

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ ИМ. Н.Н. БОГОЛЮБОВА

На правах рукописи

ШНЕЙДМАН Тимур Маркович

**Проявление кластерных степеней свободы в
структуре тяжелых атомных ядер**

01.03.15 – Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких
энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна – 2023

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова
Объединённого института ядерных исследований.

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединённого института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: <https://dissertations.jinr.ru/>.

С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке Объединённого института ядерных исследований (г. Дубна Московской области, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Ученый секретарь
диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

Ю. М. Быстрицкий

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Удивительной особенностью тяжелых ядер является то, что в некоторых случаях, сложная многонуклонная ядерная динамика оказывается аналогичной динамике системы, состоящей из одного или нескольких тел. Спектр состояний ядра в этих случаях можно описать как суперпозицию небольшого числа низжайших возбужденных состояний этих тел и возбуждений, связанных с их относительным движением. При описании ядер с большим количеством валентных нуклонов существенным оказывается учет остаточного изоскалярного нейтрон-протонного взаимодействия. Известно, что протон-нейтронное притяжение намного сильнее чем нейтрон-нейтронное и протон-протонное. Действительно, протон и нейтрон имеют связанное состояние 3S_1 (дейтрон) с энергией связи 1.1 МэВ на нуклон, в отличие от систем состоящих из двух одинаковых нуклонов. Это притяжение приводит к сильным пространственным корреляциям между валентными нейтронами и протонами.

Благодаря нейтрон-протонному взаимодействию на поверхности ядра формируются легкие ядерные кластеры, такие как дейтрон (${}^2\text{H}$), тритон (${}^3\text{H}$), ${}^3\text{He}$ и α -частицы (${}^4\text{He}$). α -частица является наиболее компактной нуклонной системой с энергией связи на нуклон (7.07 МэВ) сравнимой с энергией связи наиболее сильно связанных тяжелых ядер. Низжайший возбужденный уровень α -частицы находится очень высоко (~ 20 МэВ), таким образом α -частицу можно считать элементарным блоком и пренебрегать ее возбуждением. Можно ожидать, что α -кластерные структуры в ряде случаев оказывают важную роль в формировании ядерных возбуждений, т.е. многонуклонная динамика может быть сведена к взаимодействию кора и одной или нескольких бесструктурных α -частиц.

Существует большое количество экспериментальных указаний на то, что кластеризация проявляется и при деформациях, соответствующих основному состоянию ядра. Самое прямое подтверждение существования кластерных корреляций вблизи основного состояния – это реакции выбивания α -частиц протонами: $(p, p\alpha)$. Измеряя импульсы и углы легких частиц, участвующих в процессе рассеяния, из законов сохранения энергии и импульса можно восстановить собственный импульс и энергию связи выбитой из ядра частицы. Например, в недавних $(p, p\alpha)$ реакциях была исследована кластеризация в различных изотопах олова ${}^{112-124}\text{Sn}$ и получены прямые экспериментальные доказательства формирования кластеров на поверхности нейтроноизбыточных изотопов.

Еще одним важным экспериментальным доказательством существования кластерных корреляций в тяжелых ядрах является то, что многие тяжелые ядра являются альфа-распадчиками, а также испытывают кластерный распад. Радиоактивный α -распад происходит обычно в ядрах, вблизи дважды магических ядер ^{100}Sn и ^{208}Pb , а также в области сверхтяжелых ядер. Стандартный подход к радиоактивному распаду строится на том, что вероятность распада рассматривается как произведение преформационного (спектроскопического) фактора, фактора, учитывающего частоту соударений с барьером, и экспоненциального фактора, описывающего вероятность туннелирования через барьер. Спектроскопический фактор описывает вероятность, с которой кластер (или α -частица) формируется на поверхности тяжелого ядра. Таким образом, этот фактор определяет квадрат амплитуды кластерной компоненты в полной волновой функции ядра.

Развитая в диссертации модель исходит из представления, что волновую функцию ядра можно рассматривать как суперпозицию бескластерной компоненты (моноядра) и различных двойных ядерных систем (ДЯС). Под ДЯС понимается система двух фрагментов находящихся в касании. Касательная конфигурация выгодна энергетически, так как в этом случае кулоновское расталкивание между кластерами в большой степени компенсируется ядерным притяжением, что сохраняет выигрышный эффект энергий связи при формировании кластерных систем. Основной степенью свободы, описывающей динамику ядра, выступает координата массовой асимметрии, описывающая соотношение числа нуклонов между кором и кластером. Волновая функция по координате массовой асимметрии позволяет определить вероятность формирования того или иного кластера на поверхности тяжелого ядра.

Одним из важных экспериментальных следствий кластерных корреляций вблизи основного состояния тяжелых ядер является появление низколежащих коллективных уровней с четностью противоположной четности основного состояния. С момента первого экспериментального наблюдения таких состояний в спектре ядра, было предложено объяснение, основанное на возбуждении октупольной степени свободы. Кластерная модель дает альтернативное объяснение появлению зеркально-асимметричных корреляций. Действительно, вклад асимметричных кластерных конфигураций в волновую функцию ядра приводит к нарушению зеркальной симметрии во внутренней системе координат и, как следствие, к появлению дублета по четности для каждого углового момента. В случае четно-четных ядер, квантовое число сигнатуры приводит к тому, что

выживает только один уровень дублета.

Помимо зеркальной симметрии, формирование кластеров в поверхностном слое ядра ведет к нарушению локальной изоспиновой симметрии. В сферических и квадрупольно-деформированных ядрах предполагается, что протоны и нейтроны распределены равномерно в объеме ядра. Кластеризация приводит к перераспределению протонов и нейтронов между кором и легким кластером на его поверхности. Экспериментально это проявляется в появлении коллективных дипольных переходов между уровнями противоположной четности. Действительно, усиленные $E1$ переходы между нижайшими состояниями отрицательной четности и уровнями полосы основного состояния были обнаружено в большом количестве актинидов и редкоземельных ядер.

Еще одна область применения кластерного подхода состоит в исследовании распадных характеристик тяжелых ядер и двойных ядерных систем. В некоторых ядерных реакциях с тяжелыми ионами, связанных с полной диссипацией энергии относительного движения, во входном канале формируются ДЯС. Дальнейший ход реакции определяется эволюцией ДЯС. Например, передача нуклонов между фрагментами и дальнейший развал по координате относительного расстояния определяет массовые и зарядовые распределения реакций глубоконеупругих передач и квазиделения. Эволюция по координате массовой асимметрии в сторону составного ядра определяет сечение полного слияния. Аналогично, в реакциях деления предразрывная конфигурация делящегося ядра может быть представлена как система двух фрагментов, находящихся в точке касания, т.е. как ДЯС. До того, как распасться ДЯС эволюционирует, происходит обмен нуклонами, изменяются деформации фрагментов, что определяет наблюдаемые характеристики процесса деления: массовые и зарядовые распределения, кинетическую энергию и угловые моменты фрагментов, нейтронные множественности и т.д.

Эволюцию ДЯС можно изучать в статистическом подходе. При этом вероятность того или иного процесса (обмена нуклонами, изменение деформации фрагментов и шейки между ними) в огромной степени определяются плотностью состояний ДЯС, получающихся в результате такого процесса. Феноменологически эту плотность можно описывать, используя распределение ферми-газа с некоторым параметром плотности уровней. Следует иметь в виду два обстоятельства. Во-первых, при изменении состояния ДЯС, например, при передаче нуклонов, энергия возбуждения может меняться достаточно сильно, т.к. сильно меняется оболочечная структура ядер, составляющих двойную систему. Как

было показано, параметр плотности уровней зависит от энергии возбуждения. Использование постоянного параметра плотности уровней может приводить к ошибкам, например, если в конечном состоянии один или оба фрагмента ДЯС являются магическими ядрами. Во-вторых, возникают сложности с выбором параметра плотности уровней. В то время как собраны обширные экспериментальные данные по плотностям уровней ядер вблизи основного состояния, данные по плотностям уровней сильнодеформированных возбужденных ядер отсутствуют. Таким образом, микроскопический расчет плотностей уровней ДЯС представляет значительный интерес для уточнения моделей, используемых при описании реакций с тяжелыми ионами и деления.

