

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи
УДК 539.17

АДАМЯН
Гурген Григорьевич

КЛАСТЕРНЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2013

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор, нач. сектора № 9 А.И. Вдовин (ЛТФ ОИЯИ)

доктор физико-математических наук,
профессор К.А. Гриднев (Санкт-Петербургский
государственный университет)

доктор физико-математических наук,
профессор, г.н.с. Э.Е. Саперштейн (НИЦ
“Курчатовский институт”)

Ведущая организация:

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
г. Москва.

Защита состоится “___” _____ 2013 г. в ___ ч. ___ мин. на заседании диссертационного совета Д 720.001.01 в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, г. Дубна, Московская область, 141980.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан “___” _____ 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

А.Б. Арбузов

Общая характеристика диссертации

Актуальность темы. Недавние эксперименты существенно расширили наши знания о процессе квазиделения в реакциях холодного и горячего слияния, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер. В этих экспериментах доказано сильное влияние оболочечных эффектов на массовое, зарядовое и энергетическое распределения продуктов квазиделения. Несмотря на интенсивные исследования процесса квазиделения, до наших работ не существовали микроскопические модели для описания характеристик продуктов квазиделения.

На поверхности (Z, N) существует целая область неизвестных ядер между нейтронно-дефицитными изотопами сверхтяжелых ядер, полученными в реакциях холодного слияния, и самыми тяжелыми изотопами, полученными в реакциях горячего слияния. Синтез этих изотопов и определение их свойств важны также для восстановления энергий связи сверхтяжелых ядер с $Z=112-118$, которые были синтезированы в ЛЯР ОИЯИ в реакциях горячего слияния с пучками ^{48}Ca . Цепочки α -распада некоторых этих сверхтяжелых ядер заканчиваются как раз в области неизвестных изотопов, которые могут быть получены лишь в реакциях квазиделения (асимметричный выходной канал). Представляет также большой интерес предсказание сечений образования нейтронно-избыточных ядер в реакциях квазиделения.

Эмиссия тяжелых кластеров в реакциях при низких и промежуточных энергиях уже много лет является объектом экспериментальных и теоретических исследований. Из сравнения экспериментальных сечений с предсказаниями статистической модели следует, что кроме процесса полного слияния в выход кластеров дает вклад процесс квазиделения. Поскольку экспериментальные данные не воспроизводятся в статистических расчетах, необходимо создание новой модели эмиссии сложных фрагментов, которая позволила бы учесть каналы квазиделения, и зависимость конкуренции различных каналов распада от углового момента.

С появлением нейтронно-дефицитных радиоактивных пучков становится возможным более детальное изучение процесса вылета тяжелых кластеров в реакциях полного слияния, так как сечения эмис-

сии из нейтронно-дефицитных составных ядер сильно возрастают. Поскольку до сих пор отсутствует теоретическая модель, хорошо описывающая существующие экспериментальные данные по эмиссии тяжелых кластеров и объясняющая механизм образования и вылета этих кластеров, возникает потребность в создании такой модели.

Успехи ускорительной техники и экспериментальных методов позволили получить новые нейтронно-избыточные ядра с $Z \leq 30$ вблизи границы стабильности, обнаружить новые явления, позволяющие расширить наше понимание магических чисел и стабилизирующей роли оболочечных эффектов. Например, для нейтронно-избыточных ядер возникают новые магические числа с $N=16$ и $N=26$. В реакциях фрагментации, часто используемых для получения экзотических ядер, сечения образования ядер, далеких от области стабильности, малы и первичные продукты имеют довольно большую энергию возбуждения, что сводит к минимуму вероятность выживания слабосвязанных ядер. В этой связи актуальна возможность применения реакций многонуклонных передач для синтеза ядер, далеких от области стабильности.

Новое поколение установок с радиоактивными пучками обеспечивает высокие интенсивности ($> 10^9$ ионов/с) нейтронно-избыточных пучков (например, $^{88-94}\text{Kr}$, ^{132}Sn and $^{140-144}\text{Xe}$). Поэтому важной задачей является анализ возможности и оптимальных условий получения новых нейтронно-избыточных изотопов в реакциях многонуклонных передач с радиоактивными пучками.

В связи с большим временем необходимым для наблюдения кластерной радиоактивности (КР), важное значение приобретает предсказание периодов полураспада КР. Сильные различия в исходных посылках теоретических подходов, описывающих КР, указывают на необходимость более глубокого понимания физики изучаемого явления. Более того, не существует общей модели, рассчитывающей одновременно вероятности α - и кластерных распадов различных ядер. Таким образом, актуальной задачей является анализ с единых позиций α -распада и КР.

В настоящее время α -распад, спонтанное деление и низколежащие коллективные состояния привлекают значительное внимание в связи

с исследованиями структуры тяжелых и сверхтяжелых ядер. За последние годы набор экспериментальных данных был значительно расширен с помощью установок, таких как SHIP (GSI), GREAT (JYFL), BEST (GANIL), GABRIELA (JINR), на которых возможно проведение α -, электронной- и γ -спектроскопии. Низколежащие состояния были идентифицированы в изотопах Es, Md, Lr, Db и Bh. Исходя из экспериментальной тонкой структуры α -распада, можно определить спины и четности низколежащих состояний ядер. Предсказания периодов полураспада при эмиссии α -частиц необходимы для идентификации новых изотопов тяжелых ядер и сверхтяжелых элементов. Исследования проявлений кластерных эффектов в структуре низколежащих состояний тяжелых и сверхтяжелых ядер являются весьма актуальными.

До сих пор мало экспериментальной информации о высокоспиновых гипердеформированных (ГД) состояниях ядер. Возможность рассмотрения сильнодеформированных состояний в тяжелых ядрах как конфигураций двойных ядерных систем (ДЯС) показана во многих работах. Действительно, соответствующие ДЯС имеют те же квадрупольные моменты и моменты инерции, что и измеренные для супердеформированных (СД) состояний и оцененные для ГД состояний. Вопрос возникает относительно возможности образования кластерного ГД состояния непосредственно во входном канале реакции с тяжелыми ионами, т. е. без стадии формирования составного ядра. Попытки формирования ГД состояний в реакциях слияния-деления не привели к желаемым результатам.

Удивительным свойством обладают СД состояния: внутриволновые вращательные $E2$ переходы имеют практически постоянную интенсивность и резко обрываются при определенных спинах. Это явление называется внезапной остановкой распада СД полосы. Различные модели дают совершенно противоположные объяснения этого эффекта, а вычисления являются довольно схематичными. Поэтому вопрос, что действительно инициирует внезапное исчезновение СД полосы и изменение формы ядра при относительно низких спинах, требует дальнейших исследований, в частности, в рамках кластерного подхода.

В последние годы эксперименты по реакциям полного слияния

$^{48}\text{Ca} + ^{233,238}\text{U}, ^{237}\text{Np}, ^{242,244}\text{Pu}, ^{243}\text{Am}, ^{245,248}\text{Cm}, ^{249}\text{Cf}$ на основе активных мишеней были выполнены в ЛЯР ОИЯИ (Дубна), GSI (Дармштадт), и LBNL (Беркли) для достижения "острова стабильности" сверхтяжелых элементов (СТЭ) с центром при зарядовом числе $Z=114$ и нейтронном числе $N=184$, предсказанным в рамках макроскопическо-микроскопических моделей. Найденная экспериментальная тенденция ядерных свойств (Q_α -значения и периоды полураспада) СТЭ показывает увеличивающуюся стабильность ядер, приближающихся к сферической замкнутой нейтронной оболочке $N=184$, и также указывает на слабое влияние протонной оболочки при $Z=114$. Q_α -значения не испытывают скачка при пересечении протонного числа $Z=114$ при различных значениях нейтронного числа от $N=172$ до 176 . Это экспериментальное наблюдение находится в согласии с предсказаниями релятивистских и нерелятивистских моделей среднего поля, где центр "острова стабильности" расположен около ядер с $Z=120-126$ и $N=184$. Используя экспериментальные сечения испарительных остатков в реакциях полного слияния с пучком ^{48}Ca и сечения полного слияния, вычисленные с помощью кластерной модели, можно извлечь вероятности выживания сверхтяжелых ядер с зарядовыми числами $Z=112-118$ в испарительных каналах xn и указать положение следующего дважды магического ядра после ^{208}Pb , что важно для синтеза СТЭ с $Z > 118$.

Развитию формализма для описания статистического и динамического поведения открытых квантовых систем посвящено большое число работ. Данный формализм применяется для описания реакций слияния, квазиделения, многонуклонных передач с тяжелыми ионами и деления ядер. Квантовые диффузионные уравнения для приведенной матрицы плотности (например, уравнение Линдблада) или функции Вигнера могут быть использованы для изучения квантовых и диссипативных эффектов в этих процессах.

Целью работы является построение кластерного подхода для описания реакций квазиделения и многонуклонных передач, эмиссии сложных фрагментов, кластерной радиоактивности и альфа-распада, сильнодеформированных состояний, структуры сверхтяжелых ядер,

предложение оптимальных реакций для получения новых сверхтяжелых и нейтронно-избыточных изотопов, ядер в гипердеформированном состоянии, развитие формализма открытых квантовых систем на примерах ядерных кластерных систем, и, в итоге, демонстрация важности кластерных степеней свободы в ядерных процессах.

Научная новизна.

