические веса состояний ДЯС с η_i для простоты оцениваются по формуле Больцмана

$$w(\eta_i) = \frac{\exp(-\Delta U_i/\Theta)}{\sum_i \exp(-\Delta U_i/\Theta)}, \quad (45)$$

где $\Delta U_i = U(R_m, \eta_{Z_0}, \eta_i, J) - U(R_m, \eta_{Z_0}, \eta_0, J)$, а $\Theta = \sqrt{(E_{\text{in}}^* + \Delta U_{\text{in}})/a_a}$ — эффективная температура ДЯС, которая зависит от ее энергии возбуждения и параметра плотности уровней $a_a = A_{\text{DNS}}/12 \text{ МэВ}^{-1}$, определенного так же, как и в работах [70, 72–74]. Энергия возбуждения ДЯС в состоянии η_i выражается в виде

$$E_{\text{DNS}_i}^* = E_{\text{in}}^* - \Delta U_i + \Delta U_{\text{in}}. \quad (46)$$

В статистическом подходе в ДЯС рассматривается конкуренция между эмиссией нейтрона из системы и ее переходом через барьер B_{qf}^R по R или через барьер B_{qf}^η по η_Z в направлении к меньшим η_Z (рис. 32). Мы пренебрегаем эволюцией ДЯС к более асимметричной конфигурации, поскольку этот процесс имеет гораздо меньшую вероятность, чем процесс квазиделения.

Потенциальная энергия $U(R_m, \eta_Z, J = 0)$ ДЯС как функция η_Z представлена на рис. 32 для реакций $^{64,76}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$. Тогда как в реакции с ^{64}Ni начальная конфигурация ДЯС находится в минимуме по η_Z , в реакции с ^{76}Ni такого минимума не наблюдается. Следовательно, с увеличением числа нейтронов в налетающем ядре ДЯС становится менее стабильной по отношению к движению к более симметричной конфигурации. В данной работе рассмотрены реакции с изотопами $^{62-73}\text{Ni}$, в которых величины B_{qf}^η не равны нулю. Для этих реакций на рис. 33 представлены зависимости величин B_{qf}^R и B_{qf}^η от массового числа ДЯС. Расчеты проведены для $J = 0$. Тогда как при фиксированном η_Z значение B_{qf}^R медленно растет с ростом A_{DNS} из-за уменьшения

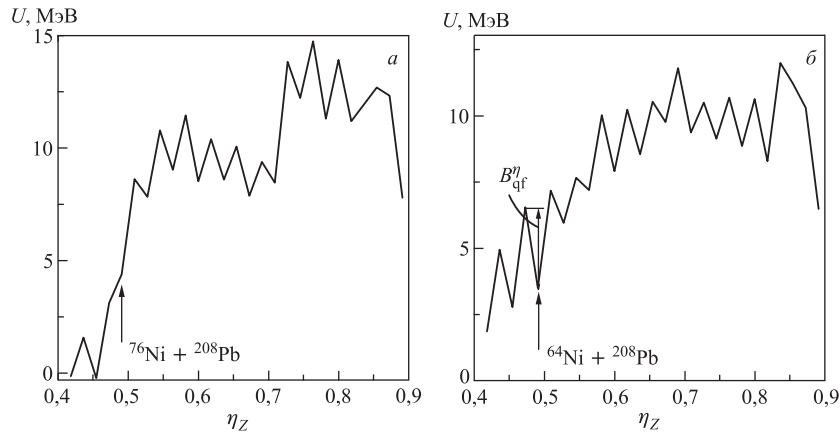


Рис. 32. Потенциальная энергия $U(R_m, \eta_Z, J = 0)$ ДЯС как функция η_Z в реакции $^{76}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ (а) и $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ (б). N/Z -равновесие считается достигнутым для каждого η_Z при определении соответствующего η . Значения U нормированы на энергии связи соответствующих составных ядер

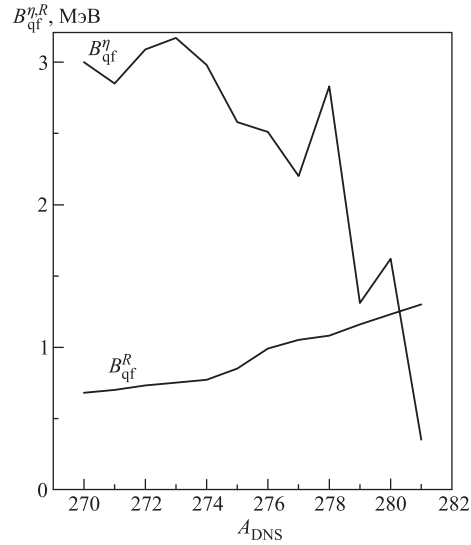


Рис. 33. Величины барьеров B_{qf}^{η} и B_{qf}^R как функции массовых чисел ДЯС, образованных в реакциях $^{62-73}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$

кулоновского отталкивания между ядрами ДЯС, значение B_{qf}^{η} быстро падает, осциллируя из-за эффектов деформации и оболочечной структуры.

4.1.2. *Вероятность эмиссии нейтрона.* Эмиссия нейтрона из возбужденной ДЯС главным образом конкурирует с переходом системы через барьер B_{qf}^R по R и с диффузией через барьер B_{qf}^η в сторону меньших η_Z с последующим переходом через барьер по R . Принимая во внимание эту конкуренцию, а также наличие состояний с разными η в ДЯС с данным η_{Z_0} , вероятность эмиссии нейтрона из ДЯС запишем в виде

$$P_n(\eta_{Z_0}, E_{\text{cm}}) = \sum_i w(\eta_i) \frac{\Gamma_n(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i)}{\Gamma_n(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i) + \Gamma_{\text{qf}}^R(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i) + \Gamma_{\text{qf}}^\eta(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i)}, \quad (47)$$

где Γ_n — ширина канала нейтронной эмиссии, а Γ_{qf}^R и Γ_{qf}^η — ширины переходов через барьеры B_{qf}^R и B_{qf}^η соответственно. Значения $w(\eta_i)$ и $E_{\text{DNS}_i}^*$ вычислены на основе выражений (45) и (46) соответственно. Аналогично можно определить вероятность квазиделения по R для ДЯС с данным η_{Z_0} :

$$P_{\text{qf}}^R(\eta_{Z_0}, E_{\text{cm}}) = \sum_i w(\eta_i) \frac{\Gamma_{\text{qf}}^R(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i)}{\Gamma_n(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i) + \Gamma_{\text{qf}}^R(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i) + \Gamma_{\text{qf}}^\eta(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i)} \quad (48)$$

и вероятность квазиделения с первоначальной диффузией ДЯС в сторону меньших η_Z :

$$P_{\text{qf}}^\eta(\eta_{Z_0}, E_{\text{cm}}) = \sum_i w(\eta_i) \frac{\Gamma_{\text{qf}}^\eta(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i)}{\Gamma_n(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i) + \Gamma_{\text{qf}}^R(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i) + \Gamma_{\text{qf}}^\eta(E_{\text{DNS}_i}^*, \eta_{Z_0}, \eta_i)}. \quad (49)$$