Цели и задачи исследований

Целью диссертационной работы является создание на основе модели двойной ядерной системы последовательного подхода к изучению кластеризации в тяжелых ядрах и его применение к описанию спектров ядерных возбуждений, вероятностей электромагнитных переходов, а также плотностей уровней горячих ядер. Для достижения этой цели решались следующие задачи:

- Построение ядерной модели, явным образом включающей кластерные степени свободы. Выявление того, какие степени свободы наиболее важны для описания характеристик ядер в различных массовых областях, при различных энергиях возбуждения и деформациях.
- Вычисление эффективных массовых параметров для коллективного движения по координате массовой асимметрии и потенциальной энергии взаимодействия между кластерами в рамках модели двойной ядерной системы.
- Обобщение модели на случай ядер нечетной массы. Учет взаимодействия между кластерными и одночастичными степенями свободы. Анализ пределов сильной и слабой связи валентной частицы с деформацией.
- Объяснение природы возникновения зеркально-асимметричных корреляций в тяжелых ядрах за счет вклада кластерных компонент в волновую функцию ядра.
- Апробация разработанной модели путем анализа экспериментальных данных по вращательным полосам переменной четности в четно-четных ядрах и дублетам вращательных полос в нечетных ядрах с массами $A \sim$

72, 96, 150, 220. Применение модели для описания характеристик сверхтяжелых ядер.

- Выяснение природы вращательных полос, построенных на возбужденных 0^+ и 1^- состояниях.
- Расчет плотностей уровней горячих ядер при деформациях, соответствующих основному состоянию и седловой точке барьера деления, а также предразрывных двойных ядерных систем.
- Обобщение метода расчета факторов коллективного усиления плотности уровней на случай возбуждения кластерных степеней свободы. Учет влияния кластерных степеней свободы на выживаемость сверхтяжелых ядер.

Научная новизна

Все результаты, представленные в диссертации и выносимые на защиту, являются новыми. А именно:

- Разработана оригинальная кластерная модель, в которой описывается формирование легких кластеров на поверхности тяжелого ядра. Для вычисления вероятности формирования различных кластерных систем решается уравнение Шредингера по координате массовой асимметрии.
- В рамках кластерного подхода систематически изучены зеркально-асимметричные корреляции в актинидах и редко-земельных ядрах. Показано, что такие корреляции связаны с формированием α -кластерных структур на поверхности тяжелого ядра. Исследованы характеристики полос переменной четности в четно-четных ядрах и вращательных полос, построенных на дублетах по четности в ядрах с нечетной массой.
- Впервые изучена возможность формирования кластера в разных областях поверхности тяжелого ядра. Для этого в кластерную модель введены угловые координаты, описывающие относительную ориентацию кластера по отношению к ядру. Показано, что динамика по этим угловым координатам приводит к зеркально- и аксиально-асимметричным корреляциям и ведет к формированию возбуждений с четностью, противоположной четности основного состояния и ненулевым значением проекции коллективного углового момента.

- Впервые дано кластерное объяснение природы возбужденных 0^+ -состояний с большой вероятностью распадающихся в уровни полосы отрицательной четности в актинидах. Показано, что эти состояния являются однофононными состояниями, построенными на первом возбуждении по координате массовой асимметрии. Это объяснение отличается от предлагаемого в моделях с октупольной деформацией, где эти состояния являются двухфононными, и позволяет объяснить малые энергии возбуждения этих состояний.
- Учтено возбуждение одночастичных степеней свободы фрагментов и их взаимодействие с кластерными степенями свободы. Показано, что для нейтроноизбыточных ядер актиноидной и редкоземельной областей можно рассматривать предел сильной связи, когда валентный нуклон движется в состоянии смешанной четности в медленно меняющемся поле кластерной системы. Для ядер с меньшим числом нейтронов при малых спинах, состояния дублетов по четности строятся на разных квазичастичных состояниях. Однако, нарастание веса кластерных систем с увеличением спина приводит к сильному смешиванию квазичастичных состояний противоположной четности.
- Впервые предсказаны энергии нижайших вращательных уровней положительной и отрицательной четности в сверхтяжелых ядрах с $Z \sim 100$. Рассчитаны приведенные вероятности дипольных, квадрупольных и октупольных переходов между этими уровнями.
- Исследовано влияние кориолисова взаимодействия на электромагнитный распад одноквазичастичных изомерных состояний в трансфермиевых ядрах. Описан механизм резкого уменьшения времени жизни изомерного состояния, если оно окажется квазивырожденным с вращательным уровнем с тем же угловым моментом, но построенном на другом квазичастичном состоянии.
- Систематически исследованы плотности ядерных уровней тяжелых и сверхтяжелых ядер в основном и в деформированных состояниях, которые система проходит по пути к делению, а также в двойных ядерных системах, отвечающих предразрывным конфигурациям делящегося ядра. Впервые учтено коллективное усиление плотности уровней за счет возбуждения кластерных степеней свободы.

Теоретическая и практическая значимость

Существует целый ряд ядерно-физических приложений, при изучении которых разработанная в диссертации кластерная модель имеет существенную ценность. Метод выделения в волновой функции ядра компонент молекулярного типа позволяет напрямую связать спектроскопические характеристики ядра и его распадные свойства. Например, веса α -кластерной и других сильно асимметричных компонент в волновой функции ядра связаны с энергией нижайших состояний отрицательной четности и непосредственно определяют спектроскопические факторы для α -распада и кластерной радиоактивности. Вклад кластерных конфигураций, отвечающих различным угловым моментам тяжелого фрагмента, определяет тонкую структуру α -распада.

Разработанная модель может быть применена для изучения супердеформированных и гипердеформированных изомеров формы. В рамках кластерного подхода такие состояния интерпретируются как почти симметричные ДЯС. При наличии монохроматического пучка γ -квантов с возможностью плавного изменения энергии можно изучать реакции заселения таких изомеров с последующим распадом на определенные фрагменты. Сравнение с результатами расчета в рамках кластерной модели позволит понять природу этих состояний.

Как показано в диссертации, время жизни изомерных состояний в большой степени зависит от того, находятся ли поблизости какие-либо коллективные возбуждения с тем же угловым моментом и четностью. Расчет нижайших коллективных возбуждений, который можно провести в рамках предложенной модели, позволит рассчитывать характеристики изомерных состояний. Более того, возможно управлять временем жизни изомеров, возбуждая гамма-квантами ядро из этого состояния в находящиеся близко по энергии состояния с меньшим запретом на распад.

Непосредственно перед развалом делящееся ядро можно представить как двойную ядерную систему. Изучение эволюции ДЯС по кластерным степеням свободы приводит к формированию массовых и зарядовых распределений фрагментов. Изменение деформаций фрагментов ответственно за формирования распределений кинетической энергии и нейтронной множественности. Для описания эволюции делящегося ядра в точке разрыва необходимо знать плотности уровней соответствующих двойных ядерных систем, так как именно они в большой степени определяют эволюцию ядра. Полученные в работе результаты и созданные компьютерные программы позволяют провести широкомасштабные расчеты по описанию характеристик деления ядер. Это особенно интересно в

свете современных экспериментов по изучению спонтанного деления трансфермиевых ядер.

Основные результаты, выносимые на защиту

1. Разработана оригинальная модель, позволяющая одновременно учитывать как параметры деформации ядра, так и кластерные степени свободы. Модель основана на концепции двойной ядерной системы, в которой волновая функция ядра рассматривается как суперпозиция моноядра и различных кластерных конфигураций. Учитываются степени свободы, связанные как с относительным движением кластеров, так и с их внутренними (вибрационными и квазичастичными) возбуждениями. Модель позволяет единым образом описывать структуру низколежащих коллективных состояний тяжелых ядер, α -кластерные распады, свойства супер- и гипердеформированных состояний, а также бинарных систем, образующихся в точке разрыва делящегося ядра.
2. Предложена кластерная интерпретация сильных зеркально-асимметричных корреляций в тяжелых ядрах. Показано, что такие корреляции связаны с формированием α -кластерных структур на поверхности тяжелого ядра. Систематически исследованы характеристики полос переменной четности в четно-четных ядрах и вращательных полос, построенных на дублетах по четности в ядрах с нечетной массой. Впервые дано кластерное объяснение природы вращательных полос, построенных на возбужденных 0^+ - и 1^- -состояниях в спектрах возбуждения актинидов. Рассчитанные приведенные вероятности переходов из этих состояний в состояния полосы переменной четности находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными для ^{240}Pu и ^{220}Th .
3. Для ^{212}Po на основе развитой в диссертации модели рассчитаны времена жизни ирраст-состояний, вероятности электромагнитных переходов между ними и ширины альфа-распада. Показано, что вес α -кластерной компоненты во внутренней волновой функции ядра сначала растет с угловым моментом до $I = 8$, а потом убывает. Приведенных вероятностей квадрупольных переходов между ирраст-состояниями изменяются аналогично с угловым моментом.
4. Для сверхтяжелых ядер $^{246-253}\text{Fm}$, $^{247-254}\text{Md}$, $^{248-256}\text{No}$, $^{249-257}\text{Lr}$, $^{253-259}\text{Rf}$ предсказаны энергии нижайших вращательных уровней положительной

и отрицательной четности. Рассчитаны приведенные вероятности дипольных, квадрупольных и октупольных переходов между этими уровнями.