- Построена микроскопическая кластерная модель для описания характеристик реакций квазиделения. Модель позволила впервые объяснить, что 1) диффузия по координатам массовой и зарядовой асимметрий и относительного расстояния (распад двойной ядерной системы) ответственна за образование продуктов квазиделения; 2) процесс квазиделения - основной процесс, препятствующий полному слиянию тяжелых ядер; 3) оболочечные эффекты сильно влияют на выходы продуктов квазиделения: максимумы выходов соответствуют минимумам потенциальной энергии системы как функции массовой (зарядовой) асимметрии; 4) в реакциях горячего и холодного слияния, приводящих к образованию сверхтяжелых элементов, вероятность слияния-деления намного меньше, чем вероятность квазиделения, и основной вклад в симметричные и почти симметричные фрагментации дает квазиделение; 5) в реакциях холодного слияния, приводящих к образованию сверхтяжелых элементов, продукты квазиделения фактически связаны с фрагментациями около начальной входной системы, однако увеличение нейтронного числа в системе приводит к росту доли симметричных и почти симметричных фрагментаций. Предложен метод для проверки реалистичности динамики существующих моделей полного слияния.
- Впервые предложены реакции симметричного и асимметричного квазиделения при энергиях пучка вблизи кулоновского барьера для получения новых изотопов сверхтяжелых ядер с $103 \leq Z \leq 108$, нейтронно-избыточных тяжелых ядер с $Z = 30, 32, 64-79$, которые невозможно синтезировать в реакциях деления, холодного и горячего слияния со стабильными пучками.

Впервые предсказаны сечения деления возбужденных сверхтяжелых ядер, полученных в реакциях многонуклонных передач. Предложен эксперимент для наблюдения квазитройного деления. Предложен новый метод отделения фрагментов деления от фрагментов квазиделения.

- Предложено описание образования и распада сильновозбужденной ядерной системы путем испускания легких частиц и сложных фрагментов. Конкуренция между испарительными каналами и каналами бинарного распада учитывается единым образом и зависит от углового момента системы. Показано, что механизм эмиссии кластеров (слияние-распад или квазиделение) определяется значением максимального углового момента, внесенного в начальную систему во входном канале. Сделанные нами предсказания зарядовых распределений конечных продуктов реакций подтверждены в экспериментах.
- Предложен новый метод расчета сечений испарительных остатков в ядерных реакциях полного слияния. Преимуществом данного метода является возможность учета на единой основе как каналов испарения легких частиц, так и каналов эмиссии тяжелых кластеров. Показано, что при определенных энергиях возбуждения составного ядра, кластерный распад является доминирующим каналом образования определенных нейтронно-дефицитных ядер.
- Найдены оптимальные реакции многонуклонных передач со стабильными и радиоактивными пучками для получения неизвестных нейтронно-избыточных изотопов $^{24,26}\text{O}$, $^{36,38}\text{Mg}$, ^{42}Si , $^{52,54,56,58,60}\text{Ca}$, $^{138,140,142}\text{Sn}$ и $^{148,150,152}\text{Xe}$. Впервые показано, что сечения образования нейтронно-избыточных изотопов Ca увеличиваются с ростом зарядового (массового) числа ядра-мишени в реакциях передач с пучками ^{48}Ca и реакции с актинидными мишенями являются оптимальными. Продемонстрировано, что сечения образования нейтронно-избыточных ядер $^{52,54,56,58,60}\text{Ca}$ в реакциях с стабильными пучками меньше, чем в соответствую-

ющих реакциях с радиоактивными пучками. Предложен метод оценки энергии отрыва нейтрона экзотического изотопа на основе измеренной функции возбуждения. Впервые продемонстрировано, что бинарные процессы многонуклонных передач составляют большую часть сечения образования экзотических изотопов при промежуточных энергиях.

- Предложено единое описание кластерной радиоактивности и α -распада из холодных ядер. Квантовое динамическое колебание по координате зарядовой (массовой) асимметрии определяет величину спектроскопического фактора, а туннелирование по координате относительного расстояния определяет величину проницаемости барьера ядро-ядерного потенциала взаимодействия. Предложен новый метод расчета спектроскопического фактора. Дано объяснение тонкой структуры кластерного распада $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C}$. Для α -распадов нейтронно-дефицитных ядер $^{194,196}\text{Rn}$ объяснена возможная причина отклонения периода полураспада от закона Гейгера-Неттола.
- Разработан кластерный подход для описания сильнодеформированных ядерных состояний. Показано, что сильнодеформированные состояния появляются вследствие коллективного движения по координате зарядовой асимметрии. На основе этого предложена принципиально новая интерпретация внезапной остановки распада СД полосы тяжелого ядра. Внезапный переход из СД минимума в нормальнодеформированный (НД) минимум происходит из-за пересечения СД полосы с самой ближайшей соседней возбужденной НД полосой. В рамках кластерного подхода предложен новый метод спектроскопических исследований СД ядер.
- Используя кластерный подход, предложен новый метод заселения и идентификации ГД ядер во входном канале реакции с тяжелыми ионами. Найдены оптимальные комбинации взаимодействующих ядер, угловые моменты и энергии бомбардировки для заселения ГД состояний.
- С помощью кластерной модели слияния извлечены из экспери-

ментальных данных вероятности выживания сверхтяжелых составных ядер. Впервые показано, что абсолютная энергия оболочечной поправки основного состояния ядра может расти с увеличением атомного номера Z от $Z=114$ до 118 и соответственно следующая магическая протонная оболочка после $Z = 82$ ожидается при $Z \geq 120$.

- На основе модифицированной двухцентральной оболочечной модели впервые предсказаны изотопические тенденции K -изомерных состояний тяжелых и сверхтяжелых ядер, и α -распадные цепочки, проходящие через изомерные состояния.
- Для марковских открытых квантовых систем, получено аналитическое выражение для пропагатора матрицы плотности. Показано, что 1) для времен, представляющих интерес при столкновении тяжелых ионов вблизи кулоновского барьера, матрица плотности практически диагональная, что показывает оправданность использования полуклассических методов; 2) с квантовыми коэффициентами диффузии декогеренция увеличивается медленнее, чем в классическом случае, что приводит к большей проницаемости потенциального барьера в квантовом рассмотрении. Формализм приведенной матрицы плотности применен для описания процесса захвата налетающего ядра ядром-мишенью. Получены аналитические выражения, которые обобщают формулу Крамера для квазистационарной скорости распада из метастабильного состояния квантовой системы. Найдено, что с учетом квантового набора диффузионных коэффициентов скорость распада из метастабильного состояния больше, чем в классическом описании.

Достоверность результатов контролировалась посредством многочисленных сравнений с имеющимися экспериментальными данными.

Практическая ценность работы. Предложенные модели активно используются для анализа экспериментальных данных по реакциям квазиделения и многонуклонных передач, а также для предсказаний результатов планируемых экспериментов. В диссертации предложен набор экспериментов, постановка которых позволит получить новые

неизвестные нейтронно-избыточные изотопы, изучить моды кластерного распада и раскрыть природу сильнодеформированных состояний атомных ядер. Представленные результаты представляют интерес и частично уже нашли себе применение в ряде российских и зарубежных центрах (ОИЯИ, МИФИ, НИИЯФ МГУ, GSI, GANIL, LBNL, ORNL).

На защиту выносятся следующие результаты:

- Построена микроскопическая кластерная модель для описания характеристик реакций квазиделения. Показано, что диффузия по координатам массовой и зарядовой асимметрий и относительного расстояния ответственна за образование продуктов квазиделения. В реакциях горячего и холодного слияния, приводящих к образованию сверхтяжелых элементов, вероятность слияния-деления намного меньше, чем вероятность квазиделения, и основной вклад в симметричные и почти симметричные фрагментации дает квазиделение.
- Предложены реакции симметричного и асимметричного квазиделения при энергиях пучка вблизи кулоновского барьера для получения новых изотопов сверхтяжелых ядер с $103 \leq Z \leq 108$, нейтронно-избыточных тяжелых ядер с $Z = 30, 32, 64-79$, которые невозможно синтезировать в реакциях деления, холодного и горячего слияния со стабильными пучками. Предсказаны сечения деления возбужденных сверхтяжелых ядер, полученных в реакциях многонуклонных передач.
- Предложены механизм и модель эмиссии кластеров из возбужденной ядерной системы. Кластеры образуются при коллективном движении ядерной системы по координатам массовой и зарядовой асимметрий с дальнейшим распадом через кулоновский барьер. Показано, что механизм эмиссии кластера (слияние-распад или квазиделение) определяется значением максимального углового момента начальной системы во входном канале. В рамках кластерного подхода предложен новый метод расчета сечений испарительных остатков в ядерных реакциях полного слияния.