Если распределение состояний с разными η при данном η_{Z_0} имеет сильный пик при η_0 , можно положить $w(\eta_i) = \delta_{\eta_i, \eta_0}$ и переписать выражение (47) в приближенной форме:

$$P_n(\eta_{Z_0}, E_{\text{cm}}) = \frac{\Gamma_n(E_0^*, \eta_{Z_0}, \eta_0)}{\Gamma_n(E_0^*, \eta_{Z_0}, \eta_0) + \Gamma_{\text{qf}}^R(E_0^*, \eta_{Z_0}, \eta_0) + \Gamma_{\text{qf}}^\eta(E_0^*, \eta_{Z_0}, \eta_0)}. \quad (50)$$

Ширины каждого из каналов (эмиссии нейтрона или переходов через барьеры) сильно зависят от плотности уровней ДЯС.

4.1.3. *Плотность уровней ДЯС и ширины распадов.* Плотность уровней ДЯС с энергией возбуждения $E_{\text{DNS}_i}^*$ определяется в работе [33] через интеграл свертки

$$\begin{aligned} \rho_{\text{DNS}}(E_{\text{DNS}_i}^*, A_1, A_2, J) &= \\ &= \int_0^{E_{\text{DNS}_i}^*} \rho_1(E_1, A_1, J_1) \rho_2(E_{\text{DNS}_i}^* - E_1, A_2, J_2) dE_1, \end{aligned} \quad (51)$$

где $J_{1,2} = J\mathfrak{S}_{1,2}/(\mathfrak{S}_1 + \mathfrak{S}_2 + \mu R^2)$ — угловые моменты ядер ДЯС с моментами инерции $\mathfrak{S}_{1,2}$. Плотности уровней ρ_1 и ρ_2 ядер ДЯС вычислены на основе модели ферми-газа по формуле из работы [53]

$$\begin{aligned} \rho_i(E_i^*, A_i, J_i) &= \\ &= \frac{2J_i + 1}{24\sqrt{2}\sigma_i^3 a_i^{1/4} (E_i^* - \delta_i - E_{\text{rot}})^{5/4}} \exp \left\{ 2\sqrt{a_i(E_i^* - \delta_i - E_{\text{rot}})} \right\}, \end{aligned} \quad (52)$$

где $\sigma_i^2 = 6\overline{m_i^2} \sqrt{a_i(E_i^* - \delta_i - E_{\text{rot}})}/\pi^2$, $\overline{m^2} \approx 0, 24A^{2/3}$ и $E_{\text{rot}} = J_i(J_i + 1)/(2a_i\sigma_i^2)$. Парная поправка $\delta_i = 24/\sqrt{A_i}$, $12/\sqrt{A_i}$ и 0 МэВ для четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер соответственно. В наших расчетах использован параметр плотности уровней $a_i = (0,114A_i + 0,098A_i^{2/3})[1 + \delta W_i(1 - \exp[-0,051(E_i^* - \delta_i)])]/(E_i^* - \delta_i)$ МэВ⁻¹ [22] для всех рассмотренных ядер ДЯС. Здесь δW_i — микроскопические поправки к ядерной массовой формуле [126]. В случае $J = 0$ можно использовать приближенную формулу $\rho_{\text{DNS}}(E_{\text{DNS}_i}^*, A_1, A_2)$, приведенную в приложении. Как можно видеть, определение плотности уровней на основе (51) соответствует состоянию термодинамического равновесия ДЯС.

В параболическом приближении барьеров по R и η_Z вероятности квазиделения можно записать в виде

$$R_{\text{qf}}^{R,\eta}(E_{\text{DNS}_i}^*) = \int_0^{E_{\text{DNS}_i}^* - B_{\text{qf}}^{R,\eta}} \frac{\rho_{\text{DNS}}(E_{\text{DNS}_i}^* - B_{\text{qf}}^{R,\eta} - \epsilon, A_1, A_2) d\epsilon}{1 + \exp[2\pi(\epsilon + B_{\text{qf}}^{R,\eta} - E_{\text{DNS}_i}^*)/(\hbar\omega_{\text{qf}}^{R,\eta})]}, \quad (53)$$

где $\hbar\omega_{\text{qf}}^R = 1,5$ МэВ и $\hbar\omega_{\text{qf}}^\eta = 1,0$ МэВ — кривизны барьеров, $J = 0$. Ширины квазиделения по R и η_Z определяются через вероятности $R_{\text{qf}}^{R,\eta}$ этих процессов в виде

$$\Gamma_{\text{qf}}^{R,\eta} = \frac{R_{\text{qf}}^{R,\eta}(E_{\text{DNS}_i}^*)}{2\pi\rho_{\text{DNS}}(E_{\text{DNS}_i}^*, A_1, A_2)}. \quad (54)$$

При описании нейтронной эмиссии мы должны учесть, что нейтрон может быть испущен из обоих фрагментов ДЯС. При $J = 0$ вероятность этого процесса можно записать в виде

$$R_n(E_{\text{DNS}_i}^*) = \sum_l \sum_{j=l-1/2}^{j=l+1/2} \left(\int_0^{E_{\text{DNS}_i}^* - B_{n_1}} \rho_{\text{DNS}}(E_{\text{DNS}_i}^* - B_{n_1} - \epsilon, A_1 - 1, A_2, j) \times \right. \\ \left. \times T_l(A_1 - 1, \epsilon) d\epsilon + \int_0^{E_{\text{DNS}_i}^* - B_{n_2}} \rho_{\text{DNS}}(E_{\text{DNS}_i}^* - B_{n_2} - \epsilon, A_1, A_2 - 1, j) \times \right. \\ \left. \times T_l(A_2 - 1, \epsilon) d\epsilon \right). \quad (55)$$

Коэффициенты перехода $T_l(A_k - 1, \epsilon)$ вычисляются так же, как в работе [36].
Общая ширина эмиссии нейтрона

$$\Gamma_n = \frac{R_n(E_{\text{DNS}_i}^*)}{2\pi\rho_{\text{DNS}}(E_{\text{DNS}_i}^*, A_1, A_2)}. \quad (56)$$

4.1.4. Заданное отношение энергий возбуждения фрагментов ДЯС. Распределение энергии возбуждения ДЯС между ее ядрами влияет на ширину эмиссии нейтрона. Выше рассмотрено состояние ДЯС, близкое к термодинамическому равновесию, при котором средние энергии возбуждения ядер ДЯС приблизительно равны

$$\langle E_{1,2} \rangle \approx \frac{a_{1,2}}{a_1 + a_2} E_{\text{DNS}_i}^*. \quad (57)$$

