АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи
УДК 539.144.3

НАДИРБЕКОВ МАХМУДЖОН СУЛАЙМАНОВИЧ

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ФОРМЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗБУЖДЕННЫХ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ ЛАНТАНИДОВ И АКТИНИДОВ

01.04.08 –«Физика атомного ядра и элементарных частиц. Ускорительная техника»

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Научный консультант:д.ф.-м.н., проф. Р. Ярмухамедов

Ташкент—2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ ОПРЕДЕЛЕНИЙ, ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

В данной диссертационной работе применяются следующие термины, обозначения и сокращения с соответствующими определениями, расшифровкой и пояснениями:

Адиабатическое приближение, где частота вращения ядра как целого гораздо мала по сравнению с частотами внутреннего движения: т. е. $\omega_{rot} \ll \omega_{in}$ (условие адиабатичности);

Неадиабатическое приближение, где частота вращения ядра как целого не мала по сравнению частотами внутреннего движения: т. е. $\omega_{rot} \sim \omega_{in}$;

VMI–variablemomentofinertia (переменный момент инерции);

HI–high ion (тяжелый ион);

RMS–root mean square (среднеквадратичные отклонения рассчитанных значений энергии уровней от их экспериментальных данных);

Лантаниды, ядра с $140<A<176$;

Актиниды, ядра с $220<A<260$;

Тяжелые ядра, ядра с $A \geq 224$;

Yrast-полоса, последовательность состояний с наименьшими значениями энергии уровней для данного углового момента;

Первая *non-yrast*-полоса, последовательность состояний с квантовым числом колебаний n=1;

Вторая *non-yrast*-полоса, последовательность состояний с квантовым числом колебаний n=2;

P– означает пространственную симметрию;

R– означает ротационную симметрию;

ANL–Argonne National Laboratory (Аргонская Национальная Лаборатория);

GANIL–Grand Accelerateur National d'Ions Lourds;

FLNR–Flerov Laboratory of Nuclear Reactions (Лабораторияядерныхреакцийим. Г. Н. Флерова).

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и востребованность темы диссертации. В настоящее время во всем мире получение надежной информации о спектроскопических характеристиках тяжелых ядер является одной из наиболее важных задач современной теории структуры атомных ядер. Свойства возбужденных коллективных состояний, такие как последовательность значений энергий и спинов, а также вероятность электрических мультипольных переходов и средние значения электрических мультипольных моментов зависят от формы ядра и её деформируемости. Аномальная хаотическая нерегулярность в низкоэнергетических возбужденных коллективных состояниях тяжелых ядер, внутри/междуполосные приведенные вероятности E1- и E2-переходов в энергетических уровнях этих ядер непосредственно связаны динамикой деформации ядерной формы. Поэтому, определение фундаментальных спектроскопических характеристик тяжелых четно-четных ядер, и её применение для конкретных ядер является чрезвычайно важной и актуальной задачей.

В последнее время спектроскопические свойства возбужденных коллективных состояний тяжелых ядер широко изучаются различными авторами в рамках различных моделей, использующих геометрические, алгебраические и микроскопические приближения. Феноменологическая неадиабатическая модель ядра квадрупольного типа, учитывает связь вращательного движения с продольными и поперечными колебаниями поверхности ядра. Однако, в рамках этой модели возбужденные высокоспиновые состояния и изменения четности в этих состояниях таких ядер практически не изучены. Исследования характеристик возбужденных высокоспиновых состояний ранее проводились рядом авторов в рамках моделей переменного момента инерции и взаимодействующих бозонов. В этих моделях полный момент инерции ядра рассматривается как свободный параметр и предполагалось, что полный момент инерции ядра не зависит от

динамики его формы. Но, при исследовании высокоспиновых состояний атомных ядер требуется корректный учет связи вращательного движения с колебаниями поверхности ядра в разных мультипольностей.

В нашей Республике уделяется большое внимание развитию ядерной физики, в частности экспериментальных и теоретических работ в области физики атомного ядра и элементарных частиц, а также проведению фундаментальных исследований в этом направлении на мировом уровне. Направления этих фундаментальных исследований, имеющих большое значение для развития науки нашей страны и её дальнейшего практического применения, отражены в Стратегии[1] действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017-2021 гг.

Данная научно-исследовательская работа соответствует задачам, утвержденным в государственных нормативных документах, в Указах Президента Республики Узбекистан за № УП-4512 «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии» от 1-марта 2013 года. № УП-4947 «О Стратегии действии по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017-2021-гг» от 2-февраля 2017-года, Постановлении Президента Республики Узбекистан № УП-2789 «О мерах по дальнейшему совершенствованию Академии Наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности» от 18 февраля 2017 года.

Соответствие исследования с приоритетными направлениями развития науки и технологий республики. Диссертационное исследование выполнено в соответствии с приоритетным направлением развития науки и технологий в Республике Узбекистан: II. «Энергетика, энерго- и ресурсосбережение».

Обзор зарубежных научных исследований по теме диссертации.

Исследования возбужденных коллективных состояний атомных ядер с

[1]Указ Президента Республики Узбекистан № УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию РеспубликиУзбекистан» от 07 февраля 2017 г.

учетом мультипольности ядерной поверхности одинаковой/различной четности проводятся в ведущих мировых научных центрах и высших образовательных учреждениях, в том числе, в Объединенном институте ядерных исследований, Российском научном центре ”Курчатовский Институт”, Институтеядерной физики имени Д.В. Скобельцина при Московском государственном университете, Санкт-Петербургскомгосударственномуниверситете (Российская Федерация), Институтеядерных исследований и Институтетеоретической физики (Украина); Институтетеоретической физики Университета Гете и Институтетеоретической физики Университетаимени Юстуса Либиха (Германия); GANIL (Франция).Институтеядерной физики (Греция); Институтеядерных исследований и ядерной энергии (Болгария); Департаменте Физики ”Г. Галилей” Университета Падова (Италия); Департаментеинженерной физики Университета Газиентеп (Турция); Департаменте Физики Университета Токио (Япония); Школе Физики Университета Дамган (Иран); Центре Теоретической Физики Йельского Университета (США); Национальном Институте Ядерной физики и Инженерии (Румыния); Департаменте Ядерной Физики Национального Университета Австралии (Австралия);Институте Радиационных физико-химических проблем (Беларусь); Институтеядерной физики (Казахстан); Институтеядерной физики, Национальном Университете Узбекистана и Наманганскоминженерно-технологическоминституте (Узбекистан).

По исследованиям ядерной структуры и возбужденных коллективных состояний атомных ядер на мировом уровне были получены научные результаты, в том числе: составлен каталог основных характеристик ядерных процессов (http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/, Evaluated and Compiled Nuclear Structure Data), определены их кинематические и динамические характеристики, созданы экспериментальные установки и разработаны

теоретические методы (Российский научный центр ”Курчатовский Институт” и Объединенный институт ядерныхисследований, Россия; GANIL, Франция; Институт ядерных исследований и Институт теоретической физики, Украина; Институты теоретической физики Университетов Гете и Юстуса Либиха, Германия; Институт ядерной физики, Греция; Институт ядерных исследований и ядерной энергии, Болгария; Институт радиационных физико-химических проблем, Республика Беларусь; Институт ядерной физики, Казахстан; Институт ядерной физики, Национальный университет Узбекистана, Узбекистан).

В настоящее время в мире, исследования по возбужденным коллектив-ным состояниям тяжелых атомных ядер проводятся по ряду приоритетных направлений, в том числе: исследование нормально-деформированных, супердеформированных и гипердеформированных состояний вращательных полос в различных массовых числах; полуфеноменологические приближения принудительного вращения гипердеформированных состояний; кластерная модель супердеформированных состояний; развитие неадиабатических приближений для описания связанной с отражением асимметрической формы ядра; а также количественное и качественное объяснения свойств вращательно-вибрационных состояний полос переменной четности; изучение коллективных состоянийα-распада и К-изомеров трансфермиевых ядер; усовершенствование чувствительности экспериментальных установок в лабораториях: Аргонская Национальная Лаборатория (Арагон, США), GSI (Дармшадт, Германия), JYFL (Yyvaskyla, Финландия), GANIL (Caen, Франция) и Лаборатория ядерных реакций им. Г. Н. Флерова (Дубна, Россия).

Степень изученности проблемы.Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом Бора для различных видов потенциальной энергии поверхностных квадрупольных колебаний рассмотрены многими учеными ведущих научных центров мира,например: болгарскими (N. Minkov, S. Drenska, P. Yotov), немецкими (W. Greiner, Amand Faessler, W. Scheid, M.

Strecker), греческими (D. Bonatsos, D. Lenis, D. Petrellis), итальянскими (L. Fortunato), белорусскими (Ю. В. Породзинский, Е. Ш. Суховицкий), украинскими (В. Ю. Денисов, А. Я. Дзюблик) и другими. Однако, в этих работах, не рассматриваются высокоспиновые состояния за счет коллективного вращения, а также вклад поперечных колебаний, либо вообще не учитывается, либо учитывается приближение статической или малой неаксиальности.

Приведенные вероятности квадрупольных переходов в возбужденных коллективных состояниях основной, γ- и β-полос в рамках различных коллективных моделей были рассмотрены болгарскими (N. Minkov, P. Yotov, S. Drenska), немецкими (W. Greiner, W. Scheid), греческими (D. Bonatsos, D. Lenis, D. Petrellis), итальянскими (L. Fortunato), украинскими (В. Ю. Денисов, А. Я. Дзюблик), российскими (В. М. Михайлов, И. Н. Михайлов, В. Г. Соловьев), беларусскими (Ю. В. Породзинский, Е. Ш. Суховицкий), узбекскими (Р. Б. Бегжанов, Ш. Шарипов, Б. Ч. Чориев, П. Н. Усманов) и другими учеными. Однако в них вращательные и вибрационные формы движения рассматриваются независимо. Однако учет взаимосвязи этих движений является очень важным.

Изучение энергетического спектра возбужденных состояний переменной четности аксиально-симметричных четно-четных ядер на основе различных моделей выполнялись болгарскими (N. Minkov, P. Yotov, S. Drenska), немецкими (W. Scheid, M. Strecker), украинскими (В. Ю. Денисов, А. Я. Дзюблик), греческими (D. Bonatsos, D. Lenis, D. Petrellis) и другими учеными. Но, в этих работах, в гамильтониане оператор кинетической энергии имеет форму неаксиальных ядер. Кроме того, разветвление энергии уровней вращательной полосы в спектре переменной четности описывает лишь четно-четные ядра в области лантанидов и не описывают аналогичные свойства спектра актинидов.

Связь темы диссертации с научно-исследовательскими работами высших образовательных и научно-исследовательских учреждений, где

выполнена диссертация. Диссертационная работа выполнена в ИЯФ АН РУз в рамках научных проектов: Ф-2.1.19 «Разработка самосогласованного метода расчета структуры ядер и асимптотической теории периферийных реакций передачи заряженной частицы в ядерной астрофизике сверхнизких энергий»(2003-2007); ФА-Ф2-Ф077 «Разработка и развитие теоретических методов расчета фундаментальных характеристик ядер и периферийных ядерных реакций при низких и сверхнизких энергиях для ядерной астрофизики»(2007-2011); Ф2-ФА-Ф117 «Исследования динамических свойств фундаментальных характеристик ядер для ядерной астрофизики»(2012-2016);Ф.2-14«Исследование аномальных особенностей низкоэнерге-тических возбуждений деформированных неаксиальных четно-четных ядер»(2014-2015).

Целью работы является разработка феноменологической неадиабати-ческой коллективной модели и определения спектроскопических характерис- тик спектра коллективного возбуждения одинаковой/переменной четности и их зигзагообразные разветвления в энергетическом спектре вращательной полосы тяжелых четно-четных ядер.

Задачи исследования:

развить неадиабатическую модель для возбужденных коллективных состояний положительной четности основной, β- и γ-полос неаксиальных четно-четных ядер и получить в явном виде выражения для энергетического спектра и волновых функций. Определить закономерности изменение спектра энергетических уровней от ядра к ядру в области лантанидов, актинидов и сверхтяжелых ядер и теоретически предсказать энергетические уровни β- и γ-полос трансурановых ядер;

оценить вклад поперечных поверхностных деформаций на энергети-ческий спектр коллективного возбуждения положительной четности. Опреде-лить «хаотическую» и «регулярную» части коллективной динамики в спектрах возбужденных вырожденных состояний положительной четности неаксиальных четно-четных ядер;

получить явные выражения для приведенных вероятностей между/внутриполосных E2-переходов в модели произвольной неаксиальности и выполнить расчеты вероятностей E2-переходов и сравнить их с экспериментальными данными. Изучить ветвления E2-переходов в возбужденных коллективных состояниях и определить их связи с различными видами движения в динамике формы ядра;

получить в явном виде энергетический спектр и волновые функции возбужденных коллективных состояний переменной четности четно-четных ядер для потенциальной энергии поверхностных колебаний Девидсона. Произвести расчет энергетического спектра для разных полос и сравнить их с экспериментальными данными с учетом поверхностных колебаний квадрупольно-октупольного типа в развиваемой модели;

получить явные выражения для приведенных вероятностей между/внутриполосных E1- и E2-переходов в энергетическом спектре переменной четности аксиально-симметричных четно-четных ядер и сравнить результаты расчетов с экспериментальными данными. Изучить ветвления этих переходов в возбужденных коллективных состояниях и чувствительность E1- и E2-переходов к присутствию поверхностных колебаний квадрупольно- октупольного типа;

описать структуру энергетического спектра переменной четности коллективных состояний тяжелых четно-четных ядер в рамках трехмерного квадруполь-октупольного ротатора;

определить разветвления вращательной полосы в спектре переменной четности аксиальных и неаксиальных четно-четных ядер с учетом различных коллективных форм движений.

Объектом исследования являются четно-четные ядра в области лантанидов, актинидов и сверхтяжелых ядер.

Предметом исследования являются статические и динамические характеристики спектра возбужденных коллективных состояний основной, β- и γ-полос положительной четности и yrast- и non-yrast полос положительной

и отрицательной четности аксиальных и неаксиальных четно-четных ядер.

Методы исследования: математический аппарат квантовой механики,численные методы и программирование на языке ФОРТРАН.

Научная новизна исследованиязаключается в следующем:

предсказаны новые энергетические уровни возбужденных состояний β- и γ-полос трансурановых ядер ^{242,244}Pu, ^{248}Cm и ^{252,254}No и установлено, что ядер с постоянной деформацией в области актинидов больше, чем в области лантанидов;

обнаружены вырождения низкоэнергетических уровней коллективных состояний и показано, что энергетические уровни ядер ^{166}Yb, ^{168}Hf, ^{232}Th, ^{236}U лежат в области «хаотической» части, энергетические уровни остальных рассматриваемых ядер находятся в области «регулярной» части;

оценен вклад поперечной поверхностной деформации на энергетический спектр коллективного возбуждения ядер ^{152,154}Sm, ^{154}Gd, ^{156,158}Dy, ^{162}Er, ^{170}Hf, ^{232,234}U;

установлена важность учета поверхностных колебаний квадрупольно-октупольного типа в описании спектроскопических свойств лантанидов ^{150}Sm, ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er и актинидов ^{224}Ra, ^{228}Th, ^{232,234,236,238}U и ^{240}Pu;

обнаружена чувствительность приведенных вероятностей E1- и E2-переходов к динамике квадрупольных и октупольных деформаций;

определено влияние аксиальных и неаксиальных степеней свободы в формировании коллективных спектров с квадрупольной и октупольной деформациями, в ядрах ^{228,230,232}Th, ^{230,232,234,238} U и ^{240}Pu;

показана важность учета вклада продольных и поперечных коллективных форм движений в зигзагообразные разветвления энергетических уровней вращательной полосы при K=0 или с K-смешиванием для четно-четных ядер ^{150}Sm, ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er, ^{228,230,232}Th, ^{230,232,234,238} U и ^{240}Pu.

Практические результаты исследованиязаключаютсяв следующем**:**

разработан феноменологический подход, хорошо описывающий

статистические и динамические свойства четно-четных ядер области лантанидов, актинидов и сверхтяжелых ядер;

предсказаны энергетические уровни β- и γ-полос сверхтяжелых ядер и оценено влияние неаксиальных степеней свободы формы ядра.

Достоверность результатов исследованияобоснована использованием методов квантовой механики и теоретической физики, а также высокоэффективных численных методов и алгоритмов, подробной проверкой согласованности полученных результатов с экспериментальными данными и результатами других авторов, соответствием выводов основным положениям коллективной теории тяжелых четно-четных ядер.

Научная значимость и практическая ценность исследования.Научная значимость моделей разработанных соискателем, и результатов исследований, полученных на основе этих моделей, определяется полезностью и пригодностью для установления динамики устойчивых квадруполь-октупольных деформаций и анализа свойств энергетического спектра коллективных состояний одинаковой/переменной четности тяжелых и сверхтяжелых четно-четных ядер, полученных в новых экспериментальных данных.

Практической ценностью полученных результатов является применение разработанных моделей для оценки времени жизни вращающегося ядра получаемого при синтезе сверхтежялых элементов. Методы расчетов развитые в диссертационной работе, позволяют предсказать новые энергетические уровни возбужденных состояний γ- и β-полос трансурановых и трансфермиевых ядер, вероятности мультипольных переходов и ветвления этих переходов, а также поляризационные и неполяризационные мультипольные моменты коллективных состояний.

Внедрение результатов исследования. На основе полученных результатов по динамике изменения формы ихарактеристикам возбужденных коллективных состояний лантанидов и актинидов:

результаты расчетов приведенных вероятностей E2-переходов в ядрах

лантанидов и актинидов с квадрупольной и октупольной деформациями были использованы для исследования спектроскопических характеристик тяжелых ядер в рамках проекта № 01-3-1114-2014/2018 «Теория структуры ядер и ядерных реакций»(письмо Объединенного института ядерных исследований от 24 апреля 2018 г.).Полученные результаты позволили оценить время жизни вращающегося ядра, получаемого при синтезе сверхтежялых элементов;

энергетические уровни возбужденных коллективных состояний, лантанидов и актинидов переменной четности, их разветвление в больших спинах использованы для описания и объяснения статических и динамических спектроскопических характеристик тяжелых ядер в научно-исследовательском проекте«Исследование возбужденных атомных ядер и механизмов ядерных процессов в около пороговых реакциях»(2013-2017) (письмо Института ядерных исследований НАН Украины от 11 апреля 2018 г. №1-17/265).Полученные результаты позволили определить и идентифицировать экспериментальные данные по энергетическим уровням γ- иβ-полос, а также приведенных вероятностей мультипольных переходов в них;

результаты по определению неаксиальности в возбужденных состояниях четно-четных ядер лантанидов и актинидов использованы международными исследователями (ссылки в зарубежных научных журналах Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2015; Chinese Physics C, 2017; Nuclear Data Sheets, 2015) в реакциях с тяжелыми ионами. Использование этих резуль-татов позволило определить энергии связи тяжелых и сверх тяжелых ядер.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на20 Международных и республиканских конференциях.

Публикация результатов исследования.По теме диссертации опубликованы 42 научные работы, 19 научных статей в изданиях, рекомен-дованный Высшей аттестационной комиссией Республики

Узбекистан для публикации основных научных результатов диссертации, из них 11 в зарубежных научных журналах.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, списка использованной литературы. Объем диссертации составляет 177 страницы.

Список опубликованных работ:

1. Шарипов Ш., Надырбеков М.С. Энергии коллективных состояний четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями // Узбекский физический журнал. - Ташкент (Узбекистан), 1998. - № 3. - С.12-20 (01.00.00. №5)

2. Шарипов Ш., Надырбеков М.С. О коллективных состояниях деформируемых неаксиальных четно-четных ядер // Узбекский физический журнал. - Ташкент (Узбекистан), 2000. - № 5-6 (2). - С.368-372 (01.00.00. №5)

3. Sharipov Sh., Nadirbekov M.S., Nuriev S.K. About Collective States for Even-Even Nuclei with Quadrupole and Octupole Deformations// Ukrainian physical journal. - Kiev (Ukraine), 2002. -vol. 47, N 10. - pp. 911-915 (01.00.00; №51)

4. Sharipov Sh., Nadirbekov M.S., Nuriyev S.K. Reduced Probabilities of E2 Transitions and Quadrupolar Moments of the Excited States of Deformable Nonaxial Even-Even Nuclei // Ukrainian physical journal. - Kiev (Ukraine), 2004. -vol. 49, N 9.- pp. 836-840 (01.00.00; №51)

5. Sharipov Sh., NadyrbekovM.S.Electrical dipole and quadrupole transitions in even-even nuclei with quadrupole and octupole deformations // Ukrainian physical journal. - Kiev (Ukraine), 2005. -Vol. 50, N 1. - pp. 21-25 (01.00.00; №51)

6. Шарипов Ш., Надырбеков М.С., Нуриев С.К. Коллективные состояния четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями // Известия Российской академии наук. Серия «Физика». - Москва (Россия), 2005. - т. 69, № 1 . - С.128-134 (01.00.00; №26)

7. Шарипов Ш., Надырбеков М.С., Юлдашева Г.А. Возбужденные

состояния деформируемых неаксиальных четно-четных ядер // Узбекский физический журнал. - Ташкент (Узбекистан), 2009. - № 3 (11). –С.159-165 (01.00.00. №5).

8. Надырбеков М. С., Юлдашева Г. А. О коллективных возбужденных состояниях деформируемых неаксиальных четно-четных ядер // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. - Ташкент (Узбекистан), 2009.- № 3-4 (01.00.00. №7).

9. Шарипов Ш., Надырбеков М.С. Приближение асимметричного ротатора для четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями // Узбекский физический журнал. - Ташкент (Узбекистан), 2009. - № 4 (11).- С.247-253 (01.00.00. №5).

10.Надырбеков М.С., Юлдашева Г.А. Коллективные возбужденные состояния четно-четных ядер в нейтронных цепочках N=90,92,94 // Узбекский физический журнал. - Ташкент (Узбекистан), 2011. - № 6 (13). - С.387-393 (01.00.00. №5).

11.Надырбеков М.С., Юлдашева Г.А. Возбужденные коллективные состояния четно-четных тяжелых ядер // Узбекский физический журнал - Ташкент (Узбекистан), 2012. - № 2(14). - С.75-83 (01.00.00. №5).

12.Nadirbekov M.S., Yuldasheva G.A.StatesofEven-EvenNucleiinNeutronChainswithN = 96, 98, 100 // Ukrainian physical journal. - Kiev (Ukraine), 2012. -Vol. 57, N 8. - pp. 789-795 (01.00.00; №51)

13.Nadirbekov M. S., Yuldasheva G. A., Minkov N., Scheid W. Collective excited states in even-even nuclei with quadrupole and octupole deformations // International Journal of Modern Physics E. – Singapore, 2012. - vol. 21, № 4. -id. 1250044. -20p. (№ 39. Impact Factor Search; IF = 1.229).

14.Nadirbekov M.S., Yuldasheva G.A Excited collective states of heavy even-even nuclei // Physics of Atomic Nuclei. - Moscow (Russia), 2013. - vol. 76, N 3.- pp.303-312(№ 39. ImpactFactorSearch; IF =0.457).

15.Nadirbekov M.S., Yuldasheva G.A. Triaxiality in excited states of

lanthanide and actinide even-even nuclei // International Journal of Modern Physics E. - Singapore, 2014. - vol. 23, N 5. -id. 1450034. -16p. (№ 39.Impact Factor Search; IF = 1.229).

16.Надырбеков М.С., Коржовов М.Ж. Возбужденные коллективные состояния деформируемых четно-четных ядер // Узбекский физический журнал. - Ташкент (Узбекистан), 2014. - № 1(16). - С.9-18 (01.00.00. №5).

17. Надырбеков М.С., Бозаров О.А. Неаксиальность четно-четных лантанидов и актинидов в возбужденных коллективных состояниях // Ядерная физика. - Москва (Россия), 2016. - т. 79, № 3. - С.1-8 (№ 39.Impact Factor Search; IF = 0.457).

18.Nadirbekov M.S., Minkov N., Scheid W., Strecker M. Application of the triaxial quadrupole-octupole rotor to the ground and negative-parity levels of actinide nuclei // International Journal of Modern Physics E. - Singapore, 2016. - vol. 25, N 3. -id. 1650022. -14c. (№ 39.Impact Factor Search; IF = 1.229).

19.Надырбеков М.С., Бозаров О.А. Приведённые вероятности E2-переходов между возбуждёнными коллективными состояниями неаксиальных чётно- чётных ядер // Ядерная физика. - Москва (Россия), 2017. - т. 80, № 1. -С.48-62 (№ 39.ImpactFactorSearch; IF = 0.457).

20.Шарипов Ш., Надырбеков М.С. Энергии коллективных состояний четно- четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями // 50 лет ядерным оболочкам: Международная конференция по ядерной физике. - Санкт-Петербург, 1999. - С. 399.

21.ШариповШ., НадырбековМ.С. The collective excited states of deformed triaxial even-even nuclei // Modern problems of nuclear physics: 3rd International Conference, Bukhara,1999. – Tashkent, 1999. - pp.116-117.

22.Шарипов Ш., Надырбеков М.С. Коллективные возбужденные состояния четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями // Международная конференция по ядерной физике. -Санкт-Петербург (Россия), 2000. - С.144.

23.Шарипов Ш., Надырбеков М.С., Нуриев С.К. Вращательная полоса

деформируемых нечетно-нечетных ядер // Международная конференция по ядерной физике. -Санкт-Петербург (Россия), 2000. -С.145.

24.Шарипов Ш., Надырбеков М.С. Коллективные возбужденные состояния деформируемых четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями // Свойства возбужденных состояний атомных ядер и механизмы ядерных реакций: LI Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. –Саров (Россия), 2001. -С. 116.

25.Sharipov Sh., Nadirbekov M.S., Nuriyev S.K.Collective Excited States of Even-Even Nuclei with Quadrupole and Octupole Deformations // 5th International conference “Modern problems of nuclear physics” Uzbekistan, Samarkand, 2003. – Tashkent, 2003. -P.138-139.

26.Шарипов Ш., Надырбеков М.С. Коллективные возбужденные состояния четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями // Ядерная и радиационная физика: 4 Межд. конф. 15-17 сентября 2003. – Алматы (Казахстан). – С. 141

27.Sharipov Sh., Nadirbekov M.S., Nuriev S.K. Collective excited states even-even nuclei with quadrupole and octupole deformations // 4th Conference on Nuclear Physics and Particle Physics (NUPPAC’03) 2003, 11-15-October. – Fayoum (Egypt), 2003. -pp.130

28.Шарипов Ш., Надырбеков М.С., Нуриев С.К. Коллективные возбужденные состояния четно-четных ядер сквадрупольной и октупольной деформациями // 53 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра 7 - 10 октября 2003. – Москва: МГУ, 2003. - С.145

29.Sharipov Sh., Nadirbekov M.S. The rotational-vibrational excited states of even-even nuclei with quadrupole and octupole deformation // A New Era of Nuclear Structure Physics: International symposium 19-22-November 2003. - Niigata (Japan). -pp. 156.

30.Sharipov Sh., Nadirbekov M.S. Energy levels of collective states in even-even nuclei with quadrupole and octupole deformations // The sixth

international conference “Modern problems of nuclear physics” 19-22 September 2006.- Tashkent (Uzbekistan), 2006. -pp.124

31.Надырбеков М.С. Приближения жесткого ассиметричного ротатора для четно-четных ядер сквадрупольной и октупольной деформациями // 58 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра “Ядро-2008” 23 - 27 июня 2008. - Москва, 2008. -С.192.

32.Надырбеков М.С., Юлдашева Г.А. Возбужденные состояния неаксиальных четно-четных ядер // Ядерная и радиационная физика: 4 Межд. конф. 8-11 сентября 2009. – Алматы (Казахстан), 2009. – С. 37

33. Надырбеков М.С., Юлдашева Г.А. Возбужденные состояния неаксиальных четно-четных ядер// Современная физика и её перспективы: Материалы Респ. конф. 12-13-ноября 2009. – Ташкент (Узбекистан), 2009. -С.174-177

34.Надырбеков М.С., Юлдашева Г.А. Возбужденные состояния неаксиальных четно-четных ядер // Материалы 7-ой международной конференции ”Ядерная и радиационная физика” 8-11 сентября 2009. - Алматы: ИЯФ НЯЦ РК, 2010. - С.39-41.

35.Nadirbekov M.S., Abduvohidov A.L. Adiabatic approximation for even-even nuclei with quadrupole and octupole deformations // International Nuclear Physics Conference 2010 (INPC2010) 4-9 July 2010. – Vancouver (Canada), 2010. – pp. 114

36.Надырбеков М.С., Абдувохидов А.Л. Возбужденные коллективные состояния деформируемых четно-четных ядер // ”Актуальные вопросы мирного использования атомной энергии”: Международная конференция молодых ученых 6-8 июня 2012. . - Алматы (Казахстан), 2012. – С.14

37.Nadirbekov M.S. Excited collective states of even-even nuclei // 9thInternational Conference ”Nuclear and Radiation Physics”, 24-27 September, 2013. – Almaty (Kazakhstan), 2013. -pp.109.

38.Надырбеков М.С., Коржовов М.Ж. Приведенные вероятности E2-переходов в неаксиальных четно-четных ядрах // Тезисы докладов

Международной конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», посвященная 70-летию Физико-технического института НПО «Физика – Солнце» АН РУз, 14-15 ноября 2013 г. - Ташкент:ФТИ АН РУ, 2013. - P. 38

39.Nadirbekov M.S., Temirov F.N. Reduced E2-transition probabilities in excited collective states of triaxial even-even heavy nuclei // 10th International Conference «Nuclear and Radiation Physics», September 8-11, 2015. – Kurchatov (Kazakhstan), 2015. - P.103

40.Nadirbekov M.S. Reduced E2-transition probabilities in the excited collective states of triaxial even-even nuclei // 35th International workshop on Nuclear Theory 26 June-2 Jule 2016. - Rila Mountains (Bulgaria), 2016. - pp. 32.

41.Nadirbekov M.S. Reduced E2-Transition Probabilities in the Excited Collective States of Triaxial Even-Even Nuclei // Proceedings of the 35th International Workshop on Nuclear Theory. - Heron Press, Sofia (Bulgaria), 2016. - vol. 35. -pp.181-193.

42.Nadirbekov M.S., Kurbanov I.I., Shodmonov K.K., Mirzakarimov B.A. Triaxiality in excited collective states of even-even nuclei // Фундаментальныеиприкладныевопросыфизики: ТрудыМеждународнойконференции 13-14 июня 2017. – Ташкент: ФТИНПО«Физика-Солнце»АНРУз, 2017. - С.43-46

I. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ НЕАДИАБАТИЧЕСКОЙ КОЛЛЕКТИВНОЙ МОДЕЛИ

Основной проблемой надежного описания статических и динамических свойств возбужденных коллективных состояний четно-четных ядер является установление связи между вращательным движением и деформациями поверхности ядра с различной мультипольностью корректным образом. Считается, что деформации четной мультипольности приводят к спектрам коллективных состояний положительной четности, в то время как нечетные мультипольности могут привести к появлению состояния отрицательной четности. Кроме того аксиальные деформаций играют ведущую роль в коллективности ядерного вращения, тогда как неаксиальные могут нести ответственность за специфические свойства коллективных спектров [1-9].

Форма ядра, а точнее симметрия самосогласованного поля, действующего на нуклоны в атомных ядрах, имеет весьма существенное значение для классификации однонуклонных и коллективных возбужденных состояний ядер. В случае сферической симметрии, которая имеется в основных состояниях дважды магических ядер, однонуклонные состояния характеризуются энергией, четностью и квантовыми числами j m_j, определяющими соответственно квадрат и проекцию углового момента нуклона на ось квантования. В ядрах имеющих аксиальную симметрию, сохраняющейся величиной, кроме энергии и четности, является проекция углового момента нуклона на аксиальную ось симметрии ядра. В неаксиальных ядрах ни полный угловой момент нуклона, ни проекция углового момента нуклона не являются интегралами движения, т.е. сохраняющимися величинами [10-16].

Сферически-симметричное ядро не может иметь вращательной энергии, так как оно состоит из неразличимых частиц и при повороте переходит само в себя, т.е. с точки зрения квантовой механики не меняет пространственного положения. Но, если равновесная форма ядра не сферична (т.е.

деформирована), то появляется пространственная анизотропия, а вместе с ней и вращательные степени свободы [16-24].

Ядерные вращательные спектры энергетических уровней полос положительной четности определяются квадрупольными деформациями (β_2), соответствующими ядерным формам эллипсоида вращения. Октупольные деформации (β_3) соответствуют грушевидным ядерным формам, где энергетические полосы вращательных спектров имеют переменную четность [25;с.667,26-49].

Целью этой главы является определение вида гамильтониана коллективных переменных, которые применяются в последующих главах для расчета вращательно-колебательных спектров четно-четных атомных ядер с одинаковой и переменной четностью.

§1.1.Квадрупольные и октупольные колебания поверхности ядра

Расстояние от центра ядра до его поверхности в направлении полярных углов θ и φ отсчитываемых в лабораторной системе координат при малых отклонениях от радиуса сферыR_0, можно разложить$R(\theta,\varphi)$по сферическим функциям [15;с.501,16;с.24-30,19]

$$R(\theta,\varphi)=R_0\left[1+\sum_{\lambda\mu}\alpha_{\lambda\mu}Y^*_{\lambda\mu}(\theta,\varphi)\right],\ R(\theta,\varphi)=R_0\left[1+\sum_{\lambda\mu}\alpha_{\lambda\mu}Y^*_{\lambda\mu}(\theta,\varphi)\right],\quad(1.1)$$

где $\alpha_{\lambda\mu}$ являются динамическими переменными коллективных движений в ядре и удовлетворяют условию $\alpha^*_{\lambda\mu}=(-1)^{\mu}\alpha_{\lambda,-\mu}$, которое вытекает из условия вещественности сферических функций

$$Y^*_{\lambda\mu}(\theta,\varphi)=(-1)^{-\mu}Y_{\lambda,-\mu}(\theta,\varphi).\quad(1.2)$$

В случае квадрупольных и октупольных деформаций, выражение (1.1) можно записать в виде

$$R(\theta,\varphi)=R_0\left[1+\sum_{\mu=-2}^{2}\alpha_{2\mu}Y^*_{2\mu}(\theta,\varphi)+\sum_{m=-3}^{3}\alpha'_{3m}Y^*_{3m}(\theta,\varphi)\right].\quad(1.3)$$

Свяжем с ядром систему ортогональных координатных осей $\xi\eta\zeta$ ориентация

которых относительно лабораторной системы определяется тремя углами Эйлера θ_i (i=1,2 и 3),

$$R(\theta,\varphi) = R_0[1 + \sum_{\nu=-2}^{2} a_\nu Y_{2\nu}^*(\theta',\varphi') + \sum_{m=-3}^{3} a'_m Y_{3m}^*(\theta',\varphi')], \qquad (1.4)$$

$$a_\nu = \sum_\mu \alpha_{\lambda\mu} D_{\mu\nu}^{*\lambda}(\theta), \quad \alpha_{\lambda\mu} = \sum_\nu D_{\mu\nu}^{\lambda}(\theta) a_\nu,$$

где$D_{\mu\nu}^{\lambda}(\theta)$–функция Вигнера [16;с.25].

Тогда выбираем систему координатных осей $\xi\eta\zeta$ следующим образом

$$a_1 = a_{-1} = 0, \quad a_2 = a_{-2}$$

и

$$a_0 = \beta_2 \cos\gamma, \quad a_2 = a_{-2} = \frac{\beta_2 \sin\gamma}{\sqrt{2}},$$

где $\beta_2 \geq 0$–параметр квадрупольной деформации, γ–параметр асимметрии квадрупольной деформации, которая изменяется в интервале $0 \leq \gamma \leq \frac{\pi}{3}$.

Точно, таким же образом выбираем

$$a'_{3,\pm1} = a'_{3,\pm3} = 0, \quad a'_{3,2} = a'_{3,-2}$$

и

$$a'_{30} = \beta_3 \cos\eta, \quad a'_{32} = a'_{3,-2} = \frac{\beta_3 \sin\eta}{\sqrt{2}},$$

где β_3–параметр октупольной деформации, η–параметр асимметрии октупольной деформации, которая изменяется в интервале $0 \leq \eta \leq \frac{\pi}{2}$.

Отметим, что в работе [50;с.1606] показано, что переменные $a'_{3,\pm1}$ и $a'_{3,\pm3}$ не являются коллективными переменными.

Тогда полная энергия квадрупольной и октупольной деформаций имеет вид

$$E = \frac{B_2}{2}(\dot{\beta}_2^2 + \beta_2^2\dot{\gamma}^2) + \frac{B_3}{2}(\dot{\beta}_3^2 + \beta_3^2\dot{\eta}^2) + V(\beta_2,\beta_3,\gamma,\eta) + \sum_{\lambda=1}^{3} \frac{\hbar^2 \hat{I}_\lambda^2}{J_\lambda}. \qquad (1.5)$$

Согласно [16;с.30,27-29], теперь переходим от классического выражения полной энергии (1.5) к оператору Гамильтона в криволинейных координатах для несферических четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями

$$\widehat{H}_{coll} = \widehat{T}_{\beta_2} + \widehat{T}_{\beta_3} + \widehat{T}_{\gamma} + \widehat{T}_{\eta} + \widehat{T}_{rot} + V(\beta_2, \beta_3, \gamma, \eta), \qquad (1.6)$$

здесь

$$\widehat{T}_{\beta_2} = -\frac{\hbar^2}{2B_2}\frac{1}{\beta_2^4}\frac{\partial}{\partial\beta_2}\left(\beta_2^4\frac{\partial}{\partial\beta_2}\right), \qquad (1.7)$$

$$\widehat{T}_{\beta_3} = -\frac{\hbar^2}{2B_3}\frac{1}{\beta_3^4}\frac{\partial}{\partial\beta_3}\left(\beta_3^4\frac{\partial}{\partial\beta_3}\right), \qquad (1.8)$$

$$\widehat{T}_{\gamma} = -\frac{\hbar^2}{2B_2}\frac{1}{\beta_2^2\sin(3\gamma)}\frac{\partial}{\partial\gamma}\left[\sin(3\gamma)\frac{\partial}{\partial\gamma}\right], \qquad (1.9)$$

$$\widehat{T}_{\eta} = -\frac{\hbar^2}{2B_3}\frac{1}{\beta_3^2\sin(3\eta)}\frac{\partial}{\partial\eta}\left[\sin(3\eta)\frac{\partial}{\partial\eta}\right], \qquad (1.10)$$

выражения (1.7), (1.8), (1.9) и (1.10) являются операторами кинетической энергии β_2, β_3, γ и η-колебаний, соответственно; $V(\beta_2,\beta_3,\gamma,\eta)$–потенциальная энергия колебания вышеуказанных коллективных переменных

$$\widehat{T}_{rot} = \sum_{\lambda=1}^{3}\frac{\hbar^2\hat{I}_{\lambda}^2}{J_{\lambda}} = \sum_{\lambda=1}^{3}\frac{\hbar^2\hat{I}_{\lambda}^2}{J_{\lambda}}, \qquad (1.11)$$

оператор вращательной энергии, где I_{λ}–проекции на собственные оси ядра оператора углового момента (в единицах $\hbar$), J_{λ}–проекции момента инерции ядра с квадрупольной и октупольной деформациями:

$$J_1 = 8B_2\beta_2^2\sin^2\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}\right) + 8B_3\beta_3^2\left[\frac{3}{2}\cos^2\eta + \sin^2\eta + \frac{\sqrt{15}}{2}\sin\eta\cos\eta\right], \qquad (1.12)$$

$$J_2 = 8B_2\beta_2^2\sin^2\left(\gamma - \frac{4\pi}{3}\right) + 8B_3\beta_3^2\left[\frac{3}{2}\cos^2\eta + \sin^2\eta - \frac{\sqrt{15}}{2}\sin\eta\cos\eta\right], \qquad (1.13)$$

$$J_3 = 8B_2\beta_2^2\sin^2(\gamma - 2\pi) + 8B_3\beta_3^2\sin^2\eta. \qquad (1.14)$$

Оператор (1.6) определен в пространстве с семью динамическими переменными: внутренние переменные β_2, β_3, γ и η, а также три угла Эйлера. Волновые функции оператора (1.6) рассматриваются в пространстве с элементом объема

$$d\tau = \beta_2^4\beta_3^4|\sin(3\gamma)||\sin(3\eta)|d\beta_2 d\beta_3 d\gamma d\eta \sin\theta_2 d\theta_1 d\theta_2 d\theta_3. \qquad (1.15)$$

На рис. 1.1 показано схематическое изображение поперечного сечения сферической, квадрупольной и октупольной формы поверхности ядра нарисованное для углов $\phi = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$ и $\phi = 0, \pi$.

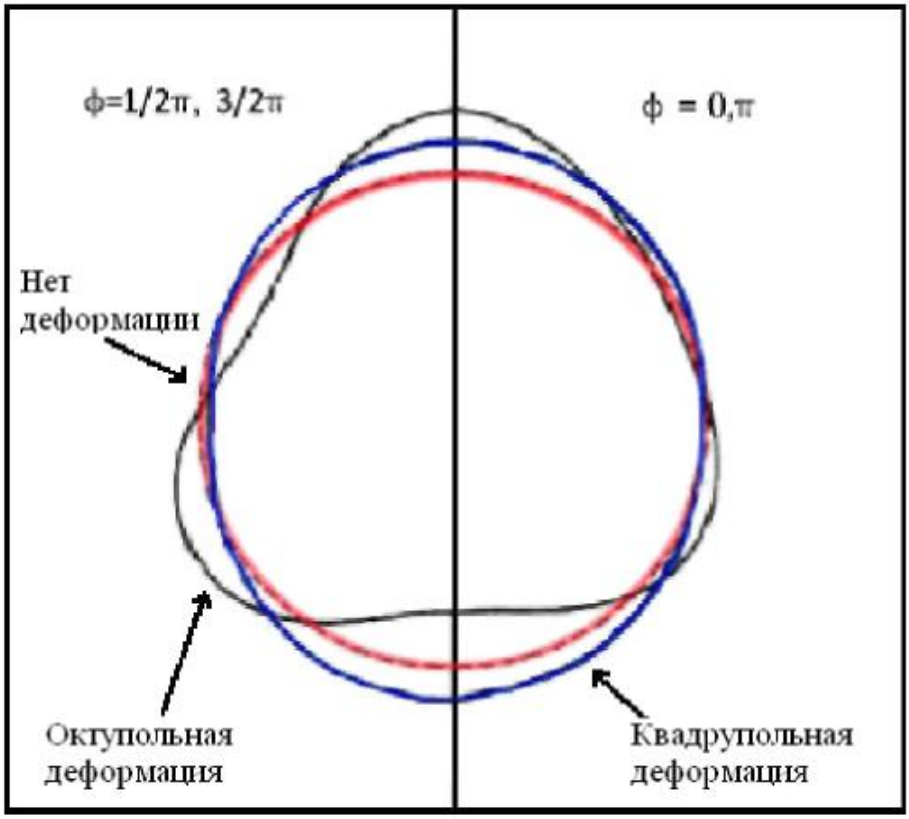

Рис. 1.1. Схематическое изображение поперечного сечения сферической, квадрупольной и октупольной формы поверхности ядра нарисованный для углов $\phi = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$ и $\phi = 0, \pi$ [25;с.672].

Оператор (1.6) коммутируют с операторами квадрата полного углового момента ядра, с его проекцией на любое направление оси Z в лабораторной системе координат и с оператором инверсии. Поэтому полный момент, определяемый квантовым числом I, его проекция (M) на ось Z и четность состояния являются интегралами движения, которые используются для характеристики стационарных состояний ядра. Помимо этих величин в ядрах, имеющих аксиальную симметрию, приближенным интегралом будет проекция (K) полного момента на аксиальную ось.

Отметим, что явная форма потенциальной энергии$V(\beta_2,\beta_3,\gamma,\eta)$ даваемая выражением (1.6), обычно выбирается феноменологическим способом.

§1.2. Операторы Гамильтона для коллективных движений в несферических четно-четных ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями

Общее решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1.6) очень сложное и пока ещё не найдено. Поэтому исследование проводится путем введения ряда упрощающих предположений. К настоящему времени рассмотрены ряд приближенных частных случаев. Ниже приводим некоторые из них.

§1.3. Оператор Гамильтона для квадрупольной деформации

Гамильтониан (1.6) был написан для описания свойств коллективного спектра четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями. Если мы пренебрегаем октупольной формой движения в (1.6), которая отвечает более высокому порядку, квадрупольные возбуждения четно-четных ядер в гамильтониане Бора (1.6) описываются пятью динамическими переменными: β_2, γ и углами Эйлера:

$$\hat{H}_{\beta_2} = \hat{T}_{\beta_2} + \hat{T}_{\gamma} + \hat{T}_{rot} + V(\beta_2, \gamma), \tag{1.16}$$

где $\hat{T}_{\beta_2}$ и $\hat{T}_{\gamma}$ как в (1.7) и (1.9), соответственно, а $\hat{T}_{rot}$ имеет следующий вид:

$$\hat{T}_{rot} = \frac{1}{4}\sum_{\lambda=1}^{3} \frac{\hat{I}_{\lambda}^{2}}{\left[sin\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}\lambda\right)\right]^2}, \tag{1.17}$$

$V(\beta_2, \gamma)$–потенциальная энергия β_2- и γ-колебаний.

Уравнение Шредингера оператором Гамильтона имеет вид (1.16)

$$\hat{H}_{\beta_2}\Psi_I(\beta_2, \gamma, \theta_1, \theta_2, \theta_3) = E_I\Psi_I(\beta_2, \gamma, \theta_1, \theta_2, \theta_3). \tag{1.18}$$

Но общее решение уравнения Шредингера с этим гамильтонианом очень сложное и пока не найдено. Поэтому рассматриваются приближенные решения уравнения (1.18), где динамика формы ядра играет основную роль, т. е. характеристики коллективных состояний атомного ядра рассматривается

в контексте динамики деформационных переменных β_2 и γ.