Показано, что при определенных энергиях возбуждения составного ядра, кластерный канал является доминирующим каналом образования определенных нейтронно-дефицитных ядер. Предсказания модели сечений образования ядер остатков находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

- Найдены оптимальные реакции многонуклонных передач для получения неизвестных нейтронно-избыточных изотопов ядер. Продемонстрирована возможность получения изотопов $^{24,26}\text{O}$, $^{36,38}\text{Mg}$, ^{42}Si , $^{52,54,56,58,60}\text{Ca}$, $^{138,140,142}\text{Sn}$ и $^{148,150,152}\text{Xe}$ в реакциях многонуклонных передач со стабильными и радиоактивными пучками. Продемонстрировано, что бинарные процессы многонуклонных передач дают основной вклад в образование экзотических изотопов при промежуточных энергиях. Расчетные результаты находятся в хорошем согласии с большинством существующих экспериментальных данных.
- Предложен механизм и построена модель кластерного распада из холодных ядер. Процесс образования кластера связан с эволюцией системы по коллективной координате зарядовой асимметрии. Хорошо описаны известные периоды полураспада и предсказаны наиболее вероятные выходы кластеров в областях "свинцовой" и "оловянной" радиоактивностей. Представленная модель применена к описанию α -распада.
- Разработан кластерный подход для описания сильнодеформированных ядерных состояний. Дано количественное объяснение основных свойств СД полос в ядрах массовой области 190. Предложена принципиально новая интерпретация внезапной остановки распада СД полосы тяжелого ядра. Внезапный переход из СД минимума в НД минимум происходит из-за пересечения СД полосы с самой ближайшей соседней возбужденной НД полосой. Предложен новый метод спектроскопических исследований СД ядер.
- Используя кластерный подход, предложен новый метод заселения ГД ядер во входном канале реакции с тяжелыми ионами. Найдены

ны оптимальные комбинации взаимодействующих ядер, угловые моменты и энергии бомбардировки для заселения ГД состояний. Предложен новый метод идентификации ГД состояний.

- С помощью кластерной модели слияния извлечены из экспериментальных данных вероятности выживания сверхтяжелых составных ядер. Показано, что энергия оболочечной поправки основного состояния ядра может расти с увеличением атомного номера Z от $Z=114$ до 118 и соответственно следующая магическая протонная оболочка после $Z = 82$ имеет $Z \geq 120$.
- На основе модифицированной двухцентровой оболочечной модели изучены изотопические тенденции K -изомерных состояний сверхтяжелых ядер. Предсказанные изомерные состояния нашли подтверждение в последующих экспериментах. Предсказаны α -распадные цепочки, проходящие через изомерные состояния.
- Получено аналитическое выражение для пропагатора матрицы плотности общего квадратичного коллективного гамильтониана открытой квантовой системы, связанной линейно по координате и импульсу с одночастичными степенями свободы. Разработанный формализм применен для описания процесса захвата налетающего ядра ядром-мишенью. Получены аналитические выражения, которые обобщают формулу Крамерса для квазистационарной скорости распада из метастабильного состояния квантовой системы.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, в институте теоретической физики Университета г. Гиссена (Германия), на научных семинарах международных научных центров в Германии (GSI), Франции (GANIL) и Китае (IMP), а также представлялись и докладывались на международных конференциях, симпозиумах и рабочих совещаниях: *5th Int. Wigner Symposium* (Vienna, Austria, 1997), *Int. Conf. TOURS2000* (Tours, France, 2000), *Int. Conf. on Nuclei Far from Stability and Astrophysics* (Predeal, Romania,

2000), *Int. Symp. on Fundamental Issues in Elementary Matter* (Bad Honnef, Germany, 2000), *Int. Conf. on Nuclear Physics* (Berkeley, USA, 2001), *Int. Conf. on Cluster Aspects of Many-Body Quantum Systems* (Kyoto, Japan, 2001), *Int. Symp. on New Projects and Lines of Research in Nuclear Physics* (Messina, Italy, 2002), *Int. Conf. on Structure and Dynamics of Elementary Matter* (Bucharest, Romania, 2003), *Int. Conf. on Nuclear Structure and Related Topics* (Dubna, Russia, 2003), *Int. Symp. on Exotic Nuclear Systems* (Debrecen, Hungary, 2005), *Workshop on the New Applications of Nuclear Fission* (Bucharest, Romania, 2003), *ISHIP* (Frankfurt, Germany, 2006), *XXVI Int. Workshop on Nuclear Theory* (Sofia, Bulgaria, 2007), *Int. Conf. on Extremes of the Nuclear Landscape* (Zakopane, Poland, 2008), *Int. Conf. on Nuclear Structure and Dynamics'09* (Dubrovnik, Croatia, 2009), *Int. Conf. on Nuclear Structure and Related Topics* (Dubna, Russia, 2009), *10th Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions* (Beijing, China, 2009). *Int. Bogolyubov Conf. on Problems of Theoretical and Mathematical Physics* (Dubna, Russia, 2009), *Int. Symp. on Quasifission Process in Heavy Ion Reactions* (Messina, Italy, 2010). *2nd Int. Workshop on State of the Art in Nuclear Cluster Physics* (Brussels, Belgium, 2010), *5th Int. Conf. FUSION11* (Saint-Malo, France, 2011), *Int. Conf. CLUSTER2012* (Debrecen, Hungary, 2012).

Публикации. По материалам диссертации опубликованы 25 работ в изданиях, рекомендованных ВАК для докторских диссертаций. Список работ приводится в конце автореферата.

Личный вклад автора. Из работ, выполненных в соавторстве, в диссертацию включены результаты, полученные либо лично автором, либо при его определяющем участии в постановке задач и разработке методов их решения.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из 7 глав общим объемом 279 страниц, включая 27 таблиц, 167 рисунков и список цитируемой литературы из 364 наименований.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность темы диссертации, формулируются основные цели, подчеркивается научная новизна про-

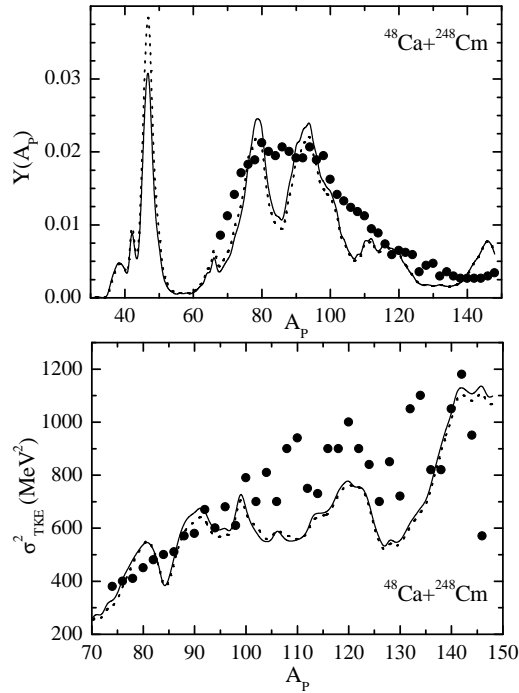


Рис. 1: Расчетные (линии) массовый выход (верхняя часть) и дисперсия ТКЕ (нижняя часть) продуктов квазиделения как функции массового числа A_p легкого фрагмента в реакциях горячего слияния $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}116$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 37 МэВ. Результаты, полученные при $J = 0$ и 70, представлены сплошными и пунктирными кривыми соответственно. Экспериментальные данные показаны точками.

веденных исследований, дается краткий обзор экспериментальных явлений, для объяснения которых применяется кластерный подход.

В первом разделе **главы 1** на основе концепции ДЯС предложен новый механизм процесса квазиделения и разработан метод вычисления зарядового, массового, и кинетической энергии распределений продуктов квазиделения. ДЯС одновременно эволюционирует по коллективным координатам $\eta_Z = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ и массовой $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ асимметрий (A_i (Z_i) – массы (заряды) ядер ДЯС посредством передачи протонов и нейтронов между ядрами и в тоже время распадается по координате относительного расстояния R между центрами масс взаимодействующих ядер в сторону увеличения межъядерного расстояния из всех промежуточных конфигураций. Распад ДЯС, сформированной в столкновении тяжелых ионов, определяет зарядовое и массовое распределения продуктов квазиделения. Для описания квазиделения использована система мастер-уравнений для коллективных координат. Для расчета микроскопических транспортных коэффициентов мастер-уравнений используется одночастич-

ное приближение с реалистическими схемами одночастичных уровней для каждого из ядер ДЯС. Расчетные выходы продуктов квазиделения и их распределения по кинетической энергии находятся в хорошем согласии с существующими экспериментальными данными для реакций горячего и холодного слияния, приводящих к сверхтяжелым ядрам. В качестве примера на рис. 1 приведены расчеты в сравнении с экспериментальными данными для реакции $^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$. Максимумы в массовых и зарядовых выходах коррелируют с минимумами управляющего потенциала U , которые вызваны оболочечными эффектами ядер ДЯС. При массе легкого продукта $A_P > 48$ максимальный выход фрагментов квазиделения происходит из конфигураций с тяжелыми ядрами около ^{208}Pb . Потенциальный минимум препятствует переходу ДЯС к конфигурациям с меньшей массовой асимметрией и соответственно вероятность распада из конфигураций с тяжелыми ядрами около ^{208}Pb увеличивается. Минимумы в зависимости σ_{TKE}^2 от A_P связаны с жесткими ядрами в ДЯС, такими как Zr, Sn и Pb. В ДЯС с мягкими ядрами большие значения $(\sigma_{TKE}^{def})^2$ способствуют появлению максимумов в $\sigma_{TKE}^2(A_P)$. Рассмотрение флуктуаций ДЯС по координате зарядовой асимметрии (флуктуации из-за кулоновского взаимодействия) при фиксированной массовой асимметрии, флуктуаций квадрупольных параметров деформации ядер ДЯС и флуктуации моды изгиба в ДЯС, позволяет объяснить большую дисперсию распределения ТКЕ. Вклад в дисперсию ТКЕ из-за нуклонного обмена более важен при распаде сильноасимметричных ДЯС.