Однако существуют экспериментальные данные [18], которые указывают на отклонение от этого равновесия и разные температуры ядер ДЯС, особенно в реакциях с тяжелыми ионами, в которых мишенями являются магические ядра. Для того, чтобы учесть этот эффект, нами получены выражения для ширин нейтронной эмиссии и квазиделения при заданном отношении энергий возбуждения ядер ДЯС, т. е.

$$E_1 = E_0, \quad E_2 = E_{\text{DNS}_i}^* - E_0, \quad E_0 = \alpha E_{\text{DNS}_i}^*, \quad 0 \leq \alpha \leq 1. \quad (58)$$

Отношение $E_1/E_2 = \alpha/(1 - \alpha)$ энергий возбуждения ядер ДЯС выражается через параметр α . В этом случае общая ширина нейтронной эмиссии запишется в виде

$$\Gamma_n = \Gamma_{n_1} + \Gamma_{n_2}, \quad \Gamma_{n_{1,2}} = \frac{R_{n_{1,2}}}{2\pi\rho_{1,2}(E_{1,2}, A_{1,2})}, \quad (59)$$

где вероятности эмиссии нейтрона из ядер ДЯС вычисляются при заданных энергиях возбуждения

$$R_{n_{1,2}} = \sum_l \sum_{j=l-1/2}^{j=l+1/2} \int_0^{E_{1,2}-B_{n_{1,2}}} \rho_{1,2}(E_{1,2}-B_{n_{1,2}}-\epsilon, A_{1,2}-1, j) \times \\ \times T_l(A_{1,2}-1, \epsilon) d\epsilon. \quad (60)$$

Ширины квазиделения по R и η_Z определяются как

$$\Gamma_{\text{qf}}^{R,\eta} = \frac{\int_0^{E_{\text{DNS}_i}^* - B_{\text{qf}}^{R,\eta}} d\epsilon \frac{\rho_1(\alpha(E_{\text{DNS}_i}^* - B_{\text{qf}}^{R,\eta} - \epsilon)) \rho_2((1-\alpha)(E_{\text{DNS}_i}^* - B_{\text{qf}}^{R,\eta} - \epsilon)) [E_{\text{DNS}_i}^* - B_{\text{qf}}^{R,\eta} - \epsilon]}{1 + \exp\left[\frac{2\pi(\epsilon + B_{\text{qf}}^{R,\eta} - E_{\text{DNS}_i}^*)}{\hbar\omega_{\text{qf}}^{R,\eta}}\right]}}{2\pi\rho_1(\alpha E_{\text{DNS}_i}^*) \rho_2((1-\alpha)E_{\text{DNS}_i}^*) E_{\text{DNS}_i}^*}. \quad (61)$$

4.2. Результаты расчета и их обсуждение. Вероятности эмиссии нейтрона, квазиделения при η_{Z_0} и при меньших η_Z для ДЯС, образованных в реакциях $^{62-73}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ при энергиях возбуждения $E_{\text{in}}^* = 30$ МэВ, показаны на рис. 34 [151, 152]. Значения P_n , вычисленные по формулам (47) и (50), представлены сплошной кривой и темными квадратами соответственно. В большинстве случаев пренебрежение изотопическим распределением вблизи потенциального минимума при (η_{Z_0}, η_0) ведет к довольно малым отличиям от более точных результатов, полученных на основе выражения (47). Принимая во внимание флуктуации по η , получаем более плавную зависимость P_n от A_{DNS} . Это означает, что распределение по η при фиксированном η_Z является узким. Как видно из рисунка, прямое квазиделение по R является основным процессом в реакциях $^{A_1}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$. С увеличением числа нейтронов диффузия в сторону меньшей зарядовой асимметрии быстро растет. Для $A_{\text{DNS}} \geq 282$ мы имеем уже $P_{\text{qf}}^\eta > P_{\text{qf}}^R$, и ДЯС главным образом эволюционирует в сторону более симметричных конфигураций, из которых распадается. Заметим, что полученные нами вероятности эмиссии предразрывных нейтронов имеют тот же порядок, что и величины, полученные в динамических расчетах для реакций с актинидными мишенями в работе [90]. При энергии возбуждения ДЯС в интервале между 15 и 30 МэВ величина P_n возрастает в 3 раза при изменении A_{DNS} от 270 до 281. Это примерно в 6 раз меньше, чем рост нейтронной эмиссии из составных ядер с теми же массовыми числами. С увеличением массы составного ядра обычно уменьшается энергия связи нейтрона и увеличивается барьер деления. Энергия связи нейтрона

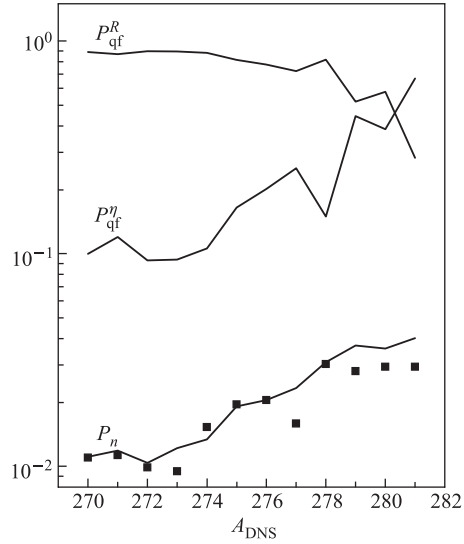


Рис. 34. Вероятности эмиссии нейтрона и квазиделения по R и η_Z для ДЯС, образованных в реакциях $^{62-73}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ при энергии возбуждения $E_{\text{in}}^* = 30$ МэВ. Значения P_n , вычисленные на основе (47) и (50), представлены сплошной линией и квадратами соответственно

также уменьшается в ДЯС, однако вероятности квазиделения остаются на том же уровне.

Зависимость P_n от энергии возбуждения E_{in}^* во входном канале ДЯС с $A_{\text{DNS}} = 280$ показана на рис. 35 [151, 152]. Поскольку распределение энергий возбуждения ядер ДЯС описывается формулой (57), более тяжелое ядро обладает 75 % этой энергии. Следовательно, при низких энергиях возбуждения эмиссия нейтрона из легкого ядра сильно подавлена. Однако при значениях $E_{\text{in}}^* \geq 20$ МэВ вклад от Γ_{n_1} в Γ_n уже начинает играть свою роль. Зависимость P_n от энергии возбуждения выглядит похожей на известную зависимость для возбужденных составных ядер. Энергии $E_{\text{DNS}}^* = 6-10$ МэВ, используемые в реакциях холодного слияния, слишком малы, чтобы наблюдалась эмиссия нейтронов из ДЯС. Поскольку вероятность эмиссии нейтрона из ДЯС сильно чувствительна к энергии возбуждения

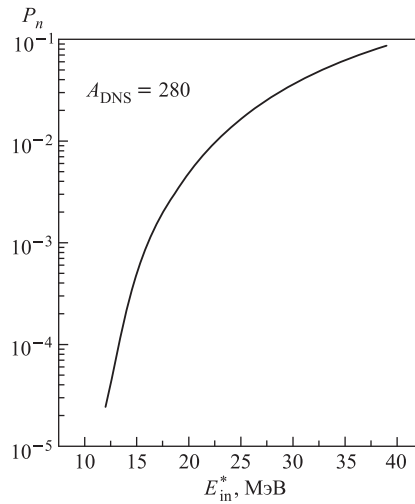


Рис. 35. Вероятность эмиссии нейтрона из ДЯС, образованной в реакции $^{72}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, как функция энергий возбуждения E_{in}^* . $E_{\text{in}}^* = 30$ МэВ соответствует $E_{\text{cm}} = 182,3$ МэВ

ДЯС, то регистрация этих нейтро-

нов и соответствующих продуктов квазиделения может помочь определить энергию возбуждения предразрывной конфигурации и установить ее форму.