Теперь рассмотрим нижеперечисленные приближения, которые были использованы в данной диссертационной работе:

1) Модель Давыдова-Чабана для динамической β_2-продольной и статической γ-поперечной колебаний, то есть переменная γ фиксируется $\gamma=\gamma_{eff}$ (**Приближение А**). В этом случае гамильтониан (1.16) приобретает следующий вид:

$$\hat{H}_{\beta_2} = \hat{T}_{\beta_2} + \hat{T}_{rot}(\gamma_{eff}) + V(\beta_2), \tag{1.19}$$

где

$$\hat{T}_{\beta_2} = -\frac{\hbar^2}{2B_2}\frac{1}{\beta_2^3}\frac{\partial}{\partial\beta_2}\left(\beta_2^3\frac{\partial}{\partial\beta_2}\right), \tag{1.20}$$

–оператор кинетической энергии β_2-колебаний,

$$\hat{T}_{rot}(\gamma_{eff}) = \frac{1}{4}\sum_{\lambda=1}^{3}\frac{\hat{I}_\lambda^2}{\left[sin\left(\gamma_{eff}-\frac{2\pi}{3}\lambda\right)\right]^2}, \tag{1.21}$$

–оператор вращательной энергии в модели Давыдова-Чабана и$V(\beta_2)$-потенциальная энергия β_2-колебаний, которая берется в трех видах: гармонического осциллятора, Дэвидсона и Гаусса.

2) Приближение малой неаксиальности для динамических β_2-продольной и γ-поперечной колебаний для случая $\gamma \to 0$ (**Приближение В**). Тогда в гамильтониане Бора (1.16) операторы кинетических энергий переменных β_2 и γ имеют вид

$$\hat{T}_{\beta_2} = -\frac{1}{\beta_2^4}\frac{d}{d\beta_2}\left(\beta_2^4\frac{d}{d\beta_2}\right), \tag{1.22}$$

$$\frac{1}{\beta_2^2}\hat{T}_\gamma = -\frac{1}{\beta_2^2\gamma}\frac{d}{d\gamma}\left(\gamma\frac{d}{d\gamma}\right), \tag{1.23}$$

$$\frac{1}{\beta_2^2}\hat{T}_{rot} = \frac{1}{4\beta_2^2}\left[\frac{I(I+1)}{3} + \left(\frac{1}{4\gamma^2}-\frac{1}{4}\right)K^2\right], \tag{1.24}$$

3) Приближение произвольной неаксиальности для динамических β_2-продольной иγ-поперечной колебаний для случая $0^0 \leq \gamma \leq 60^0$ (**Приближение С**).

В приближении произвольной неаксиальности оператор вращательной энергии (1.17) разлагается в ряд по степеням (γ-γ_0):

$$\hat{T}_{\mathrm{rot}} = \hat{T}_{\mathrm{rot}}(\gamma_0) + \frac{\partial \hat{T}_{\mathrm{rot}}}{\partial \gamma}|_{\gamma=\gamma_0}(\gamma - \gamma_0) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \hat{T}_{\mathrm{rot}}}{\partial \gamma^2}|_{\gamma=\gamma_0}(\gamma - \gamma_0)^2 + \ldots \quad (1.25)$$

где γ_0 - параметр поперечных деформаций поверхности ядра в основном состоянии. Такой подход в отличие от работ [51;с.25,52;с.245,53;с.455] позволяет учитывать полный диапазон изменений γ переменной ($0 \leq \gamma \leq \pi/3$).

Результаты расчетов энергетического спектра положительной четности и приведенных вероятностей E2-переходов возбужденных коллективных состояний неаксиальных четно-четных ядер на основе вышеуказанных приближений представлены в главах 2 и 3 настоящей диссертационной работы.

§1.4. Аксиально-симметричные ядра в неадиабатическом приближении

Рассмотрим описания коллективных состояний четных и нечетных полос в рамках феноменологической неадиабатической коллективной теории [7,16;с.115,с.185]. Пусть аксиально-симметричное четно-четное ядро с квадрупольной и октупольной деформациями совершаетβ_2- иβ_3-колебания и вращается вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии. То есть в этом случае пренебрегаются поперечные формы квадрупольных (γ=0) и октупольных (η=0) движений, а также проекция полного углового момента на аксиальную ось ядра полагается, что K =0. Уравнение Шредингера, описывающее вращательно-вибрационные возбужденные состояния такого ядра можно записать в виде:

$$-\sum_{\lambda=2,3} \frac{\hbar^2}{2B_\lambda}\frac{1}{\beta_\lambda^2}\frac{\partial}{\partial \beta_\lambda}\left(\beta_\lambda^2 \frac{\partial \Psi_I^{\pm}(\beta_\lambda,\theta)}{\partial \beta_\lambda}\right) + \frac{\hbar^2 I(I+1)\Psi_I^{\pm}(\beta_\lambda,\theta)}{6(B_2\beta_2^2 + B_3\beta_3^2)} +$$
$$+V(\beta_2,\beta_3)\Psi_I^{\pm}(\beta_\lambda,\theta) = E_I\Psi_I^{\pm}(\beta_\lambda,\theta), \quad (1.26)$$

где B_λ-массовые параметры, I-спин ядра, $V(\beta_2,\beta_3)$-потенциальная энергия квадрупольных и октупольных колебаний поверхности ядра, $\vartheta = \vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_3$ –

углы Эйлера, описывающие ориентацию ядра в пространстве.

Решения уравнения Шредингера (1.26) можно представить в виде

$$\Psi_I^{\pm}(\beta_2,\beta_3,\theta) = (\beta_2\beta_3)^{-1}\Phi_I^{\pm}(\beta_2,\beta_3)|IM0,\pm>, \qquad (1.27)$$

где функция $|IM0,+>$ – описывает вращение аксиально-симметричного четно-четного ядра с проекцией спина M на ось Z. В общем случае функция $|IMK,\pm>$ имеет вид [33;с.1771,40;с.33].

$$|IMK,\pm>= \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{K0})}}\left[D_{MK}^I(\theta) \pm (-1)^I D_{M,-K}^I(\theta)\right], \qquad (1.28)$$

где δ_{K0} – символ Кронекера, $D_{MK}^I(\theta)$ – сферическая функция Вигнера.

Из (1.27) видно, что $|IM0,+>\neq 0$ при значениях I=0;2;4;... и $|IM0,->\neq 0$ при I=1;3;5;... . Из (1.26) находим уравнение для волновых функций $\Phi_I^{\pm}(\beta_2,\beta_3)$

$$-\frac{\hbar^2}{2B_2}\frac{d^2\Phi_I^{\pm}(\beta_2,\beta_3)}{d\beta_2^2} - \frac{\hbar^2}{2B_3}\frac{d^2\Phi_I^{\pm}(\beta_2,\beta_3)}{d\beta_3^2} +$$

$$+\left[\frac{\hbar^2 I(I+1)}{6(B_2\beta_2^2+B_3\beta_3^2)} + V(\beta_2,\beta_3) - E_I\right]\Phi_I^{\pm}(\beta_2,\beta_3) = 0. \qquad (1.29)$$

Здесь удобно перейти к полярным координатам σ и ε [33;с.1772,40;с.33]:

$$\beta_2 = \sqrt{B/B_2}\sigma\cos\varepsilon, \beta_3 = \sqrt{B/B_3}\sigma\sin\varepsilon, B = \frac{B_2+B_3}{2},$$

$$0 \le \sigma < \infty, -\frac{\pi}{2} \le \varepsilon \le \frac{\pi}{2}. \qquad (1.30)$$

Тогда уравнение (1.29) принимает вид

$$-\frac{\hbar^2}{2B}\left[\frac{d^2}{d\sigma^2} + \frac{1}{\sigma}\frac{d}{d\sigma} + \frac{1}{\sigma^2}\frac{d^2}{\varepsilon^2}\right] + \left[\frac{\hbar^2 I(I+1)}{6B\sigma^2} + V(\sigma,\varepsilon) - E_I^{\pm}\right]\Phi_I^{\pm}(\sigma,\varepsilon) = 0. \quad (1.31)$$

В ядрах с октупольной деформацией есть два минимума потенциальной энергии, определяемые координатами β_2^0, β_3^0 и β_2^0, $-\beta_3^0$ или σ_0, ε_0 и σ_0, $-\varepsilon_0$. Разлагая потенциальную энергию $V(\sigma,\varepsilon)$ по степеням смещений одного из этих равновесных положений и пренебрегая перекрестными членами, представим V в окрестности минимума σ_0 , $\pm\varepsilon_0$ в виде [31;с.20,33;с.1772,40;с.34]:

$$V(\sigma,\varepsilon) = V(\sigma) + \frac{C_\varepsilon}{2\sigma^2}(\varepsilon \mp \varepsilon_0)^2. \qquad (1.32)$$

В этом случае переменные σ и ε в (1.31) разделяются:

$$\Phi_I^{\pm}(\sigma,\varepsilon) = F_I^{\pm}(\sigma)\chi_\nu(\varepsilon \mp \varepsilon_0), \tag{1.33}$$

где $\chi_\nu(\varepsilon \pm \varepsilon_0)$ и $F_I^{\pm}(\sigma)$ соответственно удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\frac{d^2\chi_\nu(\varepsilon\mp\varepsilon_0)}{d\varepsilon^2} + \frac{2B}{\hbar^2}\left[\varepsilon_\nu^{\pm} + \frac{C_\varepsilon}{2}(\varepsilon \mp \varepsilon_0)^2\right]\chi_\nu(\varepsilon \mp \varepsilon_0) = 0 \tag{1.34}$$

и

$$-\frac{\hbar^2}{2B}\left[\frac{d^2F_I^{\pm}(\sigma)}{d\sigma^2} + \frac{dF_I^{\pm}(\sigma)}{\sigma d\sigma}\right] +$$

$$+\left[\frac{\hbar^2 I(I+1)}{6B\sigma} + V(\sigma) \mp \frac{\varepsilon_\nu^{\pm}}{\sigma^2} - E_I^{\pm}\right]F_I^{\pm}(\sigma) = 0. \tag{1.35}$$

Выражения для энергетического спектра уравнения (1.34) принимают вид

$$\varepsilon_\nu^{\pm} = \left(\nu + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_\varepsilon, \quad \omega_\varepsilon = \sqrt{C_\varepsilon/B}, \quad \nu = 0,1,2,\ldots. \tag{1.36}$$

Отметим, что наличие туннельного перехода под потенциальным барьером, разделяющим формы ядра β_3 и $-\beta_3$ приводит к расщеплению осцилляторных уровней. Величина $2\varepsilon_\nu^{\pm}$ есть расщепление двукратно вырожденного ν-го уровня в результате туннельного перехода между формами ядра с противоположными значениями октупольной деформации [33;с.1774,40;с.35].

В феноменологической коллективной модели одним из сложных вопросов является выбор вида потенциальной энергии. Вид потенциальной энергии выбирается так, чтобы он отражал существенные особенности потенциальной энергии, полученной из микроскопических расчетов, и имел малое число параметров, которые определяются из сравнения результаты расчетов с экспериментальными данными. Также весьма полезным свойством при выборе потенциальной энергии является существование аналитического решения уравнения Шредингера, что значительно упрощает анализ результатов.

Для решения уравнения (1.35) используются различные виды потенциальные энергий $V(\sigma)$ [51;с.25,54]. В данной диссертационной работе

используется потенциальная энергия Дэвидсона.

Результаты расчетов энергетического спектра переменной четности и приведенных вероятностей E1- и E2-переходов возбужденных коллективных состояний аксиально-симметричных четно-четных ядер были представлены в главах 4 и 5 настоящей диссертационной работы.

§1.5. Приближение трехмерного квадруполь-октупольного ротатора

Исследуем коллективные возбужденные состояния в адиабатическом приближении относительно поверхностных квадрупольных β_2 и γ, октупольных β_3 и η колебаний. Основной смысл этого приближения состоит в том, что в операторе вращательной энергии (1.6) динамические переменные β_2 и γ, β_3 и η заменяются их эффективными значениями $\beta_{2\,eff}$ и γ_{eff}, $\beta_{3\,eff}$ и η_{eff} аналогично как в [39;с.240]. В этом случае оператор энергии (1.6) принимает вид:

$$\widehat{H}_{rot}(\theta) = \widehat{T}_{rot}(\beta_{2\,eff}, \gamma_{eff}, \beta_{3\,eff}, \eta_{eff}) = \sum_{\lambda=1}^{3} \frac{\hbar^2 \hat{I}_\lambda^2}{J_\lambda}, \qquad (1.37)$$

где

$$J_1 = 8B_2\beta_{2\,eff}^2 \sin^2\left(\gamma_{eff} - \frac{2\pi}{3}\right) + 8B_3\beta_{3\,eff}^2 \times$$
$$\times \left[\frac{3}{2}\cos^2\eta_{eff} + \sin^2\eta_{eff} + \frac{\sqrt{15}}{2}\sin\eta_{eff}\cos\eta_{eff}\right],$$
$$J_2 = 8B_2\beta_{2\,eff}^2 \sin^2\left(\gamma_{eff} - \frac{4\pi}{3}\right) + 8B_3\beta_{3\,eff}^2 \times$$
$$\times \left[\frac{3}{2}\cos^2\eta_{eff} + \sin^2\eta_{eff} - \frac{\sqrt{15}}{2}\sin\eta_{eff}\cos\eta_{eff}\right],$$
$$J_3 = 8B_2\beta_{2\,eff}^2 \sin^2(\gamma_{eff} - 2\pi) + 8B_3\beta_{3\,eff}^2 \sin^2\eta_{eff}. \qquad (1.38)$$

проекции полного момента инерции ядра на оси системы координат связанное ядром.

Оператор $\widehat{H}_{rot}(\theta)$ зависят от трех динамических переменных (углы Эйлера) и является оператором жесткого асимметричного ротатора.

$$\widehat{H}_{rot}(\theta)\Phi_{IMK\pm}(\theta) = E_{rot}\Phi_{IMK\pm}(\theta). \qquad (1.39)$$

Энергетический спектр E_{rot} уравнения (1.39) можно определить, используя разложения

$$\Phi_{IMK\pm}(\theta) = \sum_{K\geq} A_{IK}^{\tau} |IMK\pm>. \qquad (40)$$

здесь $\left|IMK\pm\right\rangle$ как в (1.28), A_{IK}^{τ} – коэффициенты разложения (1.40).

Подставим (1.40) в (1.39) и слева умножим на $< I'M'K' \pm |$ и проинтегрируем

$$\sum_{K\geq} A_{IK}^{\tau}[< I'M'K' \pm |\widehat{H}_{rot}(\theta)|IMK\pm> - E_{rot}\delta_{II'}\delta_{MM'}\delta_{KK'}] = 0. \quad (1.41)$$

При фиксированных значениях I, число n_I возможных системы уравнений (1.41) равно числу возможных значений K, т.е. $n_I = \frac{1}{2}(I+2)$, еслиI четная и $n_I = \frac{1}{2}(I-1)$, если I нечетная. Из условия нетривиальной разрешимости системы уравнений (1.41) получаем систему уравнения степени n_I относительно E_{rot}. Корни этого уравнения различают индексы τ, пробегающие в порядке возрастания энергии значения 1,2,3,4...n_I. Каждому значению соответствует своя система коэффициентов разложения A_{IK}^{τ}. Они удовлетворяют соотношениям ортогональности

$$\sum_{K\geq 0} A_{IK}^{\tau} A_{I'K}^{\tau} = \delta_{II'}, \qquad A_{IK}^{\tau} A_{IK'}^{\tau} = \delta_{KK'}. \qquad (1.42)$$

В этом приближении внутреннему состоянию ядра соответствует своя пара значений (β_{2eff} и γ_{eff}) и (β_{3eff} и η_{eff}). Классификация энергетических полос возбужденных уровней деформируемых неаксиальных четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями в рассматриваемом случае определяются значениями квантового числа τ и четностью состояния.

Результаты расчета энергетического спектра неаксиальных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями с гамильтонианом (1.37) и сравнения их с экспериментальными данными детально рассмотрены в главе 6 данной диссертационной работы.

Выводы

В этой главе в связи со сложностью решения уравнения Шредингера с гамильтонианом Бора (1.6), сделаны следующие предположений, связанные динамикой поверхности рассматриваемых ядер:

1. Оператор Гамильтона для квадрупольной деформации.
2. Аксиально-симметричные ядра в неадиабатическом приближении
3. Приближение жесткого неаксиального ротатора для четно-четных ядер

На основе предположении 1, был получен гамильтониан (1.16) для неаксиальных четно-четных ядер. Для решения уравнения Шредингера с этим гамильтонианом использованы три случая, которые связаны динамикой поперечного γ-колебания поверхности ядра:

1) Модель Давыдова-Чабана для динамической продольной β_2- и фиксированной поперечной γ-колебаний, то есть $\gamma=\gamma_{eff}$ (**Приближение А**).

2) Приближение малой неаксиальности для динамических β_2-продольной и поперечной γ-колебаний, то есть при $\gamma \to 0$ (**Приближение В**).

3) Приближение произвольной неаксиальности для динамических продольной β_2- и поперечной γ-колебаний при $0^0 \le \gamma \le 60^0$ (**Приближение С**).

Для описания коллективного спектра переменной четности аксиальных и неаксиальных четно-четных ядер предложены гамильтонианы (1.19) и (1.37), соответственно.

II.НЕАКСИАЛЬНОСТЬ ФОРМЫ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР ЛАНТАНИДОВ И АКТИНИДОВ В ВОЗБУЖДЕННЫХ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЯХ

Для объяснения многих экспериментальных данных, достаточно учесть отклонения формы ядра за счет деформации квадрупольного типа, т.е. достаточно аппроксимировать ядро трехосным эллипсоидом и в системе координат, связанной с ядром, при заданном среднем радиусе, его форма будет зависеть от двух параметров β_2 и γ [5;с.5]. При их изменении, суммарная энергия всех нуклонов ядра изменяется адиабатически, следовательно, эта энергия является потенциальной энергией поверхностных колебаний ядра, нуклоны которого находятся в данном одночастичном состоянии. Значения параметровβ_{20} и γ_0, соответствующие минимуму потенциальной энергии, характеризуют равновесную форму ядра в данном состоянии одночастичных движений. Эти движения зависят от формы ядра, так как форма ядра определяет симметрии самосогласованного поля одночастичных состояний [16;с.115].

Если система обладает устойчивой равновесной формой, отклоняющейся от аксиальной симметрии на величину, превышающую амплитуду нулевых колебаний, то можно разделить вращательное и внутреннее движение и рассмотреть вращение вокруг всех трех осей эллипсоида инерции. В этом случае вращательные состояния будут содержать дополнительную степень свободы и характеристики вращательных состояний усложняются [7]. Поэтому, корректное определение формы ядра и её деформируемости при переходе в различные возбужденные состояния является весьма важным. Отметим, что свойства возбужденных состояний: последовательность значений энергий, спинов, значений электрических мультипольных переходов, средние значения электрических мультипольных моментов и т.д., зависят от формы ядра и её деформируемости [15;с.505,16;с.24-30,19,55-63, 64;с.064317].

Новые экспериментальные данные [7] о коллективных состояниях деформируемых ядер и зависимость этих состояний от числа нуклонов во внешних оболочках дают возможность проследить эволюцию изменения этих состояний в изотонах. Деформация формы ядра происходит под влиянием нуклонов, находящихся во внешних оболочках, они притягивают к себе нуклоны остова. Когда частиц во внешних оболочках достаточно много, ядру становится энергетически выгодно иметь деформированную равновесную форму. Обычно, оно приобретает форму вытянутого эллипсоида вращения [19;с.423]. Известны несколько областей деформации ядер: при A>25 (Al, Mg), в массовой области 150<A<190 (лантаниды) и при A>200 (актиниды, тяжелые и сверхтяжелые ядра).

В работе [58;с.034318] рассмотрены изотоны cN=152; ^{248}Cm, ^{250}Cf, ^{252}Fm, ^{254}No, ^{256}Rf, ^{258}Sg; нейтронные цепочки для ядер cN=150; ^{244}Pu, ^{246}Cm, ^{248}Cf, ^{250}Fm, ^{252}No, ^{254}Rf; нейтронные цепочки для ядер cN=148;^{240}U,^{242}Pu, ^{244}Cm, ^{246}Cf, ^{248}Fm, ^{250}No с квадрупольной и октупольной деформациями.В этой работе также были рассмотрены изотоны cN=151;^{245}Pu, ^{247}Cm, ^{249}Cf, ^{251}Fm, ^{253}No, ^{255}Rf; нейтронные цепочки для ядер cN=149;^{243}Pu, ^{245}Cm, ^{247}Cf, ^{249}Fm, ^{251}No, ^{253}Rf; нейтронные цепочки для ядер cN=147; ^{239}U, ^{241}Pu, ^{243}Cm, ^{245}Cf, ^{247}Fm, ^{249}No с квадрупольной и октупольной деформациями. В этой работе энергии уровней, электрические дипольные, квадрупольные и октупольные переходы рассчитаны впервые в пределах кластерной модели.

В работе [42;с.044318] на основе София-Гиссен модели рассмотрены характеристики возбужденных уровней аксиально симметричных ядер ^{150}Nd,^{152}Sm, ^{154}Gd, ^{156}Dy с квадрупольной и октупольной деформациями в изотонах с N=90.

В работах [42;с.044318,58;с.034318] характеристики возбужденных уровней положительной и отрицательной четности ограничивается только описанием энергетических уровней yrast-полосы вышеуказанных тяжелых ядер, соответственно. Однако описание других экспериментально наблюдаемых полос возбужденных коллективных состояний этих ядер не производи-

лись, например, энергетические спектры первый- и второй-non-yrast-полос.

Кроме того в этих работах пренебрегается вкладами динамических поперечных колебаний. Поэтому, другие наблюдаемые энергетические β- и γ-полос остались не рассмотренными.

В экспериментальных данных [7] можно найти информацию о коллективных состояниях β- и γ-полос положительной четности. Поэтому важной задачей является описание коллективных состояний основной, β- и γ-полос этих ядер и наблюдение изменения спектра энергетических уровней от ядра к ядру в деформируемых четно-четных ядрах в рамках неадиабатических коллективных моделей [23;с.145036,24;с.306,59-63].

Неадиабатическая коллективная модель, учитывающую связь вращательного движения с продольными и поперечными колебаниями поверхности ядра, позволяет объяснить ряд закономерностей, наблюдаемых в спектрах возбуждения деформируемых неаксиальных четно-четных ядер. Изучение реакций с тяжелыми ионами на ядрах позволяет получить информацию о возбужденных коллективных состояниях энергетических уровней основной, β- и γ-полос [7] четно-четных ядер в области лантанидов и актинидов.

Точное решение уравнение Шредингера с гамильтонианом Бора (1.16) для вращательно-вибрационного движения неаксиальных ядер очень сложное и пока ещё не найдено. В данной диссертационной работе предлагаются приближенные решения этого уравнения рассмотренные в разделе 1.3.1.

Результаты представленные в данной главе опубликованы в работе [23;с.1450034-1450050]

§2.1. Энергия уровней коллективных состояний

При вращении ядро испытывает растяжение, приводящее к изменению значения β_{20}, характеризующего равновесную форму неподвижного ядра. Для учета этого эффекта, Давыдов и Чабан [15;с.404] развили модель, в которой

только переменная γ заменялась постоянным значением γ_{eff}, а переменная β_2 оставалось свободной.

В этом приближение классическая энергия коллективных квадрупольных колебаний поверхности несферического ядра может быть записана в виде оператора Гамильтона (1.19) (**Приближение А** раздела 1.3.1).

Энергетический спектр и волновые функций оператора (1.19) определяются соответствующим уравнением Шредингера

$$\left(\widehat{H}_{\beta_2} - E\right)\Psi(\beta_2, \theta) = 0, \tag{2.1}$$

в пространстве четырех переменных β_2 и θ_i $\{i$=1,2,3$\}$ с элементом объема

$$d\tau = \beta_2^3 d\beta_2 d\theta_1 \sin\theta_2 d\theta_2 d\theta_3 \tag{2.2}$$

Полагая в (2.2)

$$\Psi(\beta_2, \theta_i) = F(\beta_2)\Phi(\theta_i), \tag{2.3}$$

преобразуем уравнение (2.1) к системе двух уравнений

$$(H_\alpha - \varepsilon_{I\tau})\Phi_{I\tau}(\theta_i) = 0, \tag{2.4}$$

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2B\beta_2^3}\frac{\partial}{\partial\beta_2}\left(\beta_2^3\frac{\partial}{\partial\beta_2}\right) + V(\beta_2) + \frac{\hbar^2\varepsilon_{I\tau}}{4B\beta_2^2} - E_{I\tau}\right\}F_{I\tau}(\beta_2) = 0. \tag{2.5}$$

где H_a является оператором асимметричного волчка, который соответствует оператору (1.21) и $\varepsilon_{I\tau}$- энергетический спектр этого оператора.

Это приближение учитывает эффект растяжения ядра при вращении и позволяет связать свойства деформируемости ядер по отношению к продольным колебаниям с энергией бесспиновых β_2-колебательных возбуждений.

Каждое частное решение уравнение Шредингера с гамильтонианом (2.5) связано со специфической формойV(β_2) потенциала. В данной работе рассмотрены решения этого уравнения для потенциальных энергий β_2-колебаний [23;с.1450037]:

$$V(\beta_2) = \frac{C}{2}(\beta_2 - \beta_{20})^2, \tag{2.6}$$

$$V(\beta_2) = \frac{C\beta_{20}^2}{2}\left(\frac{\beta_2}{\beta_{20}} - \frac{\beta_{20}}{\beta_2}\right)^2, \tag{2.7}$$

$$V(\beta_2) = -\frac{C\beta_{20}^2}{2}\exp\left[-\frac{(\beta_2 - \beta_{20})}{\beta_{20}}\right]^2, \tag{2.8}$$

где C-жесткость ядра и β_{20}-параметр продольных квадрупольных деформаций в основном состоянии. Потенциал (2.6) является осцилляторным потенциалом [23;с.1450037], (2.7) называется потенциалом Дэвидсона [38;с.1250048], а последний (2.8) называется потенциалом Гаусса [24;с.305].

Ниже приводим полученные нами выражения для энергетического спектр возбужденных уровней при решении уравнения Шредингера (2.7) для вышеуказанных потенциалов.

Энергетический спектр возбужденных уровней в относительных единицах

$$E_{nI\tau} = \hbar\omega(2n + \sqrt{0.5\varepsilon_{I\tau} + \mu^{-4} + 0.25} + 1)\mu^{-2}, \qquad (2.9)$$

для потенциальной энергии (2.6) [21;с.16], где n – квантовое число β_2-колебаний.

$$E_{nI\tau} = \hbar\omega[1 - \mu^{-4}(n + \sqrt{0.5\varepsilon_{I\tau} + \mu^{-4} + 1} + 0.5)^{-2}]. \qquad (2.10)$$

для потенциальной энергии (2.7) [21;с.16].

$$E_{\nu I\tau} = \hbar\omega \left|\left(\nu + \frac{1}{2}\right)\left\{2\mu^{-4}\left[2p_{I\tau} + 1 - p_{I\tau}^2 - \frac{3}{2p_{I\tau}}\right]\exp[-(p_{I\tau} - 1)^2]\right\}^{1/2} + \right.$$

$$\left. +0.5\mu^{-4}(p_{I\tau}^2 - p_{I\tau} - 1)\exp[-(p_{I\tau} - 1)^2]\right|, \qquad (2.11)$$

для потенциальной энергии (2.8) [24;с.300], где $p_{I\tau} = \frac{\beta_{2I\tau}}{\beta_2} > 1$ удовлетворяют следующему условию

$$p_{I\tau}^3(p_{I\tau} - 1)\exp[-(p_{I\tau} - 1)^2] = \frac{\varepsilon_{I\tau} + 1.5}{2\mu^{-4}}, \qquad (2.12)$$

вытекающему из непрерывности потенциальной энергии поверхностных колебаний$V(\beta_2)$ [15;с.502], где $\beta_{2I\tau}$-новые состояния равновесия соответствующие состояниям$I\tau$[16;с.125].

Решения уравнение (2.5) имеет следующий вид:

$$\phi(\xi) = N_\nu H_\nu(\xi)e^{-\xi^2/2}, \qquad (2.13)$$

где N_ν – коэффициент нормировки, $H_\nu(\xi)$ – функция Эрмита первого рода и индекс ν является корнем трансцендентного уравнения

$$H_\nu\left(-\frac{p_{I\tau}}{\mu_{I\tau}}\right) = 0, \qquad (2.14)$$

вытекающего из конечности волновых функций. В (2.14) переменная ξдается

выражением

$$\xi = \frac{p_{I\tau}(\beta_2 - \beta_{2I\tau})}{\mu_{I\tau}\beta_{2I\tau}},$$

которая изменяется в интервале

$$-\frac{p_{I\tau}}{\mu_{I\tau}} < \xi < \infty,$$

где $\mu_{I\tau}$ равен

$$\mu_{I\tau} = \mu\left\{2\left(2p_{I\tau} - p_{I\tau}^2 + 1 - \frac{3}{2p_{I\tau}}\right)\exp[-(p_{I\tau} - 1)^2]\right\}^{-\frac{1}{4}}. \qquad (2.15)$$

Для рассмотренных потенциалов энергия уровней возбужденных состояний описывается набором квантовых чисел $nI\tau$. Последовательность состояний в энергетических полосах можно изобразить следующим образом $I_{n\tau}^{+}$ (см. столбец 2 таблицы 2.3). В **приближении А** используются следующие параметры: $\hbar\omega$ -энергетический множитель (измеряется в КэВ), γ_{eff}-эффективное значение поперечных γ-колебаний (измеряется в градусах) и безразмерный параметр неадиабатичности μ, определяющий «мягкость» ядра относительно поверхностных деформаций. Отметим, что значение μ=0 соответствует полному разделению возбуждения на вращения и колебания, т.е. адиабатическое приближение. Кроме того, если значение параметра μ>0.3333... ядро можно назвать «мягким», в противном случае его можно назвать «жестким».

В случае малой неаксиальности (**Приближение В** раздела 1.3.1) нами получено выражение для энергетического спектра возбуждения четно-четного ядра в относительных единицах [21;с.54,23;с.1450039]

$$E_{n_\gamma n_{\beta_2} IK} = 2n_{\beta_2} + \sqrt{\frac{I(I+1)}{3} + \frac{1}{\Gamma^2}\left(2n_\gamma + \frac{K}{2}\right) + \frac{1-K^2}{4} + \mu^{-4}}, \qquad (2.16)$$

где $\Gamma = [\hbar^2/(4BC_\gamma\beta_{20}^4)]^{1/4}$-параметр деформируемости ядра по отношению к поперечным колебаниям поверхности ядра; I-спин возбужденного состояния ядра; K-проекция спина на аксиальную ось; n_γ – квантовое число γ-колебаний; n_{β_2}-квантовое число β_2-колебаний. В приближении малой неаксиальности энергия уровней возбужденных состояний описывается кван-

товыми числам $IKn_{\gamma}n_{\beta_2}$. Последовательность состояний в энергетических полосах можно изобразить следующим образом $I^{+}_{Kn_{\gamma}n_{\beta_2}}$.

Неаксиальные ядра совершают сложные вращательные движения. Их вращательные состояния в случае малой неаксиальности описываются линейными суперпозициями состояний со значениями К=0,2,... I. В основной вращательной полосе в линейной суперпозиции будут преобладать состояния с К=0. Вклад же состояний с К = 2, 4,... будет возрастать по мере увеличения значения параметра Г. Они являются сложными возбуждениями вращательно-γ-вибрационного типа и группируются в несколько полос: первая γ-полоса со спинами 2, 3, 4, 5, 6,...; вторая γ-полоса со спинами 4, 5, 6, 7, 8,...; третья γ-полоса со спинами 6, 7, 8, 9, 10,... .

А для случая произвольной неаксиальности (**Приближение С** раздела 1.3.1) четно-четных ядер получено следующее выражение для энергетического спектра [23;с.1450040]

$$E_{n_{\gamma}n_{\beta_2}I\tau} = 2n_{\beta_2} + \sqrt{4n_{\gamma}\frac{\mu_{\gamma}^{-2}}{\gamma_0^2} + \varepsilon_{I\tau} + \mu_{\beta_2}^{-4} + \frac{1}{4}}, \qquad (2.17)$$

где $\mu_{\beta_2}^4 = \hbar^2/(BC\beta_{20}^4)$ и $\mu_{\gamma}^4 = \hbar^2/(BC\gamma_0^4)$ -безразмерные параметры «неадиабатичности» относительно β_2- и γ-колебаний, соответственно.

В приближении произвольной неаксиальности энергия уровней возбужденных состояний описывается квантовыми числами $n_{\gamma}n_{\beta_2}I\tau$. Последовательность состояний в энергетических полосах можно изобразить следующим образом $I^{+}_{n_{\gamma}n_{\beta_2}\tau}$.

В случае произвольной неаксиальности возбужденные состояния описываются смешиванием значений К=0,2,... I. Они будут сложными возбуждениями вращательно-β_2-γ-вибрационного типа. В этом приближении используются следующие параметры: $\hbar\omega$, γ_0 и μ_{β_2}.

В данном разделе диссертационной работы для анализа динамики формы при коллективном возбуждении полученные данные сравниваются с данными работы [16;с.115-127] и [64;с.064312-064329].

Отметим, что в работе [16;с.157] приближенное решение уравнение Шредингера (2.5) для потенциальной энергии (2.6) рассмотрено с учетом нового состояния равновесия $\beta_{2I\tau}$ при коллективном возбуждении для потенциала (2.8), но отличается от формулы (2.9), где изменения состояния равновесия при коллективном возбуждении не учитывается. В этой работе получено выражение для энергетического спектра в относительных единицах имеющее вид

$$E_{\nu I\tau} = \hbar\omega\left[\left(\nu + \frac{1}{2}\right)\sqrt{1 + \frac{3}{2}\left(\frac{\mu}{p_{I\tau}}\right)^4 \varepsilon_{I\tau}} + \frac{1}{4}\left(\frac{\mu}{p_{I\tau}}\right)^2 \varepsilon_{I\tau} + \frac{1}{2}\left(\frac{p_{I\tau}-1}{\mu}\right)^2\right], \quad (2.18)$$

где $p_{I\tau}$ удовлетворяют условию

$$p_{I\tau}^3(p_{I\tau} - 1) = \frac{\varepsilon_{I\tau}}{2}\mu^4. \quad (2.19)$$

В работе [64;с.064316] рассмотрено решение уравнение Шредингера с гамильтонианом Бора [5;с.25], точным разделением динамических переменных продольных β_2-колебаний и поперечных γ-колебаний. В этой работе используется потенциал Дэвидсона для продольных β_2-колебаний и осцилляторный потенциал для поперечных γ-колебаний. Получена формула для энергетического спектра:

$$E_{nn_\gamma I} = \hbar\omega\left[2n + 1 + \sqrt{\frac{I(I+1)-K^2}{3} + \frac{9}{4} + \beta_{20}^4 + 3C(n_\gamma + 1)}\right], \quad (2.20)$$

здесь, n=0,1,2,3,... – квантовое число β_2-колебаний; n_γ=0, 1, 2,... – квантовое число γ-колебаний; I-спин четно-четного ядра, K-проекция спина на ось перпендикулярную к оси симметрии ядра, β_{20} и C-параметры модели [64;с.064316]. Для K=0, I=0, 2, 4, 6,....; а для $K \neq 0$, I=K, K+1, K+2,.... Полосы характеризуются квантовыми числами (n, n_γ, K): основная-полоса (0;0;0); β-полоса (1;0;0); γ-полоса (0;1;2).

В таблице 2.1 представлены рассматриваемые в этой главе ядра (столбцы 1 и 4) и значения их энергии первого возбужденного уровня основной-полосы $E_{021}^{\exp}$ (столбцы 2 и 5) и отношения второго возбужденного уровня к энергии первого возбужденного уровня основной-полосы $R_{041}^{\exp} =$

(столбцы 3 и 6).

Таблица 2.1

Значения энергии первого возбужденного уровня основной-полосы (в КэВ) и отношения второго возбужденного уровня к энергии первого возбужденного уровня основной-полосы для рассматриваемых ядер

Ядра	E_{021}^{exp}	R_{041}^{exp}	Ядра	E_{021}^{exp}	R_{041}^{exp}
	2	3	4	5	6
^{150}Nd	130.218	2.9279	^{168}Hf	124.1	3.1096
^{152}Sm	121.7817	3.0093	^{170}Hf	100.8	3.1944
^{154}Sm	81.9	3.2576	^{170}W	156.7	2.9502
^{154}Gd	123.07	3.0145	^{228}Th	57.759	3.2345
^{156}Gd	88.9	3.2418	^{230}Th	53.277	3.268
^{162}Gd	71.5999	3.3017	^{232}Th	49.369	3.2839
^{156}Dy	137.778	2.9336	^{232}U	47.573	3.2911
^{158}Dy	98.9	3.2063	^{234}U	43.4981	3.2956
^{160}Dy	86.787 8	3.2703	^{236}U	45.244	3.3038
^{166}Dy	76.5999	3.3094	^{238}U	44.91	3.3039
^{162}Er	102.043	3.2306	^{240}U	45.1	3.3392
^{164}Er	91.382	3.2767	^{240}Pu	42.8248	3.3086
^{166}Er	80.5999	3.2877	^{242}Pu	44.542	3.3074
^{168}Er	79.804	3.3092	^{244}Pu	44.24	3.5047
^{166}Yb	102.4	3.2275	^{248}Cm	43.403	3.3094
^{168}Yb	87.7	3.2679	^{252}No	46.41	3.3142
^{170}Yb	84.3	3.2906	^{254}No	44.21	3.2868

Как показано систематикой Grodzins [65;с.91] энергия E_{021}^{exp} дает информацию о деформации и моменте инерции ядра. Из таблицы 2.1 видно, что для лантанидов энергия E_{021}^{exp} принимает различные значения и эти различия довольно большие, они изменяются от 76.5999 МэВ (для ^{166}Dy) до 156 МэВ (для ^{170}W), а для тяжелых ядер эти различия не значительные, кроме изотопов тория. От значения отношения R_{041}^{exp} зависит коллективное вращательно-колебательное поведение возбужденных уровней [66;с.024305-024315]. При $2.7 < R_{041}^{exp} < 10/3$ коллективное поведение спектра

энергий уровней будет вращательным или близко-вращательным. А при $2 < R_{041}^{exp} < 2.4$ оно будет вибрационным или близко-вибрационным [66;с.024305-024315]. Следовательно, значения E_{021}^{exp} и R_{041}^{exp} играют важную роль в исследовании свойств деформируемых ядер.

Все вышеуказанные приближения имеют одинаковое количество подгоночных параметров: их по три. Что облегчает анализ и сравнения полученных данных. Значения параметров используемых приближений приведены в таблице 2.2.

§2.2. Сравнение с экспериментальными данными

В данном разделе представлены результаты расчетов энергетических уровней возбужденных состояний деформируемых неаксиальных четно-четных ядер на основе выше указанных приближений и проведен подробный анализ полученных результатов, в зависимости от массовых чисел ядер (в частности, для изобаров, изотопов и изотонов). Рассмотрена также эволюция спектра энергии уровней возбужденных состояний от ядра к ядру и было рассчитано средне-квадратичное отклонение (RMS (rootmeansquare)) теоретических и экспериментальных значений энергетических уровней возбужденных состояний основной, γ- и β-полос.

В таблице 2.3 произведено сравнение теоретических и экспериментальных значений [столбец 8] энергетических уровней рассматриваемых ядер для выражений (1.51) [столбец 3], (1.52) [столбец 4], (1.53) [столбец 5], а также для случая приближений с малой (1.58) [столбец 6] и произвольной неаксиальности (1.59) [столбец 7], соответственно.

Кроме того в этой таблице полученные данные также сравниваются с данными работы [16;с.115] [столбец 8] и [64;с.064312-064329] [столбец 9].

Все расчеты в таблице 2.3 произведены автором методом наименьших квадратов для рассматриваемых ядер.

В таблице 2.4 представлены значения RMS для рассматриваемых ядер в

приближениях, рассматриваемых в данной работе. Отметим что, значение RMS (при ≤100 кэВ) является хорошим критерием применимости различных моделей [23;с.1450034-1450050]. Видно что, наилучшее согласие с экспериментальными данными имеет приближение квадрупольных возбуждений с произвольной неаксиальностью. Поэтому при дальнейшем рассмотрении приведенных вероятностей E2-переходов используем значения параметров только этого приближения (**Приближение С** раздела 1.3.1).

§2.3. Спектр коллективных состояний изотонов

Сначала рассмотрим коллективные состояния основной, γ- и β-полос деформируемых четно-четных ядер с числом нейтронов с N=90, 92, 94, т.е.:

- для изотонов с N=90; ^{150}Nd, ^{152}Sm, ^{154}Gd, ^{156}Dy;
- для изотонов с N=92; ^{154}Sm, ^{156}Gd, ^{158}Dy;
- для изотонов с N=94; ^{160}Dy, ^{162}Er.

Значения параметра деформируемости μ (β_{20}) довольно плавно изменяются от ядра к ядру, но его значения также сильно различаются для рассматриваемых приближений. Они также различаются при переходе от одного изотона к другому.

Значения параметра неаксиальностиγ_{eff} (Γ,γ_0), принимает близкие значения для рассматриваемых изотонов. Это дает основание полагать, что рассматриваемые изотоны имеют немалую неаксиальность [16;с.70-77] и в этом случае в спектре коллективных возбуждений γ-полоса располагается выше, чем β-полоса [65;с.88-91,66;024310].

Отметим, что для рассматриваемой области изотонов необходимо учитывать значениеI^{π} спина энергетического уровня, где происходит пересечение полос этих уровней [13;с.3155]. Пересечение полос связано с влиянием сил Кориолиса на пары нуклонов во вращающемся ядре [13;с.3158]. Обычно основная вращательная полоса (g.s.b. groundstate band) для рассматриваемых ядер, имеют сравнительно большие значения спина

возбужденных уровней [7], но в точке пересечения полос ядро переходит от супер-жидкого состояния к нормально-жидкому состоянию [13;с.3145]. Поэтому нецелесообразно описывать энергетических уровни после пересечения полос. В данном случае пересечение полос имеют ядра ^{154}Gd (18^+) и ^{156}Dy (16^+).

Теперь рассмотрим коллективные состояния основной, γ- и β-полос деформируемых четно-четных изотонов с N= 96, 98, 100, т.е.:

- изотоны с N=96; ^{164}Er, ^{168}Hf, ^{170}W;
- изотоны с N=98; ^{162}Gd, ^{168}Yb, ^{170}Hf;
- изотоны с N=100; ^{166}Dy, ^{168}Er.

Из таблицы 2.1 видно, что первые возбужденные уровниE$_{021}$ для рассматриваемых изотонов различаются, т. е. с увеличением числа нейтронов, значения E_{021}^{exp} уменьшаются, для изотонов с N=96, значения R_{041}^{exp} уменьшаются быстрее с ростом числа протонов, чем для изотонов с N=98 и N=100.

Из таблицы 2.2 видно, что значения параметра γ_0 приближения произвольной неаксиальности изменяются довольно плавно для этих изотонов, т.е. изменения числа протонов и нейтронов не изменяет жесткости поверхности этих ядер. А изменения значений параметра неадиабатичности (μ_{β_2}) в изотонах с N=96 довольно резкое, т. е. ^{164}Er (μ_{β_2}=0.2777), ^{168}Hf (μ_{β_2}=0.551), ^{170}W (μ_{β_2}=0.3438). Видимо, увеличение числа протонов довольно существенно изменяет поверхность этих ядра. Изменения значения параметра неадиабатичности в других рассматриваемых изотонах является плавным.

§2.4. Спектр коллективных состояний тяжелых и сверхтяжелых ядер

Сверхчувствительные экспериментальные установки лаборатории ANL (Argonne), GSI (Darmstadt), JYFL (Jyväskylä), GANIL (Caen) и FLNR (Dubna) позволяют измерять новые спектроскопические данные трансфермиевых

ядер. Эти новые экспериментальные данные [7] о коллективных состояниях трансфермиевых ядер в последнее время привлекают внимание исследователей. Изучение структуры и свойств сверхтяжелых ядер стимулирует развитие синтеза новых сверхтяжелых элементов. Следовательно, наблюдаемые изменения спектра уровней ядер тяжелых и сверхтяжелых ядер позволяет:

1) наблюдать эволюцию изменения спектра энергетических уровней от состояния к состоянию в изотопных цепочках тяжелых четно-четных ядер;

2) предсказать спектр уровней возбужденных состояний около и у трансфермиевых ядер.

В таблице 2.3 представлены сравнения теоретических и экспериментальных [7] значений энергетического спектра основной, γ- и β-полос ядер области актинидов с Z=90,92,94 и тяжелых ядер. Из таблицы 2.3 видно, что теоретические поведения рассматриваемого энергетического спектра вышеуказанных полос, для рассматриваемых ядер, удовлетворительно описываются в рамках предлагаемой нами модели. Это также подтверждается допустимыми значениями средне-квадратичного отклонения (RMS) из таблицы 2.4.

В таблице 2.3 представлены значения энергетического спектра основной, γ- и β-полос для ядер ^{240}U, ^{242,244}Pu, ^{248}Cm, ^{250}Cf и ^{252,254}No. Отметим что, для этих ядер экспериментальные данные [7] приведены только для основной-полосы. Значения параметров и RMS для ядер cZ=90,92,94 получены методом наименьших квадратов. Поэтому неизвестные значения энергии уровней γ- и β-полос нормированы энергиями уровнейγ- и β-полос ядра ^{234}U. Получены плавное изменения параметров, а также хорошие значения RMS, кроме ядра ^{240}U, потому что, спектр энергий уровней этого ядра является чисто вращательными, так как $R_{041}^{\exp}$ =3.3392. В области актинидов, деформация для известных ядер, более тяжелых чем ^{234}U остается фактически постоянной [65;с.88-91]. Поэтому нормирование энергетических уровней неизвестных полос тяжелых ядер ^{240}U ^{242,244}Pu, ^{248}Cm, ^{250}Cf и ^{252,254}No к энергетическим уровням таких полос ядра ^{234}U является оправданным.