Поскольку барьер квазиделения увеличивается с уменьшением зарядовой асимметрии и ростом числа нейтронов в системе, различие между распределениями квазиделения в реакциях холодного и горячего слияния связано с различным выбором сталкивающихся ядер. Найдено, что в реакциях холодного слияния продукты квазиделения фактически связаны с фрагментациями около начального входного ДЯС из-за маленьких значений барьеров квазиделения. В реакциях со свинцовой мишенью относительный выход почти симметричных фрагментов квазиделения уменьшается с увеличением атомного номера ядра-снаряда и в целом меньше, чем в реакциях с актинидными мишенями

Таблица 1: Расчетные σ_{TKE}^2 для почти симметричных продуктов квазиделения с $A_{tot}/2 - 20 \leq A_P \leq A_{tot}/2$, доля $P_{CN}/\sum_{A_P=A_{tot}/2-20}^{A_{tot}/2} Y(A_P)$ актов слияния-деления относительно событий квазиделения в массовой области $A_{tot}/2 - 20 \leq A_P \leq A_{tot}/2$ (A_{tot} - полное число нуклонов в системе). Реакции и энергии соответствующих составных ядер указаны.

Реакции	$Z_1 \times Z_2$	E_{CN}^* (МэВ)	σ_{TKE}^2 (МэВ ²)	$P_{CN}/\sum_{A_P=A_{tot}/2-20}^{A_{tot}/2} Y(A_P)$
⁴⁰ Ar+ ¹⁶⁵ Ho	1206	89	119	1.1
		120	143	0.7
⁵⁶ Fe+ ¹³² Xe	1404	105	348	9.4×10^{-2}
		120	379	1.3×10^{-1}
⁴⁸ Ca+ ²³⁸ U	1840	33.4	756	5.8×10^{-2}
		50	840	2.4×10^{-1}
⁴⁸ Ca+ ²³⁷ Np	1860	33.2	728	2.5×10^{-2}
		50	812	1.6×10^{-1}
⁴⁸ Ca+ ²⁴⁴ Pu	1880	34.8	805	1.4×10^{-2}
		42	846	4.3×10^{-2}
⁴⁸ Ca+ ²⁴³ Am	1900	50	893	1.1×10^{-1}
		33.7	807	6.0×10^{-3}
⁴⁸ Ca+ ²⁴⁸ Cm	1920	50	893	3.3×10^{-2}
		37	889	4.0×10^{-3}
⁴⁸ Ca+ ²⁴⁷ Bk	1940	50	949	1.0×10^{-2}
		32.4	865	1.5×10^{-3}
⁴⁸ Ca+ ²⁴⁹ Cf	1960	50	933	9.7×10^{-3}
		30.6	808	1.3×10^{-3}
⁵⁰ Ti+ ²⁴⁸ Cm	2112	50	949	3.2×10^{-2}
		50	932	8.5×10^{-3}
⁵⁴ Cr+ ²⁴⁸ Cm	2304	50	995	3.8×10^{-4}
⁶⁴ Ni+ ²⁴⁴ Pu	2632	50	1021	9.5×10^{-6}
⁶⁴ Ni+ ²⁴⁸ Cm	2688	50	1073	7.0×10^{-6}
⁵⁸ Fe+ ²⁰⁸ Pb	2132	14.5	420	4.9×10^{-5}
		30	484	5.9×10^{-2}
⁵⁸ Fe+ ²³² Th	2340	53	878	6.2×10^{-4}
⁵⁸ Fe+ ²⁴⁴ Pu	2444	44	941	5.7×10^{-5}
		50	971	2.4×10^{-4}
⁵⁸ Fe+ ²⁴⁸ Cm	2496	33	900	7.0×10^{-6}
		50	984	6.1×10^{-5}
⁵⁸ Fe+ ²⁴⁹ Cf	2548	33	841	6.2×10^{-6}
		50	918	6.9×10^{-5}
⁶⁴ Ni+ ²⁰⁸ Pb	2296	12.5	499	1.2×10^{-5}
		20	549	1.8×10^{-3}
⁷⁰ Ni+ ²⁰⁸ Pb	2296	30	609	8.5×10^{-3}
		20	565	4.2×10^{-5}
⁸⁶ Kr+ ¹⁹⁸ Pt	2808	30	625	3.5×10^{-4}
		25	692	4.0×10^{-7}
⁸⁶ Kr+ ²⁰⁸ Pb	2952	50	827	3.2×10^{-5}
		17	738	2.1×10^{-7}
		30	813	2.0×10^{-5}

и налетающим ядром ^{48}Ca .

Вычисленные относительные вклады слияния-деления и квазиделения в выходы симметричных продуктов показаны для различных реакций в табл. 1. Вклад слияния-деления определяется вероятностью полного слияния P_{CN} , так как вероятность выживания возбужденного составного ядра намного меньше единицы. Этот вклад увеличивается с ростом энергии бомбардировки, но остается по абсолютной величине довольно маленьким в рассмотренных реакциях, в которых квазиделение дает основной вклад в выходы почти симметричных продуктов. Отношение между вероятностями движениями ДЯС к более асимметричным и более симметричным конфигурациям зависит от начальной массовой асимметрии во входном канале и экспоненциально уменьшается с увеличением зарядового числа сверхтяжелого составного ядра.

Рассмотрены также пред- и пост-нейтронная эмиссии, а также деление тяжелого ядра в ДЯС. Если более тяжелый партнер по реакции с $Z > 96$ делится, один из его фрагментов сливается с легким ядром ДЯС и образовавшееся ядро дает вклад в почти симметричное квазиделение. Число нейтронов, испускаемых из ДЯС (нейтроны до распада ДЯС), очень маленькое в рассмотренных реакциях. Общее количество нейтронов от пред- и пост-распадов, сопровождающих квазиделение, хорошо описывается в нашей модели.

Во втором разделе рассматриваются реакции квазиделения из асимметричного выходного канала, в которых зарядовое число одного из фрагментов больше зарядового числа ядра-мишени. В реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ при энергиях пучка $E_{\text{с.м.}}=207, 205.5, 204$ МэВ можно получить новые изотопы сверхтяжелых ядер (испарительные остатки) с $Z = 103-108$, которые нельзя синтезировать в реакциях горячего и холодного полного слияния со стабильными ядрами (рис. 2). Выходы $Y_{Z,N}$ первичных тяжелых ядер, образованных при распадах ДЯС, рассчитаны двумя способами: на основе динамического подхода с помощью системы мастер-уравнений и на основе статистического подхода с помощью формулы Крамерса. Расчет выживаемости возбужденного сверхтяжелого ядра производился на основе статистической модели с плотностью уровней, вычисленной по модели ферми-

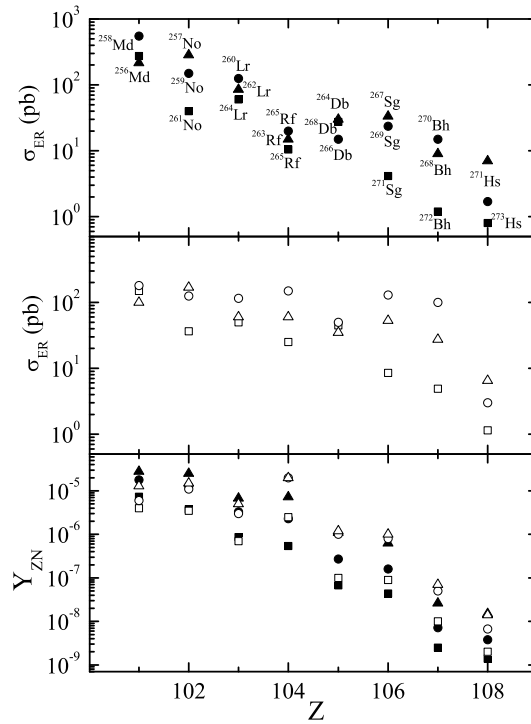


Рис. 2: Рассчитанные начальные выходы $Y_{Z,N}$ (нижняя часть) и сечения образования испарительных остатков σ_{ER} (средняя и верхняя части) обозначены треугольниками, кругами и квадратами для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ ($E_{c.m.} = 207, 205.5, 204$ МэВ) соответственно. Тяжелые фрагменты, образованные после испарения одного нейтрона, указаны в верхней части. Результаты, полученные на основе динамического и статистического подходов, представлены темными и светлыми символами соответственно.

газа. Как видно из рис. 2, в то время как выход $Y_{Z,N}$ в реакции асимметричного квазиделения падает приблизительно на 3 порядка с увеличением Z от 102 до 108, сечение испарительных остатков σ_{ER} уменьшается приблизительно в 30 раз из-за увеличения вероятности выживания в $1n$ -канале испарения для ядер, приближающихся к деформированной подболочке $Z=108$ и $N=162$. Экспериментальная проверка этих предсказаний дала бы дополнительную информацию об абсолютных значениях оболочечных поправок в этой области сверхтяжелых ядер. Сечения образования испарительных остатков лежат в пределах

1 пб - 1нб, что делает возможным экспериментальное получение этих изотопов. Результаты, полученные на основе динамического и статистического подходов, оказались близкими. Уменьшение числа нейтронов в ядре-мишени ведет к увеличению σ_{ER} , поскольку величина $Y_{Z,N}$ увеличивается из-за меньшего числа переданных нуклонов.