Вероятность P_n эмиссии нейтрона, вычисленная на основе (58) для ДЯС с $A_{DNS} = 280$ при энергии возбуждения $E_{in}^* = 30$ МэВ, как функция параметра α показана на рис. 36 [151, 152]. При $\alpha > 0,5$ наибольшая часть энергии возбуждения сконцентрирована в легком ядре ДЯС. Поскольку в нашем случае это ядро — изотоп Ni с большим числом нейтронов и довольно малой их энергией связи, мы получаем большие значения P_n . Для значения α , при котором температуры ядер ДЯС равны, вероятность эмиссии нейтрона, вычисленная с помощью (58), меньше, чем вычисленная по формуле (57), в которой учитываются флуктуации энергии возбуждения.

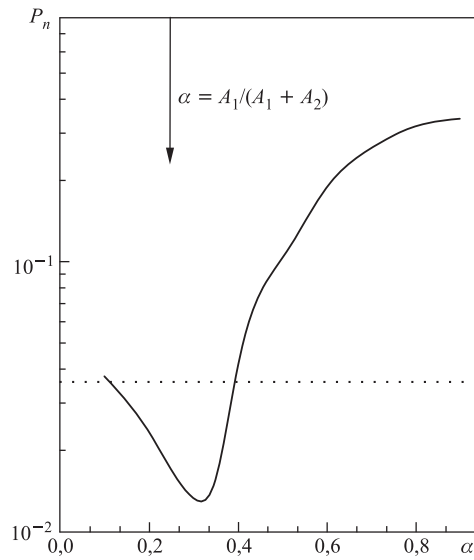


Рис. 36. Вероятность эмиссии нейтрона из ДЯС, вычисленная на основе (58), как функция параметра α распределения энергии возбуждения между ядрами ДЯС. Расчеты выполнены для ДЯС, образованной в реакции $^{72}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ при энергии возбуждения $E_{in}^* = 30$ МэВ. Значение P_n , вычисленное на основе (57), показано пунктирной линией. Вертикальная стрелка указывает значение α , при котором температуры ядер ДЯС равны

Нейтронная эмиссия из ДЯС уменьшает энергию возбуждения системы и, следовательно, может помочь получить почти холодные и сравнительно долгоживущие ДЯС, которые можно интерпретировать как гипердеформированные ядерные состояния [153].

Поскольку характерное время эмиссии нейтрона ($\tau_n \sim 10^{-19}$ с) много больше, чем время распада ДЯС и формирования свободных фрагментов ($\tau_{\text{qf}} \sim 5 \cdot 10^{-21}$ с), нейтроны, испущенные из свободных фрагментов после распада ДЯС, обладают большими проекциями импульса на ось реакции в системе центра масс. Таким образом, имеется возможность различить предразрывные нейтроны и нейтроны, испущенные из свободных фрагментов. Для описания измеренного углового и энергетического распределений нейтронов можно воспользоваться параметрическим выражением [86, 88]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 M_n}{d\epsilon_n d\Omega_n} = & \frac{M_n^{\text{DNS}} \epsilon_n}{4\pi\Theta^2} \exp\left(-\frac{\epsilon_n - 2\sqrt{\epsilon_n \epsilon_{\text{DNS}}/A_{\text{DNS}}} \cos \Psi_{\text{DNS}} + \epsilon_{\text{DNS}}/A_{\text{DNS}}}{\Theta}\right) + \\ & + \sum_{i=1}^2 \frac{M_{n,i}^{\text{fr}} \sqrt{\epsilon_n}}{2(\pi\Theta_i)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\epsilon_n - 2\sqrt{\epsilon_n \epsilon_i/A_i} \cos \Psi_i + \epsilon_i/A_i}{\Theta_i}\right). \quad (62) \end{aligned}$$

Здесь Θ_i ($i = 1, 2$) — температуры фрагментов; M_n — полная нейтронная множественность, M_n^{DNS} и $M_{n,i}^{\text{fr}}$ — множественности нейтронов, испущенных из ДЯС (эта величина определяется значением P_n) и свободных фрагментов соответственно. Величины ϵ_n , ϵ_{DNS} и ϵ_i — кинетические энергии нейтрона, ДЯС и свободных фрагментов (в лабораторной системе). Ψ_{DNS} и Ψ_i — относительные углы между направлением вылета нейтрона и осью пучка. Фитируя экспериментальные данные формулой (62), можно извлечь M_n^{DNS} и $M_{n,i}^{\text{fr}}$. Вклады от нейтронов, испущенных из ДЯС и свободных фрагментов в $dM_n/d\theta_n$ ($d\Omega_n = \sin \theta_n d\theta_n d\varphi_n$), показаны на рис. 37 для ДЯС ${}^{72}\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{DNS}}^* = 30$ и 50 МэВ [151, 152]. Поскольку эта система асимметрична, наблюдается асимметрия в эмиссии нейтронов из фрагментов. При термодинамическом равновесии тяжелый фрагмент получает больше энергии и из него вылетает больше нейтронов. Нейтронная множественность из ДЯС относительно мала и может быть извлечена только из фита экспериментальных данных формулой (62). Эта множественность растет с ростом E_{DNS}^* и чувствительна к распределению энергии возбуждения между ядрами ДЯС. В случае теплового равновесия вклады эмиссии нейтрона из ДЯС в общую нейтронную множественность составляют 2% при $\theta_n = 2,25$ и 4% при $\theta_n = 2$ для $E_{\text{DNS}}^* = 30$ и 50 МэВ соответственно. В случае равного распределения энергии возбуждения между ядрами вклад эмиссии нейтрона из ДЯС составляет 7 и 10% при $\theta_n = 1,4$ для $E_{\text{DNS}}^* = 30$ и 50 МэВ соответственно. Таким образом, экспериментальное исследование эмиссии нейтронов из ДЯС представляется достаточно сложным. Выходом может стать поиск таких нейтронов в столкновениях нейтроноизбыточных ядер с магическими или по-