Таблица 2.2

Значения теоретических параметров использованных для каждого приближения в настоящей работе рассматриваемых ядер

П-тры	(2.9)	(2.10)	(2.11)	(2.16)	(2.17)	(2.18)	(2.20)	Ядра
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\hbar\omega$	5.9	151.5	117.9	400.5	370.4	679.9	529.5	^{150}Nd
μ	0.3373	0.6115	0.3791	0.6432	0.3951	0.4239	$\beta_0=4\cdot10^{-4}$	
γ_{eff}	12.2^0	12.2^0	11.9^0	Г=0.2199	$\gamma_0=12^0$	$\gamma_0=10.1^0$	C=7.2	
$\hbar\omega$	6.6	157.6	112.5	376.5	325.2	595.6	527	^{152}Sm
μ	0.3229	0.6458	0.3822	0.6731	0.4395	0.4589	$\beta_0=2\cdot10^{-3}$	
γ_{eff}	11.2^0	10.8^0	10.3^0	Г=0.1913	$\gamma_0=11.1^0$	$\gamma_0=7.8^0$	C=10.6	
$\hbar\omega$	7	159.8	117.1	443.8	368.2	924.7	553.4	^{156}Dy
μ	0.3249	0.6087	0.3664	0.6055	0.4209	0.3340	$\beta_0=6\cdot10^{-3}$	
γ_{eff}	13.8^0	13.4^0	12.4^0	Г=0.2257	$\gamma_0=13.7^0$	$\gamma_0=9.8^0$	C=7.2	
$\hbar\omega$	13.4	93	84.3	579.2	539.9	1076.2	594.1	^{154}Sm
μ	0.2448	0.3974	0.2732	0.4064	0.2702	0.2767	$\beta_0=0.03$	
γ_{eff}	9.2^0	9.2^0	9.1^0	Г=0.1621	$\gamma_0=8.9^0$	$\gamma_0=8.2^0$	C=12.9	
$\hbar\omega$	15.7	95.5	85	589.7	522.7	1167.6	589.7	^{156}Gd
μ	0.2341	0.3962	0.2702	0.4120	0.2823	0.2648	$\beta_0=1.3$	
γ_{eff}	10.4^0	10.6^0	10.3^0	Г=0.1838	$\gamma_0=10.3^0$	$\gamma_0=8.7^0$	C=10	
$\hbar\omega$	17.7	102.2	90.7	608.1	536.3	1094.7	608.1	^{158}Dy
μ	0.2298	0.3951	0.2684	0.4165	0.2899	0.2923	$\beta_0=1.8$	
γ_{eff}	11.9^0	12.4^0	12.1^0	Г=0.2197	$\gamma_0=12.1^0$	$\gamma_0=11.1^0$	C=7	
$\hbar\omega$	10.3	114.6	102.3	556.8	525.2	1178.1	557	^{162}Er
μ	0.2777	0.4502	0.3068	0.4646	0.2999	0.2835	$\beta_0=0.09$	
γ_{eff}	13.5^0	13.5^0	13.3^0	Г=0.2284	$\gamma_0=12.8^0$	$\gamma_0=11.4^0$	C=6.5	
$\hbar\omega$	10.7	102.9	93.4	572.2	563.7	1178.1	572.2	^{164}Er
μ	0.2689	0.4257	0.2966	0.4370	0.2777	0.2835	$\beta_0=1.559$	
γ_{eff}	13.6^0	13.3^0	13.1^0	Г=0.2322	$\gamma_0=12.9^0$	$\gamma_0=11.4^0$	C=6.3	
$\hbar\omega$	7.9	141.4	120.2	483.1	456.6	905.3	549.8	^{168}Hf
μ	0.3114	0.5359	0.3511	0.5606	0.5510	0.3549	$\beta_0=0.052$	
γ_{eff}	14.3^0	14.3^0	13^0	Г=0.2507	$\gamma_0=13.6^0$	$\gamma_0=12.1^0$	C=5.7	
$\hbar\omega$	9.1	157	133.2	544.2	524	1010.4	592.5	^{170}W
μ	0.3073	0.5269	0.3473	0.5530	0.3438	0.3565	$\beta_0=0.049$	
γ_{eff}	14.9^0	15.1^0	14.8^0	Г=0.2691	$\gamma_0=14.4^0$	$\gamma_0=13.4^0$	C=4.8	

Продолжение таблицы 2.2.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\hbar\omega$	17.4	74.1	69.5	714.5	713	1424.9	714.5	^{162}Gd
μ	0.2184	0.3214	0.2209	0.3246	0.2197	0.2193	β_0=2.8315	
γ_{eff}	11.8^0	11.8^0	11.7^0	Г=0.2066	$\gamma_0=11.5^0$	$\gamma_0=11.4^0$	C=7.9	
$\hbar\omega$	11.4	95.4	86.7	577.6	449.2	1126.8	577.6	^{168}Yb
μ	0.2594	0.4027	0.2760	41.06	0.3268	0.2721	β_0=1.7827	
γ_{eff}	12.1^0	12.5^0	11.9^0	Г=0.2097	$\gamma_0=12.1^0$	$\gamma_0=10.9^0$	C=7.7	
$\hbar\omega$	9.1	116.6	100.9	485.5	449.2	889.2	523.5	^{170}Hf
μ	0.2846	0.4820	0.3212	0.5030	0.3268	0.3338	β_0=0.0052	
γ_{eff}	12.4^0	12.5^0	12.3^0	Г=0.2249	$\gamma_0=12.1^0$	$\gamma_0=11.2^0$	C=6.8	
$\hbar\omega$	11.7	90.2	82.6	590.8	578.9	1162.4	590.8	^{166}Dy
μ	0.2546	0.3876	0.2652	0.3952	0.2629	0.2630	β_0=2.0887	
γ_{eff}	12.8^0	12.8^0	12.8^0	Г=0.2257	$\gamma_0=12.4^0$	$\gamma_0=12^0$	590.8	
$\hbar\omega$	11.1	95.3	86.7	583	575.5	1114.9	583	^{168}Er
μ	0.2611	0.4034	0.2777	0.4106	0.2698	0.2762	β_0=1.1942	
γ_{eff}	13.7^0	13.6^0	13.5^0	Г=0.2381	$\gamma_0=13.2^0$	$\gamma_0=12.4^0$	C=6	
$\hbar\omega$	8.8	57	52.3	417.4	409.7	824.7	417.5	^{228}Th
μ	0.2442	0.3678	0.2515	0.3744	0.2473	0.2486	β_0=1.7889	
γ_{eff}	9.2^0	9.2^0	9.1^0	Г=0.1616	$\gamma_0=8.9^0$	$\gamma_0=8.5^0$	C=12.9	
$\hbar\omega$	9.4	63.4	56.5	371.9	334.1	665.7	371.9	^{230}Th
μ	0.2406	0.4048	0.2754	0.4215	0.2873	0.2945	β_0=1.2888	
γ_{eff}	10.8^0	11^0	10.7^0	Г=0.1939	$\gamma_0=10.6^0$	$\gamma_0=9.5^0$	C=9	
$\hbar\omega$	12.8	54	49.3	404.4	363.8	701.7	404.4	^{232}Th
μ	0.2234	0.3581	0.2501	0.3706	0.2577	0.2686	β_0=2.0816	
γ_{eff}	9.8^0	9.9^0	9.7^0	404.4	$\gamma_0=9.8^0$	$\gamma_0=8.6^0$	C=10.7	
$\hbar\omega$	7.3	56.1	50.8	342.4	333.5	628.4	353	^{232}U
μ	0.2522	0.4036	0.2791	0.4106	0.2673	0.2813	β_0=1.1878	
γ_{eff}	7.3^0	9.4^0	9.3^0	Г=0.1671	$\gamma_0=9.2^0$	$\gamma_0=8.5^0$	C=11.9	
$\hbar\omega$	14.2	46.6	43.5	440.2	409.4	828.1	440.2	^{234}U
μ	0.2023	0.3204	0.2246	0.3269	0.2232	0.2277	β_0=2.5391	
γ_{eff}	8.6^0	8.6^0	8.6^0	Г=0.1513	$\gamma_0=8.3^0$	$\gamma_0=8^0$	C=14.7	
$\hbar\omega$	14.2	46.6	43.5	440.2	409.4	828.1	440.2	^{234}U
μ	0.2023	0.3204	0.2246	0.3269	0.2232	0.2277	β_0=2.5391	
γ_{eff}	8.6^0	8.6^0	8.6^0	Г=0.1513	$\gamma_0=8.3^0$	$\gamma_0=8^0$	C=14.7	
$\hbar\omega$	16.5	47.8	44.9	491	454.3	948.3	491	^{236}U
μ	0.1967	0.3059	0.2143	0.3135	0.2166	0.2160	β_0=2.7640	
γ_{eff}	8.7^0	8.7^0	8.7^0	Г=0.1528	$\gamma_0=8.4^0$	$\gamma_0=8.2^0$	C=14.4	

Продолжение таблицы 2.2.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\hbar\omega$	17.4	46.8	44.1	523.4	427.7	1298.5	523.5	^{238}U
μ	0.1927	0.3028	0.2139	0.2992	0.2221	0.1774	β_0=2.9049	
γ_{eff}	8.2^0	8.2^0	8.1^0	Г=0.1398	$\gamma_0=7.9^0$	$\gamma_0=7.3^0$	C=17.2	
$\hbar\omega$	8.9	46.9	43.2	394.2	396.2	767.7	394.2	^{240}U
μ	0.2309	0.3452	0.3822	0.3513	0.2354	0..2363	β_0=2.1050	
	8.6^0	8.5^0	8.5^0	Г=0.1512	$\gamma_0=8.6^0$	$\gamma_0=7.9^0$	C=14.7	
$\hbar\omega$	15.8	48.6	46.7	419.5	376.6	694.1	419.5	^{240}Pu
μ	0.1991	0.3144	0.2441	0.3483	0.2424	0..2622	β_0=1.9464	
γ_{eff}	7.8^0	7.9^0	7.7^0	Г=0.1396	$\gamma_0=7.6^0$	$\gamma_0=7.1^0$	C=17.2	
$\hbar\omega$	12.2	52.5	47.9	434.6	408.5	812.4	434.6	^{242}Pu
μ	0.2169	0.3436	0.2339	0.3499	0.2367	0.2431	β_0=2.2581	
γ_{eff}	9.1^0	9.2^0	9.1^0	Г=0.1614	$\gamma_0=8.8^0$	$\gamma_0=8.4^0$	C=12.9	
$\hbar\omega$	16.4	52.6	49.1	459.2	400.3	840.7	459.2	^{244}Pu
μ	0.1997	0.3286	0.2322	0.3414	0.2423	0.2416	β_0=2.4117	
γ_{eff}	9.1^0	9.3^0	8.1^0	Г=0.1634	$\gamma_0=9^0$	$\gamma_0=8.6^0$	C=12.6	
$\hbar\omega$	13.3	50.6	46.1	441.6	410.8	825.4	441.6	^{248}Cm
μ	0.2100	0.3336	0.2284	0.3404	0.2320	0.2373	β_0=2.3845	
γ_{eff}	9^0	9^0	7.9^0	Г=0.1584	$\gamma_0=8.7^0$	$\gamma_0=8.3^0$	C=13.39	
$\hbar\omega$	9	56.3	48.9	401.3	392.5	759.4	401.3	^{252}No
μ	0.2403	0.3736	0.2310	0.3789	0.2497	0.2581	β_0=1.7691	
γ_{eff}	9.5^0	9.4^0	9.1^0	Г=0.1658	$\gamma_0=9.2^0$	$\gamma_0=8.5^0$	C=12.2	
$\hbar\omega$	9.3	53.74	47.1	404.6	396.7	786.8	404.6	^{254}No
μ	0.2358	0.3638	0.2260	0.3686	0.2438	0.2514	β_0=1.9261	
γ_{eff}	9.3^0	9.2^0	8.9^0	Г=0.1621	$\gamma_0=9^0$	$\gamma_0=8.4^0$	C=12.8	

Таблица 2.3

Экспериментальные и рассчитанные значения энергий уровней (в единицах КэВ).

Ядра	$I^+_{n\tau}$	(2.9)	(2.10)	(2.11)	(2.16)	(2.17)	(2.18)	(2.20)	Exp. [7]
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
^{50}Nd	2^+_{01}	134.1	152.6	86.6	150.7	122.6	147.6	106	130.2
	4^+_{01}	418.4	448.5	287.1	442.0	385.4	427.5	338.4	381.4
	6^+_{01}	798.4	817.2	597.7	806.6	747.9	781.9	670.4	720.4
	8^+_{01}	1217.7	1218.1	1012.6	1208.4	1173.4	1182.1	1075	1129.7
	10^+_{01}	1633.9	1631.2	1525.2	1630.3	1635.7	1612.4	1530.8	1599
	12^+_{01}	2022.8	2048	2128.9	2064.0	2119.0	2063.2	2022.8	2119
	14^+_{01}	2374.3	2465.5	2818.9	2505.1	2614.9	2528.6	2540.5	2682.5
	2^+_{02}	1127.7	1131	1100.4	1122.0	1113.2	1157.7	1012.6	1061.9
	3^+_{01}	1209.9	1210.1	1186.5	1196.7	1197.9	1206.1	1089.5	1200.6
	4^+_{02}	1316.9	1314	1303.1	1292.5	1310.3	1269.5	1189.7	1353.4
	0^+_{11}	956.1	810.3	761.1	801.0	740.7	704.1	1058.9	675.4
	2^+_{11}	1055.1	962.9	847.9	951.7	863.4	893.4	1164.9	850.7
	4^+_{11}	1266.3	1258.8	1049	1243.0	1126.2	1233.1	1397.4	1137.8
^{152}Sm	2^+_{01}	127.2	153	129.6	152.7	129.7	146.5	88.9	121.8
	4^+_{01}	401.4	443.4	388	440.7	399.6	414.8	287.2	366.5
	6^+_{01}	778	800.3	724.3	794.4	760.4	748.1	577.1	706.9
	8^+_{01}	1207.2	1186.6	1105.8	1179.8	1173.3	1121.5	939	1125.4
	10^+_{01}	1647.1	1584.8	1510.8	1582.0	1614.3	1522.8	1355.1	1609.2
	12^+_{01}	2070	1986.8	1923.8	1993.7	2069.5	1944.4	1811.7	2148.5
	14^+_{01}	2461	2389	2333	2411.5	2531.8	2381.1	2298.5	2736
	16^+_{01}	2814.4	2790.1	2722.7	2833.1	2997.8	2829.4	2980.1	3362
	2^+_{02}	1271.4	1317.6	1323	1325.0	1265.6	1477.1	1225.2	1085.9
	3^+_{01}	1349.5	1384.9	1388.7	1389.2	1341.6	1511.1	1289.2	1233.8
	4^+_{02}	1451.3	1473	1474.8	1472.0	1441.8	1555.9	1373.2	1371.7
	5^+_{01}	1568.6	1576	1576.6	1571.6	1559.2	1610.1	1475.9	1559.6
	6^+_{02}	1709.7	1700.6	1699	1685.9	1702.9	1674.3	1596.3	1728.2
	7^+_{01}	1849.1	1828.2	1826.5	1813.0	1849.3	1745.4	1732.9	1945.8
	8^+_{02}	2020.9	1985.9	1980.6	1951.3	2033.8	1826.8	1884.4	2139.7
	9^+_{01}	2163.7	2125.9	2121.3	2099.1	2195.0	1911.1	1049.5	2375.5
	0^+_{11}	1009.5	755.8	796	753.0	650.4	631.2	1054.1	684.7
	2^+_{11}	1105.6	908.8	957.4	905.7	780.1	818.2	1143	810.4
	4^+_{11}	1313.7	1199.2	1259.1	1193.7	1050.1	1141.0	1341.3	1023
	6^+_{11}	1601.7	1556.1	1624	1547.5	1420.8	1522.1	1631.2	1310.5
	8^+_{11}	1933.2	1942.4	2012.2	1932.9	1823.7	1933.6	1993.1	1666.4
	10^+_{11}	2276.8	2340.6	2401.9	2335.1	2264.7	2364.6	2409.2	2079.7

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	12^+_{11}	2611.1	2742.6	2778.3	2746.8	2719.9	2810.0	2865.8	2525.7
	14^+_{11}	2923.8	3144.8	3127.7	3164.5	3182.2	3266.3	3352.6	2976.8
	2^+_{01}	143	163.9	139.3	150.8	140.8	122.9	110.8	137.8
	4^+_{01}	480.3	480.3	419.6	450.9	434.3	381.7	353.7	404.2
	6^+_{01}	855	871.7	786.2	836.3	825.1	737.8	700.6	770.4
	8^+_{01}	1308.6	1293.6	1201.6	1267.9	1268.9	1162.3	1123.5	1215.6
	10^+_{01}	1765.2	1725.8	1642.3	1725.3	1739.7	1635.7	1599.9	1725
	12^+_{01}	2201.2	2161.2	2093.6	2198.4	2225.2	2144.9	2114	2285.9
	14^+_{01}	2605.1	2598.1	2545.5	2681.5	2720.7	2681	2655.1	2887.8
	2^+_{02}	1003.5	1051.3	1088.4	1131.5	979.9	1311.2	1058.3	890.5
	3^+_{01}	1104.1	1142.3	1172.4	1213.5	1077.5	1890.8	1138.7	1022.1
	4^+_{02}	1237.5	1262.5	1283.5	1318.7	1208.0	2186	1243.4	1168.5
	5^+_{01}	1383.8	1396.1	1411.0	1444.4	1353.5	2323.6	1370.5	1335.6
	6^+_{02}	1572.9	1568.1	1571.4	1587.9	1545.0	1311.2	1518	1525.2
	7^+_{01}	1735.1	1722	1725.2	1746.5	1714.8	1890.8	1683.7	1728.8
	8^+_{02}	1973.4	1946.3	1933.9	1918.0	1970.8	2186	1865.9	1958.6
	9^+_{01}	2120.6	2096.9	2093.9	2100.4	2137.5	2323.6	2062.4	2191.6
	10^+_{02}	2400.2	2377.8	2351.9	2292.1	2464.5	1311.2	2271.8	2448
	11^+_{01}	2509.6	2504	2497.6	2491.5	2602.4	1890.8	2492.3	2712.4
	12^+_{02}	2819.5	2845.8	2805.1	2697.5	3006.3	2186	2722.7	2997.2
	13^+_{01}	2881.2	2931.6	2919.0	2909.1	3095.8	2323.6	2961.7	3273.5
	0^+_{11}	1079.1	862.7	895.3	887.7	736.4	928.1	1106.7	675.6
	2^+_{11}	1186.8	1026.6	1068.7	1038.5	877.3	1082.4	1217.5	828.6
	4^+_{11}	1416.9	1343	1397.3	1338.7	1170.7	1395.4	1460.4	1088.3
	6^+_{11}	1728.2	1734.4	1798.9	1724.1	1561.6	1808.5	1807.4	1437.3
	8^+_{11}	2077.8	2156.3	2228.3	2155.6	2005.4	2284.4	2230.2	1858.6
	10^+_{11}	2433.7	2588.5	2662.2	2613.1	2476.1	2802.1	2706.6	2315.6
^{154}Sm	2^+_{01}	91.3	96.3	95.8	94.1	82.2	94.1	91.8	81.9
	4^+_{01}	298.7	311.7	308.4	304.7	270.2	303.0	297.9	266.8
	6^+_{01}	609.3	626.9	617.7	614.0	555.2	607.5	602.4	544.1
	8^+_{01}	1004.9	1020.2	1003.6	1001.7	925.5	988.7	986.5	902.7
	10^+_{01}	1465.1	1471.2	1448.7	1449.7	1368.1	1430.7	1432.7	1333
	12^+_{01}	1969.0	1963.8	1939.1	1943.0	1870.3	1921.3	1926.6	1825.9
	14^+_{01}	2497.9	2485.5	2463.7	2470.4	2420.3	2451	2456.7	2373
	16^+_{01}	3035.8	3027.6	3014.1	3023.8	3008.6	3012.5	3014.8	2968.2
	18^+_{01}	3570.7	3584.0	3583.6	3597.0	3627.1	3600.1	3594.4	3609.3

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	20^+_{01}	4093.4	4150.8	4166.9	4185.7	4270.1	4209.7	4190.9	4295.7
	22^+_{01}	4597.9	4725.6	4760.1	4786.5	4932.9	4838.1	4800.7	5027.9
	2^+_{02}	1527.8	1531.1	1532.6	1529.2	1521.1	1586.6	1521.9	1440.0
	3^+_{01}	1598.3	1599.9	1600.5	1595.2	1589.5	1637.6	1587.8	1539.2
	4^+_{02}	1691.5	1691.0	1690.6	1682.0	1680.4	1705	1674.4	1664.8
	5^+_{01}	1804.4	1801.3	1799.9	1788.4	1791.5	1786.9	1780.8	1804.9
	6^+_{02}	1940.3	1934.3	1931.9	1913.4	1926.1	1884.5	1906	1974
	7^+_{01}	2088.3	2079.5	2076.7	2055.6	2075.3	1992.7	2048.5	2154.3
	0^+_{11}	1343.5	1177.9	1136	1158.4	1079.9	1076.5	1188.2	1012.4
	2^+_{11}	1420.7	1274.3	1249.6	1252.5	1162.1	1189.2	1280	1177.8
	4^+_{11}	1596.0	1489.6	1496.2	1463.1	1350.1	1434.8	1486.2	1337.6
	6^+_{11}	1858.9	1804.9	1844.8	1772.4	1635.1	1784.2	1790.7	1577
^{156}Gd	2^+_{01}	91.6	100.5	98	98.3	88.2	93.4	98.3	88.9
	4^+_{01}	300.1	324.6	315.1	317.9	288.7	302.1	318	288.2
	6^+_{01}	612.7	651.2	630.6	639.5	589.7	609.1	639.5	584.7
	8^+_{01}	1012.5	1056.2	1023	1041.4	975.8	996.2	1041.4	965.1
	10^+_{01}	1479.5	1517.7	1473.9	1504.2	1430.6	1447.9	1504.1	1416
	12^+_{01}	1994.1	2018.4	1968.6	2012.5	1939.3	1951.4	2012.5	1924.4
	14^+_{01}	2538.7	2546.1	2496.2	2554.9	2489.5	2496.7	2554.9	2475.8
	16^+_{01}	3099.1	3092.9	3048.8	3123.0	3072.0	3076.1	3123	3059.6
	18^+_{01}	3664.1	3653.8	3620.5	3710.8	3680.3	3683.6	3710.7	3673.5
	20^+_{01}	4224.9	4225.7	4207.2	4313.6	4309.8	4315	4313.6	4325.9
	22^+_{01}	4775.2	4806.8	4805.4	4928.4	4957.1	4967.1	4928.4	5026
	24^+_{01}	5310.0	5395.4	5411.9	5552.7	5619.5	5637.6	5552.7	5778.7
	26^+_{01}	5825.4	5990.5	6023.6	6184.7	6295.0	6324.8	6184.7	6582.6
	2^+_{02}	1233.5	1247.5	1266.6	1287.7	1213.8	1497.2	1287.6	1154.2
	3^+_{01}	1310.4	1324.1	1340.2	1360.0	1288.4	1552.8	1359.9	1248
	4^+_{02}	1413.0	1425.7	1438.2	1454.7	1388.0	1626.1	1454.7	1355.4
	5^+_{01}	1536.2	1547.2	1555.8	1570.7	1508.2	1715.1	1570.6	1506.9
	6^+_{02}	1687.8	1696.5	1700.1	1706.4	1656.4	1821.5	1706.3	1643.7
	7^+_{01}	1848.6	1853.7	1853.8	1860.4	1814.9	1938.6	1860.3	1849.8
	8^+_{02}	2048.6	2049.9	2044.2	2031.1	2012.5	2075.7	2031	2011.9
	9^+_{01}	2234.3	2230.2	2223.1	2217.0	2198.8	2214.6	2217	2249.7
	10^+_{02}	2483.4	2474.9	2461.5	2416.8	2448.7	2380.8	2416.7	2442.4
	11^+_{01}	2678.6	2664.1	2652.8	2629.0	2649.5	2534.4	2628.9	2686.7
	12^+_{02}	2978.0	2961.0	2943.1	2852.3	2956.8	2729.2	2852.3	2922.6

Продолжениетаблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	13^+_{01}	3166.1	3143.7	3132.4	3085.8	3156.9	2890.2	3085.7	3175.2
	14^+_{02}	3516.7	3497.7	3479.8	3328.2	3527.8	3114.7	3328.2	3437.9
	15^+_{01}	3681.9	3659.3	3652.8	3578.8	3711.6	3275.6	3578.7	3715.2
	16^+_{02}	4083.2	4075.3	4062.3	3836.6	4152.5	3531.6	3836.6	3995.1
	0^+_{11}	1459.3	1216.2	1171.6	1179.4	1045.4	1167.8	1179.4	1049.5
	2^+_{11}	1537.8	1316.8	1287.3	1277.7	1133.7	1278.4	1277.8	1129.4
	4^+_{11}	1716.3	1540.9	1538.8	1497.4	1334.2	1521.7	1497.4	1297.8
	6^+_{11}	1984.5	1867.5	1894.1	1818.9	1635.2	1872.2	1819	1540.2
	8^+_{11}	2328.1	2272.5	2323.6	2220.8	2021.2	2305.3	2220.8	1848.3
	10^+_{11}	2730.3	2733.9	2804.8	2683.6	2476.1	2801.3	2683.6	2220
	12^+_{11}	3174.8	3234.6	3321.5	3191.9	2984.7	3346	3191.9	2707.8
^{158}Dy	2^+_{01}	98.4	110.4	107	103.5	97.6	111.3	103.6	98.9
	4^+_{01}	321.5	355.1	342.9	334.4	317.7	353.8	334.4	317.1
	6^+_{01}	654.5	707.9	683.1	671.5	643.9	699.1	671.6	637.7
	8^+_{01}	1077.3	1140.1	1101.9	1091.7	1055.6	1120.6	1091.7	1043.9
	10^+_{01}	1568.3	1626.7	1577.9	1574.4	1532.8	1598.1	1574.5	1520.1
	12^+_{01}	2107.7	2150.4	2096.2	2103.5	2059.5	2116.9	2103.6	2048.9
	14^+_{01}	2679.7	2700.8	2647	2667.2	2624.3	2667.5	2667.3	2612.4
	16^+_{01}	3271.5	3271.7	3224.1	3256.8	3220.0	3244.2	3256.9	3190.5
	18^+_{01}	3873.1	3859.2	3823	3866.2	3841.5	3843.3	3866.3	3781.5
	20^+_{01}	4475.9	4460.4	4440	4490.7	4484.6	4462.6	4490.8	4407.3
	22^+_{01}	5072.8	5072.8	5071.5	5127.2	5146.3	5100.3	5127.3	5085.3
	24^+_{01}	5657.7	5694.7	5714	5773.2	5823.8	5754.9	5773.3	5820
	26^+_{01}	6225.9	6324.6	6364.1	6426.8	6514.6	6425.1	6426.9	6612.6
	28^+_{01}	6774.1	6961	7018.4	7086.6	7217.0	7109.7	7086.7	7454
	2^+_{02}	1028.1	1016.1	1029.7	999.3	988.2	1096.5	999.3	946.3
	3^+_{01}	1114.7	1105.5	1115.1	1080.4	1072.9	1163.9	1080.4	1044.6
	4^+_{02}	1231.4	1225.4	1229.8	1186.4	1187.0	1253.0	1186.4	1163.8
	5^+_{01}	1369.1	1365	1364.2	1315.6	1321.4	1357.8	1315.6	1314.8
	6^+_{02}	1544.6	1544	1535.5	1466.2	1493.5	1486.3	1466.2	1486.4
	7^+_{01}	1721	1718.4	1705.9	1636.4	1665.7	1617.9	1636.4	1675.8
	8^+_{02}	1959	1960.2	1937.8	1824.3	1900.6	1784.5	1824.3	1892.9
	0^+_{11}	1598.1	1309.7	1267	1216.2	1072.6	1095.3	1216.2	990.5
	2^+_{11}	1682.8	1420.1	1393.2	1319.8	1170.2	1230.5	1319.8	1085.6
	4^+_{11}	1874.9	1664.7	1666.1	1550.6	1390.3	1518.2	1550.6	1280
	6^+_{11}	2162	2017.6	2048.7	1887.7	1716.5	1915.9	1887.8	1547.3
	8^+_{11}	2527.2	2449.7	2507	2307.9	2128.2	2388.6	2308	1892.9

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
^{162}Gd	2^+_{01}	79.9	80.1	71.6	74.7	74.4	79.0	80.2	71.6
	4^+_{01}	261.6	261.8	236.4	246.1	245.2	258.4	261.8	236.4
	6^+_{01}	534.9	534.1	490	507.4	505.9	527.7	533.2	490
	8^+_{01}	885.1	882.5	826.2	849.2	847.3	873.6	880.1	826.2
	10^+_{01}	1296.4	1291.8	1237.9	1261.4	1258.9	1282.8	1288.3	1237.9
	12^+_{01}	1753.7	1749.2	1718.6	1733.7	1731.0	1743.8	1746.1	1718.6
	14^+_{01}	2244.8	2244.9	2260.2	2256.8	2255.8	2248.3	2245.2	2260.2
	16^+_{01}	2759.4	2772.3	2857.1	2822.3	2827.4	2790.4	2779.7	2857.1
	2^+_{02}	864.2	864.1	864.7	863.5	860.7	871.2	864.1	864.7
	3^+_{01}	935.9	935.5	930.7	929.9	931.1	935.2	935.1	930.7
	4^+_{02}	1032.6	864.1	1015.7	1017.6	1026.2	1020.8	1030.8	1015.7
	0^+_{11}	1445.9	1435.3	1427.7	1429.0	1425.9	1424.9	1427.5	1427.7
	2^+_{11}	1515.6	1515.4	1492.7	1503.8	1500.4	1492.7	1518.2	1492.7
^{162}Er	2^+_{01}	119.2	124.6	123.9	116.8	103.3	112.6	116.8	102
	4^+_{01}	381.5	392.2	387.6	371.6	334.7	359.5	371.5	329.7
	6^+_{01}	754.4	762.3	750.9	732.8	674.1	713.1	732.6	666.7
	8^+_{01}	1199.3	1196.4	1179.8	1169.9	1097.3	1146.9	1169.7	1096.7
	10^+_{01}	1682.6	1668.2	1650.8	1659.6	1582.3	1639.9	1659.4	1602.8
	12^+_{01}	2180.1	2163.3	2150.5	2185.7	2113.2	2177.0	2185.6	2165.1
	14^+_{01}	2675.8	2674.9	2671.4	2737.5	2679.6	2748.5	2737.5	2745.7
	16^+_{01}	3158.8	3199.1	3208.3	3307.8	3275.1	3348.4	3307.9	3292.4
	18^+_{01}	3621.3	3733.5	3756.3	3891.7	3894.8	3973.3	3891.9	3846.6
	2^+_{02}	925.8	934.4	939.6	1008.7	926.6	1084.5	1008.7	900.7
	3^+_{01}	1022.7	1028.7	1032	1093.7	1016.0	1156.4	1204.1	1002.1
	4^+_{02}	1153.4	1155.6	1156.3	1204.2	1136.8	1251.5	1337.8	1128.1
	5^+_{01}	1300.7	1298.7	1297.5	1337.8	1277.4	1363.1	1008.7	1286.2
	6^+_{02}	1494.7	1487.2	1483.1	1492.4	1460.7	1500.9	1492.4	1459.6
	7^+_{01}	1669.1	1657.9	1653.7	1665.7	1637.2	1640.6	1665.7	1669.1
	8^+_{02}	1928	1912.7	1906.1	1855.6	1890.0	1820.1	1855.5	1872.7
	9^+_{01}	2099.7	2084.6	2080.9	2059.8	2080.3	1974.1	2059.8	2133.8
	10^+_{02}	2424.5	2413.6	2408.9	2276.8	2413.1	2197.4	2276.8	2346.6
	11^+_{01}	2565.2	2560.3	2561.9	2504.8	2591.7	2350.7	2504.8	2656.3
	12^+_{02}	2951.7	2970.4	2973.1	2742.4	3015.4	2621.9	2742.5	2910.8
	0^+_{11}	1262.1	1130.8	1098.2	1113.5	1050.4	1178.6	1114	1087.2
	2^+_{11}	1358.3	1255.4	1248.7	1230.4	1153.8	1314.31	1230.8	1171
	4^+_{11}	1570.6	1130.8	1557.9	1485.2	1385.2	1178.6	1485.5	1369

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
^{164}Er	2^+_{01}	110.1	112.2	112.6	106.8	95.5	105.8	106.9	91.4
	4^+_{01}	353.7	356.3	354.5	343.0	311.0	338.3	343	299.4
	6^+_{01}	702.7	699.6	691.8	683.7	630.1	672.8	683.7	614.4
	8^+_{01}	1123.3	1108.8	1093.9	1103.1	1032.5	1084.6	1103.1	1024.6
	10^+_{01}	1585.5	1559.6	1539.3	1579.7	1499.3	1554.0	1579.7	1518.1
	12^+_{01}	2067.4	2037.3	2014.7	2097.4	2016.2	2066.5	2097.4	2082.8
	14^+_{01}	2553.9	2534.4	2512.8	2645.0	2574.1	2612.8	2645	2702.6
	16^+_{01}	3034.1	3046.6	3028.6	3214.6	3166.6	3187.0	3214.6	3411.2
	2^+_{02}	859.1	877	891.6	922.1	848.0	1041.1	922.2	860.2
	3^+_{01}	950.9	965.3	977.4	1004.5	933.7	1109.5	1004.5	946.4
	4^+_{02}	1075.1	1084.3	1092.8	1111.8	1050.3	1200.0	1111.9	1058.5
	5^+_{01}	1215.5	1219.5	1224.8	1242.1	1185.9	1306.3	1242.2	1197.5
	6^+_{02}	1401.5	1397.4	1397.4	1393.5	1364.6	1438.0	1393.5	1358.7
	7^+_{01}	1569	1560.7	1558.6	1563.7	1535.6	1571.2	1563.7	1545.1
	8^+_{02}	1820.2	1802.6	1793.6	1750.7	1785.4	1742.3	1750.8	1744.8
	9^+_{01}	1986.5	1969.5	1961.4	1952.8	1970.3	1890.1	1952.8	1977.1
	10^+_{02}	2305.5	2283.4	2267.2	2168.0	2303.5	2102.9	2168.1	2184.3
	11^+_{01}	2443	2429	2417.6	2394.9	2476.3	2250.9	2394.9	2479.4
	12^+_{02}	2827.7	2822.2	2802.4	2632.0	2905.8	2509.3	2632.1	2733.3
	13^+_{01}	2916.3	2925.3	2913.8	2878.1	3040.9	2643.8	2878.2	3027.2
	0^+_{11}	1249.4	1135.3	1071	1144.4	1127.4	1142.4	1144.5	1246
	2^+_{11}	1339.5	1247.5	1206.8	1251.3	1223.0	1269.3	1251.3	1314.6
	4^+_{11}	1539	1491.6	1489.7	1487.5	1438.5	1543.0	1487.5	1469.7
	6^+_{11}	1825.7	1834.9	1869.1	1828.2	1757.5	1926.7	1828.2	1706.6
	8^+_{11}	2172.6	2244.2	2305.5	2247.6	2159.9	2387.9	2247.6	2069
	10^+_{11}	2555.6	2694.9	2774.2	2724.1	2626.7	2903.3	2724.2	2462.7
^{168}Hf	2^+_{01}	140.5	152	147	143.3	123.6	140.8	121.7	124.1
	4^+_{01}	441.3	461	445	438.1	393.1	428.2	385.1	385.9
	6^+_{01}	850.3	861.3	835.5	828.9	773.0	811.3	755.8	757.3
	8^+_{01}	1312.7	1305.8	1277.5	1276.2	1227.0	1255.4	1199.8	1213.7
	10^+_{01}	1788.2	1770.6	1747.4	1757.2	1728.1	1739.2	1694.4	1736
	12^+_{01}	2252.9	2246.2	2232.7	2259.1	2260.8	2250.4	2223.3	2306
	14^+_{01}	2693.7	2729.5	2726.1	2774.7	2816.9	2782.4	2775.9	2857.5
	16^+_{01}	3103.3	3218.9	3221.1	3299.7	3391.5	3332	3345.5	3310.4

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	2^+_{02}	945.2	951.2	958	967.2	936.0	1019.9	933.5	875.9
	3^+_{01}	1050.9	1052.8	1056.8	1058.1	1035.3	1089.2	1022.4	1030.9
	4^+_{02}	1192.6	1189	1189.4	1174.5	1169.7	1180.3	1137.4	1160.7
	5^+_{01}	1346.9	1337.7	1336.4	1313.4	1321.6	1284.8	1276.2	1386.4
	6^+_{02}	1552.5	1537.4	1532.2	1471.7	1523.7	1414.7	1436.2	1551.3
	0^+_{11}	1151.2	1000.8	996.5	966.1	913.1	911.8	1099.7	942
	2^+_{11}	1259.1	1152.8	1178.8	1109.4	1036.7	1090.5	1221.4	1058.6
	4^+_{11}	1491.4	1461.8	1528.8	1404.3	1306.2	1439.7	1484.8	1284.7
^{170}W	2^+_{01}	156.2	171.5	165.2	157.6	138.1	161.5	140.9	156.7
	4^+_{01}	490.1	518.7	499.3	483.4	438.7	488.5	442.9	462.3
	6^+_{01}	943	965.5	935	917.7	861.2	919.5	861.9	875.5
	8^+_{01}	1454.9	1458.9	1425.8	1416.7	1364.6	1413.4	1359.0	1363.4
	10^+_{01}	1984.1	1974.5	1947.2	1954.8	1920.6	1946.8	1907.5	1901.5
	12^+_{01}	2505.6	2503.7	2487.7	2517.4	2514.1	2508.4	2490.2	2464.3
	14^+_{01}	3004.9	3043.1	3039.9	3096.0	3136.5	3093.0	3096.2	3118
	16^+_{01}	3472.8	3590.6	3596.7	3685.5	3782.3	3698.1	3718.7	3815.9
	2^+_{02}	972.5	972.5	977.1	961.2	944.2	995.0	920.3	937
	3^+_{01}	1093.9	1093.9	1092.2	1066.4	1058.7	1079.4	1023.8	1073.6
	4^+_{02}	1258.7	1258.7	1248.4	1201.0	1215.1	1191.0	1157.1	1220
	0^+_{11}	1302.8	1130.6	1126.7	1088.4	1047.9	1018.0	1185	952.5
	2^+_{11}	1423.7	1302.1	1331.3	1246.0	1186.0	1223.1	1325.9	1202.2
	4^+_{11}	1682.9	1649.3	1723.8	1571.9	1486.7	1620.1	1627.9	1578.3
^{168}Yb	2^+_{01}	100.6	102.4	102.2	95.7	87.8	98.1	107.9	87.7
	4^+_{01}	325.9	328.8	326.6	309.5	287.5	315.3	343.7	286.6
	6^+_{01}	655	654.9	648.3	622.9	587.3	630.1	679.1	585.3
	8^+_{01}	1061.1	1053.6	1042.2	1014.8	972.0	1020.9	1085.9	970
	10^+_{01}	1517.2	1502	1488.1	1466.4	1425.3	1469.5	1542.6	1425.5
	12^+_{01}	2000.3	1983.6	1971.7	1962.8	1933.0	1962.0	2034.2	1936
	14^+_{01}	2493.5	2488.4	2483.5	2492.8	2484.1	2489.1	2550.4	2488.5
	16^+_{01}	2984.7	3010.5	3017.8	3048.1	3071.0	3044.4	3084.4	3073.2
	18^+_{01}	3465.2	3546.4	3570.3	3622.8	3688.	3624.1	3631.5	3686.9
	2^+_{02}	987.9	991.1	993.3	1005.0	986.9	1043.2	967.1	984
	3^+_{01}	1070.7	1071.9	1073	1079.5	1065.0	1107.5	1045.6	1067.2
	4^+_{02}	1181.4	1180.1	1179.7	1176.9	1170.2	1192.5	1147.6	1171.4
	5^+_{01}	1310.6	1306.7	1305	1295.9	1295.6	1293.0	1271.2	1302.3
	6^+_{02}	1474.3	1467.1	1463.8	1434.8	1454.5	1416.4	1414.4	1445.1
	7^+_{01}	1635.4	1626.2	1622.5	1592.0	1617.9	1544.0	1575.1	1618.5

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	0^+_{11}	1260	1176.2	1144.9	1155.2	1135.1	1127.1	1046.9	1155.2
	2^+_{11}	1343.3	1278.6	1266.3	1250.9	1222.9	1244.0	1154.9	1233.1
	4^+_{11}	1530.1	1505	1526.8	1464.7	1422.6	1498.4	1390.7	1390.1
^{170}Hf	2^+_{01}	113.7	123.9	120.6	118.2	103.4	120.1	107.9	100.8
	4^+_{01}	364.5	386.8	375.1	370.6	333.4	371.9	343.8	322
	6^+_{01}	721.9	745.4	723.6	719.2	667.0	716.3	679.1	642.9
	8^+_{01}	1149.1	1161.5	1133.6	1131.3	1078.1	1123.9	1085.9	1043.1
	10^+_{01}	1611.6	1609.6	1582.4	1584.7	1543.5	1574.9	1542.6	1505.2
	12^+_{01}	2083.8	2075.3	2055.7	2065.3	2046.6	2056.6	2034.2	2016.1
	14^+_{01}	2548.3	2551.9	2544.6	2564.5	2576.5	2561.4	2550.4	2567
	16^+_{01}	2994.7	3036.3	3043.2	3076.7	3126.9	3084.7	3084.4	3151.3
	18^+_{01}	3416.6	3526.8	3546.8	3598.3	3693.8	3624.0	3631.5	3766.5
	2^+_{02}	1027.8	1026.9	1028.2	1004.3	1005.5	1042.6	967.1	961.3
	3^+_{01}	1115.3	1112.3	1111.7	1083.4	1089.4	1103.9	1045.6	1087.6
	4^+_{02}	1231.6	1225.9	1223	1185.8	1201.8	1184.3	1147.6	1227.4
	2^+_{11}	1163.3	1003.5	990.9	970.9	898.4	892.4	1046.9	879.6
	4^+_{11}	1254.3	1127.4	1138.7	1089.2	1001.9	1043.1	1154.9	987
	6^+_{11}	1455.3	1390.3	1438.1	1341.6	1231.8	1347.6	1390.7	1156.7
^{166}Dy	2^+_{01}	96.9	98.1	76.6	90.8	87.3	95.6	98.3	76.6
	4^+_{01}	313.5	315.7	253.5	295.1	285.5	307.4	314.8	253.5
	6^+_{01}	629.5	629.9	527	596.9	582.0	615.0	626.3	527
	8^+_{01}	1018.9	1014.9	892	977.8	960.7	996.6	1008.4	892
	10^+_{01}	1456.5	1449	1341	1420.5	1405.2	1433.7	1441.7	1341
	12^+_{01}	1922	1917.2	1868	1910.6	1902.5	1913.2	1913.2	1868
	14^+_{01}	2400.6	2410.7	2467	2436.9	2443.1	2427.0	2415	2467
	16^+_{01}	2881.3	2924.2	3119	2991.1	3020.7	2970.1	2942.2	3119
	2^+_{02}	854.8	855.2	857.2	853.2	849.9	876.2	855.5	857.2
	3^+_{01}	937	936.4	928.7	927.7	929.3	944.1	935.9	928.7
	4^+_{02}	1047.9	1045.8	1023.4	1025.3	1036.9	1034.5	1044.4	1023.4
	5^+_{01}	1175.8	1172.3	1141.3	1144.5	1163.5	1139.9	1170.2	1141.3
	0^+_{11}	1248.5	1200.1	1149	1181.5	1157.7	1162.6	1180.4	1149
	2^+_{11}	1329.3	1298.2	1208	1272.4	1245.1	1275.5	1296.1	1208
^{228}Th	2^+_{01}	59.2	59.3	59.1	57.8	52.4	57.6	57.8	57.7
	4^+_{01}	193.7	193	191.8	188.6	172.7	187.6	188.6	186.8
	6^+_{01}	395.1	391.8	388.3	383.9	356.8	381.1	384	378.2
	8^+_{01}	651.8	644.1	637.8	633.3	598.6	628.3	633.4	622.5

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	10^+_{01}	950.5	938.1	929.9	926.5	891.0	919.8	926.5	911.8
	12^+_{01}	1277.7	1263.8	1256	1254.3	1226.8	1247.8	1254.3	1239.4
	14^+_{01}	1621.4	1613	1609.1	1609.4	1599.1	1605.8	1609.4	1599.5
	16^+_{01}	1971.2	1979.5	1983.3	1985.9	2001.5	1988.6	1985.9	1988.1
	18^+_{01}	2319.2	2358.7	2374.5	2379.3	2429.1	2392.2	2379.3	2408
	2^+_{02}	983.1	983.3	983.1	984.8	979.7	997.7	984.9	969
	3^+_{01}	1029	1028.5	1028.1	1028.5	1025.5	1034.3	1028.5	1022.5
	4^+_{02}	1089.7	1088.5	1088	1086.0	1086.5	1082.8	1086	1091.0
	5^+_{01}	1163.2	1161.4	1160.8	1156.7	1161.2	1141.7	1156.7	1174.5
	0^+_{11}	875	842.2	830.3	834.8	819.3	824.8	834.9	831.8
	2^+_{11}	925.1	901.5	899	892.7	871.8	892.0	892.7	874.5
^{230}Th	2^+_{01}	61.2	67	65.5	64.8	58.5	67.4	64.8	53.3
	4^+_{01}	199.9	215.7	210.1	208.9	191.3	214.7	209	174.1
	6^+_{01}	407	430.9	418.8	418.9	390.0	425.4	418.9	356.5
	8^+_{01}	669.7	695.7	676.6	679.7	643.5	684.4	679.8	593.8
	10^+_{01}	973.8	995.4	971	978.6	940.9	979.9	978.7	879.3
	12^+_{01}	1305.8	1318.6	1292.2	1305.5	1271.9	1303.3	1305.6	1206.6
	14^+_{01}	1654.1	1657.8	1633.4	1653.1	1628.6	1648.4	1653.2	1571.8
	16^+_{01}	2009.3	2008.2	1989.5	2016.2	2005.2	2010.7	2016.2	1969.5
	18^+_{01}	2364.6	2366.9	2357.1	2390.9	2397.7	2387.0	2391	2396.3
	20^+_{01}	2714.7	2732.4	2733.7	2774.7	2803.3	2775.3	2774.8	2848.6
	22^+_{01}	3055.6	3103.4	3117.1	3165.6	3220.0	3174.2	3165.7	3324
	24^+_{01}	3384.6	3479.1	3505	3562.0	3646.1	3582.8	3562.1	3819
	2^+_{02}	767.4	770.7	776.9	767.6	757.9	850.4	767.6	781.4
	3^+_{01}	818.4	821.5	826.1	815.4	807.4	887.3	815.4	825.7
	4^+_{02}	886.4	889.2	891.7	878.0	873.5	935.9	877.9	883.7
	5^+_{01}	967.7	969.5	970	954.3	952.8	994.1	954.3	955
	6^+_{02}	1068.1	1068.8	1066.7	1043.6	1051.2	1064.1	1043.5	1039.4
	7^+_{01}	1173.2	1171.8	1168.2	1144.5	1155.3	1139.4	1144.5	1134.2
	8^+_{02}	1305.7	1302.6	1296.2	1256.2	1286.8	1229.0	1256.2	1243
	9^+_{01}	1425.5	1419.3	1412.8	1377.6	1408.1	1316.2	1377.6	1358.4
	10^+_{02}	1590.5	1583.1	1573.9	1507.7	1574.9	1424.9	1507.7	1520.2
	0^+_{11}	916	773.5	749.6	743.7	668.1	666.1	743.7	634.9
	2^+_{11}	968	840.5	827.3	808.5	726.7	748.2	808.6	677.5
	4^+_{11}	1085.9	989.1	995.1	952.7	859.5	923.2	952.7	775.5
	6^+_{11}	1262.1	1204.4	1230.2	1162.6	1058.1	1166.2	1162.7	922.9
	8^+_{11}	1486.1	1469.2	1512.1	1423.5	1311.7	1456.7	1423.5	1117.4