Для будущих экспериментов изучена возможность вынужденного деления новых изотопов сверхтяжелых ядер с атомными номерами $Z=103 - 108$ в реакциях асимметричного квазиделения $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ при энергиях столкновения вблизи соответствующих кулоновских барьеров. Предсказанные сечения деления возбужденных сверхтяжелых ядер, полученных после многонуклонной передачи, находятся на уровне 100 нб–100 мкб. Поскольку барьер деления сверхтяжелых ядер определяется, главным образом, оболочечными поправками в основном состоянии, в предложенном эксперименте можно также изучить зависимость значения оболочечной поправки от (Z, N) и энергии возбуждения делящегося ядра.

В третьем разделе вычислены выходы продуктов асимметричного квазиделения для реакций холодного слияния. Как и в случае реакций горячего слияния, сечение выхода этих продуктов увеличивается с уменьшением нейтронного числа ядра-снаряда. Некоторые продукты испускают альфа-частицы с довольно большими энергиями, которые сопоставимы с энергиями альфа-частиц, испущенных из сверхтяжелых ядер. Измерение выхода продуктов асимметричного квазиделения в реакциях холодного слияния и сравнение с теоретическими предсказаниями важно для понимания механизма слияния.

В четвертом разделе рассмотрено получение нейтронно-избыточных изотопов Zn и Ge с нейтронным числом $N > 50$, являющимися продуктами канала квазиделения (многонуклонных передач) в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}, ^{244}\text{Pu}$ при энергиях столкновения около кулоновского барьера, когда энергия возбуждения полученного экзотического изотопа ниже, чем энергетический порог для нейтронной эмиссии. Предсказанные сечения образования нейтронно-избыточных изотопов $^{82,84,86}\text{Zn}$ и $^{86,88,90,92}\text{Ge}$ находятся на уровне (0.1–160) пб. Изотопы $^{84,86}\text{Zn}$ и $^{90,92}\text{Ge}$ еще не обнаружены экспериментально. Из-за

большого нейтронного избытка и меньших потерь из-за квазиделения около входного канала, использование ^{48}Ca более предпочтительно, чем использование более тяжелых налетающих ядер для достижения нейтронно-избыточной области нуклидов на основе актинидных реакций.

В пятом разделе продемонстрирована возможность получения новых нейтронно-избыточных изотопов ядер с зарядовыми числами $Z=64-80$ в реакции многонуклонных передач $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ при энергии $E_{\text{с.м.}} = 189$ МэВ около кулоновского барьера.

В первом разделе **главы 2** разработана новая модель для описания процесса образования сложных фрагментов в реакциях при низких энергиях. Кластеры образуются за счет коллективного движения ядерной системы по координатам массовой и зарядовой асимметрий с дальнейшим распадом через барьер квазиделения. Вероятность формирования кластера вычисляется статистически с использованием стационарного решения системы мастер-уравнений по координатам зарядовой и массовой асимметрий и зависит от потенциальной энергии соответствующей конфигурации ДЯС, а также от термодинамической температуры системы. Вероятность распада ДЯС по R вычисляется методом переходного состояния. Она зависит от термодинамической температуры ДЯС и от разницы потенциальных энергий соответствующей конфигурации ДЯС в точке касания и на барьере. Барьеры эмиссии сложных фрагментов вычисляются с помощью потенциала двойной свертки с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием, зависящим от плотности ядер. Обсуждается вклад процессов полного слияния и квазиделения в сечения образования сложных фрагментов. Доминирующий механизм (слияние-деление или квазиделение) кластерного распада зависит от углового момента системы, асимметрии во входном канале, N/Z -отношения и энергии возбуждения системы. Приводятся примеры управляющих потенциалов. Рассмотрены асимметричные ядерные реакции $^{78,86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$, $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$, в которых доминирует процесс слияния-деления. В более симметричных реакциях $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при энергии 5.5 МэВ/нуклон сложные фрагменты образуются в основном из-за процесса квазиделения (рис. 3). Вклад про-

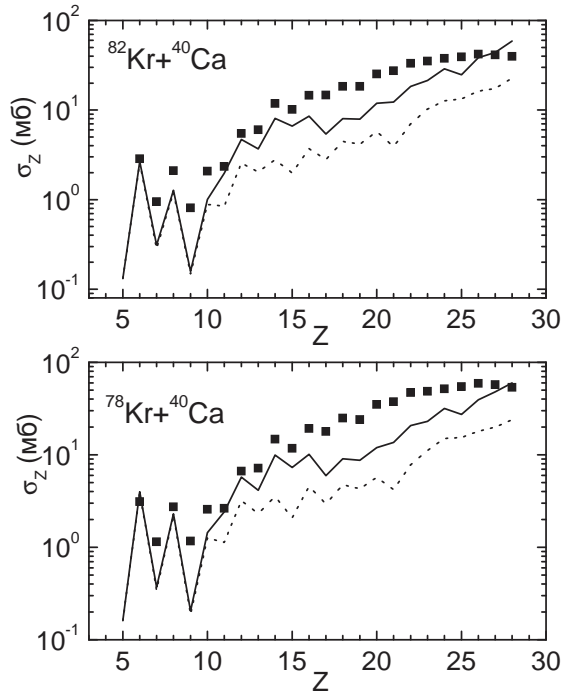


Рис. 3: Расчетные зарядовые распределения продуктов реакций $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (нижняя часть) и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (верхняя часть) при $E_{\text{lab}} = 5.5$ МэВ/нуклон. Расчетные результаты при максимальных угловых моментах $J_{\text{max}} = 65$ в реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ и $J_{\text{max}} = 67$ в реакции $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ представлены пунктирными линиями. Темными квадратами показаны экспериментальные данные.

песса квазиделения в сечение образования кластеров увеличивается с ростом углового момента, внесенного в систему во входном канале. По аналогии с явлением фазового перехода, можно сказать, что угловой момент системы играет роль управляющего параметра, который определяет механизм эмиссии сложных фрагментов. Наша модель хорошо описывает и предсказывает зарядовые распределения конечных продуктов распада и соответственно четно-нечетные эффекты в этих распределениях. Предсказанная зависимость сечений бинарного распада от изотопического состава составного ядра коррелирует с изотопической зависимостью Q -значения. Барьеры эмиссии сложных фрагментов уменьшаются, когда возбужденное составное ядро является более нейтронно-дефицитным. Поэтому выходы сложных фрагментов растут с уменьшением N/Z отношения системы.

Во втором разделе на основе предложенной модели разработан новый метод расчета сечений испарительных остатков в реакциях полного слияния с учетом кластерных каналов распада. Рассматривает-

ся эмиссия тяжелых кластеров, таких как $^{12,14}\text{C}$, ^{15}N , $^{16,18}\text{O}$, $^{20,22}\text{Ne}$ и т.д., из возбужденных актинидов. В отличие от распада возбужденных ядер промежуточных масс, в процессе распада возбужденного тяжелого ядра не устанавливается полное статистическое равновесие по координатам зарядовой и массовой асимметрий. Поэтому предлагается новый метод расчета сечений сложных фрагментов и соответственно испарительных остатков. Если время вылета нейтрона намного больше, чем время передачи нуклонов между ядрами в асимметричных конфигурациях ДЯС, то можно предположить, что статистическое квазиравновесие устанавливается в асимметричных конфигурациях ДЯС до точки Бусинаро-Галлоне, поскольку в этих конфигурациях барьер квазиделения по координате относительного расстояния является достаточно большим. В таком подходе вероятность достижения точки Бусинаро-Галлоне определяет вероятность перехода системы в симметричные конфигурации ДЯС, что ведет к процессу деления. После образования асимметричных конфигураций ДЯС, они могут распадаться путем тепловой диффузии через кулоновский барьер. Каналы эмиссии легких частиц, эмиссии кластеров (распад асимметричной ДЯС) и деления (перевал системы через точку Бусинаро-Галлоне) конкурируют друг с другом. Таким образом, вероятности эмиссии легких частиц, тяжелых кластеров и деления описываются единым образом. Приводятся сравнения расчетных результатов с экспериментальными данными и обсуждаются возможные каналы образования конкретных ядер остатков. Предсказания модели сечений образования ядер остатков оказались в хорошем согласии с соответствующими экспериментальными данными. Показано, что при определенных энергиях возбуждения составного ядра, кластерный канал является доминирующим в образовании ядер остатков с $Z \leq Z_{CN} - 6$ (Z_{CN} - зарядовое число составного ядра). С ростом энергии возбуждения вклад от каналов эмиссии легких частиц в сечения образования ядер остатков увеличивается.