5. Исследовано влияние кориолисова взаимодействия на электромагнитный распад одноквазичастичных изомерных состояний в трансфермиевых ядрах с числом нейтронов $N = 153$. Показано, что, если изомерное квазичастичное состояние становится близким по энергии к вращательному уровню с тем же угловым моментом, но построенному на другом квазичастичном состоянии, то перемешивание состояний резко усиливается. Модель объясняет увеличение вероятности распада изомерного состояния $K^\pi = 7/2^+$ на три порядка в ядре ^{251}Cf по сравнению с вероятностью распада аналогичного состояния в ^{249}Cm .
6. Систематически исследованы плотности ядерных уровней тяжелых и сверхтяжелых ядер в основном и в деформированных состояниях, которые система проходит по пути к делению, а также в двойных ядерных системах, отвечающих предразрывным конфигурациям делящегося ядра. Получены выражения для параметров плотности уровней в зависимости от массового числа, оболочечной поправки и энергии возбуждения. Для ядер в седловых точках барьера деления и для двойных систем рассчитаны факторы коллективного усиления плотности уровней, связанного с возбуждением кластерных степеней свободы. Предложена феноменологическая оценка параметра плотности уровней для двойных ядерных систем и сильнодеформированных состояний ядер.

Апробация диссертации

Диссертация выполнена при поддержке Гранта Министерства науки и высшего образования РФ №075-10-2020-117.

Результаты диссертации неоднократно докладывались автором на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, в Московском государственном университете, Университете г. Гиссен (Германия), Центре по изучению тяжелых ионов (Дармштадт, Германия), Институте теоретической физики китайской академии наук (Пекин, Китай), Институте современной физики (Ланжоу, Китай), а также представлялись на различных международных конференциях, совещаниях и школах. Среди них Int. Conf. "Nuclear Structure and Related Topics Dubna, Russia (2012,2015), Zakopane Conf. on Nuclear Physics, Zakopane, Poland (2010,2016), Int. Symp. on Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Shanghai,

China (2016), Int. Workshop "Shapes and Dynamics of Atomic Nuclei Sofia, Bulgaria (2019,2021) Light clusters in nuclei and nuclear matter, ECT*, Trento, Italy (2019). Nuclear Physics Workshop, Kazimierz Dolny, Poland (2019). Int. Workshop "State of the Art in Nuclear Cluster Physics Yokohama, Japan (2014), и другие.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано **25** печатных работ в рецензируемых журналах. [1–25]

(Phys. Rev. C - **10**, Ядерная физика - **4**, Eur. J. Phys. A - **3**, Изв. АН. Сер. физ., - **3**, Int. J. Mod. Phys. E. - **2**, Phys. Lett. B - **1**, Nucl. Phys. A - **1**, J. Phys. G - **1**, Acta Phys. Pol. B - **1**).

Все изложенные в диссертации результаты получены лично автором. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причём вклад автора был определяющим.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и трёх приложений. Она содержит 188 страниц, включая 73 рисунка, 30 таблиц и список литературы из 304 наименований.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана теоретическая и практическая значимость полученных результатов. Там же приводится перечень семинаров, конференций и совещаний, на которых докладывались результаты, включенные в диссертацию. В заключительной части Введения дано краткое описание структуры диссертации.

В разделе 1.1 **первой главы** обсуждается проблема проявления зеркально-асимметричных корреляций в атомных ядрах. В некоторых ядрах остаточное взаимодействие приводит к смешиванию одночастичных уровней разной четности, что ведет к тому, что во внутренней системе координат распределение плотности принимает грушевидную форму. Зеркально-асимметричные корреляции ведут к появлению низкоэнергетических коллективных уровней с четностью, противоположной четности основного состояния. Такие уровни были обнаружены в ядрах с числом протонов и/или нейтронов вблизи значений 34, 56, 88, 134. Дается обзор основных экспериментальных данных. Разобраны

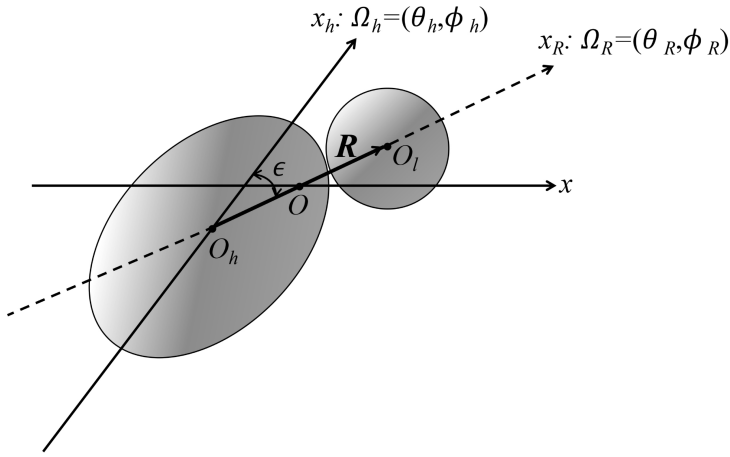


Рис. 1. Схематическое изображение ДЯС с указанием используемых степеней свободы. Ориентация вектора \mathbf{R} , соединяющего центры ядер, по отношению к лабораторной системе отсчета Ox определяется углами $\Omega_R = (\theta_R, \phi_R)$. Ориентация внутренней системы координат $O_h x_h$ тяжелого квадрупольно-деформированного фрагмента определяется углами $\Omega_h = (\theta_h, \phi_h)$. Угол ϵ – плоский угол между вектором \mathbf{R} и осью симметрии тяжелого фрагмента.

основные теоретические подходы к изучению данного вопроса: методы, основанные на введении октупольных степеней свободы, теоретико-групповые методы и кластерные модели.

В разделе 1.2 формулируются основные идеи разрабатываемого в диссертации кластерного подхода. Волновая функция ядра с массой A и зарядом Z описывается как суперпозиция кластерных систем, которые реализуются с различной вероятностью. Под кластерной конфигурацией (ДЯС) понимается система двух ядер $(A_1, Z_1) + (A_2 = A - A_1, Z_2 = Z - Z_1)$, удерживаемых в касательной конфигурации ядро-ядерным потенциалом. Степени свободы, описывающие коллективные возбуждения ядра, связаны с вращением кластерной системы как целого, относительным движением кластеров и их внутренними возбуждениями, а также с передачей нуклонов между кластерами. Последний процесс описывается с помощью координат массовой $\xi = A_2/A$ и зарядовой асимметрии $\xi_Z = Z_2/Z$. В суперпозиции учитывается также бескластерная конфигурация моноядра ($\xi = 0$ или $\xi = 1$). Вводится гамильтониан кластерной модели для случая, когда в волновой функции четно-четного ядра основную роль играет α -кластерная система, в которой тяжелый фрагмент сильно деформирован. В этом случае достаточно учесть движение ядра по координате массовой асимметрии и вращение тяжелого кластера и кластерной системы как целого (см. рис. 1).

Приводятся результаты расчета нижайших коллективных вращательных полос в ядре ^{240}Pu . Полученный спектр возбужденных состояний ядра приведен на рис. 2. Интересно появление в спектре полосы D, построенной на возбужденном 0^+ состоянии. Эксперимент показывает, что состояния этой полосы

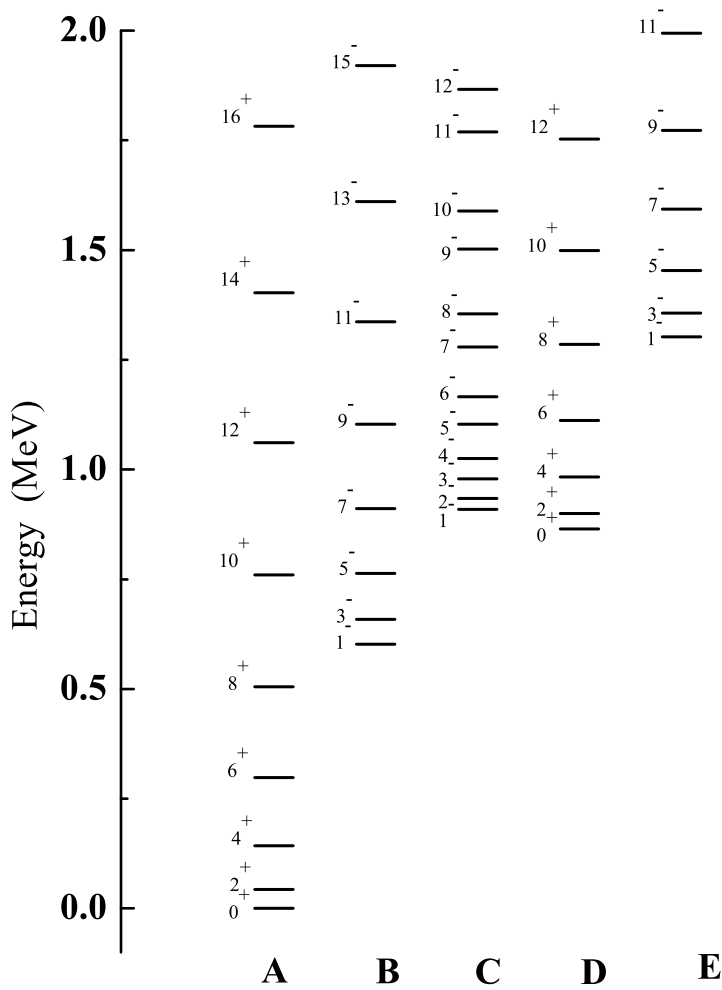


Рис. 2. Низколежащие состояния ^{240}Pu , полученные диагонализацией кластерного гамильтониана. Уровни можно собрать во вращательные полосы, обозначенные как A, B, C, D и E. Используя асимптотическое решение для больших угловых моментов, каждой полосе можно приписать приближенное значение квантового числа K . Для полос A и D получаем $K^\pi = 0^+$, для полос B и E $K^\pi = 0^-$, для полосы C, $K^\pi = 1^-$.