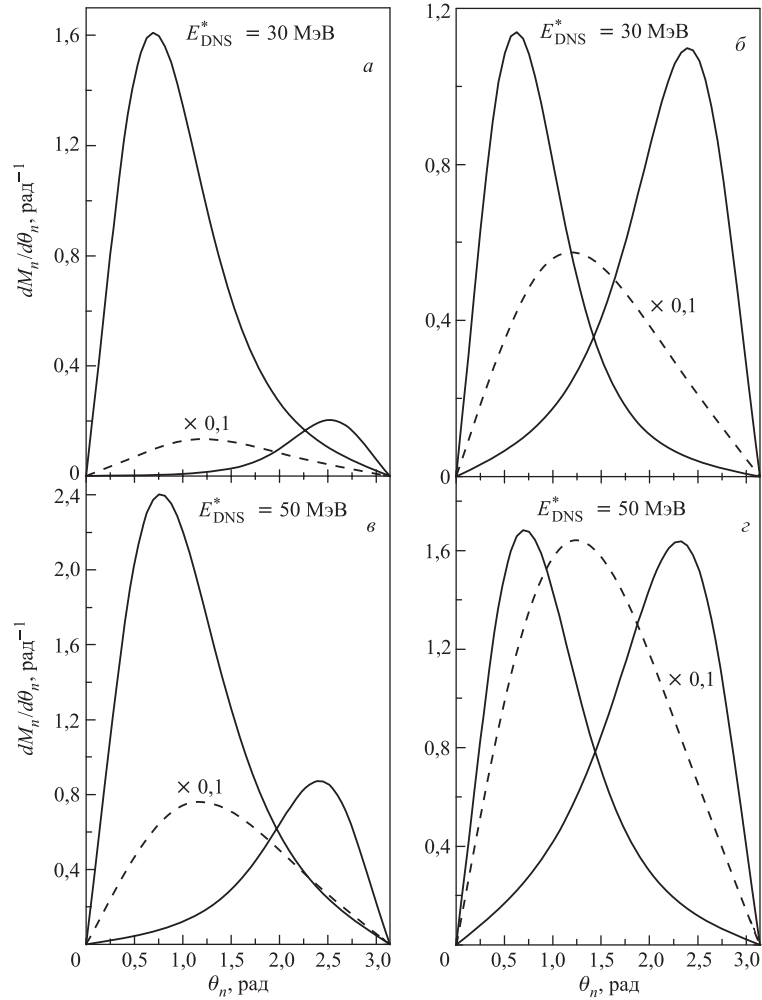


Рис. 37. Рассчитанные вклады от нейтронной эмиссии из ДЯС (штриховые линии) и из свободных фрагментов (сплошные линии) в $dM_n/d\theta_n$ для системы $^{72}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{DNS}}^* = 30$ и 50 МэВ. Левая и правая сплошные линии относятся к Pb и Ni соответственно. Левая и правая части рисунка относятся к случаям термодинамического равновесия и $\alpha = 0,5$ в формуле (58) соответственно

лумагическими мишенями. В этом случае разница оболочечных структур у партнеров реакции будет препятствовать процессу установления теплового равновесия в ДЯС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре на основе статистических методов и модели ДЯС описаны реакции с тяжелыми ионами. Рассматривались синтез сверхтяжелых элементов в реакциях полного слияния на мишенях Pb и Bi, а также в реакциях неполного слияния, образование нейтронодефицитных изотопов актинидов и вылет предразрывных нейтронов в реакциях квазиделения. Исследовалась зависимость результатов от метода расчета плотности уровней.

Исследована зависимость выживаемости составного ядра от параметров модели ферми-газа и модели с коллективным усилением плотности уровней при разных способах учета оболочечных эффектов. Показано, что при соответствующем выборе параметров расчеты на основе этих моделей приводят к близким результатам.

Рассчитаны сечения образования испарительных остатков сверхтяжелых ядер в реакциях полного слияния на мишенях Pb и Bi на основе теоретических предсказаний ядерных свойств в работах [60, 133–139]. Результаты расчета находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными; кроме того, были получены оценки сечений для нескольких реакций, которые еще не исследовались экспериментально. Показано, что главной причиной резкого падения сечения образования сверхтяжелых ядер с ростом Z в рассматриваемых реакциях является уменьшение вероятности полного слияния.

Рассчитаны сечения образования испарительных остатков и функции возбуждения для различных нейтронодефицитных актинидов. Результаты расчета находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, особенно вблизи максимумов функций возбуждения. Показано, что низкоэнергетические «хвосты» функций возбуждения могут быть чувствительны к примесям в мишенях других изотопов или ядер. Предложено несколько реакций для образования сильно нейтронодефицитных изотопов бария, необходимых для изучения кластерной радиоактивности.

Предложены реакции неполного слияния, ведущие к образованию новых изотопов тяжелых ядер с $101 \leq Z \leq 108$ с большим числом нейтронов, чем у испарительных остатков в реакциях холодного слияния. Рассчитаны сечения образования этих изотопов. Показано, что с помощью реакций неполного слияния можно получать изотопы, которые невозможно синтезировать в реакциях холодного и горячего слияния.

Предложена модель для описания вылета нейтронов из ДЯС (предразрывных нейтронов в реакциях квазиделения) при одинаковых и разных температурах ядер ДЯС. Произведена оценка вероятности этого процесса в реакциях ${}^{62-73}\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb}$. Показано, что при увеличении массового числа ДЯС при фиксированном Z сечение эмиссии нейтрона из ДЯС растет медленнее, чем сечение эмиссии нейтрона из составного ядра. Произведена оценка вклада

предразрывных нейтронов в общую нейтронную множественность, и предложен эксперимент для регистрации этих нейтронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и DFG. Авторы также признательны за поддержку в рамках соглашений IN2P3–JINR, MTA–JINR и Poland–JINR.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В случае $J = 0$ в формуле (51) выражение $\rho_1(E_1, A_1)\rho_2(E_{\text{DNS}_i}^* - E_1, A_2)$ с хорошей точностью можно аппроксимировать гауссианом:

$$\frac{(a_1 + a_2)^{5/2} \exp \left\{ 2\sqrt{(a_1 + a_2)(E_{\text{DNS}_i}^* - \delta_1 - \delta_2)} - (E_1 - \langle E_1 \rangle)^2 / (2\sigma^2) \right\}}{1152 \sigma_1^3 \sigma_2^3 (a_1 a_2)^{3/2} (E_{\text{DNS}_i}^* - \delta_1 - \delta_2)^{5/2}},$$