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
^{232}Th	2^+_{01}	52.4	56.7	56	54.9	50.9	57.9	54.9	49.4
	4^+_{01}	172.5	184.8	181.8	179.3	167.6	186.9	179.3	162.1
	6^+_{01}	355.2	375.7	367.9	365.3	344.9	376.1	365.4	333.3
	8^+_{01}	592.8	618.2	603.8	603.4	575.9	614.1	603.4	556.9
	10^+_{01}	876.5	901.3	879.5	883.7	852.6	891.1	883.8	826.8
	12^+_{01}	1196.8	1215.1	1186.6	1197.9	1167.4	1199.1	1198	1137.1
	14^+_{01}	1544.4	1551.9	1518.4	1538.7	1513.1	1532.2	1538.8	1482.3
	16^+_{01}	1911.1	1905.7	1869.8	1900.5	1883.8	1885.7	1900.6	1858.6
	18^+_{01}	2290	2272.5	2236.9	2279.0	2275.3	2256.1	2279.1	2262.5
	20^+_{01}	2675.4	2649.7	2616.7	2670.9	2683.9	2640.6	2671	2691
	22^+_{01}	3062.5	3035.3	3007.1	3073.4	3107.2	3037.4	3073.5	3144
	24^+_{01}	3447.4	3427.9	3406.2	3484.7	3543.3	3445.1	3484.8	3620
	26^+_{01}	3827	3826.5	3812.3	3903.1	3990.4	3862.7	3903.2	4117
	28^+_{01}	4198.6	4230.4	4223.7	4327.4	4447.2	4289.4	4327.5	4633.2
	30^+_{01}	4560.2	4638.7	4638.9	4756.7	4912.5	4724.7	54.9	5164.3
	2^+_{02}	811.6	818.6	831.8	801.7	793.9	919.0	801.7	785.2
	3^+_{01}	857.2	864.2	875.6	845.0	838.4	952.8	845.1	829.6
	4^+_{02}	918.1	924.7	934	902.1	897.9	997.4	902.1	890.1
	5^+_{01}	992	997.9	1004.7	972.2	970.3	1051.4	972.2	960.2
	6^+_{02}	1082.6	1087.3	1091	1054.7	1059.2	1116.1	1054.7	1050.9
	7^+_{01}	-	-	-	-	-	-	-	-
	8^+_{02}	1301.1	1301.6	1298.6	1253.9	1274.6	1270.3	1253.9	1258.7
	9^+_{01}	1417.8	1415.0	1409.7	1369.0	1390.5	1354.6	1369	1370
	10^+_{02}	1568.5	1562.4	1552.3	1493.4	1540.8	1455.2	1493.4	1511.9
	11^+_{01}	1696.0	1685.2	1674.3	1626.3	1669.0	1548.4	1626.4	1640
	12^+_{02}	1878.7	1863.9	1847.5	1767.1	1853.7	1666.3	1767.1	1801
	0^+_{11}	1018.6	841.4	790.8	808.7	727.6	701.8	808.7	730.6
	2^+_{11}	1064.6	898.1	855.8	863.6	778.6	770.6	863.6	774.1
	4^+_{11}	1170	1026.2	999.9	988.0	895.3	921.5	988.1	873
	6^+_{11}	1330.4	1217.1	1208.6	1174.1	1072.6	1137.9	1174.1	1023.3
	8^+_{11}	1539.4	1459.6	1467.4	1412.1	1303.6	1404.2	1412.2	1222.1
	10^+_{11}	1789.3	1742.7	1763.6	1692.5	1580.3	1708.3	1692.6	1469.3
	12^+_{11}	2071.7	2056.5	2087.5	2006.6	1895.1	2041.6	2006.7	1755
	14^+_{11}	2378.9	2393.3	2432.1	2347.4	2240.7	2397.6	2347.5	2080
	16^+_{11}	2703.7	2747.1	2792	2709.3	2611.5	2771.7	2709.3	2441
	18^+_{11}	3039.9	3113.9	3163.4	3087.8	3002.9	3160.6	3087.9	2832
	20^+_{11}	3382.7	3491.1	3543.7	3479.7	3411.6	3561.9	3479.7	3249

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
^{232}U	2^+_{01}	56.1	58.2	58	56.7	49.8	57.1	55.2	47.6
	4^+_{01}	183.1	187.8	185.9	183.4	163.8	183.3	179	156.6
	6^+_{01}	372	366.5	371.1	369.1	336.6	376.8	361.6	322.7
	8^+_{01}	610.9	611.6	600.9	601.4	561.4	594.8	591.7	541.1
	10^+_{01}	886	879.7	864.7	869.1	830.1	858.5	858.7	805.9
	12^+_{01}	1184.2	1171.4	1154	1163.4	1135.2	1150.1	1153.7	1111.6
	14^+_{01}	1493.6	1479.4	1462.4	1477.5	1469.4	1464.1	1470.3	1453.8
	16^+_{01}	1805	1798.6	1784.8	1806.7	1827.0	1796.1	1803.1	1828.2
	18^+_{01}	2111.3	2125.7	2117.3	2147.3	2203.4	2142.8	2148.7	2231.7
	20^+_{01}	2407.7	2458.5	2457	2496.9	2594.8	2501.8	2504.1	2659.9
	2^+_{02}	884.7	885.8	887.6	872.1	874.1	893.4	852.6	866.8
	3^+_{01}	927.3	927.2	928.1	912.1	916.2	924.5	892.8	911.8
	4^+_{02}	983.5	981.8	981.8	964.6	972.2	965.4	945.5	970.7
	0^+_{11}	772.4	688.5	656.5	684.8	666.9	628.6	705.9	691.4
	2^+_{11}	819.3	746.7	725.5	741.5	716.8	697.2	761.1	734.6
	4^+_{11}	925.6	876.4	874.3	868.2	830.7	846.1	884.9	833.1
	6^+_{11}	1084.1	1065.4	1083.2	1053.9	1003.6	1056.6	1067.6	984.9
	8^+_{11}	1285.1	1300.1	1334.3	1286.2	1228.4	1312.5	1297.7	1186.6
	10^+_{11}	1517.4	1568.2	1614.7	1553.9	1497.1	1602.1	1564.6	1434.3
^{234}U	2^+_{01}	46.7	48.4	48.4	46.7	42.4	47.8	46.7	43.5
	4^+_{01}	154	159.2	158.6	153.6	140.3	156.7	153.7	143.3
	6^+_{01}	318.7	327.4	325.2	316.6	291.4	321.2	316.6	296.1
	8^+_{01}	535.4	546.2	541	529.6	492.1	534.8	529.6	497
	10^+_{01}	798	808.1	799	786.1	738.2	790.4	786.1	741.2
	12^+_{01}	1099.1	1105.7	1092.5	1079.8	1024.9	1082.0	1079.8	1023.9
	14^+_{01}	1431.4	1432.2	1415.7	1404.6	1347.4	1404.1	1404.7	1340.5
	16^+_{01}	1787.7	1781.8	1763.7	1755.6	1701.1	1752.1	1755.6	1687.8
	18^+_{01}	2161.3	2149.9	2132.2	2128.1	2081.7	2122.2	2128.1	2062.8
	20^+_{01}	2546.3	2532.7	2518.1	2518.7	2485.6	2511.4	2518.7	2464
	22^+_{01}	2937.7	2927.5	2918.7	2924.3	2909.6	2917.1	2924.3	2889.5
	24^+_{01}	3331.4	3332.3	3331.9	3342.5	3351.1	3337.6	3342.5	3338.5
	26^+_{01}	3723.8	3745.5	3755.9	3771.2	3808.1	3771.3	3771.2	3807.5
	28^+_{01}	4112.1	4166	4189.3	4208.9	4278.9	4217.2	4208.9	4296.5
	30^+_{01}	4493.8	4592.7	4630.7	4654.2	4761.9	4674.2	4654.2	4807
	2^+_{02}	946.7	945.7	946.7	941.6	940.8	975.3	941.7	926.7
	3^+_{01}	987.1	985.7	986.1	979.7	978.9	1007.8	979.8	968.4
	4^+_{02}	1040.9	1038.8	1038.4	1030.1	1029.7	1050.8	1030.2	1023.8

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	5^+_{01}	1106.8	1103.9	1102.4	1092.4	1092.2	1103.4	1092.4	1090.9
	6^+_{02}	1186.6	1182.7	1180	1166.1	1168.0	1166.5	1166.2	1172
	7^+_{01}	1275.5	1270.3	1266.4	1250.9	1253.4	1236.8	1250.9	1261.8
	8^+_{02}	1380.9	1374	1368.8	1346.1	1354.3	1318.6	1346.2	1365.8
	0^+_{11}	1032.3	908.2	865.6	880.3	818.7	828.1	880.3	809.9
	2^+_{11}	1073.8	956.7	920.5	927.0	861.2	882.7	927	851.7
	4^+_{11}	1169.3	1067.5	1044.6	1034.0	959.1	1006.1	1034	947.6
	6^+_{11}	1315.8	1235.6	1229.7	1196.9	1110.2	1190.6	1196.9	1096.1
	8^+_{11}	1508.8	1454.4	1466	1409.9	1310.9	1426.9	1409.9	1292.7
^{236}U	2^+_{01}	87	49.8	49.8	47.9	44.3	45.1	48	45.2
	4^+_{01}	229.4	164.1	163.5	158.1	146.9	161.3	158.2	149.5
	6^+_{01}	423.7	338.3	336.3	326.7	305.3	332.0	326.7	309.8
	8^+_{01}	665.2	566.3	561.7	548.3	516.2	554.9	548.4	522.2
	10^+_{01}	948.2	841	832.8	817.0	775.3	823.5	817	782.3
	12^+_{01}	1266.7	1155.1	1143	1126.4	1077.9	1131.7	1126.4	1085.3
	14^+_{01}	1614.3	1501.9	1486.4	1470.8	1419.1	1473.7	1470.8	1426.3
	16^+_{01}	1984.6	1875.3	1857.8	1844.9	1794.3	1844.9	1844.9	1800.9
	18^+_{01}	2371.5	2270.6	2253	2244.1	2199.1	2241.0	2244.1	2203.9
	20^+_{01}	2769.4	2683.6	2668.5	2664.5	2629.7	2658.9	2664.5	2631.7
	22^+_{01}	3173.1	3111.3	3101.6	3102.7	3082.9	3095.9	3102.7	3080.9
	24^+_{01}	3578	3551.5	3550	3556.1	3556.1	3550.1	3556.1	3549.9
	26^+_{01}	3980.4	4002.3	4011.9	4022.3	4047.0	4019.9	4022.3	4038.9
	28^+_{01}	4376.9	4462.3	4485.8	4499.5	4553.8	4503.9	4499.5	4548.9
	30^+_{01}	4765	4930.4	4970.2	4986.0	5075.0	5001.3	4986.1	5077.4
	2^+_{02}	172.8	973.7	971.6	963.0	961.7	979.8	963	957.9
	3^+_{01}	257.5	1016	1013.3	1003.3	1002.1	1015.5	1003.3	1001.5
	4^+_{02}	478.2	1072.4	1068.9	1056.6	1056.0	1062.8	1056.6	1058.8
	5^+_{01}	505.2	1141.4	1137	1122.5	1122.3	1120.6	1122.5	1127.4
	0^+_{01}	1151.4	1022.3	979.6	981.9	908.5	948.3	982	919.1
	2^+_{11}	1227.4	1072.2	1035.6	1029.9	952.8	1003.7	1030	960.3
	4^+_{11}	1351.8	1186.4	1162.7	1140.1	1055.4	1129.7	1140.2	1050.8
^{238}U	2^+_{01}	47.1	48.5	48.6	46.6	43.7	44.1	46.6	44.9
	4^+_{01}	155.6	159.8	159.8	154.0	144.7	146.1	154.1	148.4
	6^+_{01}	322.8	329.9	329	319.1	300.6	303.8	319.1	307.2
	8^+_{01}	544.2	553.2	550	537.3	508.0	514.3	537.3	518.1
	10^+_{01}	814.5	823.1	816.5	803.4	762.8	774.0	803.4	775.9

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	12^{+}_{01}	1127.3	1132.8	1122.2	1111.9	1060.2	1079.0	1111.9	1076.7
	14^{+}_{01}	1475.9	1476	1461.5	1457.5	1395.5	1425.3	1457.5	1415.6
	16^{+}_{01}	1853.7	1846.8	1829.3	1835.2	1764.0	1809.0	1835.2	1788.5
	18^{+}_{01}	2254.1	2240.3	2221.4	2240.4	2161.2	2226.5	2240.4	2191.2
	20^{+}_{01}	2671.2	2652.4	2634.2	2669.2	2583.2	2674.5	2669.3	2619.2
	24^{+}_{01}	3099.8	3079.8	3064.7	3118.3	3026.8	3150.1	3118.4	3068.2
	26^{+}_{01}	3535.3	3520	3510.7	3584.8	3489.1	3650.7	3584.9	3535.3
	28^{+}_{01}	3973.7	3971	3970	4066.2	3967.7	4174.3	4066.2	4018.1
	30^{+}_{01}	4411.8	4431.3	4441.1	4560.4	4460.7	4718.9	4560.5	4517
	32^{+}_{01}	4846.8	4899.7	4922.4	5065.7	4966.6	5293.1	5065.8	5035.1
	2^{+}_{02}	1060.9	1069.7	1073.9	1114.7	1068.2	1201.8	1114.7	1060.3
	3^{+}_{01}	1102.2	1110.5	1114	1154.0	1107.1	1237.6	1154	1105.7
	4^{+}_{02}	1157.1	1164.7	1167.3	1205.9	1159.0	1285.3	1205.9	1163
	5^{+}_{01}	1224.7	1231.2	1232.9	1270.4	1223.0	1344.1	1270.3	1232
	6^{+}_{02}	1306.4	1311.6	1312.1	1346.9	1300.4	1414.8	1346.9	1311
	7^{+}_{01}	1398.1	1401.8	1401.1	1435.2	1388.0	1495	1435.2	1403
	8^{+}_{02}	1506.1	1507.9	1505.6	1534.8	1490.7	1588	1534.8	1504
	9^{+}_{01}	1619	1618.6	1615.2	1645.3	1599.5	1687.4	1645.2	1619
	10^{+}_{02}	1753.1	1750.2	1745.2	1766.1	1727.9	1802.2	1766.1	1741
	11^{+}_{01}	1882.8	1877.4	1871.4	1896.9	1854.7	1918.1	1896.9	1875
	12^{+}_{02}	2043.4	2035	2027.5	2037.1	2009.5	2054.5	2037.1	2018
	13^{+}_{01}	2184.6	2173.8	2165.9	2186.2	2150.2	2183.6	2186.2	2171
	14^{+}_{02}	2372.4	2358.6	2349.4	2343.8	2332.9	2342.0	2343.7	2333
	15^{+}_{01}	2519	2503.4	2494.8	2509.3	2482.7	2480.6	2509.3	2502
	16^{+}_{02}	2735	2717.1	2707.8	2682.3	2695.3	2661.6	2682.3	2683
	17^{+}_{01}	2880.6	2862.2	2854.4	2862.3	2848.8	2805.6	2862.3	2868
	18^{+}_{02}	3125.8	3107.1	3099.4	3049.0	3093.7	3010.6	3049	3065
	19^{+}_{01}	3263.8	3246.2	3241.3	3241.9	3245.1	3155.8	3241.9	3265
	20^{+}_{02}	3539.1	3524.8	3521.1	3440.6	3525.2	3386.2	3440.6	3474
	21^{+}_{01}	3663.3	3652.1	3652.3	3644.8	3668.5	3528.2	3644.8	3686
	22^{+}_{02}	3969.1	3966.8	3969.9	3854.1	3986.7	3786.0	3854.1	3906
	23^{+}_{01}	4074.3	4076.8	4084.6	4068.2	4116.0	3920.3	4068.2	4127
	24^{+}_{02}	4410.3	4430.1	4442.4	4286.8	4475.2	4207.5	4286.8	4358
	25^{+}_{01}	4492	4517.7	4535.4	4509.5	4584.9	4330.0	4509.6	4586
	26^{+}_{02}	4857.5	4911.5	4935.8	4736.3	4987.8	4648.6	4736.3	4825
	27^{+}_{01}	4912.5	4972.4	5002.2	4966.7	5072.8	4755.2	4966.7	5063
	0^{+}_{11}	1156.9	1021.2	966.7	1046.8	855.3	1298.6	1046.9	927.2

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	2^+_{11}	1199.2	1069.7	1021.3	1093.5	899.0	1346.6	1093.5	966.1
	4^+_{11}	1296.7	1181	1145.6	1200.9	1000.0	1457.5	1201	1056.4
^{240}U	2^+_{01}	48.7	48.6	48.3	48.1	45.7	47.9	48.2	45.1
	4^+_{01}	159.8	159.1	157.5	157.9	151.1	156.5	157.9	150.6
	6^+_{01}	327.9	325.2	321.2	323.5	313.1	319.8	323.5	313.2
	8^+_{01}	545.1	538.9	531.5	537.4	527.1	530.6	537.5	528.7
	10^+_{01}	801.9	791.8	780.7	792.1	787.7	781.8	792.1	792.9
	12^+_{01}	1088.6	1075.8	1061.9	1080.1	1089.3	1066.9	1080.1	1100.5
	2^+_{02}	941	942.5	944.3	945.8	928.7	973.6	945.9	926.7
	3^+_{01}	979.4	980.4	981.7	983.1	969.3	1004.7	983.2	968.4
	4^+_{02}	1030.4	1030.7	1031.4	1032.4	1023.3	1045.7	1032.4	1023.8
	5^+_{01}	1092.4	1092.2	1092.3	1093.1	1089.7	1095.9	1093.1	1090.9
	6^+_{02}	1167	1166.4	1165.7	1164.9	1170.3	1155.9	1164.9	1172
	7^+_{01}	1249.5	1248.8	1247.6	1247.2	1260.4	1223.0	1247.2	1261.8
	8^+_{02}	1346.4	1345.9	1344.1	1339.4	1367.7	1300.7	1339.4	1365.8
	0^+_{11}	815.3	787.4	764.7	788.4	792.4	767.8	788.5	809.9
	2^+_{11}	857.1	836	820.2	836.6	838.2	822.8	836.7	851.7
	4^+_{11}	952.7	946.5	944.4	946.4	943.6	946.8	946.4	947.6
	6^+_{11}	1097.4	1112.6	1127.3	1112.0	1105.5	1130.8	1112	1096.1
	8^+_{11}	1284.8	1326.3	1358	1325.9	1319.5	1364.9	1326	1292.7
^{240}Pu	2^+_{01}	48.3	50.2	51.8	50.4	45.6	53.6	50.4	42.8
	4^+_{01}	159.8	165.2	168.9	165.3	150.9	173.8	165.4	141.7
	6^+_{01}	331.2	340.3	343.9	338.9	312.5	351.4	339	294.3
	8^+_{01}	557.6	569.3	568.1	563.6	525.9	576.7	563.7	497.4
	10^+_{01}	833.2	844.9	833.5	831.4	785.9	841.3	831.4	747.4
	12^+_{01}	1151	1159.8	1132.8	1134.8	1086.8	1138.1	1134.8	1041.1
	14^+_{01}	1503.7	1507.3	1459.9	1467.1	1422.9	1461.8	1467.1	1374.8
	16^+_{01}	1884.1	1881.4	1809.8	1823.0	1788.9	1807.7	1823	1745.7
	18^+_{01}	2285.2	2276.9	2178.2	2198.0	2180.2	2172.5	2198	2151.6
	20^+_{01}	2700.6	2689.7	2561.3	2588.6	2592.5	2553.4	2588.5	2590.2
	24^+_{01}	3124.6	3116.6	2956.7	2991.8	3022.5	2947.7	2991.8	3059.7
	26^+_{01}	3552.5	3555	3361.4	3405.6	3467.4	3354.0	3405.6	3559.1
	28^+_{01}	3980.1	4002.9	3773.4	3828.0	3925.0	3770.7	3828.1	4086.4
	30^+_{01}	4404.2	4458.9	4191	4257.8	4393.4	4196.7	4257.8	4639.5
	32^+_{01}	4822.1	4921.7	4612.5	4693.7	4871.2	4631.1	4693.7	5220.4

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	2^+_{02}	1174.3	1169.8	1198.9	1140.0	1156.9	1196.8	1140.1	1137.1
	3^+_{01}	1215.5	1210.5	1236.8	1178.1	1195.6	1225.3	1178.1	177.6
	4^+_{02}	1270.2	1264.6	1287.1	1228.4	1247.2	1262.9	1228.4	1232.5
	0^+_{11}	1113.8	983.4	786.1	838.9	753.2	694.2	839	860.7
	2^+_{11}	1157	1033.6	846	889.4	798.9	757.4	889.4	900.3
	4^+_{11}	1256.4	1148.6	979.6	1004.3	904.1	897.3	1004.4	992.4
	6^+_{11}	1409.4	1323.8	1175.6	1177.9	1065.7	1100.0	1178	1138.3
	8^+_{11}	1611.7	1552.8	1421.7	1402.6	1279.2	1352.0	1402.7	1323.4
^{242}Pu	2^+_{01}	52.7	54.8	54.7	52.7	52.7	54.1	47.8	44.5
	4^+_{01}	173.4	179.2	178.4	172.8	172.8	176.4	157.9	147.3
	6^+_{01}	357	366.2	363.1	354.0	354.1	359.2	326.9	306.4
	8^+_{01}	596.1	606.3	599.7	588.5	588.5	593.7	550.0	518.1
	10^+_{01}	881.9	889.9	879.1	867.6	867.7	871.4	821.3	778.7
	12^+_{01}	1204.7	1207.7	1193.3	1183.6	1183.7	1184.9	1134.6	1084.4
	14^+_{01}	1555	1552	1535.7	1529.6	1529.6	1528.0	1484.0	1431.7
	16^+_{01}	1924.1	1916.5	1900.9	1899.8	1899.8	1895.8	1863.9	1816.7
	18^+_{01}	2304.4	2296.7	2284.6	2289.7	2289.7	2284.3	2269.6	2236
	20^+_{01}	2689.7	2689.1	2683.6	2695.6	2695.6	2690.6	2697.0	2686.3
	24^+_{01}	3074.9	3091.3	3095.2	3114.5	3114.5	3112.3	3143.1	3163.4
	26^+_{01}	3456.1	3501.6	3517.5	3544.2	3544.2	3547.7	3605.5	3662.4
	28^+_{01}	3830.1	3918.8	3948.7	3982.8	3982.8	3995.5	4082.0	4172.4
	2^+_{02}	930.3	930.9	932.8	925.5	925.5	966.9	925.0	926.7
	3^+_{01}	974.8	974.9	976.1	967.4	967.5	1002.0	967.5	968.4
	4^+_{02}	1034.1	1033.4	1033.7	1022.7	1022.8	1048.5	1024.1	1023.8
	5^+_{01}	1106.4	1104.6	1103.9	1091.0	1091	1105.0	1093.6	1090.9
	6^+_{02}	1194.1	1191.1	1189.1	1171.6	1171.6	1172.8	1178.2	1172
	7^+_{01}	1290.5	1286	1282.9	1263.9	1263.9	1247.8	1272.4	1261.8
	8^+_{02}	1405.9	1399.6	1395.3	1367.2	1367.3	1335.5	1385.0	1365.8
	0^+_{11}	1000.9	889.1	851.2	869.1	869.2	812.4	816.9	809.9
	2^+_{11}	1046.9	943.9	914.1	921.8	921.9	875.1	974.9	851.7
	4^+_{11}	1152.5	1068.4	1054.8	1041.9	1042	1015.4	1143.9	947.6
	6^+_{11}	1313.2	1255.3	1261.3	1223.2	1223.2	1222.1	1367.0	1096.1
	8^+_{11}	1522.8	1495.5	1520.8	1457.7	1457.7	1483.0	816.9	1292.7
^{244}Pu	2^+_{01}	92.3	55	55	53.0	53.1	55.3	49.1	44.2
	4^+_{01}	243.3	180.4	179.7	174.2	174.2	180.4	162.2	155.1

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	6^+_{01}	449	369.9	367	357.7	357.8	367.6	335.3	317.9
	8^+_{01}	704.1	614.9	608.1	596.1	596.1	607.9	563.2	535.1
	10^+_{01}	1002.4	906.3	894.3	881.1	881.1	892.5	839.4	802.5
	12^+_{01}	1337.2	1235.2	1217.7	1205.1	1205.1	1213.9	1157.5	1115.9
	14^+_{01}	1701.4	1593.6	1571.5	1561.1	1561.2	1565.7	1510.9	1471
	16^+_{01}	2088.2	1975.3	1950.2	1943.5	1943.5	1942.9	1893.9	1863.5
	18^+_{01}	2491	2375.3	2349.6	2347.3	2347.3	2341.4	2301.8	2289
	20^+_{01}	2903.7	2790	2766.1	2768.7	2768.7	2758.2	2730.4	2742.3
	22^+_{01}	3320.9	3216.8	3197.4	3204.6	3204.6	3190.9	3176.8	3215.5
	24^+_{01}	3737.9	3653.6	3641.3	3652.5	3652.5	3637.8	3638.5	3690
	26^+_{01}	4150.8	4099.1	4095.9	4110.4	4110.4	4097.5	4113.7	4149
	28^+_{01}	4556.1	4552.1	4559.9	4576.7	4576.7	4569.2	4600.6	4610
	30^+_{01}	4951.5	5011.6	5031.5	5050.1	5050.1	5051.9	5098.0	5089
	32^+_{01}	5334.8	5476.7	5509.5	5529.5	5529.5	5544.9	5604.7	5593
	34^+_{01}	5704.6	5947	5992.4	6014.0	6014.1	6047.6	6119.7	6123
	2^+_{02}	183.3	931.5	932.6	919.9	920	965.2	919.9	926.7
	3^+_{01}	273.1	977.2	977.3	963.1	963.1	1001.7	963.2	968.4
	4^+_{02}	506.6	1037.9	1036.8	1020.0	1020.1	10501	1021.1	1023.8
	5^+_{01}	535.2	1112	1109.4	1090.3	1090.3	108.7	1091.9	1090.9
	6^+_{02}	868.6	1202.1	1197.6	1173.3	1173.4	1179.1	1178.1	1172
	7^+_{01}	841.5	1301	1294.8	1268.5	1268.6	1257	1273.9	1261.8
	8^+_{02}	1261.6	1420	1411.6	1375.2	1375.3	1348.2	1388.7	1365.8
	0^+_{11}	1184.5	974	918.2	918.3	918.4	840.8	800.5	809.9
	2^+_{11}	1264.8	1029	981	971.4	971.4	904.7	849.6	851.7
	4^+_{11}	1396.2	1154.4	1122.1	1092.6	1092.6	1048.1	962.7	947.6
	6^+_{11}	1575.4	1343.9	1330.8	1276.1	1276.1	1259.6	1135.8	1096.1
	8^+_{11}	1797.9	1588.9	1595.1	1514.4	1514.5	1526.8	1363.7	1292.7
^{248}Cm	2^+_{01}	50.6	52.7	52.7	50.7	50.7	52.1	46.1	43.4
	4^+_{01}	166.9	172.9	172.2	166.6	166.6	170.4	152.5	143.6
	6^+_{01}	344.4	354.2	351.5	342.2	342.2	347.9	316.0	298.1
	8^+_{01}	576.7	588.4	582.3	570.3	570.3	576.6	532.3	505.1
	10^+_{01}	856.1	866.5	856.2	843.2	843.3	848.6	796.2	760.7
	12^+_{01}	1174	1180	1165.7	1153.7	1153.7	1156.7	1101.9	1061.3
	14^+_{01}	1521.6	1521.3	1504.3	1495.0	1495	1495	1443.8	1402.6
	16^+_{01}	1890.9	1884.3	1866.7	1861.6	1861.6	1858.7	1816.6	1779.7

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	18^+_{01}	2274.6	2264.3	2248.8	2249.0	2249	2243.7	2215.7	2187.8
	20^+_{01}	2666.4	2657.7	2647.1	2653.4	2653.4	2647.1	2637.2	2621.6
	22^+_{01}	3061.4	3062	3059.2	3071.8	3071.8	3066.5	3078.0	3077.3
	24^+_{01}	3455.3	3475.2	3482.9	3501.8	3501.8	3500	3535.5	3552.5
	26^+_{01}	3844.8	3896.1	3916.5	3941.5	3941.5	3946.4	4007.7	4048.3
	28^+_{01}	4227.1	4323.6	4358.4	4389.3	4389.3	4404.5	4493.0	4564.5
	2^+_{02}	936.3	936	937.6	929.8	929.7	969.6	930.1	926.7
	3^+_{01}	979.8	979	979.9	970.7	970.6	1004.2	971.2	968.4
	4^+_{02}	1037.6	1036.2	1036.1	1024.7	1024.6	1049.9	1026.1	1023.8
	5^+_{01}	1108.2	1105.9	1104.8	1091.3	1091.3	1105.7	1093.6	1090.9
	6^+_{02}	1193.9	1190.5	1188	1170.1	1170.1	1172.5	1175.5	1172
	7^+_{01}	1288.6	1283.7	1280.1	1260.5	1260.5	1246.6	1267.2	1261.8
	8^+_{02}	1401.6	1395.1	1390	1361.9	1361.9	1333.2	1376.3	1365.8
	0^+_{11}	1031.6	908.9	867.7	883.2	883.2	825.4	821.5	809.9
	2^+_{11}	1076.2	961.7	928	933.9	933.9	885.5	867.7	851.7
	4^+_{11}	1178.7	1081.8	1063.3	1049.8	1049.8	1020.6	974.1	947.6
	6^+_{11}	1335.3	1263.1	1263.3	1225.4	1225.4	1220.7	1137.6	1096.1
	8^+_{11}	1540.5	1497.3	1516.3	1453.5	1453.5	1474.7	1353.9	1292.7
^{252}No	2^+_{01}	57.4	58.6	58.7	56.8	56.9	57.5	51.2	46.4
	4^+_{01}	187.8	190.7	189.9	185.4	185.5	186.4	169.0	153.8
	6^+_{01}	383.4	386.3	383	376.9	377	377.1	348.7	320.7
	8^+_{01}	633.4	633.4	626.5	620.9	620.9	618.9	584.4	544.5
	10^+_{01}	925.1	920.3	909.9	906.9	906.9	902.3	868.8	821.7
	12^+_{01}	1246	1236.8	1224.5	1226.0	1226.1	1219.6	1194.7	1150.1
	14^+_{01}	1584.2	1574.9	1563.5	1571.1	1571.1	1564.3	1555.1	1525.6
	16^+_{01}	1930.1	1928.8	1921.2	1936.4	1936.4	1931.5	1944.0	1942.3
	18^+_{01}	2276	2294.2	2293.7	2317.5	2317.6	2317.6	2356.5	2395.5
	20^+_{01}	2616.1	2668.4	2677.8	2711.3	2711.4	2719.5	2788.6	2879.2
	2^+_{02}	918.5	921	923	922.0	922.1	961.7	912.8	926.7
	3^+_{01}	964	965.7	967.1	965.0	965.1	996.7	957.6	968.4
	4^+_{02}	1024.4	1025	1025.6	1021.6	1021.7	1043	1017.4	1023.8
	5^+_{01}	1097.4	1096.8	1096.7	1091.2	1091.2	1099.1	1090.5	1090.9
	6^+_{02}	1185.8	1183.8	1182.9	1173.0	1173.1	1166.4	1179.6	1172
	7^+_{01}	1281.6	1278.8	1277.2	1266.5	1266.5	1240.6	1278.1	1261.8

Продолжение таблицы 2.3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	8^+_{02}	1396.4	1392.4	1390.5	1370.7	1370.7	1327.3	1396.7	1365.8
	0^+_{11}	874.4	806.3	775.2	802.5	802.6	759.5	785.0	809.9
	2^+_{11}	923.1	864.9	843.9	859.4	859.5	827.1	836.3	851.7
	4^+_{11}	1033.9	997	994.9	988.0	988	976.7	954.0	947.6
	6^+_{11}	1200.5	1192.6	1212.1	1179.5	1179.5	1193.8	1133.8	1096.1
	8^+_{11}	1413.8	1439.7	1479.1	1423.4	1423.5	1463.9	1369.4	1292.7
^{254}No	2^+_{01}	54.9	55.9	56	54.3	54.3	54.9	49.3	44.2
	4^+_{01}	179.9	182.4	181.8	177.5	177.5	178.7	162.7	145.3
	6^+_{01}	368.2	370.6	368.1	361.9	362	362.6	336.2	304.2
	8^+_{01}	609.9	609.9	604.2	598.2	598.2	597.2	564.5	518.3
	10^+_{01}	893.6	889.4	880.5	876.7	876.8	873.4	841.1	785.5
	12^+_{01}	1207.6	1199.5	1188.8	1189.1	1189.2	1183.9	1159.3	1103.7
	14^+_{01}	1540.9	1532.6	1522.6	1528.4	1528.4	1522.5	1512.5	1470.2
	16^+_{01}	1884	1882.5	1875	1888.8	1888.9	1884.4	1895.1	1884.2
	18^+_{01}	2229.2	2245.1	2244.9	2266.1	2266.2	2265.6	2302.0	2340.2
	20^+_{01}	2570.7	2617.3	2626.6	2656.9	2657	2663.4	2729.6	2839
	2^+_{02}	924.5	926.7	928.4	927.5	927.6	964.5	919.0	926.7
	3^+_{01}	968.4	969.8	971	969.2	969.3	998.8	962.4	968.4
	4^+_{02}	1026.5	1027.1	1027.6	1024.0	1024.1	1044.1	1020.3	1023.8
	5^+_{01}	1097.1	1096.6	1096.5	1091.5	1091.6	1099.1	1091.2	1090.9
	6^+_{02}	1182.3	1180.7	1180	1171.0	1171.1	1165	1177.5	1172
	7^+_{01}	1275.4	1272.9	1271.8	1262.0	1262.1	1237.9	1273.2	1261.8
	8^+_{02}	1386.2	1383.1	1381.5	1363.6	1363.6	1323	1388.1	1365.8
	0^+_{11}	873.6	811.8	781.3	809.3	809.3	768.9	793.4	809.9
	2^+_{11}	920.5	867.8	846.6	863.6	863.6	933.2	842.8	851.7
	4^+_{11}	1027.4	994.2	990.9	1171.2	986.8	75.9	956.1	947.6
	6^+_{11}	1188.5	1182.4	1199.9	1407.5	1171.3	1184.8	1129.7	1096.1
	8^+_{11}	1395.9	1421.7	1458.9	809.3	1407.5	1446.4	1358.0	292.7

Таблица 2.4

Значения RMS для рассматриваемых ядер для различных приближении рассмотренных в данной работе.

Ядра	(1.51)	(1.52)	(1.53)	(1.58)	(1.59)	(1.60)	(1.62)
^{150}Nd	142.4	98.9	115	86.7	36.9	72.6	174.7
^{152}Sm	204.2	204.8	235.2	200.9	135.6	247.1	283
^{154}Sm	173.7	123.8	115.7	105.3	45.8	99.3	106.5
^{154}Gd	415.8	372.8	393.2	331.5	257.4	337.6	340.5
^{156}Gd	258.4	213.1	223.1	179.1	98.9	255	179.1
^{162}Gd	40.9	37.1	35	15.4	13.8	30.4	15.4
^{156}Dy	191.3	174.9	206.1	190.7	83.6	293	232.2
^{158}Dy	313.7	225.3	219.5	162.1	86.4	167	162.1
^{160}Dy	166.9	147.1	145.8	47.2	158.3	164.3	47.2
^{166}Dy	97.9	83.4	77.4	56.6	43.6	66.4	56.6
^{162}Er	100.2	69.8	68.4	74.3	40	135.1	74.3
^{164}Er	102.8	114.2	133.1	95.7	85.3	174.6	96.7
^{166}Er	103.8	127.1	146.9	104.6	123.4	154.3	104.6
^{168}Er	111.3	106.9	112.8	73.4	67.6	98.4	73.4
^{166}Yb	158	163.4	182.4	56.6	128	222.4	150.1
^{168}Yb	84.5	58.7	54.4	32.1	9.9	45.7	32.1
^{170}Yb	181.3	200.6	169.7	202.6	140.2	331	215.5
^{168}Hf	120.3	82.3	91.2	61.3	36.5	77.2	92.7
^{170}Hf	169.1	118.1	117.1	87.7	35.7	79.4	99.1
^{170}W	155.5	97.4	98.8	59.6	40.9	49.5	80.2
^{228}Th	34.2	19.9	14.7	12.9	14	14	12.9
^{230}Th	180	144.1	143.2	116.1	72	116.4	116.1
^{232}Th	206.9	184.4	194.3	147.9	87.4	174.7	147.9
^{232}U	88.7	76.6	84.7	64.2	27.3	72.3	65.8
^{234}U	126.5	84.9	72.7	60.6	14.2	56.9	60.6
^{236}U	110.1	68.6	51.3	42.1	5.5	36.9	42.1
^{238}U	81.2	52.5	43.3	53.4	44	152.4	53.4
^{240}U	10.2	15.2	25.1	15.5	9.1	33.7	15.5
^{240}Pu	172	127.2	190.6	157.6	106.3	185.3	157.6
^{242}Pu	134.7	102.3	95.3	79.5	36.5	78.7	79.5
^{244}Pu	175.8	115.4	100.7	80.7	26.6	74.5	80.7
^{248}Cm	139.4	101.5	91.8	76.5	29.1	74.2	76.5
^{252}No	86.3	74.8	77.1	62.3	35.2	68	62.3
^{254}No	85.5	74.9	76.2	63.6	37.9	68.7	63.6

§2.5. Неаксиальность четно-четных ядер лантанидов и актинидов в возбужденных коллективных состояниях

Эспериментальные данные [7] о квадрупольных коллективных состояниях положительной четности деформируемых ядер, а также их зависимость от числа нуклонов во внешних оболочках, дает возможность также проследить изменения этих состояний в ядрах. Нуклоны, находящиеся во внешних оболочках, взаимодействуют с нуклонами остова, вызывая деформацию поверхности ядра. Когда частиц во внешних оболочках достаточно много, ядру становится энергетически выгодно иметь деформированную равновесную форму [63;с.599-614]. Как было отмечено нами в разделе 2.1, известны несколько областей деформации ядер: при $A>25$ (Al, Mg), в массовой области $150<A<190$ (лантаниды) и при $A>200$ (актиниды, тяжелые и сверхтяжелые ядра). Для ядер с полузаполненной оболочкой деформация достигает максимума и остается фактически постоянной для большого диапазона ядер. В области нуклидов, где деформация насыщается и принимает большое значение [63,68;с.1-8], обычно ядро приобретает форму вытянутого эллипсоида вращения [19;с.694].

Квадрупольные коллективные состояния - фундаментальный коллективный тип низколежащих возбуждений в ядрах, заслуживающие подробного анализа [51;с.4]. Поэтому важной и актуальной задачей является описание квадрупольных коллективных состояний основной, β- и γ-полос четно-четных ядер и изменения спектра энергетических уровней от ядра к ядру в рамках различных неадиабатических коллективных моделей [15;с.505,16;с.115-143,23;с.1450034-1450050,24;с.303-312]. Возбужденные моды, ответст- венные за γ-полосу ($K^{\pi}=2^{+}$), являются систематической особенностью почти всех деформированных ядер [19;с.694], кроме того, они характеризуются довольно большими E2-переходами. Это позволяет интерпретировать воз- буждённые моды, возникающие в результате коллективной квадрупольной вибрации как вращение ядра неаксиальной

формы [23;с.1450034-1450050,52,53;с.242,69;с.48-52,70;с.052503].

В работе [23;с.303-312], нами в рамках различных неадиабатических коллективных моделей [16;с.115-143,23;с.1450034-1450050,24;с.303-312,59;с.642,] проведен подробный анализ энергий уровней возбужденных состояний основной, β- и γ-полос четно-четных ядер области лантанидов, актинидов. Определено, что модель произвольной неаксиальности в случае нулевого приближения в разложении оператора вращательной энергии по переменной γ имеет наилучшее согласия с экспериментальными данными, чем другие неадиабатические модели [71-80].

Однако в работах [23;с.1450034-1450050,47;с.64-70,71;с.014308] другие члены более высокого порядка разложения оператора вращательной энергии по переменной γ рассматриваются как малые поправки к энергетическим уровням различных полос. Но оценки вкладов этих членов разложения на значения энергий уровней возбужденных состояний основной, β- и γ-полос четно-четных ядер не были проведены. Также следует отметить, что для некоторых ядер в области лантанидов и актинидов низкоспиновые энергетические уровни β- и γ-полос вырождены [80;с.816-819].

Ниже приведены результаты, полученные нами в [23;с.1450034-1450050,24;с.303-312] по количественному описанию низколежащих коллективных состояний основной, γ-вращательной и β-вращательно-вибрационных полос положительной четности; описанию вырождение низкоспиновых уровней β- и γ-полос [72;с.159-165] в спектрах тяжелых четно-четных ядер с учетом первого и второго членов разложения оператора вращательной энергии по переменной γ оценке их вклада в энергетические уровни коллективных состояний основной, β- и γ-полос.

§2.6. Энергия уровней коллективных состояний

В работе нами [23;с.1450034-1450050] рассмотрена возможность описа-

ния энергетических уровней основной, γ-вращательной,β- и γ-вращательно-вибрационных полос оператором Гамильтона (1.16), содержащим пять динамических переменных [16;с.30].

Известно, что простые специальные решения гамильтониана Бора (1.16), следующие из точного разделения переменных в соответствующем уравнении Шредингера [73;с.31-37], могут быть получены, когда потенциалV(β_2,γ) представлен в виде V(β_2,γ)=V(β_2)+V(γ). Решение уравнения Шредингера для такой формы потенциала было получено для значения γ-переменной $\gamma \approx 0$ [52;с..242] и $\gamma \approx \pi/6$ [53;с.455] в операторе вращательной энергии (1.17).

В настоящей диссертационной работе для учета поперечных γ-колебаний проведено разложение оператора (1.17) в ряд около равновесной деформации γ_0 в основном состоянии (1.25). В случае нулевого приближения в разложении оператора вращательной энергии (1.25) в рамках модели произвольной неаксиальности [23;с.1450034-1450050] нами были получены следующие выражения для энергетического спектра (2.17) и волновые функций имеющие следующий вид $\Psi_{n_\gamma n_{\beta_2} IM\tau}(\beta_2,\gamma,\theta_i)$ [23]:

$$\Psi_{n_\gamma n_{\beta_2} IM\tau}(\beta_2,\gamma,\theta_i) = F_{n_{\beta_2}}(\beta_2)\xi_{n_\gamma}(\gamma)\phi_{IM\tau}(\theta_i). \qquad (2.21)$$

Здесь

$$\xi_{n_\gamma}(\gamma) = \frac{N_{\gamma_0}\gamma^{p+1}}{\sqrt{|\sin 3\gamma|}}\exp\left(-\frac{\gamma^2}{2b_{\gamma_0}^2}\right)L_{n_\gamma}^{p+1/2}\left(\frac{\gamma^2}{b_{\gamma_0}^2}\right), \qquad (2.22)$$

$$F_{n_{\beta_2}}(\beta_2) = N_{\beta_0}{\beta_2}^{q+1}\exp\left(-\frac{\beta_2^2}{2b_{\beta_{20}}^2}\right)L_{n_{\beta_2}}^{q+1/2}\left(\frac{\beta_2^2}{b_{\beta_{20}}^2}\right), \qquad (2.23)$$

$$\phi_{IM\tau}(\theta_i) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{0K})}}\left[D_{IK}^M(\theta_i) + (-1)^I D_{M,-K}^I(\theta_i)\right]A_{IK}^\tau, \qquad (2.24)$$

где n_γ и n_{β_2} – квантовые числа γ- и β_2-деформации соответственно; N_{γ_0} и $N_{\beta_{20}}$ – коэффициенты нормировки; γ_0 и β_{20} – параметры γ- и β_2-деформаций в основном состоянии соответственно; K–проекция спина на аксиальную ось в системе координат, связанной с ядром; M – проекция спина на аксиальную ось в лабораторной системе координат; $p = 0.5(\sqrt{1+4\mu_{\gamma_0}^{-4}} - 1)$;$q = -0.5 +$

$\sqrt{\varepsilon_{I\tau}+\mu_{\beta_{20}}^{-4}}$; $\mu_{\beta_{20}}^{4}=\hbar^2/(BC_\beta\beta_{20}^4)$ и C_γ и C_{β_2} – постоянные эластичности ядра относительно γ- и β_2-деформации соответственно; $L_{n_\gamma}^{p+\frac{1}{2}}(\gamma^2/b_{\gamma_0}^2)$ и $L_{n_{\beta_2}}^{q+1/2}(\beta_2^2/b_{\beta_{20}}^2)$ – полиномы Лягерра; $b_{\gamma_0}=\gamma_0\mu_{\gamma_0}$; $b_{\beta_{20}}=\beta_{20}\mu_{\beta_0}$; $D_{IK}^{I}(\theta_i)$ – функция Вигнера; θ_i – углы Эйлера; δ_{0K} – символ Кронекера.

В предыдущем разделе данной диссертационной работы в рамках нулевого приближения модели произвольной неаксиальности (2.17) (**Приближение С** раздела 1.3.1) проведен подробный анализ энергий уровней возбужденных состояний основной, β- и γ-полос лантанидов, актинидов и сверхтяжёлых ядер. Однако там вклад остальных членов разложения (1.25) полагается малым, а оценки вкладов этих членов разложения (1.25) на значения энергий уровней возбужденных состояний основной, β- и γ-полос четно-четных ядер не были проведены.