связаны сильными $E1$ переходами, с уровнями полосы отрицательной четности B (см. табл. 1). Это указывает на то, что природа состояний в полосе D в большой степени определяется зеркально-асимметричными корреляциями. Полосу D затруднительно описать в моделях, основанных на введении октупольной деформации. Действительно, возбужденное 0^+ состояние должно иметь двухфононную структуру. Оценивая частоту октупольных колебаний по энергии нижайшего 1^- состояния, видим, что энергия 0^+ состояния существенно меньше ожидаемой. Эта проблема решается в кластерном подходе. Расчеты указывают на кластерную природу полос B и D, но они связаны с возбуждением разных степеней свободы. В то время как полоса B построена на возбуждении по координате ϵ , описывающей угловые колебания в двойной системе, полоса D строится на первом возбужденном состоянии по координате массовой асимметрии ξ . Результаты, приведенные в табл. 1, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

В разделе 1.3 рассматривается другой частный случай, когда тяжелый фрагмент имеет форму, близкую к сферической. Такая ситуация реализуется в легких изотопах актинидов с $N \sim 130$, форму которых можно описать пре-

I_D^π	$I_{B,E1}^\pi$	$I_{A,E2}^\pi$	$r_{\text{exp.}}$ (10^{-6} fm^{-2})	$r_{\text{calc.}}$ (10^{-6} fm^{-2})
0_2^+	1_1^-	2_1^+	13.7(3)	16.64
2_2^+	1_1^-	0_1^+	99(15)	66.92
2_2^+	1_1^-	2_1^+	26(2)	30.73
2_2^+	1_1^-	4_1^+	5.9(3)	8.14
2_2^+	3_1^-	0_1^+	149(22)	110.94
2_2^+	3_1^-	2_1^+	39(2)	50.99
2_2^+	3_1^-	4_1^+	8.9(5)	13.50
4_2^+	3_1^-	6_1^+	4.4(11)	6.97
4_2^+	5_1^-	6_1^+	4.7(13)	10.29

Таблица 1. Вычисленные отношения $r_{\text{calc.}} = B(E1, I_D \rightarrow I_B)/B(E2, I_D \rightarrow I_A)$ сравниваются с экспериментальными значениями ($r_{\text{exp.}}$) низкоспиновых членов вращательной полосы $K^\pi = 0_2^+$ в ^{240}Pu .

небрежимо малой квадрупольной деформацией и сильными зеркально-асимметричными корреляциями. Динамика ядра описывается в рамках модели, разработанной в предыдущем разделе, но для описания коллективных возбуждений тяжелого фрагмента используется модель 5-мерного квадрупольного вибратора. Модель применена для изучения полос отрицательной четности в ^{220}Th . Расчеты показывают удовлетворительное описание спектров возбужденных состояний. Отношение $B(E1)/B(E2)$ как функция начального углового момента представлено на рис.3. Рассчитанные отношения для нечетного начального углового момента (т.е. для переходов из полосы отрицательной четности) лежат систематически ниже, чем аналогичные отношения для четного начального углового момента (переходы из полосы основного состояния). Такое поведение согласуется с экспериментальными данными, за исключением двух точек 13^- и 14^+ . Большое значение отношения $B(E1)/B(E2)$ при $I^\pi = 13^-$ можно объяснить резким уменьшением силы $E2$ перехода в результате экспериментальных ошибок. Довольно малая величина $B(E1)/B(E2)$ при $I^\pi = 14^+$ объясняется разбросом силы $E1$ -перехода из-за наличия двух конечных состояний 13^- .

В предыдущих параграфах полоса основного состояния и нижайшая полоса отрицательной четности рассматривались отдельно, как независимые вращательные полосы. Такое рассмотрение подразумевает случай слабых зеркально-асимметричных корреляций. Однако сила этих корреляций растет с угловым моментом. Для изучения этого роста удобнее рассматривать обе полосы совместно, как единую полосу переменной четности. В случае статической "грушевидной" деформации, уровни положительной и отрицательной четности в такой полосе плавно чередуются, следуя вращательному закону $\sim a(I)I(I+1)$, где величина $a(I)$ не зависит от четности. Для описания полосы переменной

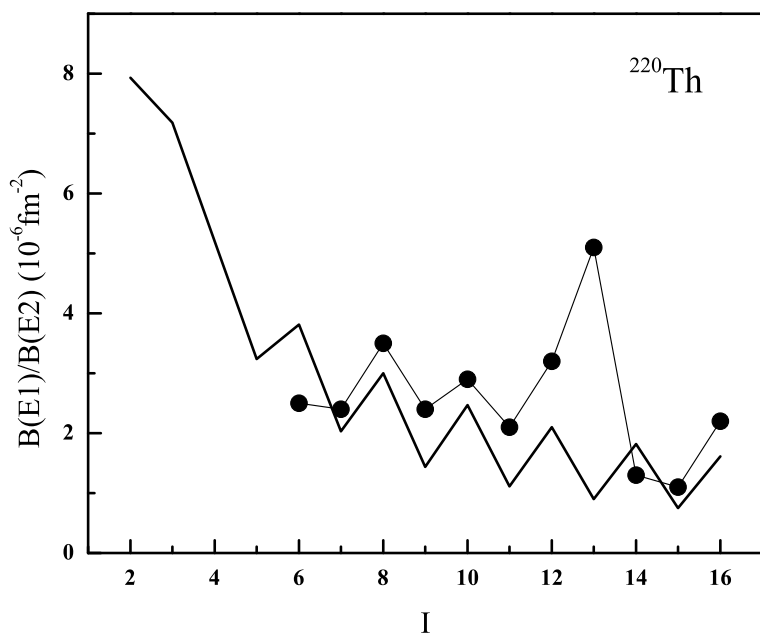


Рис. 3. Рассчитанное отношение $B(E1)/B(E2)$ в зависимости от начального углового момента для переходов в основное состояние и состояния полосы отрицательной четности. Линия с символами показывает экспериментальные данные.

четности удобно использовать одномерную модель. В разделе 1.4 кластерный гамильтониан упрощается. Координаты массовой асимметрии ξ и угла ϵ , описывающего относительную ориентацию фрагментов кластерной системы заменяются другим набором координат: $x = \xi \cos \epsilon$, $y = \xi \sin \epsilon$. В этом случае координата x описывает зеркально-асимметричную деформацию, а y - степень ее неаксиальности. При изучении полос переменной четности вблизи основных состояний деформированных ядер, можно положить $y = 0$, а $x = \xi \text{sgn}(\epsilon)$. Полученный одномерный гамильтониан по координате x , используется для расчета расщепления по четности в различных изотопах актинидов. Результаты, представленные на рис. 4 находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Уменьшение величины расщепления по четности с угловым моментом I объясняется существенно большими моментами инерции кластерных систем, по сравнению с моментом инерции моноядра. Из-за этого, энергия кластерных систем опускается с I , вес кластерных компонент в волновой функции растет и зеркально-асимметричная деформация стабилизируется. Отклонения расчетных значений от эксперимента в области больших I связано с пренебрежением кориолисовым взаимодействием и пересечением полос.