где $\langle E_1 \rangle = (a_1 E_{\text{DNS}_i}^* + a_2 \delta_1 - a_1 \delta_2) / (a_1 + a_2)$ и $\sigma^2 = 2a_1 a_2 (E_{\text{DNS}_i}^* - \delta_1 - \delta_2)^{3/2} / (a_1 + a_2)^{5/2}$. Тогда конечное выражение для плотности уровней ДЯС примет вид

$$\begin{aligned} \rho_{\text{DNS}}(E_{\text{DNS}_i}^*) &= \\ &= \frac{\sqrt{\pi}(a_1 + a_2)^{3/4} (\operatorname{erf} [(E_{\text{DNS}_i}^* - \langle E_1 \rangle) / (\sqrt{2}\sigma)] + \operatorname{erf} [\langle E_1 \rangle / (\sqrt{2}\sigma)])}{1152 \sigma_1^3 \sigma_2^3 a_1 a_2 (E_{\text{DNS}_i}^* - \delta_1 - \delta_2)^{7/4}} \times \\ &\quad \times \exp \left\{ 2\sqrt{(a_1 + a_2)(E_{\text{DNS}_i}^* - \delta_1 - \delta_2)} \right\}, \end{aligned}$$

где $\operatorname{erf}[x]$ — функция ошибок. Если $\frac{\langle E_1 \rangle}{(\sqrt{2}\sigma)} \approx \left(\frac{a_1^2 (a_1 + a_2) E_{\text{DNS}_i}^*}{16a_2^2} \right)^{1/4} \gg 1$ и $\frac{(E_{\text{DNS}_i}^* - \langle E_1 \rangle)}{(\sqrt{2}\sigma)} \approx \left(\frac{a_2^2 (a_1 + a_2) E_{\text{DNS}_i}^*}{16a_1^2} \right)^{1/4} \gg 1$, что справедливо для симметричной ДЯС и больших значений $E_{\text{DNS}_i}^*$, то

$$\rho_{\text{DNS}}(E_{\text{DNS}_i}^*) = \frac{\sqrt{\pi}(a_1 + a_2)^{3/4} \exp \left\{ 2\sqrt{(a_1 + a_2)(E_{\text{DNS}_i}^* - \delta_1 - \delta_2)} \right\}}{576 \sigma_1^3 \sigma_2^3 a_1 a_2 (E_{\text{DNS}_i}^* - \delta_1 - \delta_2)^{7/4}}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr N. // Nature. 1936. V. 137. P. 344.
2. Weisskopf V. // Phys. Rev. 1937. V. 52. P. 295;
Weisskopf V., Ewing D. H. // Phys. Rev. 1940. V. 57. P. 472.

3. *Блатт Дж., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
4. *Hauser W., Feshbach H.* // *Phys. Rev.* 1952. V. 87. P. 366.
5. *Bohr N., Wheeler J. A.* // *Phys. Rev.* 1939. V. 56. P. 426.
6. *Viola V. E., Sikkeland T.* // *Phys. Rev.* 1962. V. 128. P. 767;
Sikkeland T., Maly J., Lebeck D. F. // *Phys. Rev.* 1968. V. 169. P. 1000;
Sikkeland T., Giorso A., Nurmia M. J. // *Ibid.* V. 172. P. 1232.
7. *Fong P.* *Statistical Theory of Nuclear Fission.* N. Y.: Gordon and Breach, 1969.
8. *Барашенков В. С., Тонеев В. Д.* Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
9. *Vandenbosch R., Huizenga J. R.* *Nuclear Fission.* N. Y.: Acad. Press, 1973.
10. *Bondorf J. P., Sobel M., Sperber D.* // *Phys. Rev. C.* 1974. V. 15. P. 83;
Glas D., Mosel U. // *Nucl. Phys. A.* 1975. V. 237. P. 429;
Birkelund J. R. et al. // *Phys. Rep.* 1979. V. 56. P. 107.
11. *Schmidt K.-H. et al.* // *Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Jülich, 1979.* Vienna, 1980. P. 409;
Schmidt K.-H., Morawek W. // *Rep. Prog. Phys.* 1991. V. 54. P. 949.
12. *Cherepanov E. A., Iljinov A. S.* // *Nucleonika.* 1980. V. 25. P. 611;
Cherepanov E. A. // *Proc. of Intern. Symp. on In-Beam Nuclear Spectroscopy, Debrecen, 1984.* Budapest, 1984. P. 499.
13. *Reisdorf W.* // *Z. Phys. A.* 1981. V. 300. P. 227; 1992. V. 343. P. 47.
14. *Оганесян Ю. Ц., Черепанов Е. А.* // *ЯФ.* 1982. Т. 36. С. 18;
Ильинов А. С., Черепанов Е. А. Препринт ОИЯИ Р7-84-68. Дубна, 1984.
15. *Игнатюк А. В.* Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
16. *Cherepanov E. A., Iljinov A. S., Mebel M. V.* // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1983. V. 9. P. 931.
17. *Grusha O. V. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 429. P. 313;
Груша О. В., Иванова С. П., Шубин Ю. Н. // *ВАНТ. Ядерные константы.* А. 1987. Т. 1. С. 36.
18. *Schröder W. U., Huizenga J. R.* // *Treatise on Heavy-Ion Science.* N. Y., 1984. V. 2. P. 115.
19. *Stokstad R. G.* // *Treatise on Heavy-Ion Science.* N. Y., 1985. V. 3. P. 83.
20. *Flerov G. N., Ter-Akopian G. M.* // *Treatise on Heavy-Ion Science.* N. Y., 1985. V. 4. P. 231;
Oganessian Yu. Ts., Lazarev Yu. A. // *Ibid.* P. 3;
Seaborg G. T., Loveland W. D. // *Ibid.* P. 253.
21. *Armbruster P.* // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1985. V. 35. P. 135;
Münzenberg G. // *Rep. Prog. Phys.* 1988. V. 51. P. 57.