В первом разделе **главы 3** проанализирована возможность получения нейтронно-избыточных изотопов $^{24,26}\text{O}$, ^{32}Ne , $^{36,38}\text{Mg}$, ^{42}Si и $^{56,58,60}\text{Ca}$ в реакциях многонуклонных передач. Предложены опти-

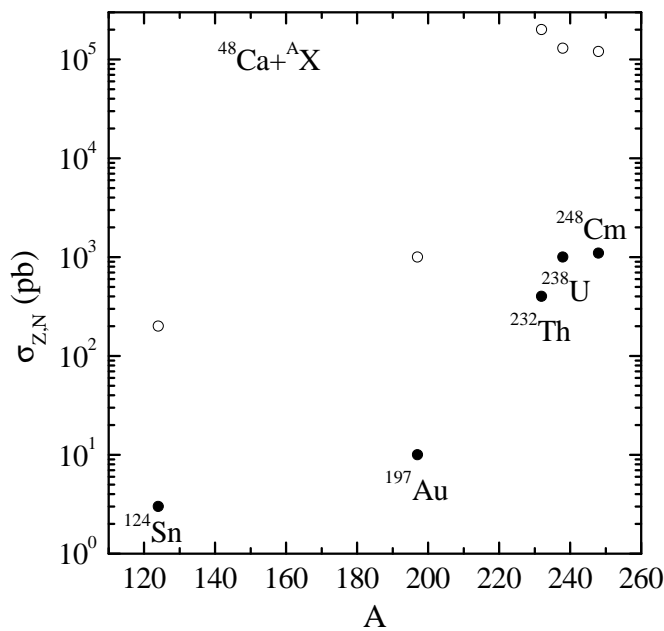


Рис. 4: Ожидаемые сечения образования ^{56}Ca (светлые кружки) и ^{58}Ca (темные кружки) в реакциях с пучками ^{48}Ca и указанными ядрами-мишенями как функции массового числа ядра-мишени. Значения $E_{c.m.}$ соответствуют порогам нейтронной эмиссии $^{56,58}\text{Ca}$.

мальные условия их получения. Показано, что поскольку сечения образования нейтронно-избыточных изотопов Ca увеличиваются с ростом зарядового (массового) числа ядра-мишени в реакциях передач с пучками ^{48}Ca , реакции с актинидными мишенями являются оптимальными (рис. 4).

Во втором разделе показаны возможности получения нейтронно-избыточных изотопов $^{52,54,56,58,60}\text{Ca}$ в будущих экспериментах с реакциями многонуклонных передач $^{86,90,92,94}\text{Kr}$, $^{130,132,134}\text{Sn}$, $^{136,140,142,146}\text{Xe}$, $^{138,144,146}\text{Ba} + ^{48}\text{Ca}$ со стабильными и радиоактивными пучками. Результаты вычислений показывают, что сечения образования нейтронно-избыточных ядер $^{52,54,56,58,60}\text{Ca}$ в реакциях со стабильными пучками меньше, чем в соответствующих реакциях с радиоактивными пучками. Можно прийти к заключению, что сечения образования нейтронно-избыточных изотопов Ca увеличиваются (приблизительно на фактор 2 - 10 на 2 дополнительные массовые единицы ядра-снаряда) до некоторого максимального значения с ростом массового числа радиоактивного ядра-снаряда в реакциях передачи с ядром-мишенью ^{48}Ca . Увеличивая массу ядра-снаряда, можно минимизировать значение Q для получения

определенных изотопов вблизи границы стабильности.

Показаны возможности получения новых нейтронно-избыточных изотопов $^{138,140,142}\text{Sn}$ и $^{148,150,152}\text{Xe}$ в реакциях многонуклонных передач $^{132,134}\text{Sn}+^{48}\text{Ca}$ and $^{142,144}\text{Xe}+^{48}\text{Ca}$. Сечения образования этих изотопов колеблются в интервале между нанобарн и пикобарн.

В третьем разделе впервые продемонстрирована возможность получения нейтронно-избыточных изотопов в реакциях многонуклонных передач $^{48}\text{Ca}+^{181}\text{Ta}$ при энергиях 64 МэВ/нуклон и 140 МэВ/нуклон, и $^{48}\text{Ca}+^{\text{nat}}\text{W}$ при энергии 142 МэВ/нуклон. Мы предполагаем, что реакции при промежуточных энергиях и больших угловых моментах остаются бинарными. Динамику бинарного глубоконеупругого процесса рассматриваем как диффузионную многонуклонную передачу между взаимодействующими ядрами при периферийных столкновениях, когда энергия возбуждения полученного экзотического изотопа ниже, чем энергетический порог для нейтронной эмиссии. Расчетные результаты показывают, что Q_{gg} -значение и узкий интервал угловых моментов во входном канале влияют на сечение образования. Сравнение наших расчетных результатов с известными экспериментальными данными показало реалистичность предложенного механизма реакции для образования нейтронно-избыточных изотопов при промежуточных энергиях. Показано, что бинарные процессы многонуклонных передач дают основной вклад в образование экзотических изотопов при промежуточных энергиях.

В **главе 4** построена новая модель кластерного распада. Волновая функция материнского ядра представлена в виде суперпозиции двойных ядерных систем и моноядра. Для расчета спектроскопического фактора решается уравнение Шредингера по переменной зарядовой асимметрии. Дается аналитический вывод ширины распада с учетом переноса орбитального момента. Детально исследуется роль фактора запрета на перенос орбитального момента. Показано, что учет октупольной деформации дочернего ядра снимает запрет на перенос нечетных орбитальных моментов. Представлен метод вычисления КР слабозвозбужденных ядер.

Предложенная модель применима к описанию α -распада и КР. По-

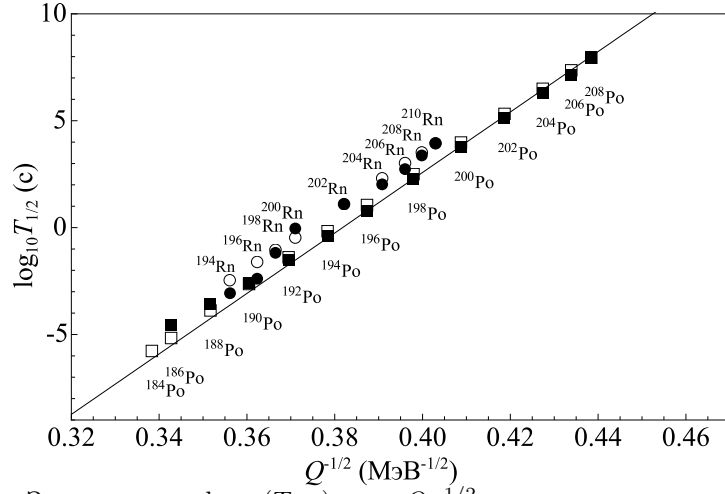


Рис. 5: Зависимости $\log_{10}(T_{1/2})$ от $Q^{-1/2}$ для α -распадов изотопов Po (квадраты) и Rn (круги). Экспериментально измеренные и вычисленные в рамках модели периоды полураспада представлены темными и светлыми символами соответственно. Закон Гейгера-Неттола $\log_{10}(T_{1/2}) = 141.43789Q^{-1/2} - 53.99743$ для α -распадов изотопов Po представлен прямой линией.

казаны результаты вычислений периодов полураспада $T_{1/2}$ изотопных цепочек Po и Rn. Обсуждаются возможные причины отклонения $T_{1/2}$ от закона Гейгера-Неттола для нейтронно-дефицитных Po и Rn (рис. 5). Приведены расчеты тонкой структуры α -распада изотопов Th и U. Вычислены спектроскопические факторы и периоды полураспада

Таблица 2: Сравнение экспериментально измеренных периодов полураспада $T_{1/2}^{ex}$ с теоретическими $T_{1/2}$. Q — энергия реакции.

$A \rightarrow A_x + A_f$	Q , МэВ	$T_{1/2}^{ex}$, с	$T_{1/2}$, с
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	33.05	1.7×10^{11}	2.3×10^{11}
$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{20}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	44.73	5.4×10^{20}	5.1×10^{20}
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	62.32	2.5×10^{20}	2.7×10^{19}
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{26}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	59.48	1.2×10^{25}	2.1×10^{25}
$^{236}\text{U} \rightarrow ^{30}\text{Mg} + ^{206}\text{Hg}$	72.51	3.8×10^{27}	8.3×10^{26}
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	79.85	3.5×10^{21}	3.4×10^{20}
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{206}\text{Hg}$	91.20	1.9×10^{25}	1.1×10^{25}
$^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$	96.52	1.4×10^{23}	4.8×10^{23}

для областей "свинцовой" (табл. 2) и "оловянной" КР. Изучена тонкая структура КР $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$.

В первом разделе **главы 5** кластерный подход применен к описанию процесса распада СД ираст состояний ядер $^{190,192,194}\text{Hg}$ и $^{192,194,196}\text{Pb}$. Мы предполагаем, что сильнодеформированные состояния имеют кластерную природу и образованы за счет коллективного движения ядерной системы по координате зарядовой асимметрии. Ираст СД и нормальнодеформированные (НД) полосы связаны с ^8Be -конфигурацией (или две альфа-частицы на противоположных сторонах тяжелого кластера) и α -кластерной конфигурации соответственно. Внезапная остановка распада СД полосы происходит через входное НД состояние. В нашем случае входное НД состояние - "хвост" волновой функции нулевых колебаний в СД минимуме. Волновая функция вычислена на основе решения уравнения Шредингера по координате зарядовой асимметрии. При больших энергиях возбуждения в НД яме, входное НД состояние распределено среди высоковозбужденных состояний составного ядра, что приводит к большой ширине входного состояния. Наш анализ показывает, что внезапная остановка распада СД полосы имеет место при пересечении СД полосы с самой ближайшей соседней возбужденной НД полосой, когда вес входного НД состояния сильно возрастает, хотя остается относительно малым. Распад происходит из-за большой ширины входного состояния относительно ширины распада внутри СД полосы. Кластерный подход дает хорошее описание спектров и распада ираст СД полос в массовой области 190 (рис. 6 и 7).