В разделе 1.5 исследуется ираст-полоса ядра ^{212}Po . Поскольку в этом ядре два протона и нейтрона движутся в поле сферического дважды магического ядра, структура состояний ^{212}Po в основном формируется конфигурацией оболочечной модели с двумя нейтронами и двумя протонами в оболочках $2g_{9/2}$ и $1h_{9/2}$, соответственно, и кластерной конфигурацией: $\alpha + ^{208}\text{Pb}$. Соотношение весов α -кластерной и оболочечной компонент и его изменение с угловым мо-

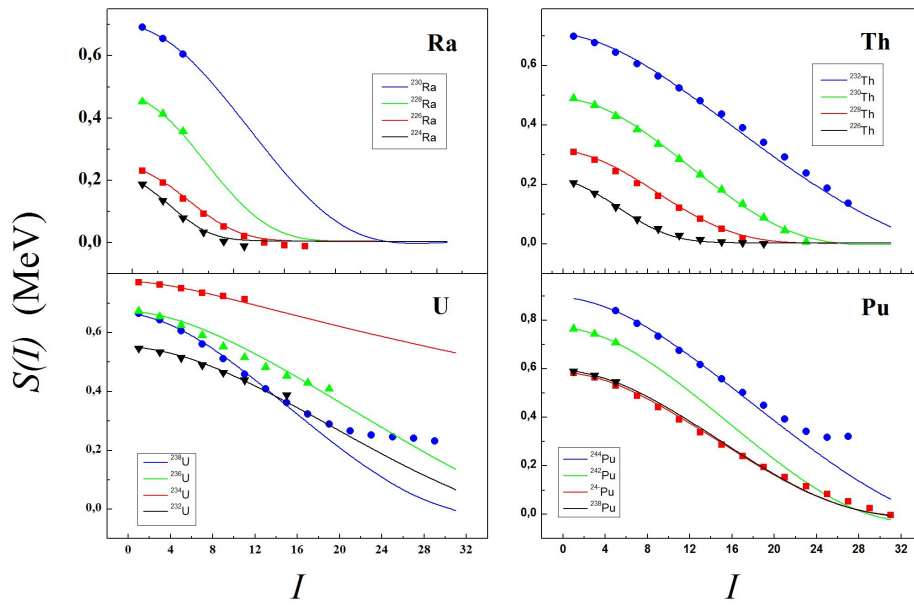


Рис. 4. Результаты расчета величины расщепления по четности $S(I)$ для различных изотопов актинидов.

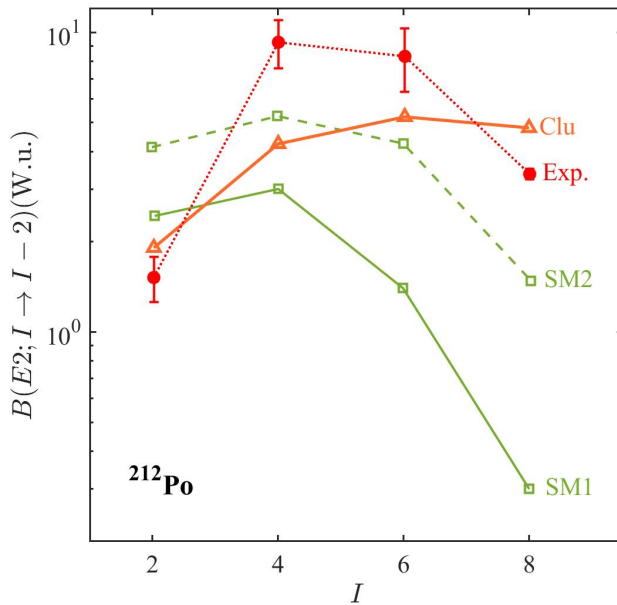


Рис. 5. Вероятности $E2$ -переходов между состояниями ираст-полосы в ^{212}Po . Экспериментальные данные (красные кружки, соединенные пунктирной линией). Результаты расчета в кластерной модели (Clu) – треугольники, соединенные сплошной линией. Для примера приведены два расчета в рамках оболочечной модели (SM1 и SM2).

ментом определяется разностью $E(I) = E_\alpha(I) - E_m(I)$ потенциальных энергий этих компонент. Чем меньше $E(I)$, тем больше вес конфигурации $\alpha + ^{208}\text{Pb}$ и наоборот.

Расчеты показывают, что энергия α -кластерной системы при $I=0$ на 1.8 МэВ выше энергии связи ^{212}Po . Это приводит к тому, что энергии ираст-состояний ^{212}Po в основном определяются конфигурацией моноядра, так как его вес значительно превышает вес кластерной компоненты. При этом α -кластерная компонента имеет решающее значение для описания $B(E2)$ из-за большого (коллективного) значения квадрупольного момента для кластерных конфигураций.

Энергия кластерной системы растет с угловым моментом по вращательному закону. Момент инерции α -кластерной системы, рассчитанный в рамках

модели принудительного вращения с использованием волновых функций двух-центровой оболочечной модели, составляет около 30% твердотельного значения. В то же время спектр моноядра ведет себя как в схеме спаривательной связи, то есть при $I = 0$ имеем сильно связанное состояние, в то время как скорость роста энергий состояний замедляется с ростом углового момента до $I=8$. В результате различного поведения энергий α -кластерной двойной системы и моноядра с угловым моментом мы наблюдаем, что $E(I)$ сначала быстро уменьшается до $I = 4$, а затем растет вплоть до $I = 8$. Вес α -системы быстро растет для состояний с $I = 2$ и $I = 4$, и затем плавно уменьшается. Результаты расчета веса α -кластерной системы в состоянии с угловым моментом I и соответствующая ширина α -распада представлены в табл. 2.

I	ω_I	$\Gamma_\alpha(I)/\hbar$ (s^{-1})
0_1^+	0.116	2.36×10^6
2_1^+	0.170	1.02×10^8
4_1^+	0.199	2.32×10^8
6_1^+	0.190	7.49×10^7
8_1^+	0.158	4.99×10^6

Таблица 2. Вес α -кластерной системы в состоянии с угловым моментом I и соответствующая ширина α -распада.

Результаты расчета вероятностей $E2$ переходов между ираст-состояниями показаны на рис. 5. Расчет дает несколько заниженные абсолютные значения $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ и $B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$. Также экспериментальная тенденция показывает снижение значений $B(E2, I \rightarrow I - 2)$ после $I = 4$, тогда как в модели снижение начинается с $I = 6$. Оба эти эффекта, по видимому, связаны с пренебрежением вклада моноядра.

В разделе 1.6 исследуется роль координаты зарядовой асимметрии на эволюцию силы дипольных переходов в изотопной цепочке $^{92-100}\text{Mo}$. Показано, что добавление валентных нуклонов при движении вдоль изотопной цепочки ведет к выравниванию N/Z -отношений во фрагментах кластерных систем и, тем самым, приводит к уменьшению вероятности дипольных переходов. Для изотопов молибдена результаты расчета вероятностей $E1$ -переходов плавно уменьшаются с ростом числа нейтронов, а для ^{98}Mo наблюдается резкий спад. Расчет воспроизводит экспериментальный тренд, но в эксперименте резкий спад наблюдается на ^{96}Mo .

Вторая глава диссертации посвящена изучению зеркально-асимметричных корреляций в нечетных ядрах. В разделе 2.1 изучается структура дублетов вращательных полос в различных ядрах актинидов. Показано, что в этом случае работает предел сильной связи валентного нуклона с деформацией, то есть

валентный нуклон движется в состоянии смешанной четности в медленно меняющемся поле кора. Роль нечетного нуклона сводится к увеличению веса кластерных конфигураций, за счет усиления ядерной части взаимодействия между кластерами.

В разделе 2.2 кластерная модель применяется к изучению дублетов вращательных полос в $^{123,125,145}\text{Ba}$. Показано, что предел сильной связи хорошо работает для ^{145}Ba . Для $^{123,125}\text{Ba}$ в начале полосы, когда массасимметричные корреляции слабы, нижние члены дублета по четности строятся на разных квазичастичных состояниях. Однако с увеличением углового момента нарастание веса кластерных систем приводит к сильному смешиванию различных квазичастичных состояний противоположной четности. Поэтому при малых угловых моментах переходы $E1$ слабы и их вероятности практически не зависят от углового момента. По мере нарастания веса кластерных компонент, вероятности $E1$ переходов коллективизируются и становятся сравнимыми со значениями, характерными для ^{145}Ba (см. рис. 6).

В разделе 2.3 кластерная модель применяется к описанию зеркально-асимметричных корреляций в ядре ^{71}Ge . Вычислено отношение приведенной вероятности дипольного перехода из состояния $19/2^-$ полосы 2 в состояние $17/2^+$ полосы 4 к приведенной вероятности квадрупольного перехода между состояниями $19/2^-$ и $15/2^-$ полосы 2:

$$B(E1, 314.1 \text{ кэВ})/B(E2, 574.4 \text{ кэВ}) = 0.8 \times 10^{-6} \text{ фм}^2, \quad (1)$$

что сравнимо с полученным экспериментальным значением $B(E1, 314.1 \text{ кэВ})/B(E2, 574.4 \text{ кэВ}) = 2.75(58) \times 10^{-6} \text{ фм}^2$. Это отношение существенно больше, чем для соседних изотопов Ge и сравнимо с аналогичным отношением для ^{220}Ra .

В **третьей главе** диссертации, разработанные методы применяются к изучению структуры сверхтяжелых ядер. В разделе 3.1 рассчитываются энергии ираст-состояний положительной и отрицательной четности в четно-четных и нечетных ядрах с массой $Z \sim 100$. По вероятностям переходов из основного состояния в нижайшие возбужденные состояния вычислены дипольные, квадрупольные и октупольные моменты этих ядер.