22. *Ijtinov A. S. et al.* // Nucl. Phys. A. 1992. V. 543. P. 517.
23. *Fröbrich P., Lipperheide R.* Theory of Nuclear Reactions. Oxford: Claderon, 1996.
24. *Will C. M., Guinn J. W.* // Phys. Rev. A. 1988. V. 37. P. 3674.
25. *Hill D. L., Wheeler J. A.* // Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 1102.
26. *Antonenko N. V. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 319. P. 425; Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 2635.
27. *Pustylnik B. I.* // Proc. of Intern. Conf. Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Casta-Papiernicka, 1996. Dubna, 1996. P. 121.
28. *Junghans A. R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 629. P. 635.
29. *Hofmann S.* // Rep. Prog. Phys. 1998. V. 61. P. 636;
Hofmann S., Münzenberg G. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733;
Hofmann S. et al. // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 5; 2002. V. 14. P. 147; 2002. V. 15. P. 195.
30. *Armbruster P.* // Rep. Prog. Phys. 1999. V. 62. P. 465; Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2000. V. 50. P. 411; C. R. Physique. 2003. V. 4. P. 571.
31. *Cherepanov E. A.* JINR Preprint E7-99-27. Dubna, 1999.
32. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3154; Nature. 1999. V. 400. P. 242; Phys. At. Nucl. 2000. V. 63. P. 1679; Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 041604(R).
33. *Cole A. J.* Statistical Modes for Nuclear Decay. Bristol: Inst. of Phys. Publ., 2000.
34. *Adamian G. G. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 064303.
35. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 011301(R); 2004. V. 69. P. 021601; V. 70. P. 064609; 2006. V. 74. P. 044602; Eur. Phys. J. A. 2002. V. 15. P. 201; 2004. V. 9. P. 3; Pure Appl. Chem. 2006. V. 78. P. 889.
36. *Mashnik S. G., Sierk A. J., Gudima K. K.* nucl-th/0208048. 2002.
37. *Sagaidak R. N. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 014603.
38. *Heinz A. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 713. P. 3.
39. *Morita K. et al.* // J. Phys. Soc. Japan. 2004. V. 73. P. 2593; 2007. V. 76. P. 043201; 045001.
40. *Волков В. В.* // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35. С. 797.
41. *Еремин А. В.* // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. С. 939.
42. *Loveland W.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 014612.
43. *Fröbrich P., Gontchar I. I.* // Phys. Rep. 1998. V. 292. P. 131;
Адеев Г. Д. и др. // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36. С. 378.
44. *Бете Г.* Физика ядра: Пер. с англ. М.: Гостехтеориздат, 1948.
45. *Мальшиев А. В.* Плотность уровней и структура атомных ядер. М.: Атомиздат, 1969.

46. *Baba N.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 159. P. 625;
Dilg W. et al. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 217. P. 269.
47. *Gilat J.* // Phys. Rev. C. 1970. V. 1. P. 1432.
48. *Игнатюк А. В., Шубин Ю. Н.* // ЯФ. 1968. Т. 8. С. 1135.
49. *Gilbert A., Cameron A.* // Can. J. Phys. 1965. V. 43. P. 1446.
50. *Соловьев В. Г.* Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
51. *Борзов И. Н., Гориели С.* // ЭЧАЯ. 2003. Т. 34. С. 1375.
52. *Lang D. W.* // Nucl. Phys. 1963. V. 42. P. 353;
Sano M., Zamasaki S. // Progr. Theor. Phys. 1963. V. 29. P. 397.
53. *Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н.* // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 875.
54. *Jurado B., Schmidt K.-H., Belliure J.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 533. P. 186;
Jurado B. et al. // Nucl. Phys. A. 2005. V. 747. P. 14.
55. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* // Nucl. Phys. 1966. V. 81. P. 1;
Strutinsky V. M. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 95. P. 420.
56. *Lougheed R. W. et al.* // Fifty Years with Nuclear Fission. La Grange Park, 1989. V. 2. P. 694.
57. *Demin A. G. et al.* // Z. Phys. A. 1984. V. 315. P. 197.
58. *Lazarev Yu. A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 624; 1995. V. 75. P. 1903;
Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 620.
59. *Möller P., Nilsson S. G., Nix R. J.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 229. P. 292;
Cwiok S. et al. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 410. P. 254;
Leander G. et al. // Proc. of Intern. Conf. AMCO-7. Darmstadt, 1984. THD Schriftenreihe Wissenschaft und Technik. 1984. V. 26. P. 466;
Böning K. et al. // Phys. Lett. B. 1987. V. 186. P. 6;
Patyk Z., Sobiczewski A. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 533. P. 132.
60. *Smolanczuk R., Skalski J., Sobiczewski A.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 1871.
61. *Sobiczewski A., Gareev F. A., Kalinkin B. N.* // Phys. Lett. B. 1966. V. 22. P. 500;
Myers W. D., Swiatecki W. J. // Nucl. Phys. 1966. V. 81. P. 1;
Meldner H. // Proc. of Intern. Symp. on Nuclides far off the Stability Line. Lisekil, 1966. Ark. Fys. 1967. V. 36 P. 593;
Mosel U., Greiner W. // Z. Phys. A. 1969. V. 222. P. 261;
Fiset F. O., Nix R. J. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 193. P. 647;
Nilsson S. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 115. P. 545;
Randrup J. et al. // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 229;
Möller P., Nix R. J. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1994. V. 20. P. 1681;
Sobiczewski A. // Part. Nucl. 1994. V. 25. P. 295;
Sobiczewski A., Pomorski K. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2007. V. 58. P. 292.
62. *Decharge J. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 451. P. 275.
63. *Bender M. et al.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 515 P. 42.

64. Reinhard P. G. // Rep. Prog. Phys. 1989. V. 52. P. 439;
Ring P. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1996. V. 37. P. 193.
65. Cwiok S. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 611. P. 211.
66. Bender M. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 034304.
67. Seaborg G. T. Man Made Transuranium Elements. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice Hall, 1963;
Seaborg G. T., Loveland W. D. The Elements Beyond Uranium. N. Y.: John Wiley and Sons, Inc., 1990.
68. Oganessian Yu. Ts. // Lect. Notes Phys. 1974. V. 33. P. 221;
Oganessian Yu. Ts., Demin A. G., Tretyakova S. P. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 239. P. 353.
69. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 633. P. 409; Nuovo Cim. 1997. V. 110. P. 1143.
70. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 678. P. 24.
71. Flerov G. N., Druin V. A. // At. Energy Rev. 1970. V. 8. P. 255.
72. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 011601(R).
73. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Ibid. P. 014607.
74. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Ibid. P. 044601.
75. Loveland W. D. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 044617;
Gregorich K. E. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 014605.
76. Hofmann S. // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 32. P. 251.
77. Yakushev A. B. et al. // Radiochim. Acta. 2003. V. 91. P. 433;
Eichler R. et al. // Radiochim. Acta. 2006. V. 94. P. 181; Nucl. Phys. A. 2007. V. 787. P. 373; Nature. 2007. V. 447. P. 72.
78. Vermeulen D. et al. // Z. Phys. A. 1984. V. 318. P. 157.
79. Veselsky M. et al. // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Casta-Papiernicka, 1996. Dubna, 1996. P. 129.
80. Андреев А. Н. и др. // ЯФ. 1989. Т. 50. С. 619; 1991. Т. 53. С. 895;
Andreyev A. N. et al. // Z. Phys. A. 1992. V. 342. P. 123; 1993. V. 345. P. 247.
81. Janas Z. et al. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 627. P. 119.
82. Keller J. G. et al. // Z. Phys. A. 1983. V. 311. P. 243.
83. Keller J. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 452. P. 173; Phys. Rev. C. 1984. V. 29. P. 1571;
Beckerman M. et al. // Phys. Rev. C. 1982. V. 25. P. 837; 1984. V. 29. P. 1938;
Reisdorf W. et al. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 444. P. 152.
84. Sahn C. C. et al. // Ibid. V. 441. P. 316.
85. Hilscher D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 1099.