Во втором разделе гипердеформированные (ГД) состояния описаны в виде квазимолекулярных дикластерных конфигураций. Если ГД состояния являются кластерными состояниями, то их образование и распад можно представить в виде трехступенчатого процесса: 1) формирование холодного (внутренняя энергия системы равна нулю) ДЯС с высоким спином и довольно долгим временем жизни во входном канале реакции с тяжелыми ионами; 2) эмиссия вращательных γ -квантов этой сильнодеформированной системы; 3) распад этой ДЯС во входной неупругий канал или в канал нуклонных передач. Шаги 1) и 3) в основном управляются кулоновским барьером, центробежным потенциалом и энергией возбуждения ДЯС. ГД состояния могут быть прямо

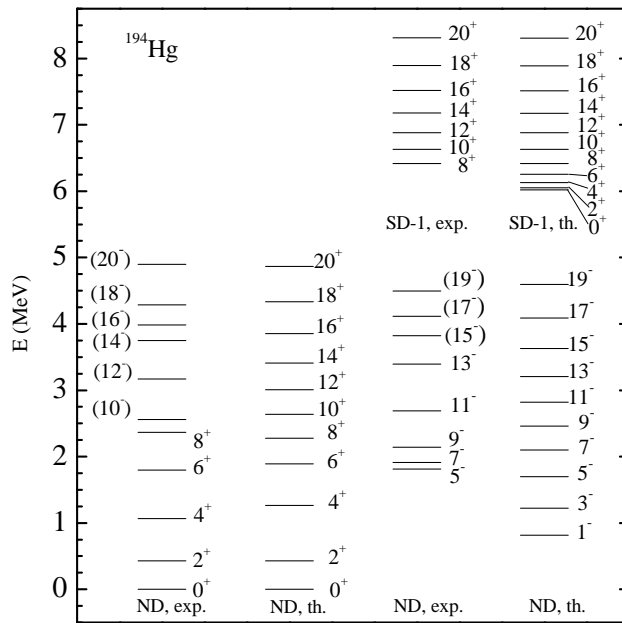


Рис. 6:
Экспериментальные (exp.) и вычисленные (th.) энергии основной НД полосы и первой СД полосы (SD-1) для ^{194}Hg .

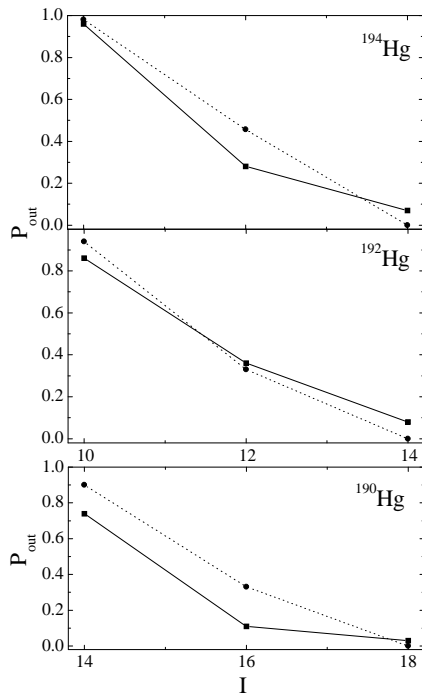


Рис. 7: Расчетная (круги) вероятность P_{out} распада СД состояния на НД состояние как функция спина I для различных изотопов ртути. Квадраты - экспериментальные данные.

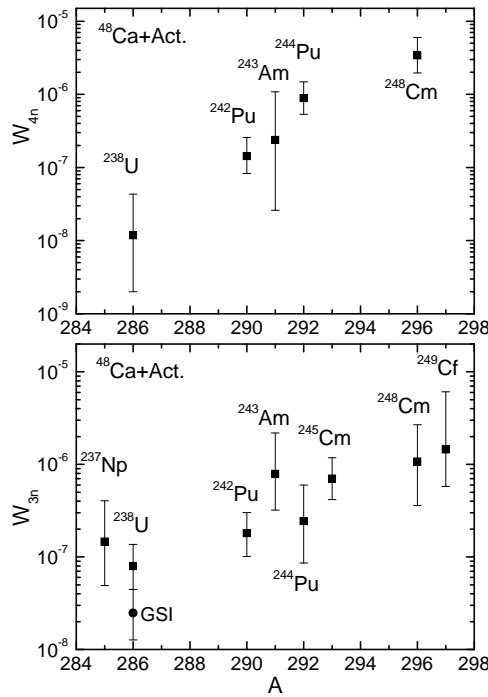


Рис. 8: Вероятности выживания составных ядер в $3n$ - и $4n$ -каналах, извлеченные из экспериментальных σ_{xn}^{exp} (ЛЯР, Дубна), как функции массового числа составного ядра. Для реакции $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ экспериментальное σ_{3n}^{exp} (GSI, Дармштадт) также использовано.

заселены во входном канале реакций с тяжелыми ионами. Оптимальные партнеры реакции, их энергии столкновения и угловые моменты выбраны так, чтобы обнаружить эти ГД ядра. Предложен новый метод идентификации заселенных ГД состояний: измерение гамма-переходов между ГД состояниями в совпадении с двумя фрагментами распада ГД ядра.

В первом разделе **главы 6** обсуждается стабильность сверхтяжелых ядер, образованных в реакциях полного слияния с актинидными мишенями. Показано поведение вероятности выживания СТЭ с увеличением атомного номера Z , используя экспериментальные сечения испарительных остатков и вычисленные с помощью кластерной модели сечения полного слияния (рис. 8). Наше исследование дает указание на значение $Z \geq 120$ для сферической замкнутой протонной оболочки, следующей после $Z = 82$.

Во втором разделе изучаются высокоспиновые изомерные состояния в сверхтяжелых ядрах. Оболочечная структура ядер около основного состояния описана с помощью модифицированной двухцентро-

вой оболочечной модели (TCSM). Зеркально-симметричная параметризация формы ядра, используемая нами, эффективно включает все четные мультипольности. Зависимость параметров при l^s и l^2 от A и $N - Z$ модифицирована для корректного описания спина и четности основного состояния известных нечетных актинидов. Показано, что модифицированная TCSM подходит для описания структуры тяжелых и сверхтяжелых ядер и предсказания изотопических тенденций изомерных состояний. Ядра $^{248,252}\text{Fm}$, ^{256}No , and ^{262}Sg , которые могут быть получены в реакциях $^{20}\text{Ne}+^{232}\text{Th}$, $^{12}\text{C}+^{248}\text{Cm}$, $^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U}$, and $^{18}\text{O}+^{249}\text{Cf}$, являются хорошие кандидатами для изучения низколежащих K -изомеров. Изотопическая зависимость двухквартичных изомерных состояний ядер Fm и No изучена для будущих экспериментов. Предложен эксперимент по поиску спонтанного деления из K -изомерное состояния 6_{ν}^{+} в ядре ^{252}Rf . Некоторые вычисленные α -распады из изомерных состояний ядра ^{270}Ds связываются с измеренными распадами. Знание мод α - и γ -распадов из K -изомера важно для корректной идентификации сверхтяжелых ядер. Предложено экспериментально обнаружить α -распадные цепочки $^{264}\text{Hs} \rightarrow ^{260}\text{Sg} \rightarrow ^{256}\text{Rf}$ через 8_{ν}^{-} изомерные состояния (рис. 9). Рассмотрено заселение изомерных состояний в испарительных остатках. Например, в реакции $^{58}\text{Fe}+^{207}\text{Pb}$ 8_{ν}^{-} изомерное состояние ядра ^{264}Hs можно заселить с сечением $0.25\sigma_{ER}$.

В третьем разделе в рамках модифицированной TCSM изучены изотопические зависимости одноквартичных состояний в тяжелых и сверхтяжелых ядрах. На основе наших вычислений предложены одноквартичные спектры ядер $^{243,245,247,249,251,253,255,257}\text{Md}$, $^{243,245,247,249,251,253,255}\text{Es}$, $^{253,255}\text{Lr}$, ^{257}Db , ^{261}Bh , ^{265}Mt , и ^{269}Rg . Как и изотоническая зависимость для четных- Z ядер, изотопическая зависимость энергии одноквартичных состояний ядер Md и Es является довольно гладкой. Для ядер ^{257}Db и $^{253,255}\text{Lr}$ спектры одноквартичных состояний сжаты около основных состояний. Вычисления предсказывают четыре близко расположенных одноквартичных состояния ниже энергии возбуждения 80 кэВ. Мы не наблюдаем расчетных уровней в интервале от 0.1 до (0.5-0.7) МэВ. Эта цель, ве-

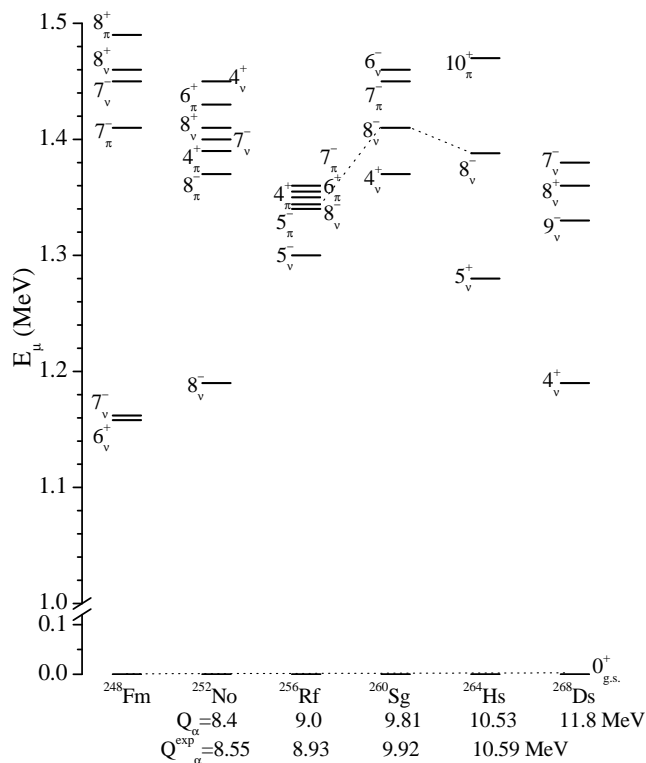


Рис. 9: Расчетные энергии низколежащих двухквартичных состояний в указанных ядрах α -распадной цепочки ^{268}Ds . Расчетные значения Q_α сравниваются с существующими экспериментальными данными. Возможный α -распад из изомерного состояния в изомерное состояние отмечен штриховой линией.