В разделе 3.2 изучается роль кориолисова смешивания на время жизни изомерных состояний в ядрах изотонной цепочки $N = 153$. Показано, что сильное увеличение скорости распада изомерного состояния $K^\pi = 7/2^+$ в ^{251}Cf

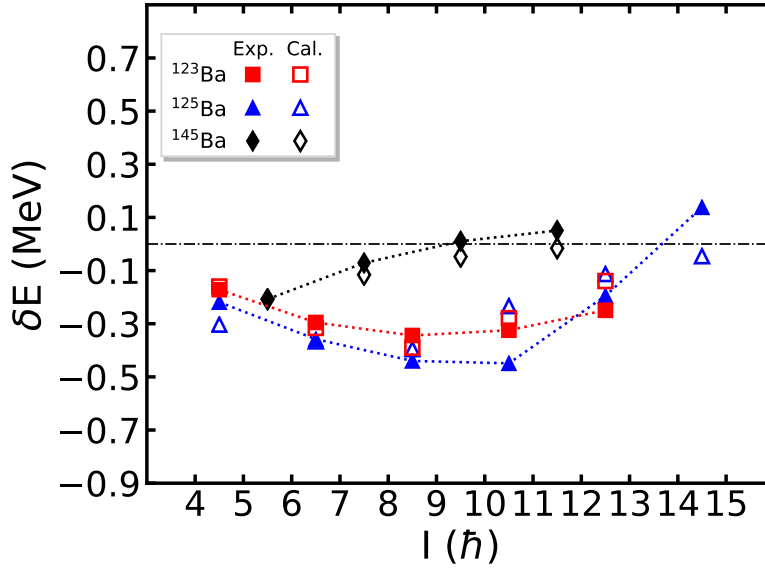


Рис. 6. Рассчитанное расщепление по четности в $^{123,125,145}\text{Ba}$ по сравнению с экспериментальными данными.

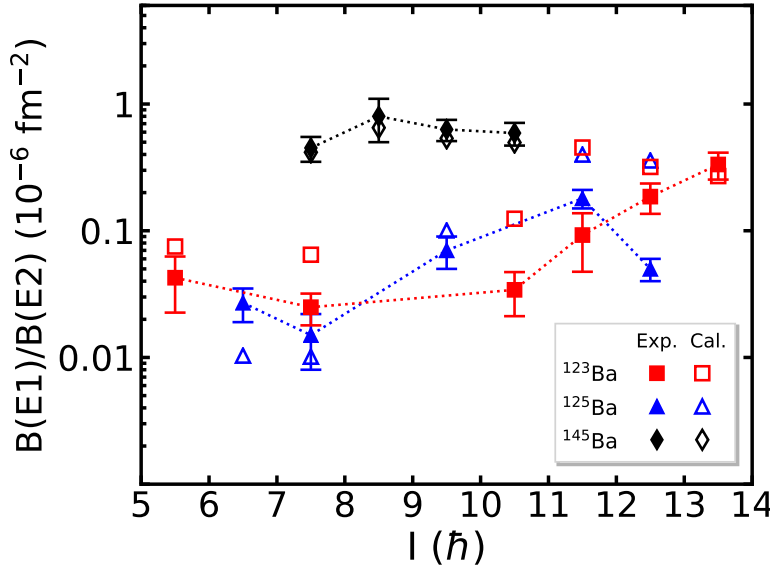


Рис. 7. Рассчитанные отношения $B(E1)/B(E2)$ для $^{123,125,145}\text{Ba}$ в сравнении с экспериментальными данными.

связано со случайным вырождением этого состояния с вращательным состоянием, построенном на другом квазичастичном состоянии. На рис. 8 приведена зависимость приведенного матричного элемента квадрупольного перехода из изомерного состояния в ротационный уровень полосы основного состояния в зависимости от момента инерции ядра. Видно, что при приближении к экспериментальному значению момента инерции, вероятность перехода начинает резко нарастать. Вычисленный период полураспада изомерного состояния $7/2^+$ в ^{251}Cf составляет 44 нс, что близко к экспериментальному значению 38 нс. Для ^{249}Cm расчет дает период полураспада 73.4 мкс (экспериментальное значение 23 мкс). Предсказана приведенная вероятность перехода для изомерного состояния в ^{253}Fm $B(E2, 7/2^+ \rightarrow 3/2^+_{K=1/2}) = 0.368 \times 10^{-3}$, что позволяет оценить период полураспада изомерного состояния $7/2^+$ в ^{253}Fm : $T_{1/2} = 52.50$ мкс.

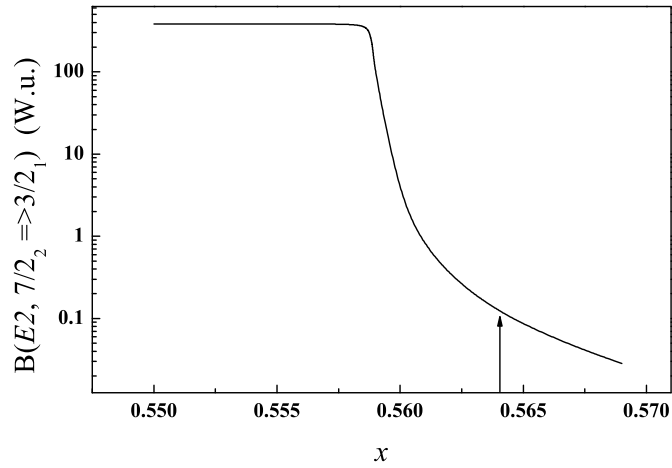


Рис. 8. Приведенная вероятность перехода $B(E2, 7/2_2^+ \rightarrow 3/2_1^+)$ показана как функция $x = S/S_{r.b.}$. Значение $x_{exp} = 0.564$, соответствующее экспериментально измеренному энергетическому расстоянию между уровнями, отмечено стрелкой.

Четвертая глава диссертации посвящена изучению плотностей уровней горячих ядер и двойных ядерных систем. В разделе 4.1 вводится математический аппарат, необходимый для расчета плотностей уровней в термодинамическом приближении. В отличие от более сложных комбинаторных расчетов, термодинамический подход обеспечивает простой формализм, что делает возможным его применение в масштабных расчетах требуемых для вычисления сечений слияния и анализа распределений продуктов распада в делении. В разделе 4.1 термодинамический метод применяется для анализа экспериментальных данных по плотностям уровней различных изотопов Dy и Mo. Показано хорошее согласие результатов расчета с экспериментом, что позволяет надежно применять разработанную модель для анализа плотностей уровней сверхтяжелых ядер и двойных ядерных систем, которые формируются в реакциях с тяжелыми ионами и в делении.

В разделе 4.2 в рамках термодинамического подхода были рассчитаны плотности внутренних уровней в основных состояниях и седловых точках сверхтяжелых ядер с $Z = 112 - 120$. Одночастичные энергии, оболочечные поправки и массы ядер, использованные в этих расчетах, были получены в микроскопически-макроскопической модели. Зависящие от энергии параметры плотности уровней рассматриваемых ядер были рассчитаны подгонкой плотностей внутренних уровней выражением модели ферми-газа. Изучены зависимости от энергии возбуждения отношений параметров плотности уровней материнского ядра в седловой точке a_f , и параметров испарительных остатков дочерних ядер, образованных после эмиссии протона a_p и α -частицы a_α в их основном состоянии

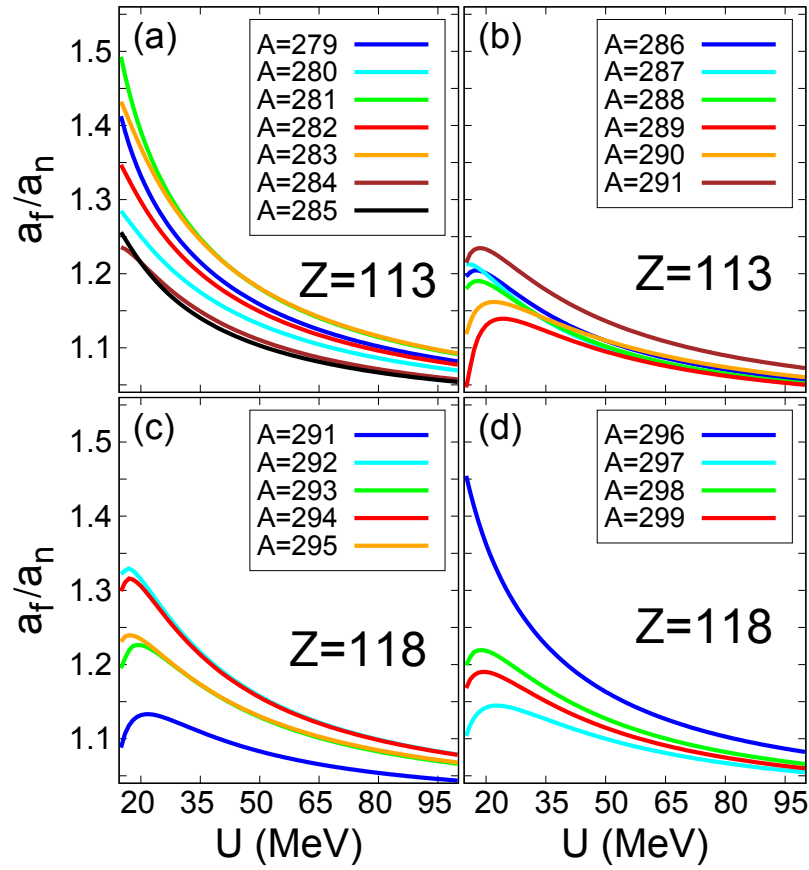


Рис. 9. (a), (b) - Зависимость от энергии возбуждения отношения a_f/a_n для ядер $^{279-291}\text{Nh}$, (c), (d) - для $^{291-299}\text{Og}$.