86. *Hinde D. J. et al.* // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 2268.
87. *Rossner H. et al.* // Ibid. V. 40. P. 2629.
88. *Hinde D. J. et al.* // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. P. 1229.
89. *Itkis M. G. et al.* JINR Preprint E15-99-248. Dubna, 1999; Proc. of the 7th Intern. Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics, Rab Island, 1999. Singapore, 2000. P. 386; Proc. of Intern. Symp. on Exotic Nuclei, Berkeley, 2001. Singapore, 2001. P. 143; Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Physics at Border Lines, Lipary, 2001. Singapore, 2002. P. 146;
Itkis I. M. et al. // Ibid. P. 142;
Kozulin E. M. et al. // Ibid. P. 157;
Itkis M. G. et al. // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. 136; 2007. V. 787. P. 150;
Prokhorova E. V. et al. // Nucl. Phys. A. 2008. V. 802. P. 45.
90. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 034601.
91. *Tilquin I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 365. P. 446.
92. *Gilat J.* BNL Report No. BNL-50246 (T-580). Brookhaven, 1970.
93. *Dostrovsky I., Freenhel Z., Iridlender G.* // Phys. Rev. 1959. V. 116. P. 683.
94. *Deppman A. et al.* // Comp. Phys. Commun. 2002. V. 145. P. 385.
95. *Gabin J. et al.* // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 1018;
Ngo X. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1985. V. 16. P. 139.
96. *Gross D. H. E., Kalinowski H.* // Phys. Rep. 1978. V. 45. P. 175;
Gross D. H. E., Nayak R. C., Satpathy L. // Z. Phys. A. 1981. V. 299. P. 63;
Fröbrich P. // Phys. Rep. 1984. V. 116. P. 337.
97. *Bass R.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 231. P. 45; Proc. of Conf. on Deep Inelastic and Fusion Reactions with Heavy Ions, Berlin, 1980. Berlin, 1980. P. 281.
98. *Blocki J. P. et al.* // Ann. Phys. 1977. V. 105. P. 427.
99. *Krappe H. J., Nix J. R., Sierk A. J.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 992.
100. *Berdichevsky D., Reisdorf W.* // Z. Phys. A. 1987. V. 327. P. 217.
101. *Satcher G. R., Love W. G.* // Phys. Rep. 1975. V. 55. P. 183.
102. *Swiatecki W. J.* // Phys. Scripta. 1981. V. 24. P. 113;
Bjørnholm S., Swiatecki W. J. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 391. P. 471;
Blocki J. P., Feldmier H., Swiatecki W. J. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 459. P. 145.
103. *Volkov V. V.* // Proc. of Symp. on Nuclear Clusters, Rauschholzhausen, 2002. Debrecen, 2003. P. 373.
104. *Aguiar C. E., Barbosa V. C., Donangelo R.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 517. P. 2005;
Zagrebaev V. I. // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034606;
Swiatecki W. J., Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J. // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 014602.
105. *Aritomo Y. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 1011; 1999. V. 59. P. 796.
106. *Adamian G. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 646. P. 29.

107. *Smirnov Yu. F., Tchuvil'sky Yu. M.* // Phys. Lett. B. 1984. V. 314. P. 25.
108. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Tchuvil'sky Yu. M.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 451. P. 289.
109. *Волков В. В.* Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоатомиздат, 1982.
110. *Volkov V. V.* // Phys. Rep. 1978. V. 44. P. 93.
111. *Адамян Г. Г. и др.* // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25. С. 1379.
112. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 618. P. 176; *Adamian G. G. et al.* // Ibid. V. 627. P. 361.
113. *Shneidman T. M. et al.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 64.
114. *Andreev A. V. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 51; Eur. Phys. J. A. 2005. V. 26. P. 327.
115. *Shneidman T. M. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 064302.
116. *Reiter P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 509; 2000. V. 83. P. 3542.
117. *Strutinsky V. M.* // Phys. Lett. B. 1973. V. 47. P. 121;
Grange P., Li Jun-Qing, Weidenmüller H. A. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 2063;
Bhatt K. H., Grange P., Hiller B. // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 954;
Grange P. // Nucl. Phys. A. 1984. V. 428. P. 37.
118. *Kramers H. A.* // Physica. 1940. V. 7. P. 284.
119. *Weidenmüller H. A., Zhang Jing-Shang* // J. Stat. Phys. 1984. V. 34. P. 191;
Fröbrich P., Tillack G. R. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 540. P. 327.
120. *Raman S., Nester C. W., Tikkanen P.* // At. Data and Nucl. Data Tables. 2001. V. 78. P. 1.
121. *Adamian G. G. et al.* // Intern. J. Mod. Phys. E. 1996. V. 5. P. 191.
122. *Zubov A. S. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 014616.
123. *Зубов А. С. и др.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 242.
124. *Zubov A. S. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 024308.
125. *Sierk A. J.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 2039.
126. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014606; Nucl. Phys. A. 1996. V. 601. P. 141.
127. *Schmidt K.-H. et al.* // Z. Phys. A. 1982. V. 308. P. 215;
Gaimard J.-J., Schmidt K.-H. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 531. P. 709.
128. *Игнатьюк А. В. и др.* // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 612.
129. *Töke J., Swiatecki W. J.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 372. P. 141.
130. *Reisdorf W., Töke J.* // Z. Phys. A. 1981. V. 302. P. 183.
131. *Адеев Г. Д., Черданцев П. А.* // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 258.
132. *Zubov A. S. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 23. P. 249.

133. *Smolanczuk R.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 2634.
134. *Möller P., Nix R. J.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 213.
135. *Möller P. et al.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1995. V. 59. P. 185.
136. *Parkhomenko O. et al.* // Acta Phys. Polon. B. 2003. V. 34. P. 2153.
137. *Muntian I. et al.* // Ibid. P. 2073.
138. *Muntian I., Patyk Z., Sobiczewski A.* // Ibid. P. 2141.
139. *Muntian I., Patyk Z., Sobiczewski A.* // Acta Phys. Polon. B. 2001. V. 32. P. 691.
140. *Belozеров A. V. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2003. V. 16. P. 447.
141. *Oganesian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 054606.
142. *Gäggeler H. W. et al.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 502. P. 561.
143. *Yeremin A. V. et al.* // JINR Rapid Commun. 1998. No. 6[92]. P. 21.
144. *Lee D. et al.* // Phys. Rev. C. 1982. V. 25. P. 286.
145. *Lee D. et al.* // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 2656.
146. *Gäggeler H. W. et al.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 1983.
147. *Hoffman D. C. et al.* // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 1763.
148. *Türler A. et al.* // Phys. Rev. C. 1992. V. 46. P. 1364.
149. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Zubov A. S.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 034603.
150. *Audi G., Wapstra A. M., Thibault C.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P. 337.
151. *Zubov A. S. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 33. P. 223.
152. *Zubov A. S. et al.* // Acta Phys. Polon. B. 2007. V. 38. P. 1595.
153. *Adamian G. G. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 014306.