Рассмотрим поправки к энергии возбужденных уровней основной, β- и γ-полос второго ε_1 и третьего членов ε_2 в разложении оператора вращательной энергии (1.17) [23;с.1450034-1450050]:

$$\varepsilon_1=N_{\gamma_0}^2<$$

$$\gamma^{p+1}exp(-\tfrac{\gamma^2}{2b_{\gamma_0}^2})\phi_{IM\tau}(\theta_i)|\tfrac{\partial\hat{T}_{\rm rot}}{\partial\gamma}|_{\gamma=\gamma_0}(\gamma-\gamma_0)\phi_{IM\tau}(\theta_i)\gamma^{p+1}exp(-\tfrac{\gamma^2}{2b_{\gamma_0}^2})>= \quad 2.25)$$

$$=<\phi_{IM\tau}(\theta_i)|\frac{\partial\hat{T}_{\rm rot}}{\partial\gamma}|_{\gamma=\gamma_0}\phi_{IM\tau}(\theta_i)>N_{\gamma_0}^2\left[\int_0^{\frac{\pi}{3}}\gamma^{2p+2}exp\left(-\frac{\gamma^2}{b_{\gamma_0}^2}\right)(\gamma-\gamma_0)d\gamma\right]^2,$$

$$<\phi_{IM\tau}(\theta_i)|\tfrac{\partial\hat{T}_{\rm rot}}{\partial\gamma}|\phi_{IM\tau}(\theta_i)>=$$

$$=-\sum_{K\geq0}A_{IK}^{\tau}A_{IK}^{\tau\prime}\left\{\left[\frac{2\cos(\gamma+2\pi/3)}{\sin^3(\gamma+2\pi/3)}+\frac{2\cos(\gamma-2\pi/3)}{\sin^3(\gamma-2\pi/3)}\right]\times\right.$$

$$\left.\times\frac{I(I+1)-K^2}{8}+\frac{2\cos\gamma}{4\sin^3\gamma}K^2\right\}+$$

$$+\frac{1}{16}\left[\frac{2\cos(\gamma+2\pi/3)}{\sin^3(\gamma+2\pi/3)}-\frac{2\cos(\gamma-2\pi/3)}{\sin^3(\gamma-2\pi/3)}\right]\times$$

$$\times\sum_{K\geq0}(A_{IK+2}^{\tau}A_{IK}^{\tau\prime}+A_{IK}^{\tau}A_{IK+2}^{\tau\prime})\frac{[1+(-1)^I\delta_{K0}]f(K)}{\sqrt{1+\delta_{K0}}},$$

$$\varepsilon_2 = N_{\gamma_0}^2 <$$

$$\gamma^{p+1} exp(-\frac{\gamma^2}{2b_{\gamma_0}^2})\phi_{IM\tau}(\theta_i)|\frac{\partial^2 \hat{T}_{rot}}{2\,\partial\gamma^2}|_{\gamma=\gamma_0}(\gamma-\gamma_0)^2\phi_{IM\tau}(\theta_i)\gamma^{p+1}exp(-\frac{\gamma^2}{2b_{\gamma_0}^2}) >= \quad (2.26)$$

$$=< \phi_{IM\tau}(\theta_i)|\frac{\partial^2 \hat{T}_{rot}}{\partial\gamma^2}|_{\gamma=\gamma_0}\phi_{IM\tau}(\theta_i) > N_{\gamma_0}^2 \left[\int_0^{\frac{\pi}{3}} \gamma^{2p+2} exp\left(-\frac{\gamma^2}{b_{\gamma_0}^2}\right)(\gamma-\gamma_0)^2 d\gamma\right]^2,$$

$$< \phi_{IM\tau}(\theta_i)|\frac{\partial^2 \hat{T}_{rot}}{\partial\gamma^2}|\phi_{IM\tau}(\theta_i) >=$$

$$= \sum_{K\geq 0} A_{IK}^{\tau} A_{IK}^{\tau\prime}\{[2a(3a-2)+2b(3b-2)] \times$$

$$\times \frac{I(I+1)-K^2}{8} + \frac{2c(3c-2)K^2}{4}\Big\} + \frac{[2a(3a-2)-2b(3b-2)]}{16} \times$$

$$\times \sum_{K\geq 0} (A_{IK+2}^{\tau} A_{IK}^{\tau\prime} + A_{IK}^{\tau} A_{IK+2}^{\tau\prime}) \frac{[1+(-1)^I \delta_{K0}] f(K)}{\sqrt{1+\delta_{K0}}},$$

где

$$a = \frac{1}{\sin^2(\gamma-2\pi/3)}, b = \frac{1}{\sin^2(\gamma+2\pi/3)}, c = \frac{1}{\sin^2\gamma}, \quad (2.27)$$

$$f(K) = \sqrt{(I+K+2)(I+K+1)(I-K-1)(I-K)}. \quad (2.28)$$

Таким образом, с учетом (2.17), (2.25), (2.26) выражение для энергетического спектра принимает следующий вид:

$$E_{n_\gamma n_\beta I\tau} = E_{0 n_\gamma n_\beta I\tau} + \varepsilon_1 + \varepsilon_2. \quad (2.29)$$

Отметим, что выражение (1.71) зависит от параметров $\hbar\omega$, γ_0, μ_β, μ_γ.

§2.7.Сравнение с экспериментальными данными

В таблице 2.5 приведены значения теоретических параметров: $\hbar\omega$, γ_0, μ_β , μ_γ и RMS в приближениях (2.17) и (2.29) для большого числа четно-четных ядер [59]. Из этой таблицы видно, что учет более высоких членов разложения оператора вращательной энергии по переменной γ существенно улучшает полученные результаты для ядер ^{152,154}Sm, ^{154}Gd, ^{156,158}Dy, ^{162}Er, ^{170}Hf, ^{232,234}U [59]. Это также подтверждается улучшенными тенденциями в сторону уменьшения значения RMS для приближения (2.29) по сравнению с RMS полученным в (2.17) для ядер: ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{154,162}Gd, ^{156,158}Dy, ^{162}Er, ^{166}Yb, ^{170}Hf, ^{232,234}U, ^{240}Pu. Эти изменения приведены в

последнем столбце таблицы 2.5 в процентах. Отметим ,что значение RMS (при ≤ 100 кэВ) является хорошим критерием применимости различных моделей [42;с.044316]. Из таблицы 2.5 видно, что деформация (параметр μ_β) и неаксиальность (параметр γ_0) изменяются фактически гладко для большого диапазона рассматриваемых ядер, за исключением ^{150}Nd, ^{152}Sm, ^{156}Dy.

Атомные ядра характеризуются равновесной формой. Эти формы во многих случаях являются «жесткими», относительно изменений поверхности ядра [16;с.118,52;с.243,74;с.15-21]. Из таблицы 2.5 видно, что вышеуказанные ядра являются «жесткими» относительно β-деформации, за исключением ядер ^{150}Nd, ^{152}Sm, ^{156}Dy, которые являются “мягкими” относительно β-деформации [16;с.118].

Таблица 2.5.

Значения теоретических параметров: $\hbar\omega$, γ_0, μ_β, μ_γ и RMS в приближениях (2.17) и (2.29).

Ядро	$\hbar\omega$	μ_β	γ_0	RMS	$\hbar\omega$	μ_β	μ_γ	γ_0	RMS	%
^{150}Nd	370.4	0.395	12	36.9	369.3	0.923	1.4699	12	35.6	3.523
^{152}Sm	325.2	0.439	11.1	135.	317.7	0.423	1.7806	11.5	123.6	8.849
^{154}Gd	457.7	0.353	12.4	257.	438.4	0.347	14.134	13.1	241.9	5.998
^{154}Sm	539.9	0.27	8.9	45.8	538.6	0.268	1.3572	8.9	41.66	9.039
^{156}Dy	368.2	0.421	13.7	83.6	349.4	0.438	0.8928	13.9	64.94	22.32
^{156}Gd	522.7	0.282	10.3	98.9	529.2	0.280	0.2158	10.4	100	-1.11
^{158}Dy	536.3	0.299	12.1	86.4	519.4	0.287	0.2941	12.6	75.32	12.82
^{160}Dy	548.3	0.262	10.8	158.	519.98	0.274	0.1840	11	160.2	-1.2
^{162}Er	525.2	0.299	12.8	40	524.8	0.298	0.5446	12.8	36.77	8.075
^{162}Gd	713	0.22	11.5	13.9	712.9	0.218	0.9823	11.5	13.4	3.597
^{164}Er	563.7	0.277	12.9	85.3	563.7	0.277	0.1346	12.9	85.3	0
^{166}Dy	578.9	0.263	12.4	43.6	578.1	0.262	0.2078	12.4	43.3	0.688
^{166}Er	659.7	0.229	12.2	123.	659.6	0.228	0.2047	12.2	123.4	0
^{166}Yb	471.7	0.32	12.5	128	468.8	0.319	0.4888	12.5	124.9	2.422
^{168}Er	575.5	0.269	13.2	67.6	574.8	0.269	0.2042	12.2	67.56	0
^{168}Hf	456.6	0.551	13.6	36.5	456.5	0.350	0.2000	13.6	35.36	0
^{168}Yb	567.6	0.268	11.5	9.9	567.6	0.267	0.2126	11.5	9.9	0
^{170}Hf	449.2	0.327	12.1	35.7	446.3	0.323	1.7527	12.2	32.6	8.683
^{170}W	524	0.343	14.4	40.9	523.3	0.343	0.1990	14.4	40.87	0
^{170}Yb	529.9	0.286	10.9	140.	416.3	0.330	0.2159	10.6	139.8	0
^{228}Th	409.7	0.247	8.9	14	410	0.246	0.2261	8.9	14	0
^{230}Th	334.1	0.287	10.6	72	333.4	0.287	0.2163	10.5	71.7	0.417
^{232}Th	363.8	0.257	9.8	87.6	356.5	0.262	0.2183	9.8	87.11	0.559
^{232}U	333.5	0.267	9.2	27.3	333.4	0.265	1.1963	9.2	25.7	5.861
^{234}U	409.4	0.223	8.3	14.2	408.3	0.221	1.0272	8.3	12.1	14.79
^{236}U	454.3	0.216	8.4	5.5	454.2	0.216	0.2057	8.4	5.5	0
^{238}U	427.7	0.222	7.9	44	427.5	0.222	0.2222	7.9	43.96	0
^{240}Pu	396.2	0.235	8.6	106.	372.9	0.240	1.5529	7.8	104	2.164

На рис. 2.1-2.5 приведены сравнения теоретических и экспериментальных значений энергий уровней возбужденных состояний для ядер ^{156}Gd, ^{158}Dy, ^{168}Hf, ^{232}Th и ^{236}U. Предложенное приближение удовлетворительно описывает спектр энергетических уровней возбужденных состояний основной, β- и γ-полос, включая состояния с большими спинами.

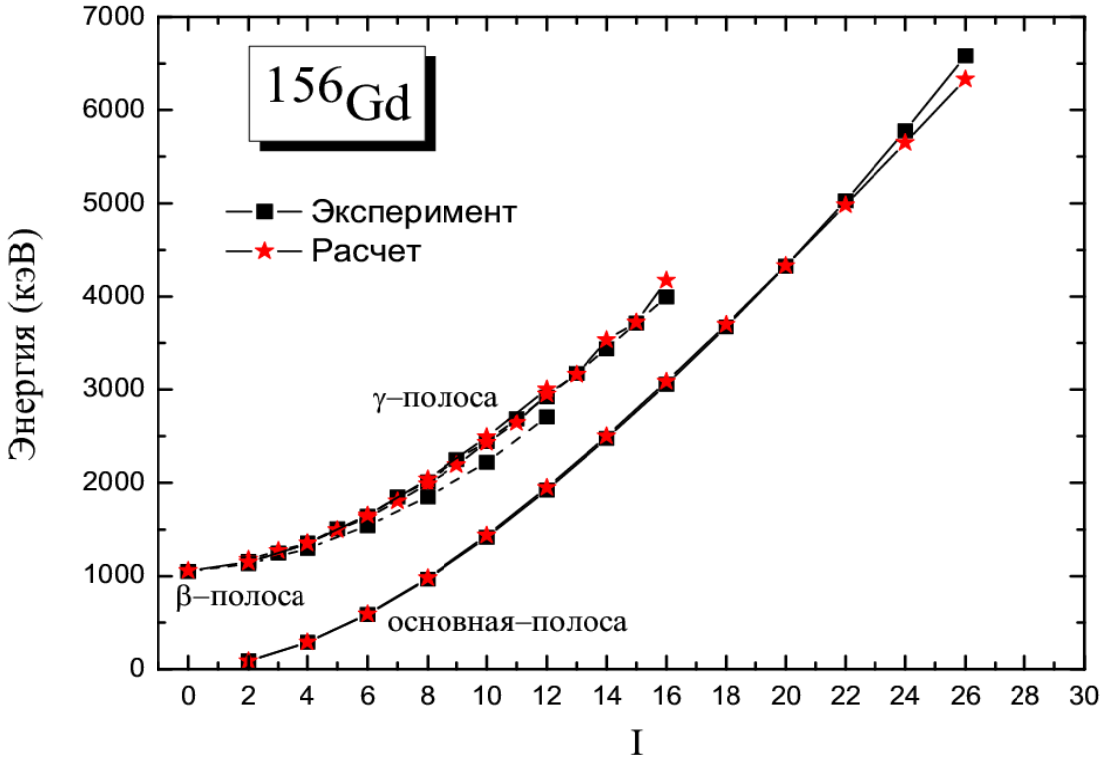

Рис. 2.1: Расчетные и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний для ядра ^{156}Gd (значения параметров: $\hbar\omega$=529.2 кэВ, γ_0=10.4^0, μ_β=0.2806, μ_γ=0.2159, RMS=100 кэВ).

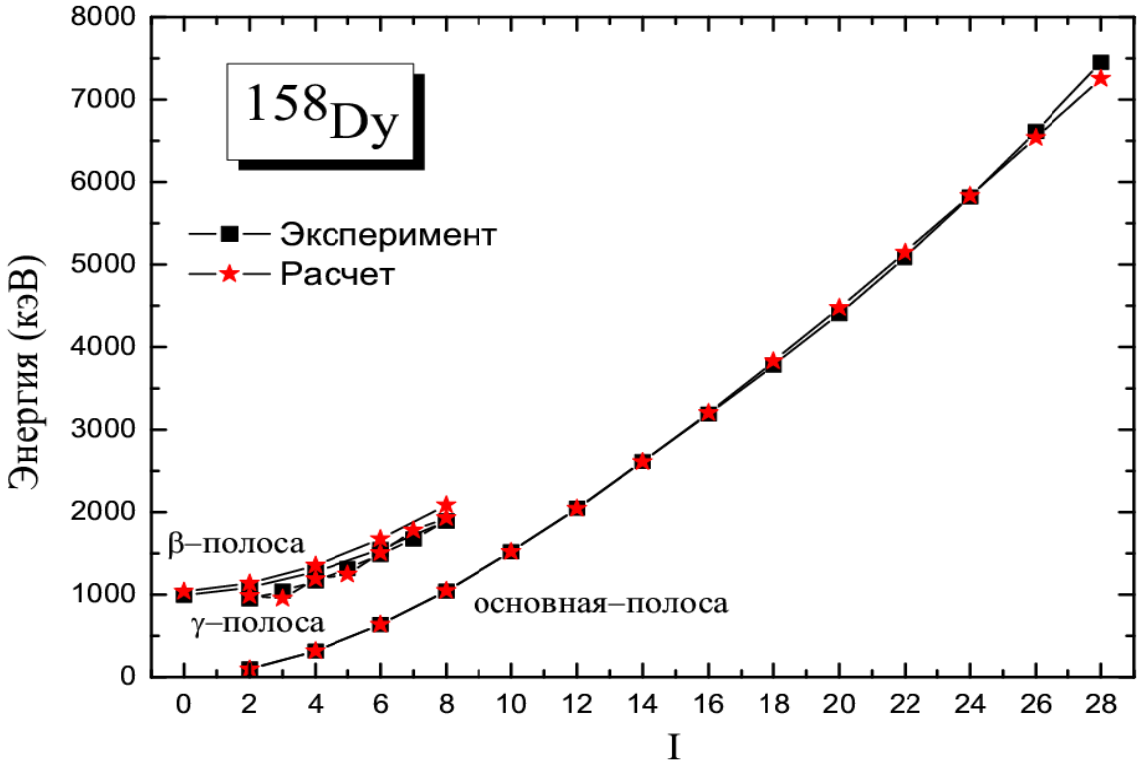

Рис. 2.2: То же, что на рис. 2.1, но для ядра ^{158}Dy (значения параметров: $\hbar\omega$=519.4 кэВ, γ_0=12.6^0, μ_β=0.2873, μ_γ=0.2907, RMS=75.32 кэВ).

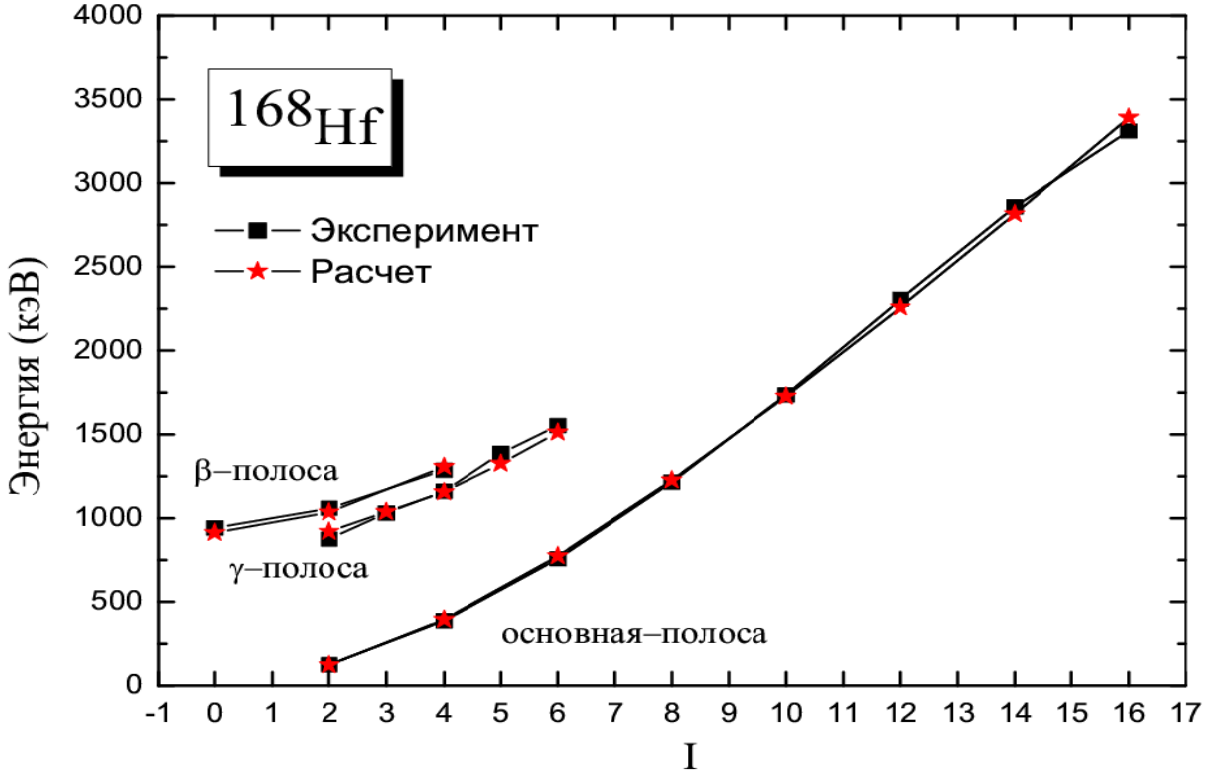

Рис. 2.3: То же, что на рис. 2.1, но для ядра^{168}Hf (значения параметров: $\hbar\omega$=456.5 кэВ, γ_0=13.6^0, μ_β=0.3504, μ_γ=0.2, RMS=35.4 кэВ).

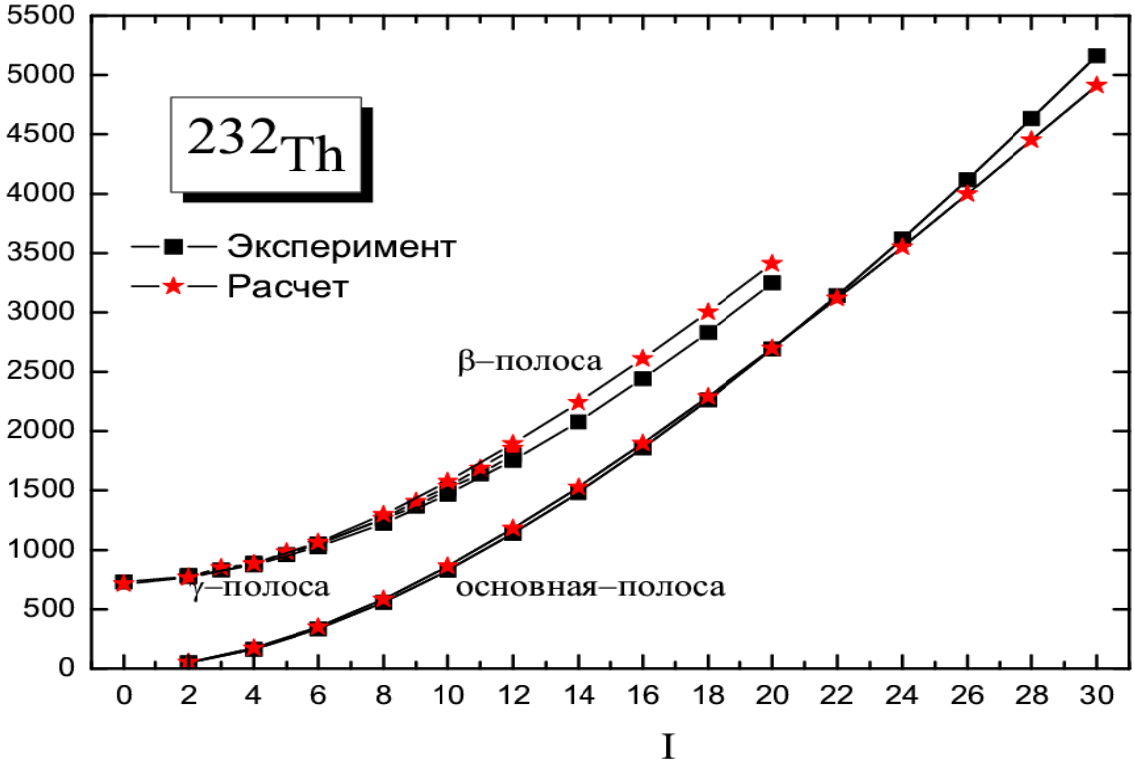

Рис. 2.4: То же, что на рис. 2.1, но для ядра ^{232}Th (значения параметров: $\hbar\omega$=365.5 кэВ, γ_0=9.8^0, μ_β=0.2622, μ_γ=0.2183, RMS=87.1 кэВ).

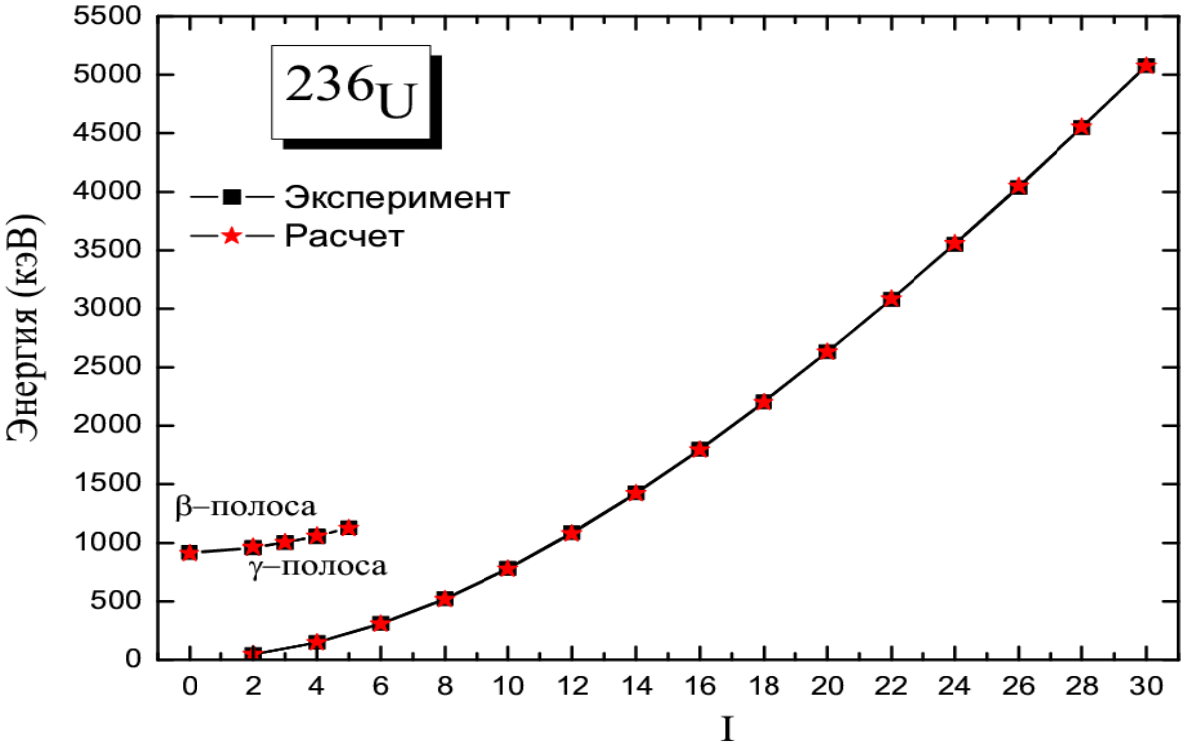

Рис. 2.5: То же, что на рис. 2.1, но для ядра ^{236}U (значения параметров: $\hbar\omega$=454.3 кэВ, γ_0=8.4^0, μ_β=0.2166, μ_γ=0.2057, RMS=5.5 кэВ).

§2.8. Дуга регулярности Велана–Алхассида

Ядерные коллективные движения принадлежат к самым интересным случаям динамики на границе между порядком и хаосом, которая характеризуется дугой регулярности Велана-Алхассида. Исследование классического движения позволяет находить зависимость хаоса от энергии возбуждения ядра. Вырожденные энергетические уровни β- и γ-полос связаны с тремя типами динамических симметрий, характеризуемых цепочкойU(5) (вибрационные ядра), SU(3) (ротационные ядра), O(6) (γ-нестабильные ядра) [52;с.244,70;с.052502-052506].

В дуге регулярности Велана–Алхассида [80;с.816-819], состояния 0_{011}[2] (β-полоса) и 2_{002} (γ-полоса) являются близко вырожденными, т. е.$E_{0101}\approx E_{0022}$.

Из рассматриваемых в таблице 2.5 ядер, удовлетворяющих условию

$$R = \frac{|E_{0022}-E_{0101}|}{E_{0022}} \leq 0.05, \qquad (2.30)$$

являются ядра: ^{156}Gd (R^{exp}=0.0907; R^{th}=0.0994), ^{158}Dy (R^{exp}=0.0467; R^{th}=0.056), ^{168}Hf (R^{exp}=0.0754; R^{th}=0.0068), ^{232}Th (R^{exp}=0.0696; R^{th}=0.0780) и ^{236}U (R^{exp}=0.0405; R^{th}=0.0553).Дуга регулярности Велана-Алхассида и связана цепочкой трех типов динамических симметрий U(5), SU(3), O(6) и представлена в рис. 2.6.

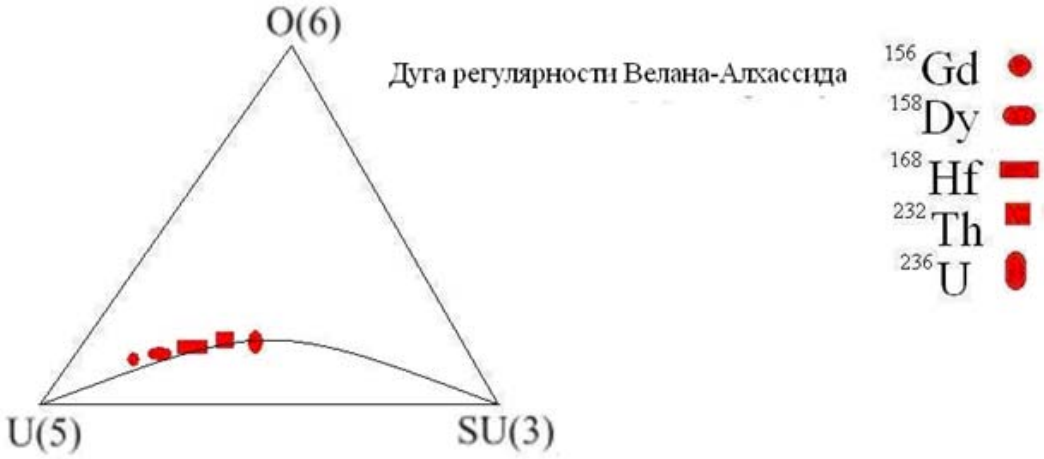

Рис. 2.6: Дуга регулярности Велана-Алхассида.

[2] Это обозначения соответствуют квантовым числам приближения произвольной неаксиальности $I_{n_\beta n_\gamma \tau}$, которые использованы в (59) для описания энергий уровней.

Выводы

Рассмотрены различные неадиабатические коллективные модели для описания энергетического спектра неаксиальных четно-четных ядер, которые связаны динамикой поперечного γ-колебания поверхности ядра:

1. Модель Давыдова-Чабана для динамической продольной β_2- и фиксированной поперечной γ-колебаний, то есть $\gamma=\gamma_{eff}$ (**Приближение А**).
2. Приближение малой неаксиальности для динамических β_2- продольной и поперечной γ-колебаний, то есть при $\gamma\to 0$ (**Приближение В**).
3. Приближение произвольной неаксиальности для динамических продольной β_2- и поперечной γ-колебаний при $0^0 \leq \gamma \leq 60^0$ (**Приближение С**).

Показано, что приближение произвольной неаксиальности лучше других моделей описывает энергетические уровни возбужденных состояний основной, β- и γ-полос рассматриваемых ядер, а также предсказывает неизвестные полосы новых синтезируемых сверхтяжелых ядер. Показана важность учета деформируемости поверхности атомного ядра, в его сложном вращательно-вибрационном движении.

Учет первого и второго членов разложения оператора вращательной энергии по переменной γ, существенно улучшает согласия теоретических и экспериментальных данных некоторых четно-четных ядер, например, в пределах от 5.8% (^{232}U) до 22.3% (^{156}Dy).

В спектре энергетических уровней тяжелых ядер наблюдаются вырожденные уровни β- и γ-полос, для которых динамика ядерного коллективного движения характеризуется дугой регулярности Велана–Алхассида и связана цепочкой трех типов динамических симметрий U(5), SU(3), O(6). Полученные данные [23;с.1450034-1450050] согласуются с данными работы [64;с.064312-064329].

III. ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ *E*2-ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ ВОЗБУЖДЕННЫМИ КОЛЛЕКТИВНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ НЕАКСИАЛЬНЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Разные виды форм структуры большинства тяжелых атомных ядер с многими нуклонами в незаполненной оболочке могут быть представлены квадрупольной деформацией и мультипольными деформациями более высокого порядка. При возбуждениях низких энергий некоторые ядра показывают трехмерную неаксиальную квадрупольную форму. Неаксиальность ядер связана с нарушением аксиальной симметрии квадрупольной деформации. Квадрупольные моменты и вероятности *E*2-переходов измеряются в экспериментах Кулоновского возбуждения [75-86]. Они дают более прямые признаки неаксиальности ядерной формы. Скорости *E*2-переходов, полученные в этих экспериментах, могут быть связаны с некоторыми эффективными значениями параметров деформации Бора β и γ [78;с.034315].

Квадрупольные состояния являются самым фундаментальным коллективным видом низколежащих возбуждений в ядрах и заслуживают подробного анализа [23;с.1450034-1450050,54;с.455-464]. Общая теория квадрупольного возбуждения четно-четных ядер связанна гамильтонианом Бора [5]. В настоящее время общее решение уравнения Шредингера с этим гамильтонианом не найдено. Описание энергетических уровней возбужденных коллективных состояний с аналитически разрешимыми потенциалами в различных приближениях этого гамильтониана представляет большой интерес.

В [23;с.1450034-1450050], и в главе 2, было проведено сравнение рассчитанных и экспериментальных [7] значений энергетических уровней четно-четных ядер в области лантанидов и актинидов в рамках различных неадиабатических приближений. Было определено, что приближение произвольной неаксиальности [16;с.70-80] лучше описывает энергетические

уровни ядер различных полос, чем другие неадиабатические приближения в массовой области ядер 150≤A≤254. В работе [23;с.1450034-1450050] было получены хорошее согласие теоретических и экспериментальных [7] значений энергетического спектр для ядер ^{154}Sm, ^{156}Gd, ^{158}Dy, ^{162,164}Er, ^{230,232}Th, ^{232,234,236,238}U и ^{240}Pu, используемые параметры были определены методом наименьших квадратов.

Хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями энергетических уровней различных полос не предполагает, что такое согласие также существует, и для других наблюдаемых величин. Отметим, что внутри/междуполосные приведенные вероятности E2-переходов более подробно проверяют действительность неадиабатических моделей, потому что, эти переходы соединяют одинаковые и различные полосы возбужденных коллективных состояний, которые связаны динамикой деформации ядерной поверхности. Поэтому исследование вышеупомянутых свойств тяжелых четно-четных ядер является очень важными.

Внутри/междуполосные *E*2-переходы в возбужденных коллективных состояниях основной, γ- и β-полос в пределах неадиабатических коллективных моделей были рассмотрены в [16;с.115-130,46;с.306-316]. Но в этих работах допустимые приведенные вероятности *E*2-переходов в возбужденных коллективных состояниях выше указанных полос не были подробно рассмотрены.

Следовательно, целью этого раздела является в рамках модели произвольной неаксиальности [23;с.1450034-1450050] провести детальное исследование внутри/междуполосных *E*2-переходов в энергетических спектрах различных полос четно-четных ядер: ^{154}Sm, ^{156}Gd, ^{158}Dy, ^{162,164}Er, ^{230,232}Th, ^{232,234,236,238}U [69;с.48-62]. Полученные нами результаты [69;с.48-62] сравниваются с соответствующими экспериментальными данными и с результатами правил Алаги [87;с.11]. Эти сравнения позволяют определить влияние параметров деформаций на свойства возбужденных коллективных состояний рассматриваемых ядер, так как в используемом приближении

динамически учитываются как продольные β-колебания, так и поперечные γ-колебания.

Отметим, что исследования энергетических уровней возбужденных состояний различных полос деформированных ядер дают информацию об их собственном вращательном движении при присутствии других коллективных вибрационных степеней свободы (например: β и γ- коллективные переменные). Тогда важно знать вклад параметров деформации по отношению к различным степеням свободы в ядрах. Эта зависимость определена интенсивностью различных мультипольных переходов, т.е. внутри/междуполосными E2-переходами.

При этом, для расчета вероятности E2-переходов использованы значения параметров, полученные в предыдущей главе, из расчета энергии уровней возбужденных состояний. Это позволяет описать энергии уровней и приведенные вероятности E2-переходов возбужденных коллективных состояний самосогласованным образом.E2-переходы соединяют одинаковые и различные полосы возбужденных коллективных состояний, которые связаны динамикой деформации ядерной поверхности.

§3.1. Приведенные вероятности *E*2-переходов в модели произвольной неаксиальности

Приведенные вероятности E2-переходов между состояниями $n'_\gamma n'_\beta I'\tau'$ и $n_\gamma n_\beta I\tau$ определяются выражением

$$B(\mathrm{E2}; n_\gamma n_\beta I\tau \to n'_\gamma n'_\beta I'\tau') = \frac{5}{16\pi(2I+1)}\sum_{MM'\mu} |< n'_\beta I'\tau'|Q_{2\mu}|n_\gamma n_\beta I\tau >|^2, \quad (3.1)$$

где

$$Q_{2\mu} = \frac{\beta}{\beta_0}\left\{Q_0 D^2_{\mu 0}\cos\gamma + Q_2\left(D^2_{\mu 2} + D^2_{\mu,-2}\right)\frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}}\right\}, \quad (3.2)$$

где Q_0 -квадрупольный момент относительно оси симметрии, Q_2 -является мерой асимметрии формы относительно оси симметрии [19;с.678].

Для системы с эллипсоидальной формой квадрупольный момент ядра

может быть выражен через два внутренних квадрупольных момента Q_0 и Q_2 [19;с.678].

Приведенные вероятности E2-переходов между состояниями $i \equiv \{n_\gamma n_\beta I\tau\}$и$f \equiv \{n'_\gamma n'_\beta I'\tau'\}$можно представлять в виде

$$B(\mathrm{E2}; i \to f) = B_a(\mathrm{E2}; I\tau \to I'\tau')S^2_{if\beta}S^2_{if\gamma}, \tag{3.3}$$

где $B_a(\mathrm{E2}; I\tau \to I'\tau')$ – вероятности E2-переходов в возбужденных состояниях симметричного ротатора [16;с.145-146] и

$$S_{if\beta} = \int_0^\infty F_i(\beta)\frac{\beta}{\beta_0}F_f(\beta)\beta^4 d\beta, \tag{3.4}$$

который учитывает деформируемость четно-четного ядра. Матричный элемент $S_{if\gamma}$ имеет вид

$$S_{if\gamma} = \int_o^\infty \xi_i(\gamma)\phi_i(\theta_i)\left\{Q_0 D^2_{\mu 0}\cos\gamma + Q_2\left(D^2_{\mu 2} + D^2_{\mu,-2}\right)\frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}}\right\} \times$$
$$\times\, \xi_f(\gamma)\phi_f(\theta_i)|\sin 3\gamma|\sin\theta_2 d\gamma d\theta_1 d\theta_2 d\theta_3. \tag{3.5}$$

учитывает влияние γ-колебаний на приведенные вероятности E2-переходов. Учитывая выражение (2.22) и приведенные матричные элементы, определенные формулой (10.8) в работе [16;с.91], выражение (3.5) перепишем в следующем виде:

$$S_{if\gamma} = \left\{Q_0\sqrt{2I+1}(I2K0|I'K')J_1 + Q_2\sqrt{\frac{2I+1}{2}}\left[\sqrt{\frac{1+\delta_{K0}}{1+\delta_{K'0}}}(I2K2|I'K') + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \sqrt{\frac{1+\delta_{K'0}}{1+\delta_{K0}}}(I2K-2|I'K')\right]J_2\right\}\frac{2}{\lambda[\pi^2/(9b^2_{\gamma_0}),p+3/2]b^{p+p'+3}_{\gamma_0}}, \tag{3.6}$$

где $\lambda(x,a)$ –неполная Гамма-функция; $(I2K0|I'K')$ –коэффициенты Клебша-Гордона,

$$J_1 = \int_0^{\pi/3} \gamma^{p+p'+2}\exp\left(-\frac{\gamma^2}{b^2_{\gamma_0}}\right)\cos\gamma d\gamma, \tag{3.7}$$

$$J_2 = \int_0^{\pi/3} \gamma^{p+p'+2}\exp\left(-\frac{\gamma^2}{b^2_{\gamma_0}}\right)\sin\gamma d\gamma. \tag{3.8}$$

Интегралы J_1 и J_2 вычисляются численно.

Общее выражение для матричных элементов $S_{if\beta}$ очень громоздкое. Поэтому рассмотрим частные случаи. Для приведенных вероятностей

E2-переходов в основной полосе, которые отвечают значениям: n_β=0, n'_β=0, n_γ=0 и n'_γ=0, выражение (3.4) принимает вид:

$$S_{if\beta} = \mu\sqrt{\frac{1}{\Gamma(q+\frac{7}{2})\Gamma(q'+\frac{7}{2})}}\,\Gamma\left(\frac{q+q'+7}{2}\right). \qquad (3.9)$$

где $\Gamma(x)$–Гамма-функция.

Матричные элементы (3.4) приведенных вероятностей E2-переходов в β -полосе, которые отвечают значениям n_β =1, n'_β =1, n_γ =0 и n'_γ =0, выражение (3.4) принимает вид:

$$S_{if\beta} = \frac{\mu}{4}\sqrt{\frac{1}{(q+\frac{15}{2})(q'+\frac{15}{2})\Gamma(q+\frac{7}{2})\Gamma(q'+\frac{7}{2})}}\,\Gamma\left(\frac{q+q'+8}{2}\right)\times$$

$$\times\,[(q+q'+10)(q+q'+8)-2(q+q'+3)(q+q'+8)+(2q+3)(2q'+3)]. \qquad (3.10)$$

Матричные элементы (3.4) приведенных вероятностей E2-переходов между основной и β-полосой, отвечающие значениям n_β=1, n'_β=0, n_γ=0 и n'_γ=0, имеют вид:

$$S_{if\beta} = \frac{\mu}{2}\sqrt{\frac{1}{(q+\frac{15}{2})\Gamma(q+\frac{7}{2})\Gamma(q'+\frac{7}{2})}}\,\Gamma\left(\frac{q+q'+8}{2}\right)(q-q'-5). \qquad (3.11)$$

Внутри/междуполосные приведенные вероятности E2-переходов выражаются через пять параметров: μ, μ_γ, γ_0, Q_0 и Q_2. Отметим, что параметры μ_β и γ_0 получены из описания энергетических уровней возбужденных состояний в главе 2 данной диссертационной работы (**Приближение C**). Остальные три параметра Q_0, Q_2 и μ_γ получены из сравнения рассчитанных значений внутри/междуполосных приведенных вероятностей *E*2-переходов с экспериментальными данными. Значения этих подгоночных параметров приведены в таблице 3.1 (столбец 1) вместе с рассматриваемыми ядрами.

Удобно рассматривать отношение приведенных вероятностей E2-переходов к приведенной вероятности E2-перехода из состояния первого возбужденного уровня со спином 2^+в основное состояние, которое дается выражением:

$$\Lambda(E2; n'_\gamma n'_\beta I_i \tau' \to n_\gamma n_\beta I_f \tau) = \frac{B(E2; n_\gamma n_\beta I_f \tau' \to n_\gamma n_\beta I_f \tau}{B(E2; 0021^+ \to 0001^+)}. \quad (3.12)$$

§3.2. Сравнение с экспериментальными данными

В данном разделе подробно рассматривается внутри/междуполосные приведенные вероятности E2-переходы в возбужденных коллективных состояниях неаксиальных четно-четных ядер (столбец 2). В таблице 3.1 представлены результаты сравнения рассчитанных (столбец 4) и экспериментальных [7] (столбец 3) значений E2-переходов (в единицах e^2b^2) и их отношений (3.12) в возбужденных коллективных состояниях ядер ^{154}Sm, ^{156}Gd, ^{158}Dy, ^{162,164}Er, ^{230,232}Th, ^{232,234,236,238}U [69].

Как видно из этой таблицы, получено хорошее согласие с экспериментальными данными [7], включая высокоспиновые состояния. Проведенные сравнения показывают, что вероятности E2-переходов чувствительны к наличию неаксиальных квадрупольных деформаций. Это связанно с тем, что волновые функции (2.21) являются функциями переменных деформаций, которые связаны формой ядра и кроме того, они зависят от внутренних квадрупольных моментов [19;с.678].

В столбце 5 отношения приведенных вероятностей *E*2-переходов сравниваются с результатами правил Алаги [87;с.11,88;с.110]. Эти правила соответствуют отношениям коэффициентов Клебша-Гордана в случае чистого движения вращения, когда внутренние матричные элементы отсутствуют. Из этой таблицы видно, что эти сравнения хорошо согласуются для основной и γ-полос.

Кроме того видно, что учет квадрупольной деформации поверхности тяжелых четно-четных ядер кроме изменения расположения энергетических уровней существенно влияет на приведенные вероятности E2-переходов возбужденных состояний этих ядер.

Выводы

В этой главе предложенная нами модель произвольной неаксиальности применена для расчета приведенных вероятностей E2-переходов неаксиальных четно-четных ядер. Подробно рассмотрены внутри/междуполосные приведенные вероятности E2-переходов возбужденных коллективных состояний ядер ^{154}Sm, ^{156}Gd, ^{158}Dy, ^{162,164}Er, ^{230,232}Th, ^{232,234,236,238}U.

Рассчитанные значения приведенных вероятностей E2-переходов и их ветвления позволили определить природу коллективных возбуждений.

Показано, что коллективный характер возбуждений рассматриваемых ядер имеет большие значения вероятности переходов и они зависят от изменения чисел нейтронов и протонов. Кроме того, использованное приближение произвольной неаксиальности (**Приближение C** раздела 1.3.1) позволяет хорошо описать как энергетические уровни основной, β- и γ-полос, так и внутри/междуполосные приведенные вероятности E2-переходов.

Таблица 3.1

Сравнение теоретических и экспериментальных [7] значений внутри/междуполосных приведенных вероятностей E2-переходов(в единицах e^2b^2) и результатами правил Алаги [87;с.11].

Ядро	$B(E2;n_\beta n_\gamma I\tau\to n'_\beta n_\gamma' I'\tau')$	Эксп.[7,67]	[69]	[87]
1	2	3	4	5
^{154}Sm	$B(002^+1\to000^+1)$	0.843(21)	0.8312	
Q_0=3.5971		0.879(2)		
Q_2=9.8775	$B(004^+1\to002^+1)$	1.186(39)	1.206	
μ_β=0.2702		1.21(7)		
μ_γ=1.8921	$B(006^+1\to004^+1)$	1.374(47)	1.3658	
$\gamma_0=8.9^0$		1.41(6)		
	$B(008^+1\to006^+1)$	1.49(15)	1.4877	
		1.57(10)		
	$B(0010^+1\to008^+1)$	1.60(12)	1.6069	
	$B(004^+1\to002^+1)/B(002^+1\to000^+1)$	1.29(5)	1.4509	1.4286
		0.97(0.06)		
	$B(006^+1\to004^+1)/B(004^+1\to002^+1)$	1.16(4)	1.1325	1.1014
		1.09(0.07)		
	$B(008^+1\to006^+1)/B(006^+1\to004^+1)$	1.08(4)	1.0892	1.0468
		1.03(7)		
	$B(0010^+1\to008^+1)/B(008^+1\to006^+1)$	0.99(10)	1.0801	1.0271
	$B(012^+1\to002^+1)/B(012^+1\to000^+1)$	2.1(5)	1.4798	1.4286
		2.03(25)		
		2.19(17)		
	$B(014^+1\to004^+1)/B(014^+1\to002^+1)$	1.08(27)	0.9387	9.1
	$B(012^+1\to004^+1)/B(012^+1\to002^+1)$	2.07(25)	1.6226	1.8
		2.20(13)		
	$B(002^+2\to002^+1)/B(002^+2\to000^+1)$	1.54(42)	1.4947	1.4286
		1.56(19)		
		1.75(9)		
		1.55(33)		
	$B(004^+2\to004^+1)/B(004^+2\to002^+1)$	18.1(19)	3.2711	2.95
		>30		
	$B(002^+2\to004^+1)/B(002^+2\to002^+1)$	0.062(15)	0.0552	0.05
		0.13(7)		
	$B(003^+1\to004^+1)/B(003^+1\to002^+1)$	0.4(1)	1.0188	0.4
		0.68(6)		
		1.04(7)		

Продолжение таблицы 3.1.