роятно, связана с параметрами деформации, возникающими из-за замкнутой нейтронной подоболочки $N=152$. Для ядер $^{253,255}\text{Lr}$ основное состояние $9/2^+ [624]$ и первое возбужденное состояние $7/2^- [514]$ очень близки по энергии. Из-за этого квазивырожденная $7/2^- [514]$ конфигурация может быть изомерным состоянием. Показана возможность наблюдения α -распадов из одноквазипротонных изомерных состояний $3/2^- [512]$ и $1/2^- [510]$ ядер ^{269}Rg и ^{265}Mt соответственно. Предсказана α -распадная цепочка $^{269}\text{Rg} \rightarrow ^{265}\text{Mt} \rightarrow ^{261}\text{Bh}$ через изомерные состояния. Эти изомеры до сих пор не обсуждались в литературе. Показано, что α -распады изотопов Md из изомерных состояний $1/2^-$ - маловероятны. Обсуждено заселение одноквартичных изомерных состояний в реакциях полного слияния.

В первом разделе **главы 7** представлен аналитический вывод обобщенной формулы Крамерса для квазистационарной скорости распада открытых квантовых метастабильных систем. На основе численных

расчетов показана точность этой формулы для различных барьеров и температурных режимов. Решая мастер-уравнение для приведенной матрицы плотности открытых квантовых систем, изучено влияние трения и коэффициентов диффузии на вероятность проникновения через потенциальный барьер. Формализм применен к описанию двойных ядерных систем.

Во втором разделе получено аналитическое выражение для пропагатора матрицы плотности открытой квантовой системы с общим квадратичным гамильтонианом и связанной линейно (по координате и импульсу) с внутренними степенями свободы. Диагональные и недиагональные элементы с временной зависимостью матрицы плотности в координатном представлении были вычислены как функции различных наборов транспортных коэффициентов для потенциала перевернутого осциллятора и потенциала с двумя минимумами, которые могут быть применены к описанию процессов деления, квазиделения и слияния. Для времен, представляющих интерес при столкновении тяжелых ионов вблизи кулоновского барьера, матрица плотности практически диагональная, что показывает возможность использования полуклассических методов. С квантовыми коэффициентами диффузии декогеренция увеличивается медленнее, чем в классическом случае. Следствием этого является большая проницаемость потенциального барьера в квантовом рассмотрении.

Используя мастер-уравнение Линдблада общего вида для описания открытых квантовых систем, показано влияние коэффициентов трения и диффузии на процесс туннелирования. Найдены конкретные примеры, когда диссипация способствует проникновению через барьер. Показано, что туннелирование очень чувствительно к коэффициенту диффузии по координате. Если операторы среды приводят к ненулевому коэффициенту трения по координате, то взаимодействие со средой повторно перенормирует потенциальный барьер, уменьшает скорость диссипации и увеличивает вероятность туннелирования.

В третьем разделе последней главы формализм приведенной матрицы плотности применен для описания процесса захвата налетающего ядра ядром-мишенью. Найдены оптимальные значения энергии

налетающего ядра, приводящие к максимальным значениям вероятности захвата при разных значениях коэффициента трения и углового момента системы. Не обнаружен эффект L -окна, предсказанный в классических моделях без учета статистических флуктуаций. Изучена роль статической деформации ядра-мишени или налетающего ядра в процессе захвата при энергии $E_{с.м.}$ ниже эффективного кулоновского барьера для сферических ядер. С учетом вероятности захвата, получено достаточно хорошее описание сечений испарительных остатков в реакциях слияния при подбарьерных энергиях.

В Заключение сформулированы основные результаты представляемой диссертации.

Результаты, включенные в диссертацию, опубликованы в следующих работах:

1. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Tunneling with dissipation in open quantum systems*, Phys. Lett. A **244** (1998) 482–488.
2. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Diffusion coefficients in coordinate in density matrix description of non-equilibrium quantum processes*, Phys. Lett. A **260** (1999) 39–45.
3. Yu.V. Palchikov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Effect of transport coefficients on the time-dependence of density matrix*, J. Phys. A: Math. Gen. **33** (2000) 4265–4276.
4. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, N. Nenoff, W. Scheid, *How to observe hyperdeformed states populated in heavy ion reactions*, Phys. Rev. C **64** (2001) 014306 (5 pages).
5. Yu.V. Palchikov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Generalization of Kramers formula for open quantum systems*, Physica A **316** (2002) 297–313.
6. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Characteristics of quasifission products within dinuclear system model*, Phys. Rev. C **68** (2003) 034601 (17 pages).

7. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, R.V. Jolos, Yu.V. Palchikov, W. Scheid, T.M. Shneidman, *Decay out of superdeformed bands in the mass region $A \approx 190$ within a cluster approach*, Phys. Rev. C **69** (2004) 054310 (11 pages).
8. G.G. Adamian G.G., N.V. Antonenko N.V., A.S. Zubov, *Production of unknown transactinides in asymmetry-exit-channel quasifission reactions*, Phys. Rev. C **71** (2005) 034603 (4 pages).
9. Yu.E. Penionzhkevich, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, *Towards neutron drip line via transfer-type reactions*, Phys. Lett. B **621** (2005) 119–125.
10. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, *Transfer-type products accompanying cold fusion reactions*, Phys. Rev. C **72** (2005) 064617 (4 pages).
11. Yu.E. Penionzhkevich, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, *Production of neutron-rich Ca isotopes in transfer-type reactions*, Eur. Phys. J. A **27** (2006) 187–190.
12. С.Н. Куклин, Г.Г. Адамян, Н.В. Антоненко, *Спектроскопические факторы в модели двойной ядерной системы*, ЯФ **71** (2008) 1788–1799.
13. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.M. Lukyanov, Yu.E. Penionzhkevich, *Possibility of production of neutron-rich isotopes in transfer-type reactions at intermediate energies*, Phys. Rev. C **78** (2008) 024613 (5 pages).
14. В.В. Саргсян, А.С. Зубов, Э. Каноков, Г.Г. Адамян, Н.В. Антоненко, *Квантовомеханическое описание начальной стадии реакции слияния*, ЯФ **72** (2009) 459–472.
15. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, V.V. Sargsyan, *Stability of superheavy nuclei produced in actinide-based complete fusion reactions: Evidence for the next magic proton number at $Z \geq 120$* , Phys. Rev. C **79** (2009) 054608 (5 pages).

16. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *High-spin isomers in some of the heaviest nuclei: Spectra, decays, and population*, Phys. Rev. C **81** (2010) 024320 (7 pages).
17. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, V.V. Sargsyan, W. Scheid, *Possibility of production of neutron-rich Zn and Ge isotopes in multinucleon transfer reactions at low energies*, Phys. Rev. C **81** (2010) 024604 (4 pages).
18. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, V.V. Sargsyan, W. Scheid, *Predicted yields of new neutron-rich isotopes of nuclei with $Z=64-80$ in the multinucleon transfer reaction $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$* , Phys. Rev. C **81** (2010) 057602 (4 pages).
19. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, V.V. Sargsyan, W. Scheid, A.S. Zubov, *Transfer-induced fission of superheavy nuclei*, Phys. Rev. C **82** (2010) 017601 (3 pages).
20. Sh.A. Kalandarov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Emission of charged particles from excited compound nuclei*, Phys. Rev. C **82** (2010) 044603 (12 pages).
21. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.N. Kuklin, W. Scheid, *One-quasiparticle states in odd- Z heavy nuclei*, Phys. Rev. C **82** (2010) 054304 (9 pages).
22. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, D. Lacroix, *Production of neutron-rich Ca, Sn, and Xe isotopes in transfer-type reactions with radioactive beams*, Phys. Rev. C **82** (2010) 064611 (5 pages).
23. Sh.A. Kalandarov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Role of angular momentum in the production of complex fragments in fusion and quasifission reactions*, Phys. Rev. C **83** (2011) 054611 (8 pages).
24. Sh.A. Kalandarov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, S. Heinz, V. Comas, S. Hofmann, J. Khuyagbaatar, D. Ackermann, J. Heredia, F.P. Heßberger, B. Kindler, B. Lommel, R. Mann, *Emission*

of clusters with $Z > 2$ from excited actinide nuclei, Phys. Rev. C **84** (2011) 054607 (11 pages).

25. S.N. Kuklin, T.M. Shneidman, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, *Alpha-decay fine structures of U isotopes and systematics for isotopic chains of Po and Rn*, Eur. Phys. J. A **48** (2012) 112 (11 pages).