к параметрам, полученным для дочерних ядер, образованных после эмиссии нейтронов a_n . Показано, что эти отношения увеличиваются с ростом энергии возбуждения и достигают асимптотического значения меньше 1.1 для a_f/a_n и меньше единицы для $a_{p,\alpha}/a_n$ (рис. 9,10).

Учтено дополнительное коллективное усиление плотности уровней, связанное с возбуждением кластерных степеней свободы для канала эмиссии α -частиц. Получено выражение $K_\alpha(\beta)$. Это дополнительное усиление приводит к увеличению ширины канала распада α -частицы. Эффективно его можно учесть, увеличив отношение a_α/a_n по сравнению с полученными в микроскопическом расчете. Для рассматриваемых ядер эффективное отношение a_α/a_n асимптотически достигает ~ 1.05 .

Анализ показал важность значений порогов распада и оболочечной поправки на энергетическую зависимость отношений параметров плотности уровней при небольших энергиях возбуждения, до того, как они достигнут своего асимптотического значения. Из-за большой разницы оболочечных поправок в седловой точке и в основном состоянии, а также разной скорости их затухания с

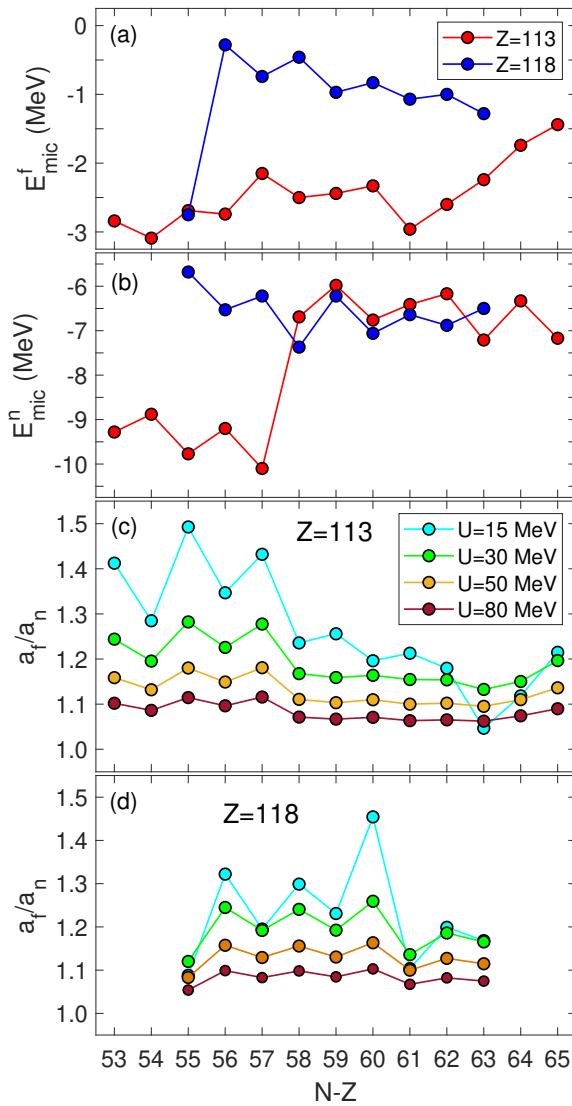


Рис. 10. (a) - Микроскопические поправки E_{mic}^f в седловой точке барьера деления. (b) - Значения микроскопических поправок в основном состоянии E_{mic}^n для дочерних ядер, получающихся после отделения нейтронов. Результаты расчета для изотопа $Z = 113$ показаны красным цветом, для изотопа $Z = 118$ - синим. (c) и (d) - отношения параметров плотности уровней a_f/a_n при 15 МэВ (бирюзовый), 30 МэВ (зеленый), 50 МэВ (оранжевый) и 80 МэВ (коричневый) для изотопной цепочки Nh (c) и Og (d) в зависимости от значения изоспина.

энергией возбуждения отношения a_f/a_n имеют пик при энергии менее 30 МэВ. При больших энергиях возбуждения, оболочечные поправки в седловой точке практически зануляются, а изоспиновая зависимость a_f/a_n в основном определяется оболочечными поправками к основным состояниям остаточных ядер после испускания нейтрона. Каналы с испусканием одного или двух нейтронов особенно чувствительными к изменению a_f/a_n , так как в этом случае энергия возбуждения невелика и параметры плотности уровней далеки от своих асимптотических значений. Учитывая важность $1n$ и $2n$ каналов для реакций холодного синтеза, учет энергетической зависимости параметров плотности уровней для делительного канала (a_f и канала испарения нейтронов a_n) также оказывается важным. Из-за близких значений оболочечных поправок и скоростей их затухания в основных состояниях дочерних ядер, отношения a_p/a_n и a_α/a_n монотонно изменяются с энергией возбуждения.

В разделе 4.3 изучаются плотности уровней ДЯС. Проанализирована зави-

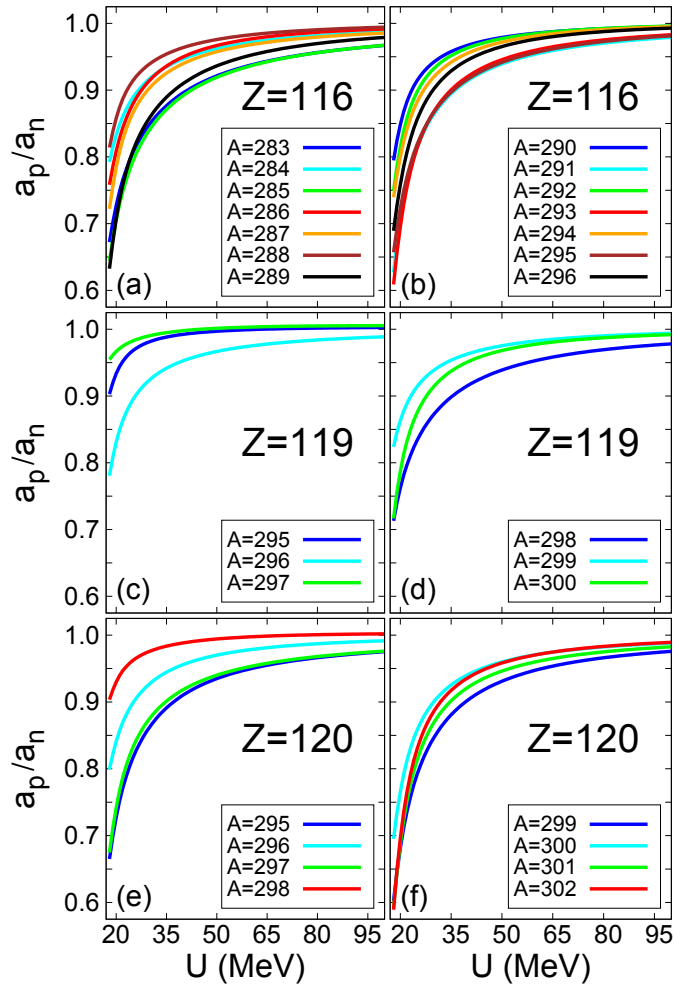


Рис. 11. (a), (b) - Зависимость от энергии возбуждения отношения a_p/a_n для $^{282-296}Lv$, (c), (d) - для $^{295-300}119$ и (e), (f) - для $^{295-302}120$.

симось плотности ДЯС от оболочечной структуры фрагментов и от параметра шейки, то есть от объема области перекрытия фрагментов.