1	2	3	4	5
^{158}Dy	B($004^+1\to002^+1$)/B($002^+1\to000^+1$)	1.35(13)	1.5151	1.4286
Q_0=3.5971		1.33(21)		
Q_2=9.8775	B($006^+1\to004^+1$)/B($004^+1\to002^+1$)	0.99(6)	1.2169	1.1014
μ_β=0.2899		1.12(9)		
μ_γ=1.8921	B($008^+1\to006^+1$)/B($006^+1\to004^+1$)	0.94(6)	1.1896	1.0468
γ_0=12.1^0		0.99(13)		
	B($0010^+1\to008^+1$)/B($008^+1\to006^+1$)	0.97(7)	1.1776	1.0271
		1.08(8)		
	B($0012^+1\to0010^+1$)/B($0010^+1\to008^+1$)	0.88(7)	1.1541	1.0177
		0.70(8)		
	B($0014^+1\to0012^+1$)/B($0012^+1\to0010^+1$)	0.85(6)	1.1219	1.0125
		1.28(14)		
	B($0016^+1\to0014^+1$)/B($0014^+1\to0012^+1$)	0.68(9)	1.0906	1.0093
		0.44(7)		
	B($0018^+1\to0016^+1$)/B($0016^+1\to0014^+1$)	0.67(11)	1.0659	1.0072
		0.76(22)		
	B($0020^+1\to0018^+1$)/B($0018^+1\to0016^+1$)	0.58(19)	1.0485	1.0057
	B($012^+1\to002^+1$)/B($012^+1\to000^+1$)	2.7(3)	1.3738	1.4286
	B($014^+1\to004^+1$)/B($014^+1\to002^+1$)	0.91(18)	0.6703	2.95
	B($012^+1\to004^+1$)/B($012^+1\to002^+1$)	>4.6	1.7987	1.8
	B($014^+1\to006^+1$)/B($014^+1\to004^+1$)	9.6(23)	2.4072	1.75
	B($002^+2\to002^+1$)/B($002^+2\to000^+1$)	1.7.(6)	1.5373	1.4286
		2.3(5)		
	B($004^+2\to004^+1$)/B($004^+2\to002^+1$)	4.79(100)	3.4795	2.95
	B($002^+2\to004^+1$)/B($002^+2\to002^+1$)	<0.1	0.0583	0.05
	B($003^+1\to004^+1$)/B($003^+1\to002^+1$)	0.7(3)	0.7947	0.4
		0.58(15)		
	B(005+1→006+1)/B(005+1→004+1)	1.3(3)	0.8994	0.5714
^{156}Gd	B(002+1→000+1)	–	0.8729	
Q_0=3.5971	B(004+1→002+1)	1.299(52)	1.2841	
Q_2=9.8775		1.289(23)		
μ_β=0.2823	B(006+1→004+1)	1.64(14)	1.4894	
μ_γ=1.8921		1.475(36)		
γ_0=10.3^0		1.470(35)		
	B(008+1→006+1)	1.57(15)	1.6745	
	B(0010+1→008+1)	1.59(9)	1.8738	

Продолжение таблицы 3.1.

1	2	3	4	5
	B(002+2→000+1	0.0222(11)	1.0114	
	→002+1	0.0355(19)	1.5292	
	→004+1	0.0032(3)	0.0864	
	B(003+1→002+1)	0.0364(17)	1.8109	
	→004+1)	0.028(6)	1.4384	
	B(004+2→002+1)	0.0078(9)	0.5595	
	→004+1)	0.046(5)	1.8783	
	B(005+1→004+1)	0.0295	1.5629	
	→006+1)	0.041(4)	1.4018	
	B(004+1→002+1)/B(002+1→000+1)	1.412(56)	1.4711	1.4286
		1.403(41)		
		1.40(3)		
	B(006+1→004+1)/B(004+1→002+1)	1.261(108)	1.1599	1.1014
		1.144(41)		
		1.14(3)		
	B(008+1→006+1)/B(006+1→004+1)	1.06(11)	1.1243	1.0468
	B(0010+1→008+1)/B(008+1→006+1)	1.01(11)		
	B(012+1→002+1)/B(010+1→002+1)	0.32(9)	0.2902	2.8571
	B(012+1→002+1)/B(012+1→000+1)	2.7(7)	1.4508	1.4286
		6(7)		
		5.25(165)		
		6.68(44)		
		5.40(54)		
		5.3(6)		
		6.38(44)		
		5.618(22)		
		5.06(51)		
		3.45(34)		
	B($012^{+}1$→$004^{+}1$)/B($012^{+}1$→$000^{+}1$)	2.2(11)	2.4142	2.5714
		1.05(13)		
		1.09(35)		
		1.22(8)		
		1.36(10)		
		1.19(10)		
		0.84(8)		

Продолжение таблицы 3.1.

1	2	3	4	5
		1.20(3)		
		1.10(11)		
	B($014^+1\to004^+1$)/B($014^+1\to002^+1$)	2.90(191)	0.8546	1.8
		4.8(16)		
		2.70(29)		
		3.23(73)		
		2.30(22)		
	B($014^+1\to006^+1$)/B($014^+1\to004^+1$)	0.66(55)		
		<0.83		
		<3.4		
		0.65(9)		
	B($016^+1\to006^+1$)/B($016^+1\to004^+1$)	1.2(8)	0.6162	0.8089
	B($018^+1\to008^+1$)/B($018^+1\to006^+1$)	–	0.4012	0.7669
	B($0110^+1\to0010^+1$)/B($0110^+1\to008^+1$)	>1.7	0.2154	0.744
	B($002^+2\to002^+1$)/B($002^+2\to000^+1$)	1.61(15)	1.5119	1.4286
		1.2(2)		
		1.54(1)		
		1.49(7)		
		≥1.07		
		1.50(20)		
		1.75(55)		
		1.60(9)		
		1.56(17)		
	B($002^+2\to004^+1$)/B($002^+2\to002^+1$)	0.104(5)	0.0855	0.0714
		0.27(3)		
		0.084(9)		
		0.086(17)		
		<0.139		
		0.084(24)		
		0.090(9)		
		0.105(3)		
	B($003^+1\to004^+1$)/B($003^+1\to002^+1$)	0.67(26)	1.0212	0.4
		0.81(40)		
		<1.08		

Продолжение таблицы 3.1.

		0.67(5)		
		0.56(21)		
		0.695(8)		
		0.77(15)		
	$B(004^+2\to006^+1)/B(004^+2\to004^+1)$	5(3)	3.3570	2.95
		6.67(55)		
		6.22(62)		
		5.81(24)		
		5.9(6)		
	$B(004^+2\to006^+1)/B(004^+2\to004^+1)$	0.15(3)	0.0686	0.0864
		<0.07		
	$B(005^+1\to006^+1)/B(005^+1\to004^+1)$	1.4(2)	1.1531	0.5714
		0.74(9)		
		1.22(16)		
		1.45(19)		
		1.40(16)		
	$B(006^+2\to006^+1)/B(006^+2\to004^+1)$	5.9(14)	4.5291	3.7143
	$B(007^+1\to008^+1)/B(007^+1\to006^+1)$	2.0(12)	1.2376	0.6667
	$B(009^+1\to0010^+1)/B(009^+1\to008^+1)$	2.5(12)	1.2975	0.7273
^{162}Er	$B(004^+1\to002^+1)/B(002^+1\to000^+1)$	1.01(14)	1.4878	1.4286
$Q_0=7.5971$	$B(006^+1\to004^+1)/B(004^+1\to002^+1)$	0.91(7)	1.1808	1.1014
$Q_2=11.8775$	$B(008^+1\to006^+1)/B(006^+1\to004^+1)$	0.80(7)	1.448	1.0468
$\mu_\beta=0.2999$	$B(0010^+1\to008^+1)/B(008^+1\to006^+1)$	0.65(6)	1.286	1.0271
$\mu_\gamma=1.8921$	$B(0012^+1\to0010^+1)/B(0010^+1\to008^+1)$	0.38(9)	1.1067	1.0177
$\gamma_0=12.8^0$	$B(0014^+1\to0012^+1)/B(0012^+1\to0010^+1)$	1.01(1)	1.0811	1.0125
	$B(002^+2\to002^+1)/B(002^+2\to000^+1)$	2.35(13)	1.6372	1.4286
		2.11(19)		
	$B(004^+2\to004^+1)/B(004^+2\to002^+1)$	12(2)	4.0548	0.4
	$B(006^+2\to006^+1)/B(006^+2\to004^+1)$	10.1(13)	6.0491	3.7143
	$B(002^+2\to004^+1)/B(002^+2\to002^+1)$	0.12(9)	0.066	1.4286
	$B(006^+2\to004^+2)/B(006^+2\to004^+1)$	330(55)	17.0117	2.4
	$B(003^+1\to004^+1)/B(003^+1\to002^+1)$	1.41(11)	1.2146	0.05

Продолжение таблицы 3.1.

1	2	3	4	5
		0.69(6)		
	$B(005^+1\to006^+1)/B(005^+1\to004^+1)$	1.75(18)	1.2358	0.5714
	$B(007^+1\to008^+1)/B(007^+1\to006^+1)$	1.09(25)	1.2811	0.6667
	$B(009^+1\to0010^+1)/B(009^+1\to008^+1)$	2.09(115)	1.3346	0.7273
	$B(007^+1\to005^+1)/B(007^+1\to006^+1)$	60(4)	1.789	0.8791
	$B(009^+1\to007^+1)/B(009^+1\to008^+1)$	39(4)	2.3824	1.0294
^{164}Er	$B(002^+1\to000^+1)$	–	0.7880	
Q_0=3.5971	$B(004^+1\to002^+1)$	1.38(14)	1.2164	
Q_2=9.8775	$B(006^+1\to004^+1)$	-	1.5228	
μ_β=0.2777	$B(008^+1\to006^+1)$	1.78(13)	1.8639	
μ_γ=1.8921				
$\gamma_0=12.9^0$		1.86(9)		
	$B(0010^+1\to008 + 1)$	1.70(16)	2.2366	
		1.91(12)		
	$B(0012^+1\to0010 + 1)$	1.89(19)	2.5951	
		1.75(13)		
	$B(0014^+1\to0012^+1)$	–	2.8990	
	$B(0016^+1\to0014^+1)$	1.52(28)	3.1370	
	$B(0012^+2\to0010^+2)$	1.5(7)	0.2313	
	$B(0014^+2\to0012^+2)$	1.9(9)	0.2597	
	$B(004^+1\to002^+1)/B(002^+1\to000^+1)$	1.27(12)	1.5437	1.4286
	$B(006^+1\to004^+1)/B(004^+1\to002^+1)$	–	1.2519	1.1014
	$B(008^+1\to008^+1)/B(006^+1\to004^+1)$	–	1.2240	1.0468
	$B(0010^+1\to008^+1)/B(008^+1\to006^+1)$	1.13(14)	1.2	1.0271
		1.03(10)		
	$B(0012^+1\to0010^+1)/B(0010^+1\to008^+1)$	1.11(10)	1.1603	1.0177
		0.73(8)		
		0.916(68		
		0.88(16)		
	$B(0014^+1\to0012^+1)/B(0012^+1\to0010^+1)$	1.23(17)	1.1171	1.0125
	$B(0016^+1\to0014^+1)/B(0014^+1\to0012^+1)$	0.652(12	1.0821	1.0093

Продолжение таблицы 3.1.

1	2	3	4	5
	$B(010^+1\to002^+2)/B(010^+1\to002^+1)$	2.(1)	0.9713	1
	$B(012^+1\to004^+1)/B(012^+1\to002^+1)$	0.70(17)	1.3720	0.4167
	$B(012^+1\to002^+1)/B(012^+1\to000^+1)$	2.3(5)	1.3120	1.4286
	$B(012^+1\to004^+1)/B(012^+1\to002^+1)$	0.70(17)	0.8775	1.8
	$B(012^+1\to002^+2)/B(012^+1\to002^+1)$	3.5(17)	0.3174	1.4286
	$B(014^+1\to004^+1)/B(014^+1\to002^+1)$	1.7	0.5538	9.1
	$B(002^+2\to002^+1)/B(002^+2\to000^+1)$	1.7(2)	1.5473	1.4286
		2.23(14)		
		1.92(7)		
		1.96(23)		
	$B(002^+2\to004^+1)/B(002^+2\to002^+1)$	0.11(5)	0.0590	0.05
		0.15(5)		
	$B(003^+1\to004^+1)/B(003^+1\to002^+1)$	0.89(7)	1.0175	0.4
		0.83(21)		
	$B(004^+2\to004^+1)/B(004^+2\to002^+1)$	9.1(33)	3.5241	2.95
		13.7(19)		
		5.3(11)		
	$B(005^+1\to006^+1)/B(005^+1\to004^+1)$	1.3(3)	1.2927	0.5714
		1.45(13)		
		1.7(4)		
^{230}Th	$B(004^+1\to002^+1)/B(002^+1\to000^+1)$	1.40(14)	1.4767	1.4286
Q_0=3.5971	$B(012^+1\to002^+1)/B(012^+1\to000^+1)$	2.5(13)	1.444	1.4286
Q_2=9.8775	$B(012^+1\to004^+1)/B(012^+1\to002^+1)$	4.3(17)	1.672	1.8
μ_β=0.2873	$B(002^+2\to002^+1)/B(002^+2\to000^+1)$	1.75(15)	1.5168	1.4286
μ_γ=1.8921		1.9(1)		
$\gamma_0=10.6^0$		2.1(2)		
	$B(003^+1\to004^+1)/B(003^+1\to002^+1)$	0.56	1.0228	0.4
		0.13(13)		
		0.91(19)		
	$B(004^+2\to004^+1)/B(004^+2\to002^+1)$	8.1(12)	3.381	2.95
	$B(006^+2\to006^+1)/B(006^+2\to004^+1)$	>20	4.5737	3.7143
^{232}Th	$B(002^+1\to000^+1)$	2.40	.7378	
Q_0=3.5971	$B(004^+1\to002^+1)$	2.64	1.08	
Q_2=9.8775	$B(006^+1\to004^+1)$	2.77	1.2414	
μ_β=0.2577	$B(008^+1\to006^+1)$	2.81	1.3792	
μ_γ=1.8921	$B(0010^+1\to008^+1)$	-	1.5233	
$\gamma_0=9.8^0$	$B(004^+1\to002^+1)/B(002^+1\to000^+1)$	0.98(8)	1.4636	1.4286

Продолжение таблицы 3.1.

1	2	3	4	5
	$B(008^+1\to006^+1)/B(006^+1\to004^+1)$	1.03(6)	1.111	1.0468
	$B(0010^+1\to008^+1)/B(008^+1\to006^+1)$	1.01(7)	1.1045	1.0271
	$B(0012^+1\to0010^+1)/B(0010^+1\to008^+1)$	1.06(7)	1.1030	1.0177
	$B(0014^+1\to0012^+1)/B(0012^+1\to0010^+1)$	1.00(10)	1.0988	1.0125
	$B(0016^+1\to0014^+1)/B(0014^+1\to0012^+1)$	0.88(14)	1.0902	1.0093
	$B(0018^+1\to0016^+1)/B(0016^+1\to0014^+1)$		1.0781	1.0072
	$B(012^+1\to002^+1)/B(012^+1\to000^+1)$	0.05(2)	1.4477	1.4286
	$B(002^+2\to002^+1)/B(002^+1\to000^+1)$	0.068(16)	1.5977	1.4286
	$B(002^+2\to002^+1)/B(002^+2\to000^+1)$	1.86(68)	1.4994	1.4286
		2.28(13)		
	$B(002^+2\to004^+1)/B(002^+2\to002^+1)$	0.88(27)	0.0556	0.4167
^{232}U	$B(002^+2\to002^+1)/B(002^+2\to000^+1)$	1.4(4)	1.4962	1.4286
Q_0=3.5971		1.72(6)		
Q_2=9.8775		1.79(11)		
μ_β=0.2673	$B(002^+2\to004^+1)/B(002^+2\to002^+1)$	0.057(6)	0.0553	0.05
μ_γ=1.8921		0.058(4)		
7_0=9.2^0		0.035(7)		
	$B(002^+2\to012^+1)/B(002^+2\to000^+1)$	5.0(12)	1.234	1.4286
		12		
	$B(002^+2\to012^+1)/B(002^+2\to002^+1)$	12.0(60)	1.2717	1
		22		
	$B(002^+2\to012^+1)/B(002^+2\to010^+1)$	3.12(79)	1.6937	1.4267
		4.14(93)		
	$B(002^+2\to014^+1)/B(002^+2\to004^+1)$	59	12.8628	1
	$B(002^+2\to014^+1)/B(002^+2\to012^+1)$	0.15(5)	0.5599	0.05
	$B(003^+1\to004^+1)/B(003^+1\to002^+1)$	0.47(10)	1.0166	0.4
		0.55(6)		
		0.42(2)		
	$B(003^+1\to014^+1)/B(003^+1\to004^+1)$	40	6.7364	
	$B(004^+2\to004^+1)/B(004^+2\to002^+1)$	3.58(15)	3.279	2.95
		8.3(9)		
\^{234}U	$B(012^+1\to002^+2)/B(012^+1\to000^+1)$	2.2(17)	1.4825	1.4286
Q_0=7.1597		0.787(93)		
Q_2=3.8775		0.65(23)		
μ_β=0.2232	$B(012^+1\to004^+1)/B(012^+1\to002^+1)$	2.6(22)	1.2142	1.8

Продолжение таблицы 3.1.

1	2	3	4	5
μ_γ=2.8921		1.00(32)		
γ_0=8.3^0		3(1)		
	B(002$^+$2→002$^+$1)/B(002$^+$2→000$^+$1)	1.7(4)	1.5761	1.4286
		1.96(27)		
		1.37(12)		
	B(002$^+$2→004$^+$1)/B(002$^+$2→002$^+$1)	0.47(11)	0.0618	0.05
		0.056		
	B(003$^+$1→004$^+$1)/B(003$^+$1→002$^+$1)	0.7(2)	0.7967	0.4
		0.51(5)		
	B(004$^+$2→004$^+$1)/B(004$^+$2→002$^+$1)	3.1(3)	3.7291	2.95
	B(004$^+$2→006$^+$1)/B(004$^+$2→004$^+$1)	0.084(9)	0.1486	0.0864
	B(005$^+$1→006$^+$1)/B(005$^+$1→004$^+$1)	2.10	0.9177	0.5714
	B(006$^+$2→006$^+$1)/B(006$^+$2→004$^+$1)	12(3)	5.4348	3.7143
	B(007$^+$1→008$^+$1)/B(007$^+$1→006$^+$1)	1	1.0131	0.6667
^{236}U	B(002$^+$1→000$^+$1)	2.16	2.1207	
Q_0=7.1597	B(004$^+$1→002$^+$1)	3.03	3.0391	
Q_2=3.8775	B(006$^+$1→004$^+$1)	3.28	3.3665	
μ_β=0.2323	B(008$^+$1→006$^+$1)	3.42	3.5536	
μ_γ=2.8921	B(0010$^+$1→008$^+$1)	3.11	3.6903	
γ_0=8.3^0	B(0012$^+$1→0010$^+$1)	3.34	3.8065	
	B(004$^+$1→002$^+$1)/B(002$^+$1→000$^+$1)	1.27(16)	1.4331	0.0864
	B(006$^+$1→004$^+$1)/B(004$^+$1→002$^+$1)	1.08(700)	1.1077	0.5714
	B(008$^+$1→006$^+$1)/B(006$^+$1→004$^+$1)	1.04(9)	1.0556	3.7143
	B(0010$^+$1→008$^+$1)/B(008$^+$1→006$^+$1)	0.908(88)	1.0385	0.6667
	B(0012$^+$1$\underline{\rightarrow}$0010$^+$1)/B(0010$^+$1$\underline{\rightarrow}$008$^+$1)	1.07+0.8	1.0315	0.6667
^{238}U	B(012$^+$1→002$^+$1)/B(012$^+$1→000$^+$1)	<0.97(11	1.4881	1.4286
Q_0=6.877	B(012$^+$1→004$^+$1)/B(012$^+$1→002$^+$1)	1.55(22)	1.6342	2.5714
Q_2=2.1878	B(002$^+$2→002$^+$1)/B(002$^+$2→000$^+$1)	1.69(6)	1.7104	1.4286
μ_β=0.2221	B(002$^+$2 →000$^+$1)/B(002$^+$1→000$^+$1)	0.019(2)	0.0238	1
μ_γ=2.3892	B(002$^+$1→000$^+$1)/B(002$^+$1→000$^+$1)	0.009(13)	5.0551	1
γ_0=7.9^0	B(000$^+$1→002$^+$1)	11.7(8)	9.8581	1.4286
		11.70(15)		
		12.30(15)		
		12.7(17)		
	B(002$^+$1→004$^+$1)	–	2.8192	

Продолжение таблицы 3.1.

1	2	3	4	5
	B($004^+1 \to 006^+1$)	–	3.1104	
	B($006^+1 \to 008^+1$)	4.7(6)	3.2643	
	B($008^+1 \to 0010^+1$)	5.2(5)	3.3647	
	B($0010^+1 \to 0012^+1$)	5.1(5)	3.4398	
	B($0012^+1 \to 0014^+1$)	5.1(4)	3.5018	
	B($0014^+1 \to 0016^+1$)	4.0(6)	3.5665	
	B($0018^+1 \to 0016^+1$)	-	3.6066	
	B($0018^+1 \to 0020^+1$)	4.4(6)	3.6532	
	B($0020^+1 \to 0022^+1$)	3.9(8)	3.6965	
	B($0022^+1 \to 0024^+1$)	5.1(4)	3.7364	
	B($0024^+1 \to 0026^+1$)	5.6(10)	3.7727	
	B($0026^+1 \to 0028^+1$)	5.1(13)	3.8052	
	B($000^+1 \to 002^+2$)	0.127	0.1369	
		0.127(9)		
		0.09(5)		
		0.145(12)		
		0.12(2)		

IV. ВОЗБУЖДЕННЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ ЧЕТНОСТИ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Низколежащие возбужденные коллективные состояния четно-четных ядер интенсивно изучаются в рамках различных феноменологических моделей [9,16,19,30-33,40-45,89-101].В последнее время особое внимание уделяется низколежащим возбужденным коллективным состояниям переменной четности в четно-четных ядрах [9,16,19,30-33,40-45,89-101].

Ранее, коллективные свойства ядер часто рассматривались с учетом только квадрупольных деформаций. В этом случае вибрационно-вращательные состояния [16;с.115-130,19,89;с.351-364], связанные с малыми эллипсоидальными колебаниями поверхности ядра, вращающегося вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии ядра, формируют энергетические уровни с последовательностью спинов $I^{\pi} = 0^{+}, 2^{+}, 4^{+}, 6^{+}, 8^{+}, 10^{+}, \ldots$. В спектрах лантанидов и актинидов также проявляются октупольные возбуждения и деформации [9,19]. Октупольные деформации соответствуют симметричным грушевидным формам поверхности ядра, и они связаны с уровнями с последовательностью спинов $I^{\pi} = 1^{-}, 3^{-}, 5^{-}, 7^{-}, 9^{-}, \ldots$.

Физические характеристики систем с симметрией формы ядер связаны с нарушением *R*-симметрии и *P*-симметрии [19]. Известно, что эти симметрии нарушаются отдельно, в то же время как система может остаться инвариантной относительно оператора их произведенияPR^{-1} [19,82;с.3580-3583].

Последовательность спинов с переменной четностью I^{π}=0^{+}, 1^{-}, 2^{+}, 3^{-}, 4^{+}, 5^{-}, 6^{+}, 7^{-},... наблюдается в четно-четных ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями поверхности. При этом энергетические уровни отрицательной четности смещены вверх относительно уровней положительной четности из-з эффекта туннелирования системы между двумя противоположными ориентациями вдоль оси симметрии.

Для описания полос переменной четности в ядрах с квадрупольной и

октупольной деформациями развиты различные теоретические модели [9,16,19,30-33,40-45,89-100]. В работах [30-33,40-45] подробно рассмотрены возбужденные коллективные состояния yrast-полосы четно-четных ядер переменной четности. Современные экспериментальные данные [7] указывают на появление новых энергетических уровней коллективных состояний, которые относятся к non-yrast-полосам. В энергетических уровнях non-yrast-полосы переменной четности энергетические уровни β-полосы положительной четности последовательно связываются с соответствующими уровнями отрицательной четности. Такие энергетические уровни non-yrast полосы переменной четности исследовались в рамках различных моделей [89-100].

В связи с имеющимися новыми экспериментальными данными [7] для ядер с квадрупольной и октупольной деформациями [9,19] представляет интерес описание yrast-, первой и второй non-yrast-полос в рамках развиваемой в данной диссертационной работе неадиабатической коллективной модели с мягкой или жесткой квадрупольно-октупольной коллективностью. Нами в работе [38;с.1250044-1250064] эти полосы были исследованы в рамках этой неадиабатической коллективной модели с потенциальной энергией Дэвидсона. Такой подход ранее не использовался для описания энергий уровней различных полос переменной четности.

Отметим, что величины β_λ для деформаций высокой мультипольности ($\lambda \geq 4$), как правило, меньше величины квадрупольных и октупольных деформаций [97;с.249-268]. Поэтому полагается, что характерные свойства ядра определяются только квадрупольной и октупольной деформациями поверхности, а дипольная деформация, связанная и β_2 и β_3 и деформации высокой мультипольности ($\lambda \geq 4$), не влияют на свойства ядра.

§4.1. Энергия уровней коллективных состояний переменной четности

Ядра с квадрупольной и октупольной деформациями имеют две ротационные полосы с противоположными значениями четности [10;с.460,30-33]. Между уровнями полос с противоположными значениями четности существует сильные дипольные переходы, которые обусловлены наличием в этих ядрах поляризационного электрического дипольного момента (PEDM) [31;с.17-57]. В этих ядрах поляризационный электрический дипольный момент связан с электрическим перераспределением протонов относительно нейтронов в объёме и на поверхности ядра [30-33]. Энергий уровней этих ротационных полос, квадрупольные и дипольные переходы и величина поляризационного электрического дипольного момента изучаются последние время в изотопах бария, церия, тория, радия, актиния и некоторых других ядрах [30-33].

Потенциальная энергия, соответствующая противоположным значениям параметра октупольной деформации, имеет двукратное вырождение уровней, которое снимается вследствие туннельного перехода под потенциальным барьером, разделяющим формы β_3 и $-\beta_3$ [19,31;с.17-57]. При этом состояния ядра с положительной четностью описываются симметричной $|+\rangle$ комбинацией волновых функций в потенциальных ямах $\pm\beta_3$, а состояния же ядра с отрицательной четностью описываются антисимметричной комбинацией $|-\rangle$ этих функций [19,30-33]. Во всех ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями, кроме основной вращательной полосы 0^+,2^+,4^+…, наблюдалась также полоса $1^-, 3^-, 5^-$,... с проекцией спина на ось симметрии ядраK=0.

Коллективные состояния в аксиально-симметричных ядра с квадрупольной и октупольной деформациями с K=0 для различных потенциалов поверхностных колебаний были рассмотрены в работах [33;с.1772,40;с.33].

Недавно энергетический спектр переменной четности возбужденных

коллективных состояний четно-четных ядер был рассмотрен в рамках модели Когерентного Квадруполь-Октупольного Движения (Coherent Quadrupole-Octupole Motion (CQOM)) в работе [42;с.044323-044324], где изучены возможные формирования non-yrast полос переменной четности дополни- тельно к yrast-полосе [90;с.R21-R24]. По этой причине модель была расши- рена предположением, что возбужденная β-полоса может быть связанна с последовательностью уровней с высокоспиновыми состояниями отрицатель- ной четности. Следовательно, в используемой модели квадруполь-октупольная структура развита в non-yrast области энергетического спектра четно-четных ядер.

В данном разделе представлены результаты нашей работы [38;с.1250044-1250064], полученные для описания yrast и non-yrast полос переменной четности в рамках неадиабатической коллективной модели с использованием потенциала Дэвидсона для кварупольной и октупольной деформации поверхности ядра. Энергетические уровни yrast и non-yrast полос переменной четности рассмотрены для четно-четных ядер в области лантанидов и актинидов.

Результаты численных расчетов сравниваются с результатами модели CQOM [42;с.044315-044329]. Отметим, что оба приближения различаются подходом в решении квадруполь-октупольной проблемы и они дают возмож- ность определить в какой области ядер выше упомянутое приближение является корректным.

Вид решения уравнения Шредингера связан со специфической формой потенциала $V(\sigma)$. Для решения уравнения (1.35) выбрана потенциальная энергия Дэвидсона $V(\sigma)$ в форме

$$V(\sigma) = V_0 \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} - \frac{\sigma_0}{\sigma}\right)^2. \tag{4.1}$$

Решение уравнения Шредингера с осцилляторным потенциалом для ядер с квадрупольной деформацией подробно описано в работе [16], с гауссовским потенциалом – в [24;с.303-312]. Потенциальная энергия

$V(\sigma)$(4.1) зависит только от переменной σ, а не от “угловой” переменной ε, что позволяет разделить переменные σ и ε в уравнении Шредингера. Отметим, что потенциальная энергия может зависеть от переменной ε. Тогда задача может быть приведена к форме, имеющей аналитическое решение, посредством выполнения разделения переменных, как это сделано в работе [96;с.189-198] и в рамках модели X(5)-симметрии [66;с.024305-024315]. Но, здесь возникают более сложные математические и численные трудности.

Вводя обозначения

$$x = \frac{\sqrt{2BV_0}}{\hbar\sigma_0}\sigma^2,$$

$$(S^{\pm}_{(I\nu)})^2 = \frac{I(I+1)}{12} + \frac{g}{2} \mp \frac{B}{2\hbar^2}\varepsilon_\nu, \tag{4.2}$$

$$\frac{\sqrt{2g}(E^{\pm}_I + 2V_0)}{4V_0} = n + S^{\pm}_{(I\nu)} + \frac{1}{2}, \quad g = \frac{BV_0\sigma_0^2}{\hbar^2}, \tag{4.3}$$

уравнение (1.35) можно представить в виде

$$\left[x\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d}{dx} - \frac{(S^{\pm}_{(I\nu)})^2}{x} - \frac{x}{4} + n + S^{\pm}_{(I\nu)} + \frac{1}{2}\right] F^{\pm}_I(x) = 0. \tag{4.4}$$

Волновые функции уравнения (4.4) имеют вид

$$F^{\pm}_I(x) = N_n x^{S^{\pm}_{(I\nu)}} e^{-\frac{x}{2}} {}_1F_1(-n, 2S^{\pm}_{(I\nu)} + 1, x), \tag{4.5}$$

где N_n – коэффициент нормировки, ${}_1F_1(-n, 2S^{\pm}_{(I\nu)} + 1, x)$ – вырожденная гипергеометрическая функция, n=0, 1, 2, ..., являются квантовыми числами σ-колебаний. Выражение для энергетического спектра $E^{\pm}_{In\nu}$, полученное при решении уравнения (4.4), имеет вид

$$E^{\pm}_{In\nu} = \frac{2V_0}{\sqrt{2g}}\left[2n + 1 + \sqrt{\frac{I(I+1)}{3} + 2g \mp \frac{2B}{\hbar^2}\varepsilon_\nu}\right] - 2V_0. \tag{4.6}$$

Энергетический спектр $E^{\pm}_{In\nu}$ определяется квантовыми числами $In\nu$. А энергетические уровни изображаются в виде $I^{\pm}_{n\nu}$. Например, энергетические уровни со спинов $2^{+}_{n\nu}$ изображаются для yrast полосы 2^{+}_{00}, для первой non-yrast полосы 2^{+}_{11} и для второй non-yrast полосы 2^{+}_{22}.

Энергия возбужденного состояния определяется выражением

$$\tilde{E}^{\pm}_{nI\nu} = \hbar\omega\left[2n + \sqrt{\frac{I(I+1)}{3} + \Delta^{\pm}_{\nu}} - \sqrt{\Delta^{+}_{o}}\right]. \qquad (4.7)$$

где $\hbar\omega = 2V_0/\sqrt{2g}$ и

$$\Delta^{\pm}_{\nu} = 2(g\hbar^2 \mp B\varepsilon_{\nu})/\hbar^2 \qquad (4.8)$$

$\Delta^{\pm}_{\nu}$ рассматриваются как безразмерные параметры модели. Они являются параметрами расщепления по четности коллективных состояний и эти параметры принимают различные значения для четной и нечетной полос. Для всех ядер $\Delta^{+}_{\nu} < \Delta^{-}_{\nu}$ что связанна наличием туннельного перехода между формами ядер с противоположными значениями октупольной деформации.

С учетом выражения (4.8), величина (4.2) принимает следующий вид

$$(S^{\pm}_{I\nu})^2 = \frac{I(I+1)}{12} + \frac{\Delta^{\pm}_{\nu}}{4}. \qquad (4.9)$$

§4.2. Сравнения с экспериментальными данными

В табл. 4.1 представлены результаты сравнения значения энергии уровней yrast и более высоких non-yrast полос переменной четности, для приближения используемого в CQOM [42;c.044315-044329] (столбец 4) и приближения нашей работы [38;c.1250044-1250064] (столбец 6) с соответствующими экспериментальными данными (столбец 7). В столбце 1 этой таблицы приведены рассматриваемые ядра, а в столбце 2 приведены значения спина энергетических уровней полос с сответствующей четностью.

Рассмотрены энергетические уровни yrast (n=0, ν=0) и первый non-yrast (n=1, ν=1) полос переменной четности для ядер области лантанидов ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{154}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er и актинидов ^{232,234,236,238}U [7,42], а также энергия уровней второй non-yrast (n=2, ν=2) полосы для ядер ^{156,158}Gd, ^{224}Ra, ^{228}Th и ^{240}Pu.

Значения подгоночных параметров, найденных для каждого используемого приближения, представлены в столбцах 3 и 5. В приближении работы [38;c.1250044-1250064] использованы следующие свободные параметры:

$\hbar\omega$(в Кэвах), Δ_0^+, Δ_0^- (yrast-полоса), Δ_1^+, Δ_1^- (первая non-yrast полоса), Δ_2^+, Δ_2^- (вторая non-yrast полоса). Свободные параметры в приближении работы [42;с.044315-044329] являются: $\hbar\omega$ (в кэВах), $[d_0] = \hbar^{-2}$, $[b] = \hbar^2$, а значения квантовых чисел k_+ и k_- определяют положительную и отрицательную четность уровней. Они изменяются в пределах $1 \leq k_+ \leq 9$, $2 \leq k_- \leq 10$ и выбраны так чтобы описать соответствующие экспериментальные данные. В столбцах 3 и 5 представлены также средне-квадратическое значение (RMS) отклонения экспериментальных и теоретических данных. Как видно из этой таблицы оба представленных приближения показывают хорошее согласие с экспериментом, включая высокоспиновые состояния.

Проведены сравнение полученных теоретических результатов с результатами модели CQOM и с экспериментальными данными. Удовлетворительное описание получено для ядер в области лантанидов ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162}Er и актинидов ^{224}Ra, ^{228}Th, ^{232,234,236,238}Uи^{240}Pu.

Таблица 4.1

Сравнения экспериментальных и теоретических значений энергий уровней (в КэВ) переменной четности в приближениях CQOM [42] и нашей работы [38] с соответствующими экспериментальными данными.

Ядра	I	Параметры	Энергия	[38]	[38]	Эксп.
1	2	3	4	5	6	7
^{150}Nd	1^-_{00}	ω=0.937	804.528	$\hbar\omega$=0.447	794.29	852.9
	2^+_{00}	d_0=39.303	101.957	Δ^+_0=11.784	125.214	130.2
	3^-_{00}	b=0.28	942.982	Δ^-_0=26.46	933.299	934.8
	4^+_{00}	k_+=3	329.5	RMS=29.106	385.909	381.4
	5^-_{00}	k_=4	1182.039		1165.55	1129
	6^+_{00}	RMS=44.887	662.411		735.91	720.4
	7^-_{00}		1507.505		1469.5	1432.6
	8^+_{00}		1078.098		1140.404	1129.7
	0^+_{11}	k_+=1	695.268	Δ^+_1=9.051	704.878	675.3
	1^-_{11}	k_=2	1236.267	Δ^-_1=18.595	1322.377	1283.9
	2^+_{11}		844.977		846.164	850.6
	3^-_{11}		1439.081		1485.491	1482
	4^+_{11}		1163.969		1132.588	1137.8
	5^-_{11}		1774.394		1751.231	1802
	6^+_{11}		1603.485		1506.851	1541.2
^{152}Sm	1^-_{00}	ω=0.196	954.491	$\hbar\omega$=0.396	981.951	963.3
	2^+_{00}	d_0=35.921	125.215	Δ^+_0=8.121	131.325	121.7
	3^-_{00}	b=3.583	1086.397	Δ^-_0=27.735	1102.362	1041.1
	4^+_{00}	k_+=1	386.665	RMS=122.49	394.326	366.4
	5^-_{00}	k_-=10	1308.704		1304.129	1221.4
	6^+_{00}	RMS=72.241	738.769		734.035	706.8
	7^-_{00}		1602.54		1569.058	1505.6
	8^+_{00}		1146.666		1115.886	1125.3
	9^-_{00}		1950.102		1880.512	1879.1
	10^+_{00}		1588.903		1521.72	1609.2
	11^-_{00}		2337.126		2225.55	2326.9
	12^+_{00}		2052.97		1942.05	2148.5
	13^-_{00}		2753.056		2594.85	2833.2
	14^+_{00}		2531.488		2371.66	2736

Продолжение таблицы 4.1.

	2	3	4	5	6	7
	0^{+}_{11}	$к_{+}$=5	659.55	Δ^{+}_{1}=5.049	553.355	684.7
	1^{-}_{11}	k_{-}=10	1346.081	Δ^{-}_{1}=17.763	1363.595	1510.7
	2^{+}_{11}		767.712		714.925	810.4
	3^{-}_{11}		1477.987		1510.951	1579.4
	4^{+}_{11}		999.417		1018.988	1022.9
	5^{-}_{11}		1700.294		1750.129	1764.2
	6^{+}_{11}		1320.709		1391.909	1310.5
	7^{-}_{11}		1994.13		2053.724	2003.5
	8^{+}_{11}		1701.892		1797.896	1666.3
	9^{-}_{11}		2341.692		2400.38	2290.5
	10^{+}_{11}		2122.361		2221.251	2079.6
	11^{-}_{11}		2728.715		2775.742	2641.1
	12^{+}_{11}		2568.96		2654.608	2525.7
	13^{-}_{11}		3144.646		3170.605	3079.6
	14^{+}_{11}		3033.411		3094.18	2976.8
^{154}Sm	1^{-}_{00}	ω=0.534	853.156	$\hbar\omega$=0.584	865.399	921.3
	2^{+}_{00}	d_0=208.193	79.476	Δ^{+}_{0}=47.429	83.982	81.891
	3^{-}_{00}	b=1.048	967.915	Δ^{-}_{0}=69.351	980.449	1012.4
	4^{+}_{00}	$к_{+}$=1	260.735	RMS=30.51	273.565	266.8
	5^{-}_{00}	$к_{-}$=6	1169.584		1181.134	1181.2
	6^{+}_{00}	RMS=31.95	534.769		555.655	544.1
	7^{-}_{00}		1450.715		1458.061	1430.9
	8^{+}_{00}		889.847		914.427	902.7
	9^{-}_{00}		1802.267		1800.365	1760
	10^{+}_{00}		1313.502		1334.503	1333
	11^{-}_{00}		2214.748		2197.265	2163
	12^{+}_{00}		1793.965		1802.641	1825.9
	13^{-}_{00}		2679.064		2639.014	2636
	14^{+}_{00}		2320.912		2308.192	2373
	0^{+}_{11}	k_{+}=1	1068.699	Δ^{+}_{1}=45.038	1066.049	1099.2
	1^{-}_{11}	k_{-}=4	1463.505	Δ^{-}_{1}=53.632	1450.434	1475.8
	2^{+}_{11}		1148.175		1152.186	1177.8
	3^{-}_{11}		1586.859		1580.648	1584.5
	4^{+}_{11}		1329.434		1346.311	1337.6
	5^{-}_{11}		1802.851		1805.877	1774.3
	6^{+}_{11}		1603.468		1634.441	1577

Продолжение таблицы 4.1.

1	2	3	4	5	6	7
^{154}Gd	1^-_{00}	ω=0.526	1039.259	$\hbar\omega$=0.579	1025.851	1241.3
	2^+_{00}	d_0=64.868	109.816	Δ^+_0=24.827	113.892	123.1
	3^-_{00}	b=0.858	1177.491	Δ^-_0=44.968	1166.109	1251.6
	4^+_{00}	k_+=3	352.864	RMS=71.555	364.145	371
	5^-_{00}	k_-=6	1415.88		1407.036	1404.1
	6^+_{00}	RMS=74.603	704.314		722.48	717.6
	7^-_{00}		1739.935		1732.896	1674.1
	8^+_{00}		1137.875		1160.264	1144.4
	9^-_{00}		2134.054		2127.145	2040.5
	10^+_{00}		1631.473		1654.563	1637
	11^-_{00}		2583.922		2574.986	2482.2
	12^+_{00}		2168.562		2188.881	2184.6
	13^-_{00}		3077.557		3064.325	2981.2
	14^+_{00}		2737.343		2751.846	2777.3
	15^-_{00}		3605.437		3585.752	3519.1
	16^+_{00}		3329.534		3335.684	3404.4
	17^-_{00}		4160.193		4132.116	4102
	18^+_{00}		3939.30		3935.0358	4087.1
	0^+_{11}	k_+=1	684.866	Δ^+_1=17.019	661.313	680.
	1^-_{11}	k_-=4	1377.4	Δ^-_1=29.063	1429.281	1414.4
	2^+_{11}		808.414		797.693	815.4
	3^-_{11}		1542.544		1601.472	1617.1
	4^+_{11}		1078.31		1090.347	1047.5
^{156}Gd	1^-_{00}	ω =0.506	1032.663	$\hbar\omega$=0.762	1049.179	1242.4
	2^+_{00}	d_0=140.29	82.023	Δ^+_0=96.226	77.316	88.9
	3^-_{00}	b=1.283	1149.028	Δ^-_0=124.454	1162.023	1276.18
	4^+_{00}	k_+=7	269.213	RMS=84.44	254.715	288.2
	5^-_{00}	k_-=10	1353.824		1361.513	1408.1
	6^+_{00}	RMS=76.3	552.517		525.545	584.7
	7^-_{00}		1639.91		1641.964	1638
	8^+_{00}		920.08		880.730	965.1
	9^-_{00}		1998.531		1996.191	1958.5
	10^+_{00}		1359.229		1310.047	1416.1
	11^-_{00}		2420.385		2416.272	2359.9
	12^+_{00}		1857.916		1803.216	1924.4

Продолжение таблицы 4.1.

1	2	3	4	5	6	7
	13^{-}_{00}		2896.447		2894.210	2829.6
	14^{+}_{00}		2405.508		2350.630	2475.8
	15^{-}_{00}		3418.47		3422.396	3350.4
	16^{+}_{00}		2993.041		2943.744	3059.5
	17^{-}_{00}		3979.218		3993.894	3914.3
	18^{+}_{00}		3613.168		3575.205	3673.5
	19^{-}_{00}		4572.511		4602.557	4523.7
	20^{+}_{00}		4259.96		4238.814	4325.9
	21^{-}_{00}		5193.159		5243.053	5182.6
	22^{+}_{00}		4928.669		4929.414	5026
	0^{+}_{11}	$k_{+}=7$	1012.009	$\Delta^{+}_{1}=82.036$	951.334	1049.4
	1^{-}_{11}	$k_{-}=8$	1351.778	$\Delta^{-}_{1}=92.478$	1404.016	1366.4
	2^{+}_{11}		1094.031		1034.997	1129.4
	3^{-}_{11}		1480.687		1534.510	1538.8
	4^{+}_{11}		1281.222		1226.420	1297.8
	5^{-}_{11}		1706.438		1763.842	1798.7
	6^{+}_{11}		1564.526		1517.324	1540.2
	7^{-}_{11}		2019.631		2083.54	-
	8^{+}_{11}		1932.089		1896.658	1848.3
	9^{-}_{11}		2409.115		2483.366	-
	10^{+}_{11}		2371.23		2352.315	2220
	11^{-}_{11}		2863.49		2952.52	-
	12^{+}_{11}		2869.92		2872.482	2707.8
	0^{+}_{22}	$k_{+}=3$	1092.90	$\Delta^{+}_{2}=51.966$	1066.749	1168.2
	1^{-}_{22}	$k_{-}=6$	1767.01	$\Delta^{-}_{2}=63.87$	1685.467	-
	2^{+}_{22}		1189.83		1171.505	1258.1
	3^{-}_{22}		1909.08		1851.638	1851.8
	4^{+}_{22}		1409.17		1408.628	1462.3
	5^{-}_{22}		2156.48		2123.373	-
	6^{+}_{22}		1736.76		1762.93	1765.6
	7^{-}_{22}		2497.07		2497.082	-
	8^{+}_{22}		2155.16		2215.693	2134.3
	9^{-}_{22}		2916.98		2957.303	-
	10^{+}_{22}		2647.11		2748.307	2523

Продолжениетаблицы 4.1.

1	2	3	4	5	6	7
^{158}Gd	1^-_{00}	ω=0.256	866.134	$\hbar\omega$=0.379	932.469	977.1
	2^+_{00}	d_0=63.808	91.53	Δ^+_0=14.663	95.787	79.5
	3^-_{00}	b=1.926	973.38	Δ^-_0=38.9	1030.83	1041.6
	4^+_{00}	k_+=1	291.065	RMS=32.2	299.018	261.4
	5^-_{00}	k_-=8	1157.32		1198.70	1176.4
	6^+_{00}	RMS=50.17	573.828		577.653	539
	7^-_{00}		1405.64		1423.92	1391
	8^+_{00}		915.895		905.089	904.1
	9^-_{00}		1705.49		1694.20	1684
	10^+_{00}		1298.99		1263.72	1350
	0^+_{11}	k_+=7	1179.33	Δ^+_1=24.383	1177.86	1196.1
	1^-_{11}	k_-=8	1378.12	Δ^-_1=26.734	1290.27	1263.5
	2^+_{11}		1248.81		1253.08	1259.8
	3^-_{11}		1485.37		1407.45	1402.9
	4^+_{11}		1404.52		1418.20	1406.7
	5^-_{11}		1669.31		1603.36	1639.3
	6^+_{11}		1633.66		1654.33	1636
	0^+_{22}	k_+=5	1381.158	Δ^+_2=12.588	1409.041	1452.3
	1^-_{22}	k_-=8	1890.122	Δ^-_2=21.602	1852.718	1856.3
	2^+_{22}		1459.428		1511.899	1517.5
	3^-_{22}		1997.368		1981.875	1978
	4^+_{22}		1633.02		1727.336	1667.4
^{156}Dy	1^-_{00}	ω=0.338	1179.216	$\hbar\omega$=0.544	1175.144	1293.2
	2^+_{00}	d_0=37.84	128.701	Δ^+_0=17.842	125.326	137.7
	3^-_{00}	b=1.666	1318.939	Δ^-_0=40.1	1314.308	1368.3
	4^+_{00}	k_+=3	403.896	RMS=56.04	395.161	404.2
	5^-_{00}	k-=8	1557.189		1552.146	1526.3
	6^+_{00}	RMS=54.26	784.650		771.617	770.4
	7^-_{00}		1876.514		1871.802	1809.9
	8^+_{00}		1235.525		1220.627	1215.6
	9^-_{00}		2259.329		2256.078	2186.6
	10^+_{00}		1732.161		1717.923	1725
	11^-_{00}		2690.594		2690.056	2636.5
	12^+_{00}		2259.120		2247.681	2285.8
	13^-_{00}		3158.511		3161.897	3154.2
	14^+_{00}		2806.738		2799.789	2887.8

Продолжение таблицы 4.1.

1	2	3	4	5	6	7
	0^+_{11}	$k_+=3$	675.254	$\Delta^+_1=11.478$	632.999	675.6
	1^-_{11}	$k_-=6$	1334.375	$\Delta^-_1=20.555$	1295.749	-
	2^+_{11}		803.954		787.071	828.6
	3^-_{11}		1498.644		1485.322	1407
	4^+_{11}		1079.15		1107.057	1088.2
	5^-_{11}		1773.456		1796.58	1884
	6^+_{11}		1459.904		1535.536	1437.2
^{162}Er	1^-_{00}	$\omega=0.207$	1128.104	$\hbar\omega=0.449$	1156.278	1352.1
	2^+_{00}	$d_0=28.405$	134.286	$\Delta^+_0=11.387$	127.771	102
	3^-_{00}	b=3.005	1253.525	$\Delta^-_0=34.71$	1279.354	1356.7
	4^+_{00}	$k_+=1$	408.514	RMS=92.51	392.937	329.6
	5^-_{00}	$k_-=10$	769.419		747.725	666.6
	6^+_{00}	RMS=96.21	1745.88		1766.523	1682.2
	7^-_{00}		1180.397		1156.683	1096.7
	8^+_{00}		2078.456		2098.276	1986
	9^-_{00}		1620.845		1598.548	1602.8
	10^+_{00}		2449.463		2470.152	2368.2
	11^-_{00}		2079.478		2061.146	2165.1
	12^+_{00}		2848.761		2871.962	2817.7
	13^-_{00}		2549.91		2537.387	2745.7
	0^+_{11}	$k_+=7$	1025.839	$\Delta^+_1=13.8$	1051.598	1087.1
	1^-_{11}	$k_-=10$	1541.257	$\Delta^-_1=20.186$	1434.271	1506.3
	2^+_{11}		1120.807		1168.464	1171
	3^-_{11}		1666.678		1592.191	1623.2
	4^+_{11}		1327.063		1415.187	1369
	5^-_{11}		1878.466		1851.121	1729.6
^{164}Er	1^-_{00}	$\omega=0.314$	1297.06	$\hbar\omega=0.429$	1300.662	1386.7
	2^+_{00}	**$d_0=47.5$**	106.864	$\Delta^+_0=14.328$	109.591	91.3
	3^-_{00}	b=1.337	1401.817	$\Delta^-_0=45.822$	1403.672	1434
	4^+_{00}	$k_+=1$	335.492	RMS=125.6	341.676	299.4
	5^-_{00}	$k_-=8$	1582.207		1580.753	1555.3
	6^+_{00}	RMS=128.1	652.024		659.187	614.4
	7^-_{00}		1826.955		1820.5	1763.8
	8^+_{00}		1027.062		1031.651	1024.6
	9^-_{00}		2124.029		2110.86	2054.6
	10^+_{00}		1440.338		1439.08	1518.1

Продолжение таблицы 4.1.

1	2	3	4	5	6	7
	0^+_{11}	$k_+=5$	1196.613	$\Delta^+_1=21.41$	1218.704	1246
	1^-_{11}	$k_-=8$	1925.159	$\Delta^-_1=37.805$	1894.274	1577.8
	2^+_{11}		1278.785		1309.313	1314.6
	3^-_{11}		2029.916		2007.111	2337
	4^+_{11}		1460.556		1506.724	1469.7
^{224}Ra	1^-_{00}	$\omega=0.163$	149.176	$\hbar\omega=0.316$	144.057	216
	2^+_{00}	$d_0=60.116$	73.54	$\Delta^+_0=15.432$	77.996	84.4
	3^-_{00}	b=2.867	259.865	$\Delta^-_0=18.554$	259.393	290.4
	4^+_{00}	$k_+=1$	233.222	RMS=32.03	244.147	250.8
	5^-_{00}	$k_-=4$	443.497		447.263	433.1
	6^+_{00}	RMS=34.20	458.367		473.013	479.2
	7^-_{00}		681.951		686.579	640.8
	8^+_{00}		729.459		743.011	754.8
	9^-_{00}		959.502		960.631	906.2
	10^+_{00}		1031.936		1039.583	1067.4
	11^-_{00}		1264.512		1258.019	1220.7
	12^+_{00}		1355.935		1353.633	1413.7
	13^-_{00}		1588.927		1571.351	1569.2
	0^+_{11}	$k_+=9$	914.574	$\Delta^+_1=23.081$	908.843	916.3
	1^-_{11}	$k_-=10$	1048.603	$\Delta^-_1=26.011$	1022.878	1052.9
	2^+_{11}		968.274		973.257	965.5
	3^-_{11}		1132.279		1121.852	1090
	0^+_{22}	$k_+=9$	1241.615	$\Delta^+_2=14.969$	1245.319	1223
	1^-_{22}	$k_-=10$	1375.644	$\Delta^-_2=17.738$	1378.384	1378.3
	2^+_{22}		1295.315		1324.441	1348.2
^{228}Th	1^-_{00}	$\omega=0.247$	244.016	$\hbar\omega=0.399$	249.36	328
	2^+_{00}	$d_0=183.846$	54.334	$\Delta^+_0=47.534$	57.258	57.8
	3^-_{00}	b=2.104	328.396	$\Delta^-_0=55.878$	336.502	396.1
	4^+_{00}	$k_+=3$	178.002	RMS=36.09	186.522	186.9
	5^-_{00}	$k_-=6$	475.781		487.451	519.
	6^+_{00}	RMS=41.94	364.373		378.88	378.2
	7^-_{00}		679.531		693.829	695.6
	8^+_{00}		604.94		623.558	622.5
	9^-_{00}		931.899		946.362	920.8
	10^+_{00}		890.828		910.076	911.8
	11^-_{00}		1225.12		1236.288	1189.8

Продолжениетаблицы 4.1.

1	2	3	4	5	6	7
	12^{+}_{00}		1213.817		1229.408	1239.4
	13^{-}_{00}		1552.101		1556.061	1497.1
	14^{+}_{00}		1566.834		1574.291	1599.5
	15^{-}_{00}		1906.736		1899.526	1838.3
	16^{+}_{00}		1944.052		1939.090	1988.1
	17^{-}_{00}		2283.948		2261.816	2209.7
	18^{+}_{00}		2340.795		2319.507	2407.9
	0^{+}_{11}	$к_{+}$=7	825.073	Δ^{+}_{1}=48.554	827.104	831.8
	1^{-}_{11}	k_{-}=8	958.353	Δ^{-}_{1}=49.614	876.087	-
	2^{+}_{11}		874.784		883.770	874.4
	3^{-}_{11}		1038.144		968.350	968.3
	4^{+}_{11}		988.378		1011.780	1016.4
	0^{+}_{22}	k_{+}=1	917.261	Δ^{+}_{2}=27.094	921.694	938.5
	1^{-}_{22}	k_{-}=4	1065.478	Δ^{-}_{2}=29.916	1051.312	-
	2^{+}_{22}		972.684		996.960	979.5
	3^{-}_{22}		1153.666		1168.411	1168.4
^{232}U	1^{-}_{00}	ω=0.211	552.292	$\hbar\omega$=0.449	551.063	563.2
	2^{+}_{00}	d_0=233.518	48.576	Δ^{+}_{0}=86.468	48.013	47.5
	3^{-}_{00}	b=2.801	622.898	Δ^{-}_{0}=110.13	621.635	628.9
	4^{+}_{00}	$к_{+}$=1	159.614	RMS=6.82	157.976	156.5
	5^{-}_{00}	$к_{-}$=10	747.237		746.116	746.8
	6^{+}_{00}	RMS=6.38	328.096		325.351	322.6
	7^{-}_{00}		921.081		920.556	915.2
	8^{+}_{00}		547.375		544.033	541.1
	9^{-}_{00}		1139.223		1140.041	1131.1
	10^{+}_{00}		810.235		807.271	805.8
	11^{-}_{00}		1396.104		1399.249	1390.9
	12^{+}_{00}		1109.704		1108.411	1111.6
	13^{-}_{00}		1686.303		1692.908	-
	14^{+}_{00}		1439.529		1441.359	1453.8
	0^{+}_{11}	k_{+}=7	691.198	Δ^{+}_{1}=77.707	680.891	691.4
	1^{-}_{11}	k_{-}=10	973.769	Δ^{-}_{1}=88.913	972.536	-
	2^{+}_{11}		736.604		731.501	734.6
	3^{-}_{11}		1044.375		1050.891	1050.9
	4^{+}_{11}		840.661		847.191	833.1
^{234}U	1^{-}_{00}	ω=0.407	790.316	$\hbar\omega$=0.601	785.989	786.3

Продолжениетаблицы 4.1.

1	2	3	4	5	6	7
	2^{+}_{00}	d_0=499.363	42.241	Δ^{+}_{0}=204.182	41.944	41.5
	3^{-}_{00}	b=1.296	854.018	Δ^{-}_{0}=242.612	849.972	849.2
	4^{+}_{00}	k_+=5	139.907	RMS=5.13	139.032	143.3
	5^{-}_{00}	k- =10	967.489		964.061	962.5
	6^{+}_{00}	RMS=6.74	290.939		289.452	296.1
	7^{-}_{00}		1128.786		1126.491	1125.2
	8^{+}_{00}		492.348		490.553	497
	9^{-}_{00}		1335.319		1334.885	1335.6
	10^{+}_{00}		740.483		739.057	741.2
	11^{-}_{00}		1584.034		1586.422	1589
	12^{+}_{00}		1031.314		1031.291	1023.8
	0^{+}_{11}	k_+=5	813.751	Δ^{+}_{1}=185.672	803.266	809.9
	1^{-}_{11}	k_-=8	1240.864	Δ^{-}_{1}=205.57	1244.742	1237.2
	2^{+}_{11}		855.992		847.241	851.7
	3^{-}_{11}		1307.427		1314.192	1312.1
	4^{+}_{11}		953.658		948.948	947.6
	5^{-}_{11}		1425.881		1437.823	1447.5
	6^{+}_{11}		1104.69		1106.311	1096.1
^{236}U	1^{-}_{00}	ω =0.45	637.72	$\hbar\omega$=0.488	638.483	687.5
	2^{+}_{00}	d_0=347.078	45.814	Δ^{+}_{0}=110.508	46.171	45.2
	3^{-}_{00}	b=0.813	705.864	Δ^{-}_{0}=139.089	706.814	744.1
	4^{+}_{00}	k_+=1	151.234	RMS=20.14	152.335	149.4
	5^{-}_{00}	k-=6	826.633		827.835	848.1
	6^{+}_{00}	RMS=20.80	312.938		314.979	309.7
	7^{-}_{00}		997.027		998.422	999.6
	8^{+}_{00}		526.289		529.232	522.2
	9^{-}_{00}		1213.19		1214.576	1198.4
	10^{+}_{00}		785.912		789.489	782.3
	11^{-}_{00}		1470.779		1471.818	1443.4
	12^{+}_{00}		1086.219		1089.973	1085.3
	13^{-}_{00}		1765.302		1765.549	1732.4
	14^{+}_{00}		1421.808		1425.151	1426.3
	15^{-}_{00}		2092.382		2091.315	2060.4
	16^{+}_{00}		1787.713		1789.979	1800.9
	17^{-}_{00}		2447.929		2444.982	2426.4
	18^{+}_{00}		2179.521		2180.017	2203.9

Продолжение таблицы 4.1.

1	2	3	4	5	6	7
	19^-_{00}		2828.236		2822.825	2822
	20^+_{00}		2593.405		2591.444	2631.7
	0^+_{11}	$к_+=1$	899.499	$\Delta^+_1=107.712$	909.868	919.1
	1^-_{11}	$к_-=2$	970.958	$\Delta^-_1=109.146$	958.969	966.6
	2^+_{11}		945.313		956.631	960.3
	3^-_{11}		1046.113		1035.933	1035.6
	4^+_{11}		1050.733		1064.111	1050.8
	5^-_{11}		1178.869		1171.665	1164
^{238}U	1^-_{00}	$\omega=0.448$	552.167	$\hbar\omega=0.526$	551.75	680.1
	2^+_{00}	$d_0=417.513$	44.496	$\Delta^+_0=138.375$	44.592	44.9
	3^-_{00}	b=0.927	620.206	$\Delta^-_0=163.464$	619.892	731.9
	4^+_{00}	$k_+=1$	147.114	RMS=51.19	147.422	148.3
	5^-_{00}	$k_-=6$	741.006		740.861	826.6
	6^+_{00}	RMS=51.86	305.126		305.724	307.1
	7^-_{00}		911.898		911.958	966.3
	8^+_{00}		514.648		515.574	518.1
	9^-_{00}		1129.4		1129.67	1150.7
	10^+_{00}		771.068		772.313	775.9
	11^-_{00}		1389.53		1389.984	1378.8
	12^+_{00}		1069.457		1070.971	1076.7
	13^-_{00}		1688.097		1688.678	1649.2
	14^+_{00}		1404.906		1406.607	1415.5
	15^-_{00}		2020.938		2021.568	1959.2
	16^+_{00}		1772.766		1774.55	1788.4
	17^-_{00}		2384.089		2384.673	2306.7
	18^+_{00}		2168.788		2170.536	2191.1
	19^-_{00}		2773.89		2774.323	2689.4
	20^+_{00}		2589.186		2590.773	2619.1
	21^-_{00}		3187.037		3187.21	3104.3
	22^+_{00}		3030.646		3031.949	3068.1
	23^-_{00}		3620.599		3620.402	3547.7
	24^+_{00}		3490.305		3491.2	3535.3
	25^-_{00}		4072.002		4071.328	4017
	26^+_{00}		3965.705		3966.077	4018.1
	27^-_{00}		4539.007		4537.753	4504
	28^+_{00}		4454.748		4454.488	4517
	29^-_{00}		5019.674		5017.742	5003

Продолжение таблицы 4.1.

1	2	3	4	5	6	7
	30^{+}_{00}		4955.649		4954.656	5035.1
	31^{-}_{00}		5512.327		5509.627	5513
	0^{+}_{11}	k_{+}=1	895.533	Δ^{+}_{1}=132.409	917.917	927.2
	1^{-}_{11}	k_{-}=2	958.248	Δ^{-}_{1}=133.108	949.077	930.5
	2^{+}_{11}		940.029		963.495	966.1
	3^{-}_{11}		1031.506		1024.47	997.5
	4^{+}_{11}		1042.648		1068.544	1056.3
^{240}Pu	1^{-}_{00}	ω=0.21	536.612	$\hbar\omega$=0.364	544.029	597.3
	2^{+}_{00}	d_0=260.269	44.572	Δ^{+}_{0}=58.075	47.298	42.8
	3^{-}_{00}	b=2.648	601.808	Δ^{-}_{0}=82.458	609.829	648.8
	4^{+}_{00}	k_{+}=1	146.663	RMS=32.83	154.687	141.6
	5^{-}_{00}	k_{-}=10	716.841		725.149	742.3
	6^{+}_{00}	RMS=37.18	302.085		315.901	294.3
	7^{-}_{00}		878.113		885.304	878.1
	8^{+}_{00}		505.197		523.044	497.3
	9^{-}_{00}		1081.136		1084.712	1056.8
	10^{+}_{00}		749.753		768.061	747.4
	11^{-}_{00}		1321.041		1317.633	1277.6
	12^{+}_{00}		1029.589		1043.656	1041.1
	13^{-}_{00}		1592.998		1578.684	1539.8
	14^{+}_{00}		1339.055		1343.691	1374.8
	15^{-}_{00}		1892.495		1863.113	1841.8
	16^{+}_{00}		1673.219		1663.207	1745.7
	0^{+}_{11}	k_{+}=9	847.492	Δ^{+}_{1}=63.296	848.896	860.7
	1^{-}_{11}	k_{-}=10	956.196	Δ^{-}_{1}=66.114	927.431	938.1
	2^{+}_{11}		887.699		894.232	900.3
	3^{-}_{11}		1021.391		1000.669	1001.9
	4^{+}_{11}		980.108		997.39	992.4
	5^{-}_{11}		1136.424		1128.237	1115.5
	6^{+}_{11}		1121.575		1152.775	1138.3
	0^{+}_{22}	k_{+}=7	1101.194	Δ^{+}_{2}=44.487	1108.446	1089.4
	1^{-}_{22}	k_{-}=8	1193.479	Δ^{-}_{2}=44.726	1133.012	-
	2^{+}_{22}		1142.989		1162.348	1130.9
	3^{-}_{22}		1261.425		1221.321	1282
	4^{+}_{22}		1238.93		1283.779	1337
	5^{-}_{22}		1381.11		1373.019	1308.7

§4.3. “Staggering” эффект в четно-четных ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями

Известны различные, хорошо изученные типы отклонения ядерного кол- лективного движения от чисто вращательного [92;с.48]. В результате этих отклонений в структуре ядерного вращательного спектра происходят эффекты высокого порядка, такие как “squeezing”, “backbending” и “staggering” [10;с.455,12;с.50].

“Squeezing”-эффект, характеризует эффект сжатия ядра. При сжатии ядерной жидкости она может перейти в другую фазу с другой плотностью и энергией связи. Известно, что нуклон-нуклонное взаимодействие имеет характер притяжения, интенсивность которого растет с уменьшением расстояния между нуклонами, т.е. с ростом плотности ядерного вещества. Если притяжение превзойдет отталкивание между нуклонами на малых расстояниях, то энергия нуклонной системы начнет уменьшаться и в принципе может возникнуть новое энергетически устойчивое состояние ядерного вещества с периодической спиновой структурой. Это состояние называют сверхплотным или сжатым.

“Backbending”-эффект [3] определяет аномальное поведение энергетических интервалов, проявляющееся в S-образной зависимости момента инерции ядра от квадрата угловой скорости. Современные феноменологические подходы позволяют выделить три основных причины изменения момента инерции ядра: изменение параметров деформации (изменения равновесной формы ядра при процессе возбуждения), изменения энергий парных корреляций и изменения чисел заполнения нуклонов по

[3] Этот эффект разные авторы называют различными названиями, наиболее распространенными являются: аномальное поведение момента инерции ядра в больших значениях углового момента, Моттельсон-Валатин эффект или переход ядерного вещества от супер-жидкого состояния к нормально жидкому состоянию, пересечение энергетических полос коллективных состояний.

состояниям.

“Staggering” эффекты представляют разветвления вращательных полос в последовательности состояний, отличающихся несколькими единицами углового момента I [102,103]. Например, такие ΔI=1, ΔI=2, ΔI=4 “staggering” эффекты наблюдаются в энергетических полосах супер-деформированных ядер [36-38,42;с.044315-044329,43;с.034324-034337]. Эти эффекты очень хорошо известны в четно-четных ядрах [92;с.43-59] и позволяют тестировать различные коллективные модели [49;с.1-7].

Изучение этих тонких эффектов в структуре коллективного взаимодействия и соответствующие энергетические спектры ядер предполагают сложное поведение коллективных характеристик. Такими в атомном ядре являются: ротация, вибрация, парная-корреляция и другие [92;с.43-59]. Эти коллективные моды представляют собой сложные и разнообразные возбуждения, в которых участвуют одновременно много нуклонов, но теоретически их можно описать с помощью малого числа степеней свободы [92;с.43-59].

Применение дискретных приближений производных высокого порядка данной ядерной характеристики как функции частной физической величины показывает различные типы “staggering” эффектов, которые несут информацию о тонких свойствах ядерного взаимодействия и соответствующих корреляциям высокого порядка в коллективной динамике системы.

ΔI=2“staggering” эффект присутствует, когда уровни с I =2,6,10,... перемещены относительно уровней с I =0,4,8,10..., то есть уровень с угловым моментомIперемещен относительно его соседних уровней с угловым моментом I±2 в энергетических уровнях основной полосы деформированных ядер [18;с.1821-1830].

Как уже было сказано, появление отражения асимметричной формы в

атомных ядрах связано в геометрической модели с проявлением октупольной степени свободы. Основная физическая характеристика системы с проявлением отражения асимметрии связана с нарушением R- и P-симметрии. Как было упомянуто выше, что эти симметрии нарушаются по отдельности, а система остается инвариантной относительно их произведения PR^{-1} [92;с.48]. Тогда спектр системы характеризуется присутствием энергетических полос в которых угловые моменты имеют переменную четность. Следовательно полоса отрицательной четности с последовательностью уровней $I^{\pi} = 1^{-}, 3^{-}, 5^{-}, 7^{-}, \ldots$, сливаясь с полосой положительной четности с последовательностью уровней $I^{\pi} = 0^{+}, 2^{+}, 4^{+}, 6^{+}, \ldots$, образует полосу с последовательностью уровней $I^{\pi} = 0^{+}, 1^{-}, 2^{+}, 3^{-}, 4^{+}, 5^{-}, \ldots$.

Такая полоса наблюдается в четно-четных ядрах редкоземельной области и в актинидах [13;с.3150-3153,16;с.185-195,19,27;с.80-90,40-43,95;с.044315]. В этих полосах четно-четных ядер уровни энергии с нечетным I и отрицательной четности перемещены относительно уровней энергии с четным I положительной четности. То есть уровень с угловым моментом I перемещен относительно его соседнего с угловым моментом $I \pm 1$ [42;с.044320]. Эта величина, обычно называемая нечетно-четным “staggering”ом или $\Delta I = \pm 1$“staggering”, должна исчезнуть, если четные и нечетные уровни энергий формируют единственную полосу.

Подобный ΔI=1“staggering” эффект происходит в γ-полосе четно-четных ядер, но он отличается от “staggering” эффекта энергетических полос ядер с октупольной деформацией тем, что энергетические уровни в γ -полосе этих ядер имеют только положительную четность [49;с.1-7].

В работе [97;с.249-268] было обсуждено экспериментальное поведение нечетно-четного “staggering” эффекта в полосах ядер редкоземельной области ^{144,146}Ba, ^{150,152,154}Sm, ^{154,156,162}Dy, ^{152,154,156,169}Gd,

^{162,164}Er и области актинидов ^{220,224}Ra, ^{226,228,23,232,234}Th и ^{230,232,234,236,238}U. Поведение этого эффекта различается по форме, но характер поведения одинаковый.

Отметим, что в работах [31;с.17-57] нечетно-четный “staggering” эффект с угловым моментом I±1 не рассмотрен. Анализ и интерпретация этого эффекта представляет особый интерес, потому что он несет информацию о свойствах коллективной динамики в различных областях ядер и является очень чувствительным к тонкой структуре вращательного спектра и обеспечивает явное ΔI=1“staggering” поведение в различных вращательных полосах.

В следующем разделе представлены результаты нашей работы [38;с.1250044-1250064] о поведении “staggering” эффекта в энергетических спектрах четно-четных ядер области лантанидов, актинидов и тяжелых ядер. Отметим, что энергетические уровни вышеуказанных ядер свободны от “backbending/upbending” эффектов [10;с.455,12;с.50].

§4.4. ΔI=1 “staggering” эффект в четно-четных ядрах

Рассмотрим нечетно-четный “staggering” эффект, пропорциональный дискретному приближению производной четвертого порядка от функции $\Delta E(I) = E(I+1) - E(I)$, который представляется формулой [42;с.44321]:

$$Stag(I) = 6\Delta E(I) - 4\Delta E(I-1) - 4\Delta E(I+1) + \Delta E(I+2) + \Delta E(I-2). \quad (4.10)$$

где $E(I)$ - энергия уровней. Отметим, что существуют другие альтернативные формулы, для описания поведения нечетно-четного ΔI=1 “staggering” эффекта [103;с.6]. Но поведение этого эффекта не зависит от вида этих формул [103;с.31-43].

Традиционно считается, что нечетно-четный “staggering” эффект в полосах с октупольной деформацией начинаются с относительно высоких значе- ний “staggering” эффекта при низком значении спина и затем он

постепенно уменьшается вниз к нулю, таким образом указывая постепенное формирование полосы с отражением асимметричной формы.Однако, используя недавние экспериментальные данные в области актинидов [7], было найдено что в лантанидах и в легких актинидах нечетно-четный “staggering” эффект показывает “зигзагообразное” поведение [103;с.31-43,104,105;с.511-516]. Другими словами, количество, измеряющее нечетно-четный “staggering” эффект, не остается около исчезаю- щей величины после достижения нуля впервые, но продолжает осциллировать по абсолютной величине с увеличением I, образуя зигзагообразную форму.

На рис. 4.1-4.15, в качестве иллюстрации представлены рассчитанные нами [38;с.1250044-1250064] и экспериментальные поведения ΔI=1 “staggering” эффекта в энергетических спектрах ядер ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{156}Dy, ^{154,156,158}Gd, ^{162,164}Er, ^{228,232}Th, ^{232,234,236,238}U, ^{240}Pu. На этих рисунках также приведены значения параметров используемых в предложенной модели для описания энергии уровней и значение средне-квадратичного отклонения теоретических и экспериментальных значений этих уровней (RMS), которые находятся в пределах допустимых значений.

Из рис. 4.1-4.15 видно, что “staggering” ΔI=1 эффект имеет “зигзаго-образное” поведение и исчезновение этого эффекта не происходит в преде-лах наблюдаемой области углового момента. Расчетное и экспериментальное поведения этого эффекта хорошо согласуются для ядер^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{156}Dy, ^{158}Gd, ^{164}Er и ^{234,236}U. Но расчетное и экспериментальное значения “staggering”ΔI=1 эффекта различаются по абсолютной величине в больших спинах для ядер^{154,156}Gd, ^{162}Er, ^{228}Th, ^{232,238}U и ^{240}Pu. Это показывает различное формирование полосы с отражением асимметричной формы в этих ядрах.

Таким образом, предложенная модель хорошо описывает поведение “staggering” эффекта вышеуказанных ядер. Также, она позволяет

сравнивать эффекты коллективного взаимодействия и формы ядра в различных областях ядер.

Выводы

В этой главе возбужденные состояния yrast, первый non-yrast и второй non-yrast полос четно-четных ядер в области лантанидов и актинидов изучены в рамках предложенной нами неадиабатической коллективной модели. Получены в явном виде энергетический спектр и волновые функции возбужденных коллективных состояний переменной четности четно-четных ядер для потенциальной энергии поверхностных колебаний Дэвидсона. Полученные теоретические результаты энергий уровней сравниваются с результатами модели CQOM и с экспериментальными данными [7] для четно-четных ядер: ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162}Er и актинидов ^{224}Ra, ^{228}Th, ^{232,234,236,238}U и^{240}Pu. Показана важность учета поверхностных колебаний квадрупольно-октупольного типа.

Кроме того, теоретическое и экспериментальное поведения $\Delta I=1$ “staggering” эффекта в энергетических спектрах ядер ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{156}Dy, ^{154,156,158}Gd, ^{162,164}Er, ^{228,232}Th, $^{232,234.236,238}$U и^{240}Pu изучены. “Staggering” эффект имеет “зигзагообразное” поведение и исчезновение этого эффекта не происходит в пределах наблюдаемой области углового момента. Изучаемый эффект при низких значениях углового момента спектра энергии уровней появляется в основном из-за изменения четности, тогда как при больших значениях углового момента энергии уровней из-за взаимодействия вращения ядра как целого и деформацией его формы.

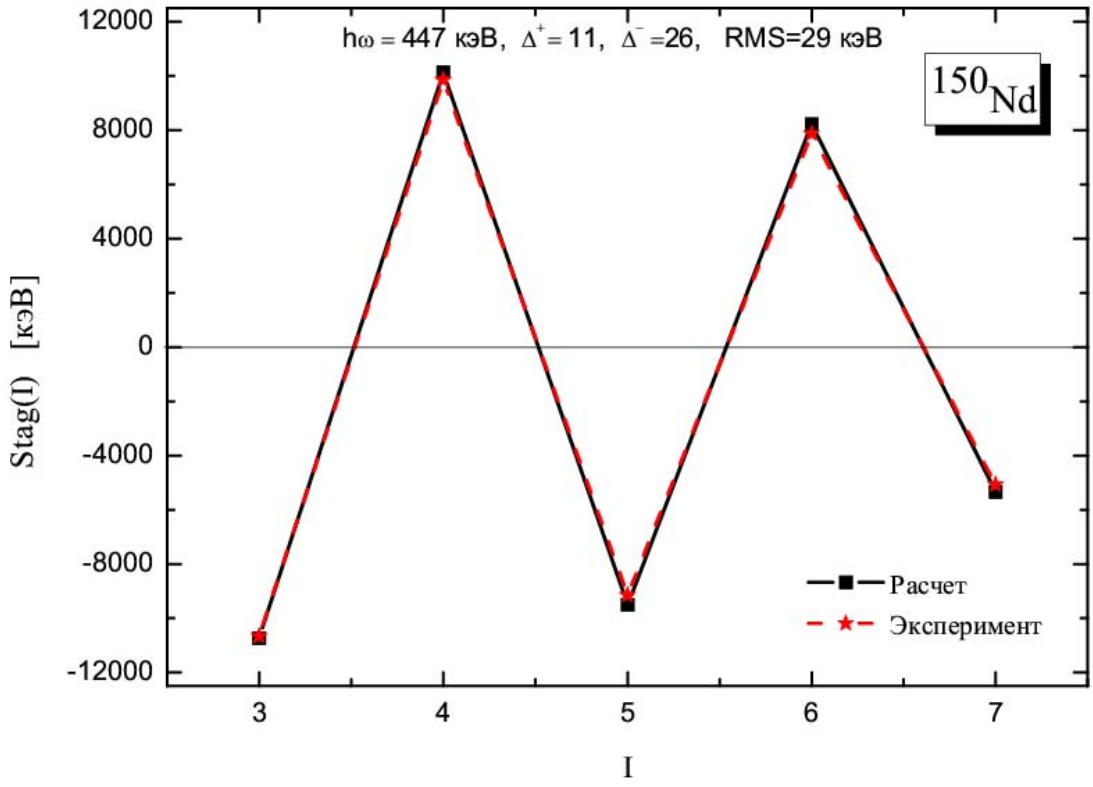

Рис. 4.1: Нечетно-четныйstaggering в yrast-полосе для ядра ^{150}Nd.

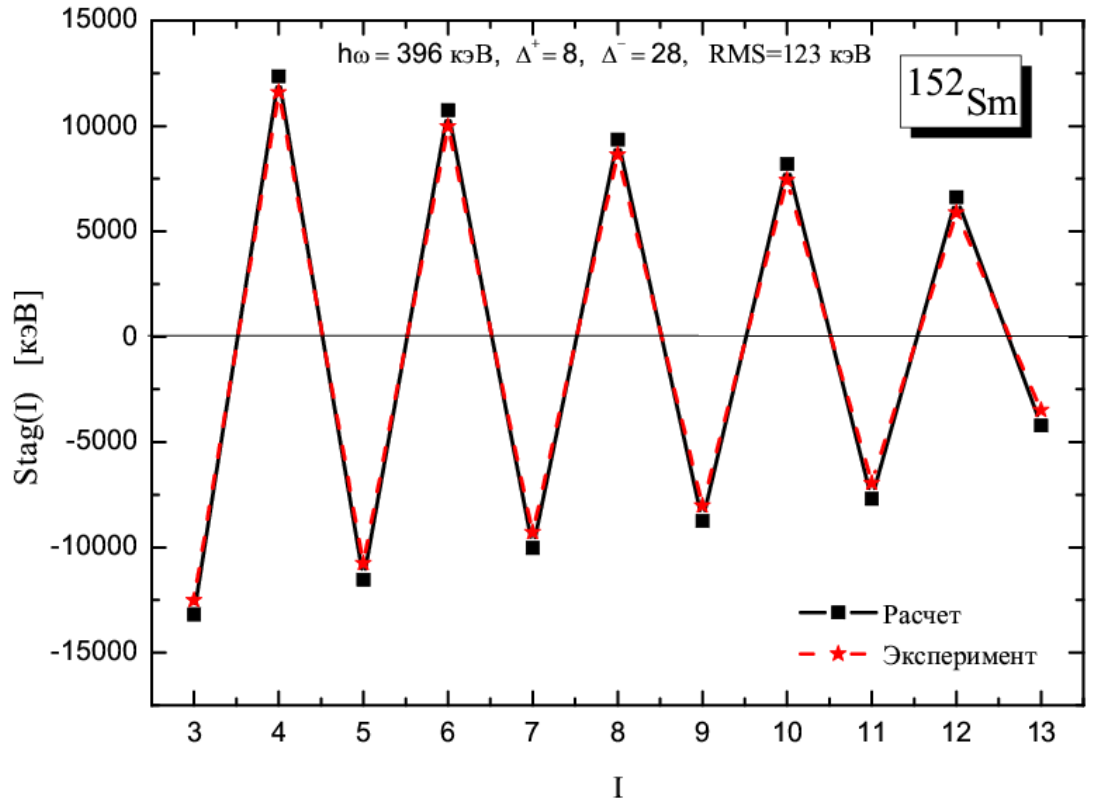

Рис. 4.2: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра^{152}Sm.

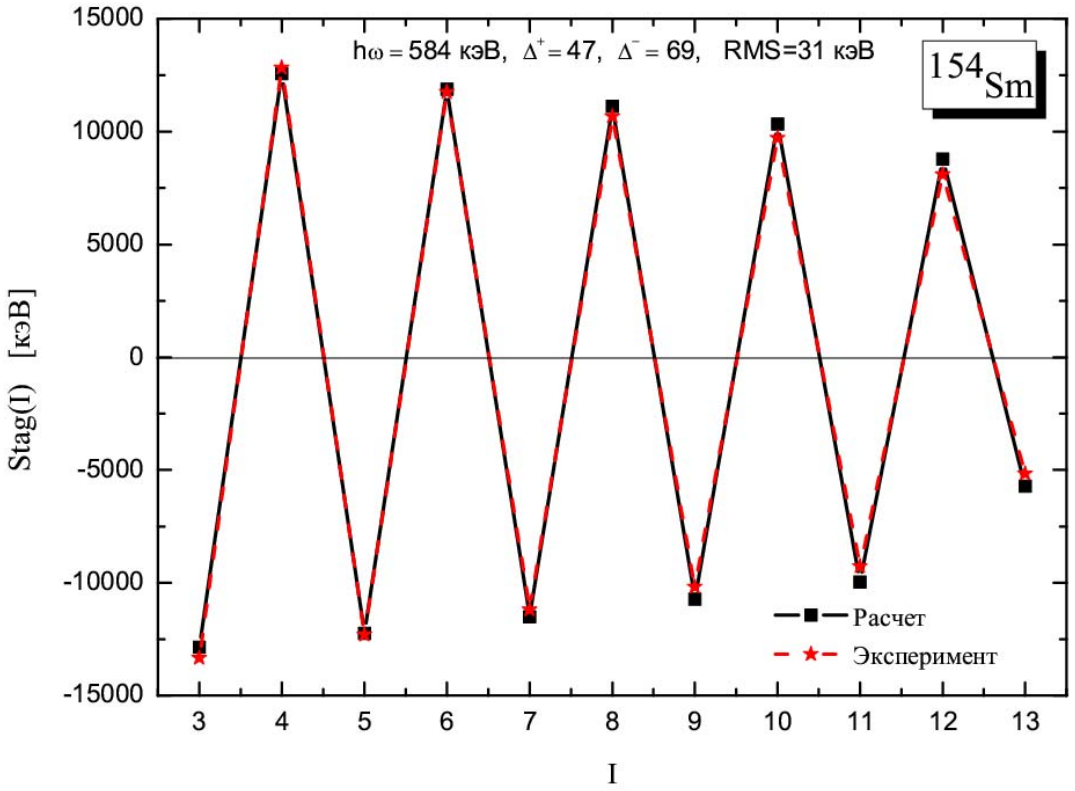

Рис. 4.3: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{154}Sm.

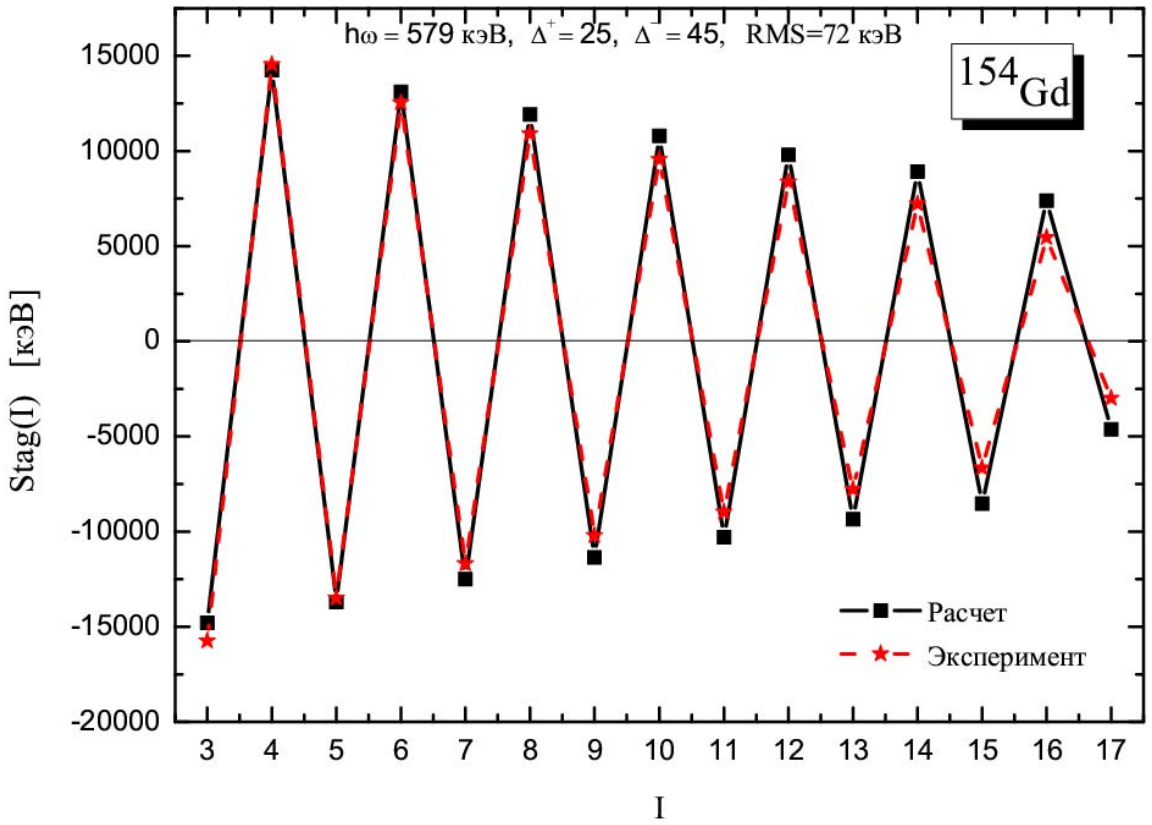

Рис. 4.4: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{154}Gd.

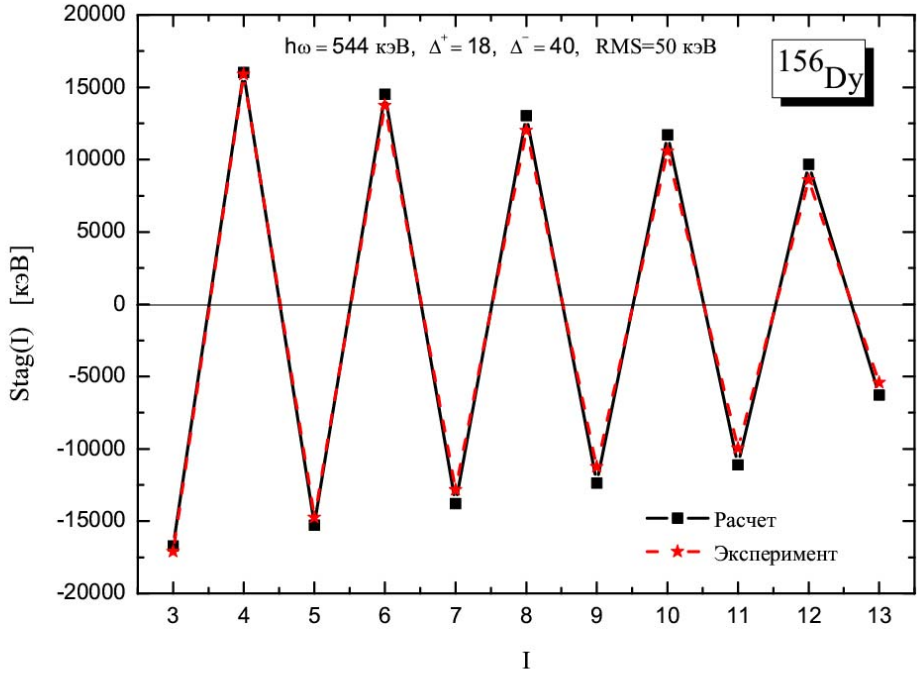

Рис. 4.5: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{156}Dy.

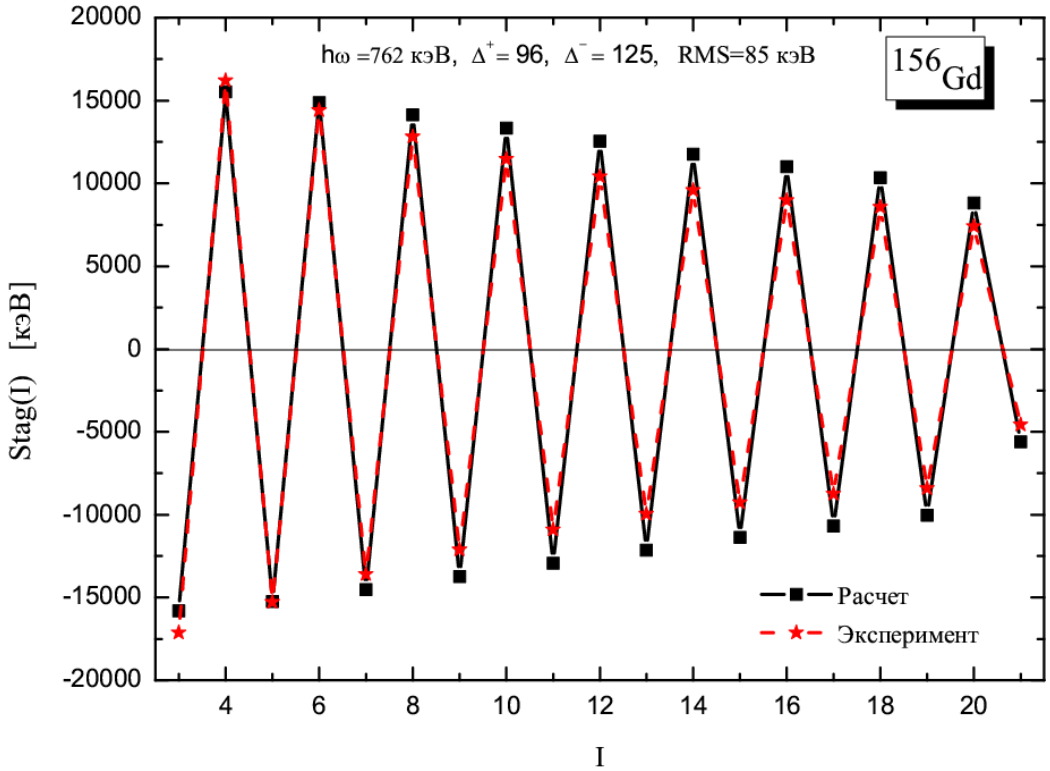

Рис. 4.6: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{156}Gd.