В пределе, когда ДЯС можно представить как сумму двух фрагментов, сохраняющих свою индивидуальность, т.е. когда шейка мала и фрагменты находятся в касательной конфигурации, плотность уровней ДЯС можно выразить через параметры плотности уровней, характеризующих отдельные фрагменты:

$$\rho'_{DNS}(U, A_1, A_2) \approx \frac{\pi^{3/2} (a_1 + a_2)^{5/4} \exp \left[2\sqrt{(a_1 + a_2)(U - \Delta_1 - \Delta_2)} \right]}{72 a_1 a_2 (U - \Delta_1 - \Delta_2)^{7/4}}$$

Полученное выражение удобно использовать для анализа эволюции делящегося ядра в точке разрыва. Особенно это актуально, когда, например, изучается спонтанное деления ядер. В этом случае ненадежный расчет для сильнодеформированных состояний тяжелых ядер, можно заменить вычислением плотностей ядер-фрагментов меньшей массы вблизи их основных состояний, где точность

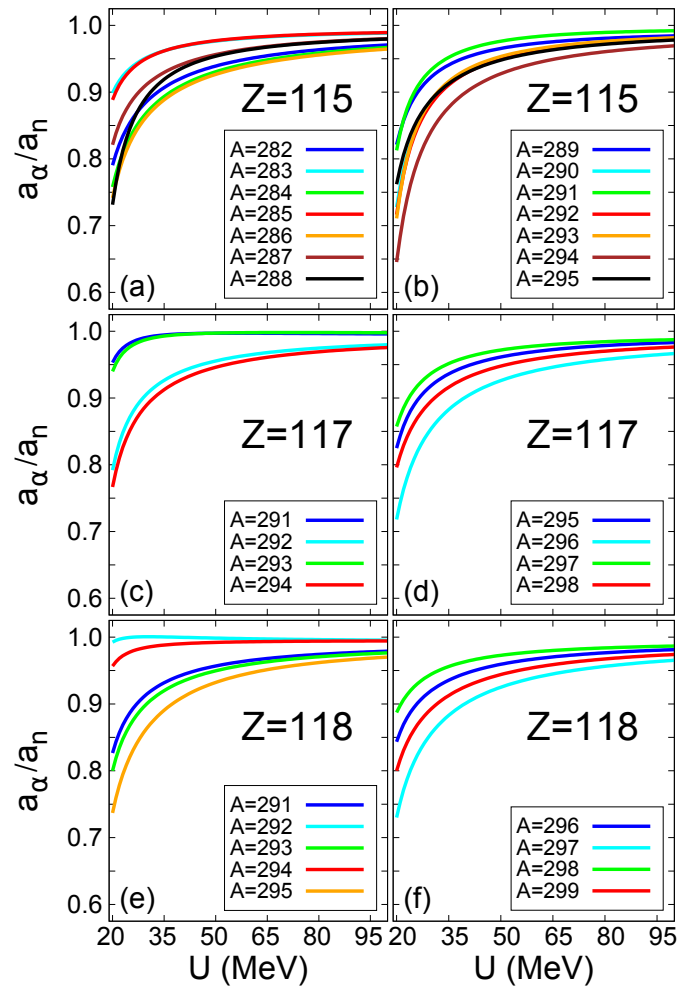


Рис. 12. (a), (b) – Зависимость отношения a_α/a_n от энергии возбуждения для $^{282-295}\text{Mc}$ (c), (d) – для $^{291-298}\text{Ts}$, (e), (f) – для $^{291-299}\text{Og}$.

расчета плотностей уровней значительно выше.

В **Приложении А** изучен частный случай кластерной системы, состоящей из сильнодеформированного тяжелого ядра и легкого сферического кластера. Дается аналитическая диагонализация кластерного гамильтониана, соответствующего такой системе

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертации, представляемые к защите.

Список публикаций

1. Jolos R. V., Kolganova E. A., Mardyban E. V., Shneidman T. M. Reflection-asymmetric mode in the structure of heavy nuclei // *International Journal of Modern Physics E*. 2023. 2340002.
2. Wang C. C, Han R, Xu C., Hua H., Bark R. A., Zhang S. Q., Wang S. Y.,

- Shneidman T.M., et al.* First evidence of an octupole rotational band in Ge isotopes // *Physical Review C*. 2022. Vol. 106. P. L0113035.
3. *Shneidman T. M., Minkov N., Adamian G. G., Antonenko N. V.* Effect of Coriolis mixing on lifetime of isomeric states in heavy nuclei // *Physical Review C*. 2022. Vol. 106. P. 014310.
 4. *Rahmatinejad A., Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jachimowicz P., Kowal M.* Energy dependent ratios of level-density parameters in superheavy nuclei // *Physical Review C*. 2022. Vol. 105. P. 044328.
 5. *Tresckow von M., Rudigier M., Shneidman T. M. et al.* New evidence for alpha-clustering structure in the ground state band of ^{212}Po // *Physics Letters B*. 2021. Vol. 821. P. 136624.
 6. *Rahmatinejad A., Bezbakh A. N., Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jachimowicz P., Kowal M.* Level-density parameters in superheavy nuclei // *Physical Review C*. 2021. Vol. 103. P. 034309.
 7. *Rahmatinejad A., Shneidman T. M., Antonenko N. V., Bezbakh A. N., Adamian G. G., Malov L. A.* Collective enhancements in the level densities of Dy and Mo isotopes // *Physical Review C*. 2020. Vol. 101. P. 034309.
 8. *Bezbakh A. N., Rahmatinejad A., Shneidman T.M., Antonenko N.V.* Level Densities of Nuclei with $Z = 112-120$ // *Bull.Rus.Acad.Sci.Phys.* 2020. Vol. 84. P. 943.
 9. *Gregor E. T., Arsenev N. N., Sheck M., Shneidman T.M. et al.* Decay properties of the 3_1^- level in ^{96}Mo // *Journal of Physics G*. 2019. Vol. 46. P. 075101.
 10. *Spieker M., Pascu S., Bucurescu D., Shneidman T.M. et al.* High-resolution (p, t) study of low-spin states in ^{240}Pu : Octupole excitations, α -clustering, and other structure features // *Physical Review C*. 2018. Vol. 97. P. 064319.
 11. *Markova M. L., Shneidman T. M., Antonenko N.V., Tretyakova T. Yu.* Effect of Coriolis Interaction on the Decay of Isotones with $N = 149$ and $N = 153$ // *Bull.Rus.Acad.Sci.Phys.* 2018. Vol. 82. P. 691.
 12. *Shneidman T. M., Antonenko N.V., Adamian G. G., Jolos R. V., Scheid W., Lenske H.* Description of alternating-parity bands within the dinuclear-system model // *Phys. Atomic Nuclei*. 2016. Vol. 79. P. 963.
 13. *Chen X. C., Zhao J., Xu C., Hua H., Shneidman T. M. et al.* Evolution of octupole correlations in ^{123}Ba // *Physical Review C*. 2016. Vol. 94. P. 021301.
 14. *Bezbakh A. N., Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Zhou .S.G.* Level densities of dinuclear systems // *The European Physical Journal A*. 2016. Vol. 52. P. 353.

15. *Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Zhou .S.G.* Cluster approach to the structure of ^{240}Pu // *Physical Review C*. 2015. Vol. 92. P. 034302.
16. *Bezbakh A. N., Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Zhou .S.G.* Influence of Shell Structure on Level Densities of Superheavy Nuclei // *Acta Phys.Pol. B*. 2015. Vol. 46. P. 563.
17. *Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Scheid W.* Multiple reflection-asymmetric-type band structures in ^{220}Th and dinuclear model // *The European Physical Journal A*. 2011. Vol. 47. P. 34.
18. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Palchikov Yu. V., Shneidman T. M., Scheid W.* Nuclear structure in the dinuclear model with rotating clusters // *Phys. Atomic Nuclei*. 2007. Vol. 70. P. 1350.
19. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Ivanova S. P., Palchikov Yu. V., Shneidman T. M., Andreev A. V., Scheid W.* Nuclear Molecules // *International Journal of Modern Physics E*. 2023. Vol. 16. P. 1021.
20. *Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V.* Cluster Approach to the structure of nuclei with $Z \geq 96$ // *Phys. Atomic Nuclei*. 2007. Vol. 70. P. 1452.
21. *Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V.* Possible alternative parity bands in the heaviest nuclei // *Physical Review C*. 2006. Vol. 74. P. 034316.
22. *Shneidman T. M., Jolos R. V., Krucken R. et al.* $E2$ -transitions between positive- and negative-parity states of the ground-state alternating-parity bands // *The European Physical Journal A*. 2005. Vol. 25. P. 387.
23. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Palchikov Yu. V., Scheid W., Shneidman T. M.* Nuclear Structure with the Dinuclear Model // *Phys. Atomic Nuclei*. 2004. Vol. 67. P. 1701.
24. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Palchikov Yu. V., Scheid W., Shneidman T. M.* Manifestation of cluster effects in the structure of medium mass and heavy nuclei // *Nuclear Physics A*. 2004. Vol. 734. P. 433.
25. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Shneidman T. M.* Cluster interpretation of parity doublet rotational bands in odd-mass nuclei // *Physical Review C*. 2004. Vol. 70. P. 064318.