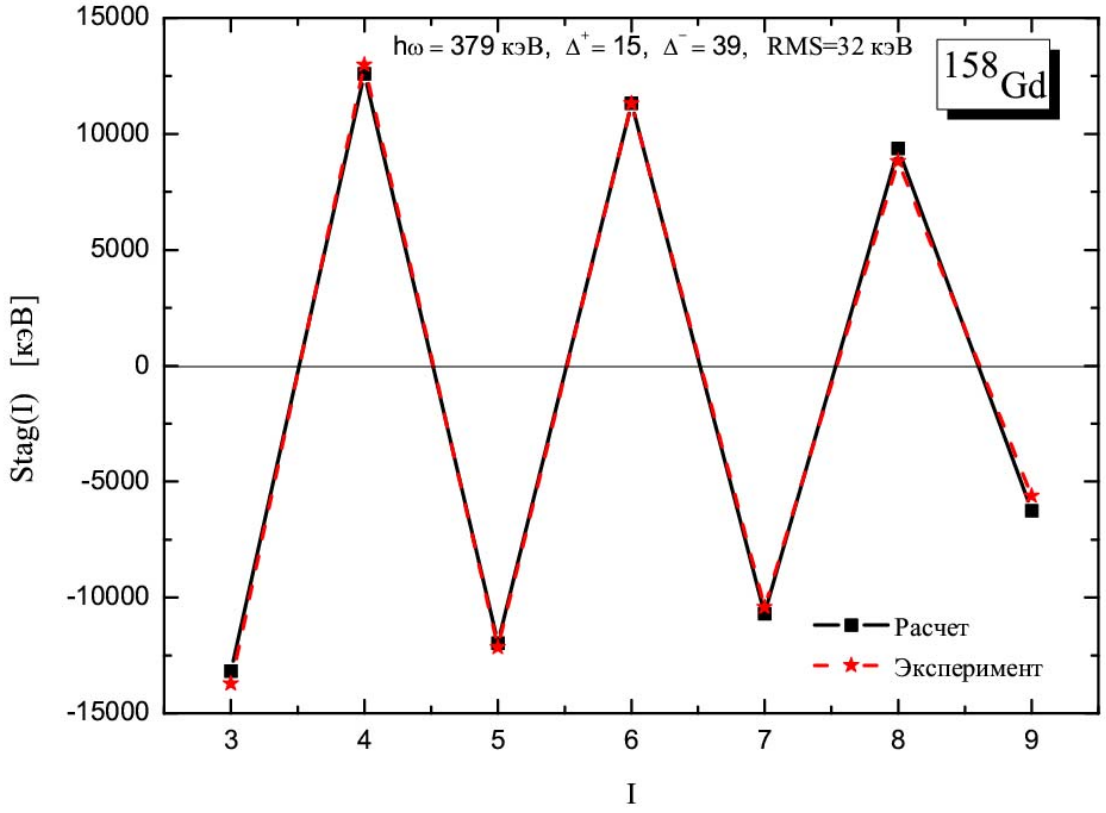

Рис. 4.7: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{158}Gd.

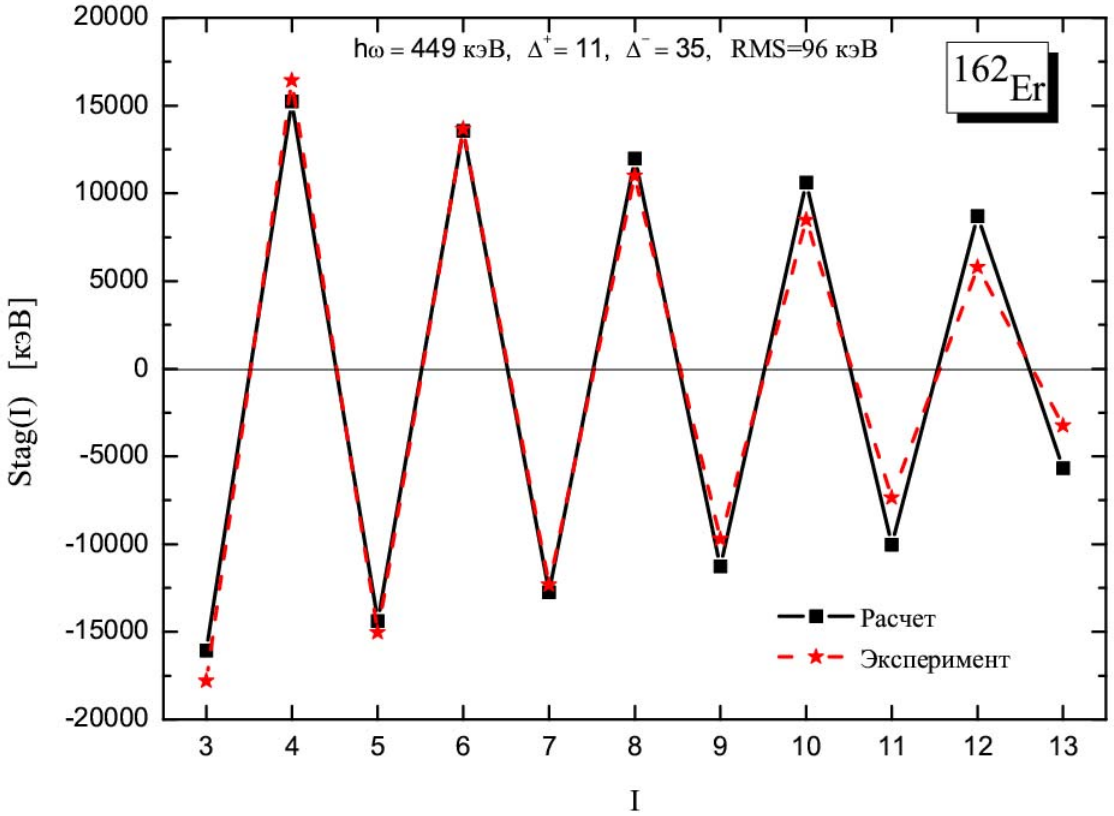

Рис. 4.8: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{162}Er.

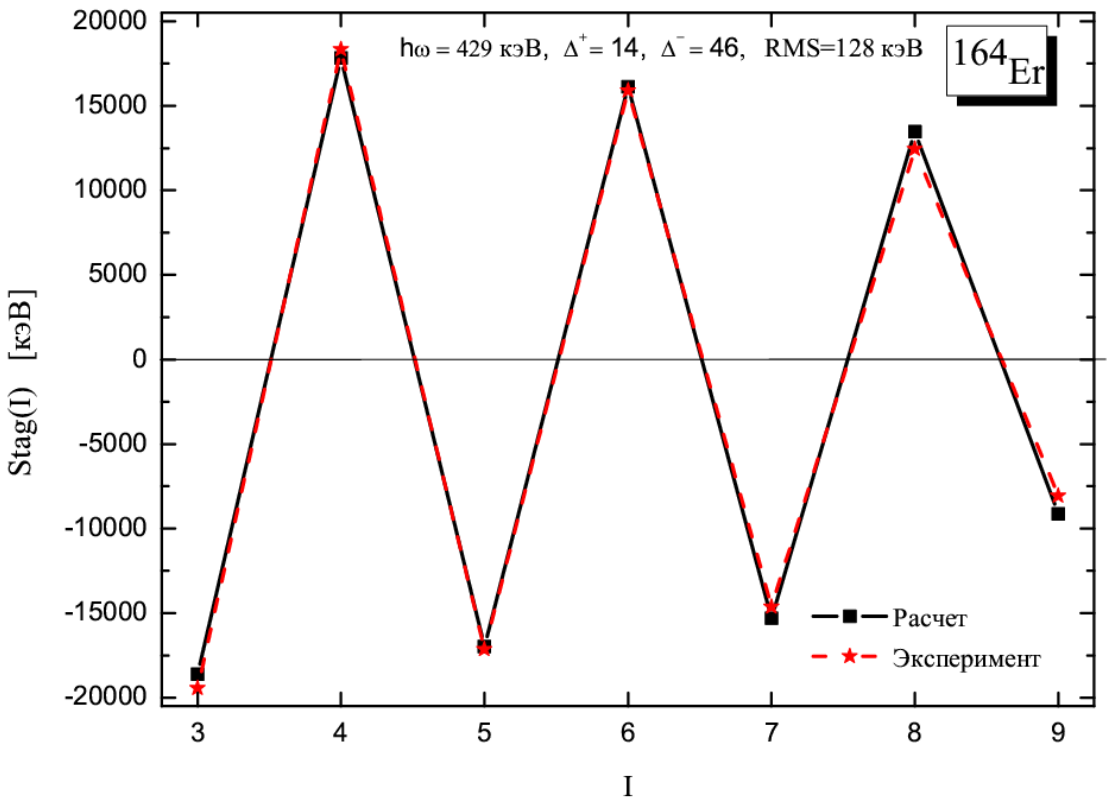

Рис. 4.9: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{164}Er.

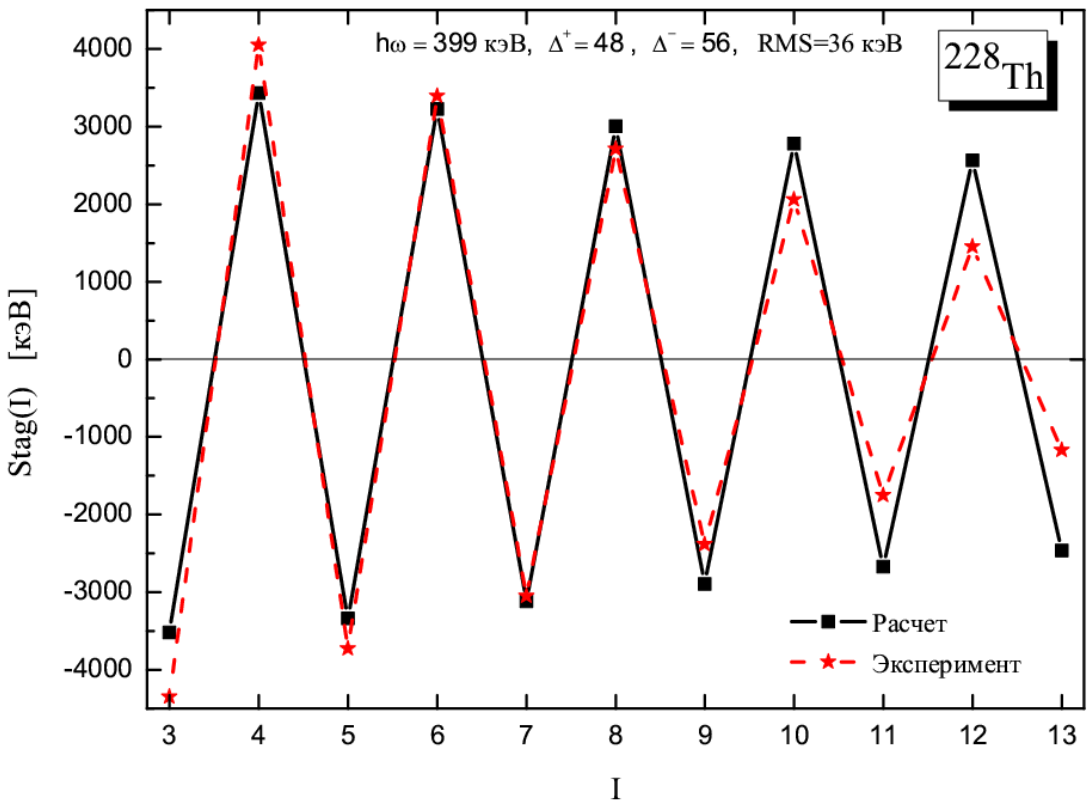

Рис. 4.10: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{228}Th.

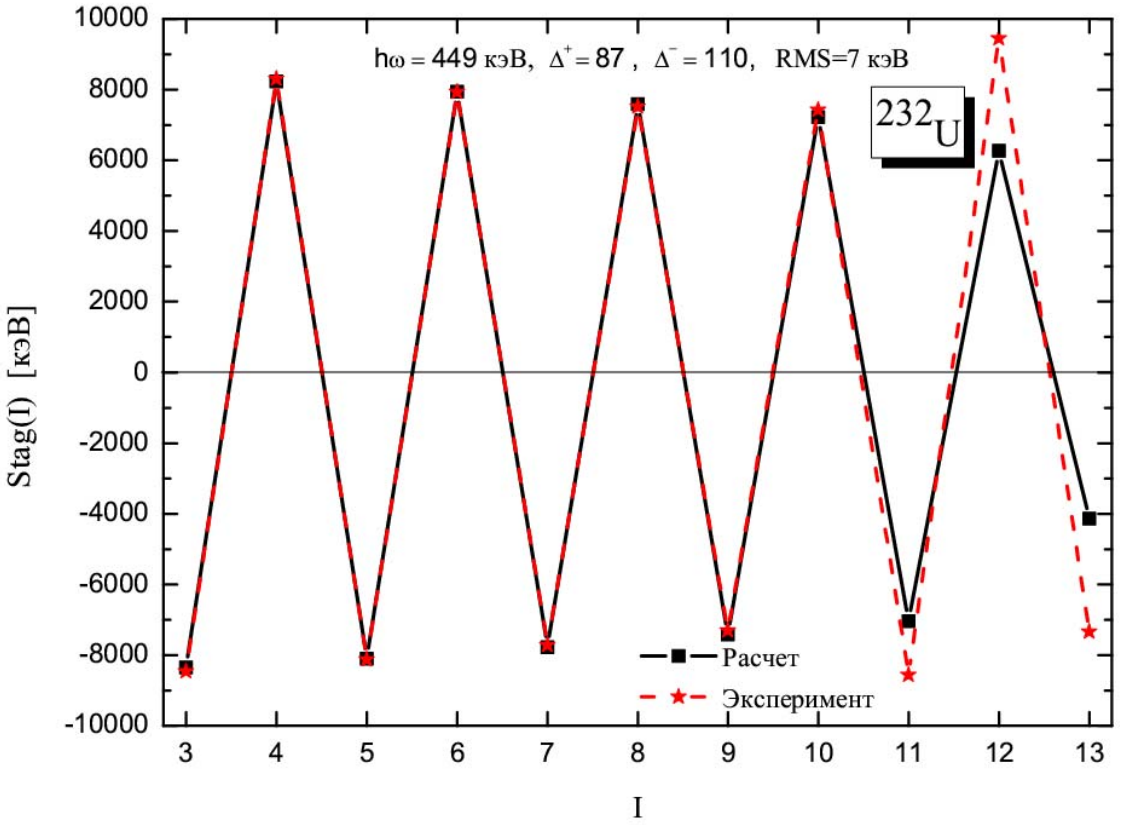

Рис. 4.11: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{232}U.

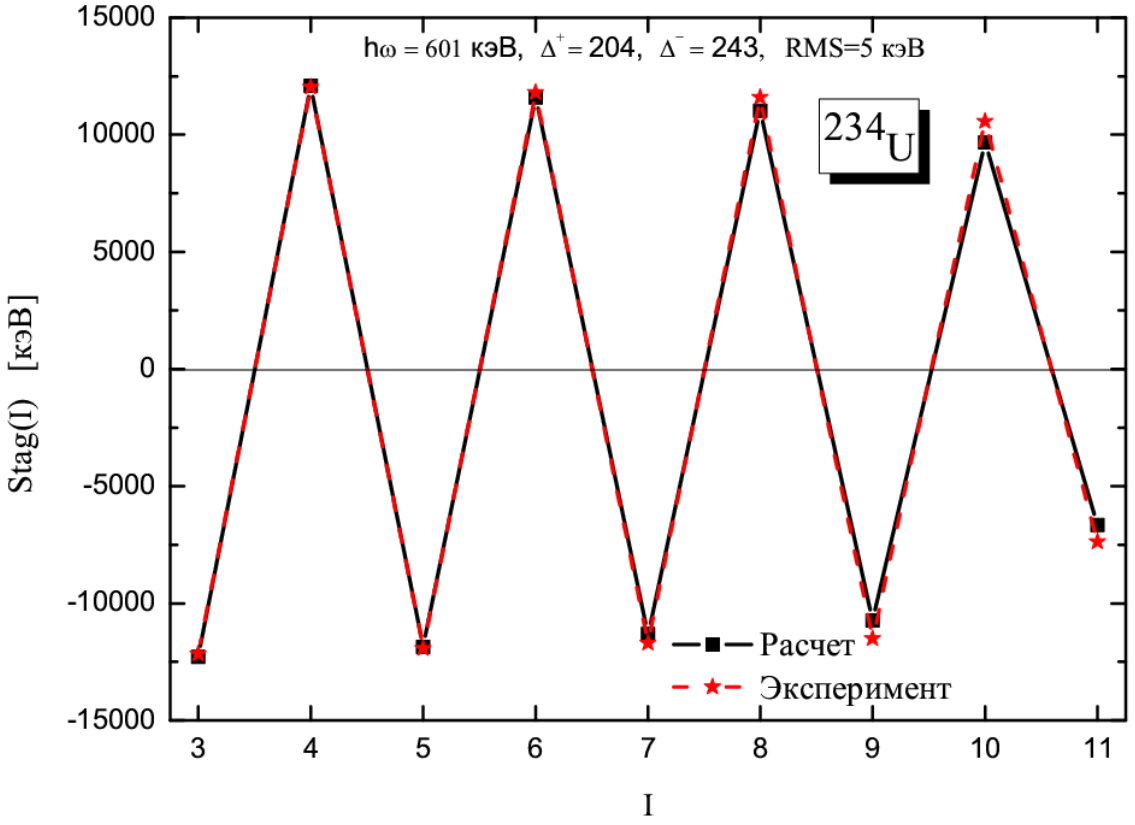

Рис. 4.12: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{234}U.

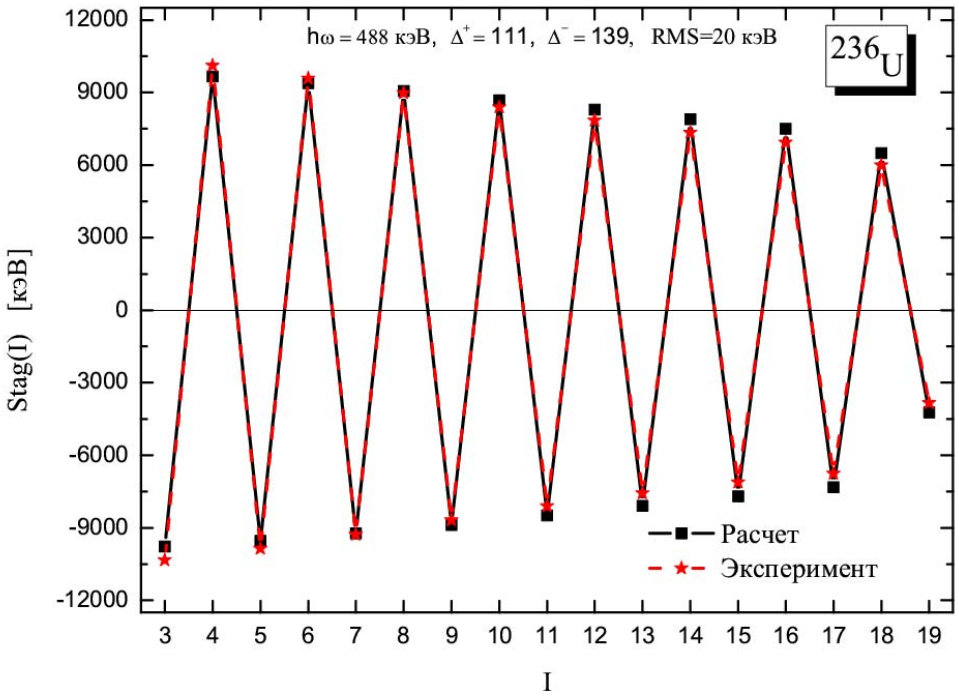

Рис. 4.13: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{236}U.

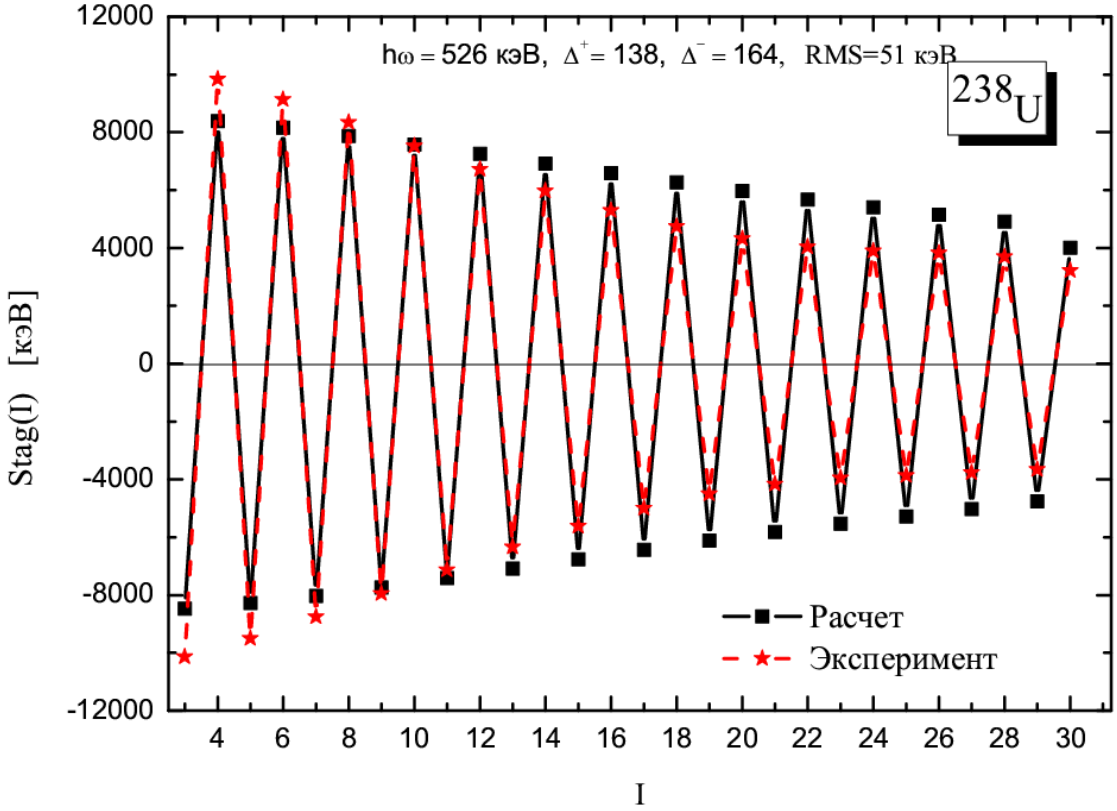

Рис. 4.14: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{238}U.

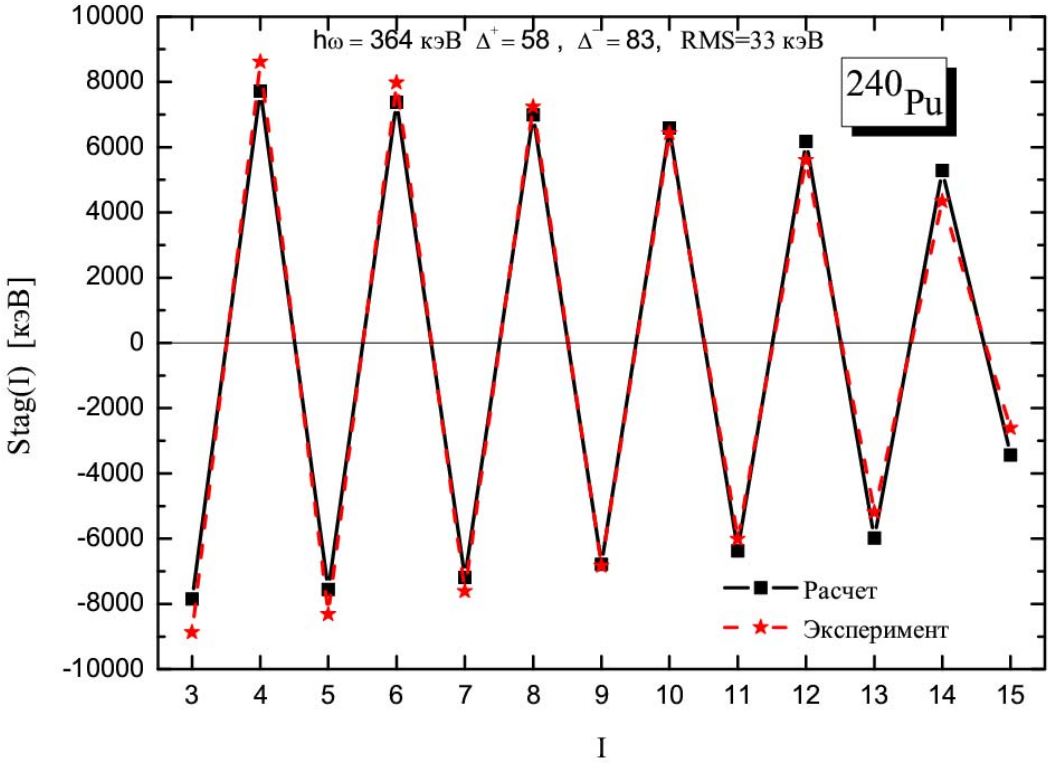

Рис. 4.15: То же самое как Рис. 4.1, но для ядра ^{240}Pu

V. ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ *E*1- И *E*2-ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ ВОЗБУЖДЕННЫМИ КОЛЛЕКТИВНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ОДИНАКОВОЙ/ПЕРЕМЕННОЙ ЧЕТНОСТИ

Коллективный спектр атомных ядер с квадрупольной (β_2) и октупольной (β_3) деформациями характеризуется вращательной полосой переменной четности [10,30–33,40-43,91-105]. В предыдущей главе показано, что последовательность энергетических уровней коллективных состояний yrast- и non-yrast-полос четно-четных ядер описывается в рамках неадиабатической коллективной модели связанные с квадрупольной и октупольной степенями свободы [38;с.1250044-1250064]. Показано, что предложенная автором диссертации модель удовлетворительно воспроизводит энергетические уровни yrast-, первый-non-yrast- и второй-non-yrast-полос четно-четных ядер: ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er, ^{224}Ra, ^{228}Th, ^{232,234,236,238}U и ^{240}Pu.

Хорошее совпадение между экспериментальными и теоретическими данными для уровней энергии в различных полосах позволяет использовать неадиабатическую модель аксиально-симметричных ядер для исследования внутри/междуполосных приведенных вероятностей переходов как необходимый тест на надежность полученных результатов в модели [38;с.1250044-1250064]. Кроме того, результаты работы [38;с.1250044-1250064] позволяют получить простые аналитические выражения для приведенных вероятностей E1- и E2-переходов в этих полосах.

Целью этой главы является описание внутри/междуполосных приведенных вероятностей E1-и E2-переходов, путем получения аналитических модельных выражений для E1- и E2-переходов и проведение соответствующих расчетов с фиксированными значениями параметров, полученными в главе 4 из описания энергий уровней в предыдущей главе, а также

из работы [38;с.1250044]. Результаты расчетов сравниваются с имеющими эксперимен- тальными данными и они представлены в работе [106]. Кроме того, мы исследуем модельную зависимость различных отношений переходов и срав- ниваем их с правилами Алаги. Как это будет отмечено ниже, проведенный анализ позволяет нам делать заключение о важности модельного формализма.

§5.1. Приведенные вероятности E2-переходов

В разделе 4.3 предыдущей главы приведены явные виды волновых функций $\Phi_{In\nu}^{\pm}(\sigma,\varepsilon)$ (1.33) и (4.5), полученные путем решения уравнения Шредингера (4.4) для модельного гамильтониана [38;с.1250044-1250064], в полярных координатах σ (“радиальная”) и ε (“угловая”). Здесь для простоты в выражении (4.9) введем обозначения $s = S_{I\nu}^{\pm}$, $s_i = S_{I_i\nu_i}^{\pm}$, $s_f = S_{I_f\nu_f}^{\pm}$.

Коэффициенты нормировки N_n, входящие в выражение (4.5), для yrast- (n=0), первый non-yrast- (n=1) и второй non-yrast- (n=2) полос имеют вид:

$$N_0 = \sqrt{\frac{1}{\Gamma(2s+\frac{1}{2})}}, \tag{5.1}$$

$$N_1 = \sqrt{\frac{(2s+1)^2}{[(2s+1)^2\Gamma(2s+0.5)-2(2s+1)\Gamma(2s+1.5)+\Gamma(2s+2.5)]}}, \tag{5.2}$$

$$N_2 = \left\{\frac{2s\Gamma(2s+2.5)}{(2s+1)^2(s+1)} + \frac{\Gamma(2s+4.5)}{4(2s+1)^2(s+1)^2} - \frac{(6s+1)\Gamma(2s+0.5)}{(2s+1)}\right\}^{-\frac{1}{2}}. \tag{5.3}$$

Электрические квадрупольные переходы между энергиями уровней начальной (i) $|n_iI_i\rangle$и конечной (f) $|n_fI_f\rangle$ состояний можно представить в виде

$$B(E2, n_iI_i \to n_fI_f) = B_a(E2, I_i \to I_f)S_{n_in_f}^2(E2)G_2(\varepsilon_0). \tag{5.4}$$

Здесь

$$B_a(E2, I_i \to I_f) = \frac{3}{16\pi}(I_i 200|I_f 0)^2 \quad (5.5)$$

–приведенные вероятности E2-переходов жесткого аксиально-симметричного ротатора, где Q_0-внутренний квадрупольный момент ядра [19;с.678]. Величина$G_2(\varepsilon_0)$ учитывает вклад угловой части волновой функции (1.33) в приведенные вероятности E2-переходов.

$$G_2(\varepsilon_0) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \chi_\nu(\xi^\pm) \frac{\cos\varepsilon}{\cos\varepsilon_0} \chi_{\nu'}(\xi^\pm) \sin\varepsilon d\varepsilon. \quad (5.6)$$

Здесь

$$\chi_\nu(\xi^\pm) = N_\nu H_\nu(\xi^\pm) exp\left[-\frac{(\xi^\pm)^2}{2}\right], \quad (5.7)$$

с

$$\xi^\pm = \sqrt{\frac{B\omega_\varepsilon(\varepsilon \mp \varepsilon_0)}{2}}, \quad \omega_\varepsilon = \sqrt{C_\varepsilon/B}, \quad (5.8)$$

где N_ν –нормировочный коэффициент, $H_\nu(\xi^\pm)$ –полином Эрмита, $\pm\varepsilon_0$ –минимум потенциальной энергии, ω_ε –частота и C_ε –параметр жесткости ε-колебаний, соответственно.

Вводим новый параметр

$$\Omega_2 == \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{\sqrt{2g}\pi}} Q_0 G_2(\varepsilon_0). \quad (5.9)$$

Множитель $S_{n_i n_f}(E2)$ определяется выражением

$$S_{n_i n_f}(E2) = \frac{N_{n_i} N_{n_f} \sigma_0}{2\sqrt{2g}} \int_0^\infty x^{s_i + s_f} e^{-x} {}_1F_1(-n_i, 2s_i + 1, x) {}_1F_1(-n_f, 2s_f + 1, x) dx. \quad (5.10)$$

Явные выражения для различных B(E2)-переходов, имеют вид:

$$B(E2, 0I_i \to 0I_f) = \frac{\left[\Omega_2 \Gamma(s_i + s_f + 1)(I_i 200|I_f 0)\right]^2}{\Gamma(2s_i + 0.5)\Gamma(2s_f + 0.5)}, \quad (5.11)$$

для yrast-полосы;

$$B(E2, 1I_i \to 0I_f) = \frac{[\Omega_2 N_1^i N_0^f (s_i - s_f)\Gamma(s_i + s_f + 1)(I_i 200|I_f 0)]^2}{(2s_i + 1)^2}, \quad (5.12)$$

между первый non-yrast/yrast-полосами;

$$B(E2,1I_i \to 1I_f) = \left[\Omega_2 N_1^i N_1^f (I_i 200|I_f 0)\Gamma(s_i + s_f + 1)\right]^2 \times$$
$$\times \left[1 - \frac{(s_i+s_f+1)(s_i+s_f)}{(2s_i+1)(2s_f+1)}\right]^2, \qquad (5.13)$$

внутри первой non-yrast-полосы;

$$B(E2,2I_i \to 0I_f) = \left[\Omega_2 N_2^i N_0^f (I_i 200|I_f 0)\right]^2 \times$$
$$\times \left[\frac{\Gamma(s_i+s_f+3)}{2(2s_i+1)(s_i+1)} - \frac{2s_f+1}{2s_i+1}\Gamma(s_i + s_f + 1)\right]^2, \qquad (5.14)$$

между второй non-yrast/yrast-полосами;

$$B(E2,2I_i \to 1I_f) = \left[\Omega_2 N_2^i N_1^f (I_i 200|I_f 0)\right]^2 \times$$
$$\times \left\{\Gamma(s_i + s_f + 1) - \frac{(2s_i+4s_f+3)\Gamma(s_i+s_f+2)}{(2s_i+1)(2s_f+1)} + \right.$$
$$\left. + \left[\frac{\Gamma(s_i+s_f+3)}{2(2s_i+1)(s_i+1)} + \frac{2\Gamma(s_i+s_f+3)}{(2s_f+1)(2s_i+1)}\right] + \frac{\Gamma(s_i+s_f+4)}{2(2s_i+1)(s_i+1)(2s_f+1)}\right\}^2, \qquad (5.15)$$

между второй и первой non-yrast-полосами и

$$B(E2,2I_i \to 2I_f) = \left[\Omega_2 N_2^i N_2^f (I_i 200|I_f 0)\right]^2 \times$$
$$\times \left\{\Gamma(s_i + s_f + 1) - \frac{2(s_i+s_f+1)\Gamma(s_i+s_f+2)}{(2s_i+1)(2s_f+1)} + \right.$$
$$+ \left[\frac{\Gamma(s_i+s_f+3)}{2(2s_i+1)(s_i+1)} + \frac{\Gamma(s_i+s_f+3)}{2(2s_f+1)(s_f+1)} + \frac{4\Gamma(s_i+s_f+3)}{(2s_f+1)(2s_i+1)}\right] -$$
$$\left. - \frac{(3s_f+3s_f+4)\Gamma(s_i+s_f+4)}{4(2s_f+1)(2s_i+1)(s_i+1)(s_f+1)}\right\}^2, \qquad (5.16)$$

внутри второй non-yrast-полосы.

Отсюда видно, что внутри/междуполосные приведенные вероятности E2-переходов (5.11-5.16) выражаются через параметры $\Delta_\nu^\pm$ и Ω_2.

§5.2. Приведенные вероятности E1-переходов

Оператор электрического дипольного перехода $\mu(E1)$ между уровнями противоположной четности связан с поляризационным электрическим дипольным моментом (ПЭДМ) D_0 [31;с.11]

$$\mu(E1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} D_0 \left(\frac{\beta_2\beta_3}{\beta_{20}\beta_{30}}\right) D^1_{0\mu}(\theta), \tag{5.17}$$

где

$$D_0 = \frac{9AZe^3}{56\pi\sqrt{35}}\left(\frac{1}{J} + \frac{15}{8QA^{\frac{1}{3}}}\right)\beta_{20}\beta_{30}, \tag{5.18}$$

здесь $D^1_{0\mu}(\theta)$ – функция Вигнера; А-массавое число ядра, Z-число протонов в ядре и e–электрический заряд протона; а коэффициенты J и Q связаны с объемной и поверхностной энергией симметрии ядра, соответственно; β_{20} и β_{30}-минимумы потенциальной энергии для β_2- и β_3-колебаний, соответственно. Как в случае $E2$ -переходов перепишем выражения (5.17) в координатах σ и ε. В результате, выражение (51.7) принимает вид:

$$\mu(E1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} D_0 \frac{\sigma^2}{\sigma_0^2}\frac{\sin 2\varepsilon}{\sin 2\varepsilon_0} D^1_{0\mu}(\theta). \tag{5.19}$$

Приведенные вероятности E1-переходов удобно выражать через приведенные вероятности E1-переходов аксиально-симметричного ротатора:

$$B_a(E1, I_i \to I_f) = \frac{3}{4\pi}(I_i 100|I_f 0)^2, \tag{5.20}$$

$$B(E1, n_i I_i \to n_f I_f) = B_a(E1, I_i \to I_f) S^2_{n_i n_f}(E1) G_1(\varepsilon_0). \qquad 5.21)$$

Величина$G_1(\varepsilon)$ как в(5.6), но для приведенных вероятностей E1-переходов

$$G_1(\varepsilon_0) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \chi_\nu(\xi^\pm)\frac{\sin 2\varepsilon}{\sin 2\varepsilon_0}\chi_{\nu'}(\xi^\pm)\sin\varepsilon d\varepsilon. \tag{5.22}$$

Вводим новый параметр:

$$\Omega_1 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{\sqrt{2g}\pi}} D_0 G_1(\varepsilon_0). \tag{5.23}$$

Множитель в (5.21) $S^2_{n_i n_f}(E1)$ определяется выражением

$$S_{n_i n_f}(E1) = \frac{N_{n_i} N_{n_f}\sigma_0}{2\sqrt[4]{8g^3}}\int_0^\infty x^{s_i+s_f+\frac{1}{2}} e^{-x} {}_1F_1(-n_i, 2s_i+1, x) \times$$

$$\times {}_1F_1(-n_f, 2s_f+1, x) dx. (5.24)$$

Тогда выражения для B(E1) принимают следующие виды:

$$B(E1,0I_i \to 0I_f) = \frac{[\Omega_1 \Gamma(s_i+s_f+1.5)(I_i 100|I_f 0)]^2}{\Gamma(2s_i+0.5)\Gamma(2s_f+0.5)}, \tag{5.25}$$

внутри yrast-полосы;

$$B(E1,1I_i \to 0I_f) = \frac{[\Omega_1 N_1^i N_0^f (I_i 200|I_f 0)\Gamma(s_i+s_f+1.5)(s_i-s_f-0.5)]^2}{(2s_i+1)^2}, \tag{5.26}$$

между первой non-yrast- и yrast-полосами;

$$B(E1,1I_i \to 1I_f) = [\Omega_1 N_1^i N_1^f (I_i 100|I_f 0)]^2 \times$$
$$\times \left[\Gamma(s_i + s_f + 1.5) - \frac{(3s_i+3s_f+3.5)\Gamma(s_i+s_f+2.5)}{(2s_i+1)(2s_f+1)}\right]^2, \tag{5.27}$$

внутри первой non-yrast-полосы;

$$B(E1,2I_i \to 0I_f) = [\Omega_1 N_2^i N_0^f (I_i 100|I_f 0)]^2 \times$$
$$\times \left[\frac{\Gamma(s_i+s_f+3.5)}{2(2s_i+1)(s_i+1)} - \frac{2(s_f+1)\Gamma(s_i+s_f+1.5)}{2s_i+1}\right]^2, \tag{5.28}$$

между второй non-yrast- и yrast-полосами;

$$B(E1,2I_i \to 1I_f) = [\Omega_1 N_2^i N_1^f (I_i 100|I_f 0)]^2 \times$$
$$\times \left\{\Gamma(s_i + s_f + 1.5) - \frac{(2s_i+4s_f+3)\Gamma(s_i+s_f+2.5)}{(2s_i+1)(2s_f+1)} + \right.$$
$$\left. + \left[\frac{\Gamma(s_i+s_f+3.5)}{2(2s_i+1)(s_i+1)} + \frac{2\Gamma(s_i+s_f+3.5)}{(2s_f+1)(2s_i+1)}\right] + \frac{\Gamma(s_i+s_f+4.5)}{2(2s_i+1)(s_i+1)(2s_f+1)}\right\}^2, \tag{5.29}$$

между второй non-yrast- и первой non-yrast-полосами и

$$B(E1,2I_i \to 2I_f) = [\Omega_1 N_2^i N_2^f (I_i 100|I_f 0)]^2 \times$$
$$\times \left\{\Gamma(s_i + s_f + 1.5) - \frac{4(s_i+s_f+1)\Gamma(s_i+s_f+2.5)}{(2s_i+1)(2s_f+1)} + \right.$$
$$+ \left[\frac{\Gamma(s_i+s_f+3.5)}{2(2s_i+1)(s_i+1)} + \frac{\Gamma(s_i+s_f+3.5)}{2(2s_f+1)(s_f+1)} + \frac{4\Gamma(s_i+s_f+3.5)}{(2s_f+1)(2s_i+1)}\right] +$$
$$\left. - \frac{(3s_i+3s_f+3.5)\Gamma(s_i+s_f+4.5)}{4(2s_f+1)(2s_i+1)(s_i+1)(s_f+1)}\right\}^2, \tag{5.30}$$

внутри второй non-yrast-полосы.

Отсюда видно, что внутри/междуполосные приведенные вероятности E1-переходов (5.25-5.30) выражаются через параметры: $\Delta_\nu^\pm$ и Ω_1.

§5.3. Сравнение с экспериментальными данными

В таблице 5.1 представлены значения подгоночных параметров (столбец 1), E2-переходы и их отношения (столбец 2), экспериментальные (столбец 3) и рассчитанные (столбец 4) значения внутри/междуполосных приведенных вероятностей E2-переходов в yrast, первый non-yrast и второй non-yrast полосах для деформируемых аксиальных четно-четных ядер ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er, ^{224}Ra, ^{228}Th, ^{232,234,236,238}U с квадрупольной и октупольной деформациями. В последнем столбце таблицы 5.1 приведены отношения приведенных вероятностей E2-переходов с результатами правил Алаги [87;с.11,88;с.115]. Эти сравнения показывают чувствительность E2-переходов к присутствию аксиальных квадрупольных деформации.

В таблице 5.2 представлены рассматриваемые четно-четные ядра и значения подгоночных параметров (столбец 1), E2-переходы и их отношения (столбец 2), экспериментальные (столбец 3) и рассчитанные (столбец 4) значения внутри/междуполосных приведенных вероятностей E1-переходов в yrast, первый non-yrast и второй non-yrast полосах для деформируемых аксиальных четно-четных ядер: ^{152,154}Sm, ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er, ^{224}Ra, ^{,234,236,238}Uи ^{240}Pu с квадрупольной и октупольной деформациями.

Видно, что теоретические значения вероятности B(E1)-переходов, а также их отношения находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными для ядер ^{154}Sm, ^{156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er, ^{224}Ra, ^{234,236,238}U и ^{240}Pu. Отметим, что для некоторых ядер как ^{152}Sm отношения внутриполосных B(E1)-переходов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, а отношения междуполосных B(E1)-переходов показывают менее хорошее согласие. Для ядра ^{154}Gd значения внутриполосных B(E1)-переходов показывают менее хорошее согласие с экспериментом.

Эти результаты указывают учет более сложной динамики поверхности ядра при одновременном описании энергетических уровней и вероятностей мультипольных переходов.

Выводы

В этой главе в явном виде в рамках развиваемой нами неадиабатической коллективной модели [38;с.1250044-1250064] получены выражения для внутри/междуполосных приведенных вероятностей E1- и E2-переходов yrast, первый non-yrast и второй non-yrast полосах деформируемых аксиальных четно-четных ядер. Рассчитаны значения внутри/междуполосных E2-переходов для ядер: ^{152,154}Sm,^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er, ^{224}Ra, ^{234,236,238}U и^{240}Pu, а также значения E1-переходов для ядер: ^{152,154}Sm ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er, ^{224}Ra, ^{234,236,238}U и^{240}Pu [106;с.130-136].Показано, что развиваемая модель позволяет описать внутри/междуполосных приведенные вероятности E1- и E2-переходов и ветвления их отношений в лантанидах и актинидах. Полученные результаты позволили расмотреть ядерные спектры переменной четности внутри более высоких non-yrast области коллективных возбуждений.

Таблица 5.1.

Сравнениевнутри/междуполосных приведенных вероятностей E2-переходов[106](в единицах e^2b^2)в энергетических уровнях yrast- и первый yrast-полос с экспериментальными данными [7] и результатами правил Алаги [87].

Ядро	E2-переходы и их	Эксп. [7,69]	[106]	[87]
1	2	3	4	5
^{150}Nd	$02^+\to00^+$	0.56(3)	0.5692	
Δ_0^+=11.784	$04^+\to02^+$	0.82(4)	0.7451	
Δ_0^-=26.46	$06^+\to04^+$	0.98(9)	0.8967	
Δ_1^+=9.051	$08^+\to06^+$	1.21(12)	1.0691	
Δ_1^-=18.595	$12^+\to00^+$	0.0014(3)	0.0002	
Ω_2=0.578	$12^+\to04^+$	0.067(3)	0.0254	
	$12^+\to10^+$	0.60(5)	0.2544	
	$04^+\to02^+/02^+\to00^+$	1.46(17)	1.3089	1.4286
	$06^+\to04^+/04^+\to02^+$	1.20(11)	1.2035	1.1014
	$08^+\to06^+/06^+\to04^+$	1.23(12)	1.1923	1.0468
^{152}Sm	02+→00+	0.67(15)	0.6751	
Δ_0^+=8.121	$04^+\to02^+$	1.017(14)	0.9089	
Δ_0^-=27.735	$06^+\to04^+$	1.179(33)	1.1326	
Δ_1^+=5.049	$08^+\to06^+$	1.40(8)	1.3889	
Δ_1^-=17.763	$010^+\to08^+$	1.55(15)	1.6686	
Ω_2=0.682	$10^+\to02^+$	0.18(2)	0.0561	
	$12^+\to04^+$	0.098(2)	0.0446	
	$14^+\to12^+$	1.01(28)	0.2826	
	$12^+\to00^+$	0.00456(34)	0.00078	
	$14^+\to02^+$	0.0027(6)	0.0016	
	$14^+\to06^+$	0.06(27)	0.0043	
	$04\to02^+/02^+\to00^+$	1.62(13)	1.3463	1.4286
		1.48(8)		
		1.517(38)		
	$06^+\to04^+/04^+\to02^+$	1.86(40)	1.2462	1.1014
		1.21(11)		
		1.04(20)		
	$08^+\to06^+/06^+\to04^+$	1.158(32)	1.2263	1.0468
		1.19(70)		

Продолжение таблицы 5.1.

1	2	3	4	5
		1.16(17)		
		1.231(186)		
	$010^+ \to 08^+/08^+ \to 06^+$	1.11(12)	1.2013	1.0271
		1.31(41)		
	$14^+ \to 12^+/12^+ \to 10^+$	1.50	1.5752	1.0125
	$14^+ \to 12^+/14^+ \to 02^+$	367(176)	270.5	1
		398(28)		
	$16^+ \to 14^+/16^+ \to 04^+$	670±170	70.9801	1
	$18^+ \to 16^+/18^+ \to 06^+$	>970	49.1303	1
	$110^+ \to 18^+/110^+ \to 08^+$	>440	43.8605	1
^{154}Gd	$02^+ \to 00^+$	0.7668(261)	0.7632	
Δ_0^+=24.827	$04^+ \to 02^+$	1.3226(2243)	0.9594	
Δ_0^-=44.968	$06^+ \to 04^+$	1.401(71)	1.0923	
Δ_1^+=18.61	$08^+ \to 06^+$	1.526(83)	1.2351	
Δ_1^-=29.063	$010^+ \to 08^+$	1.73(21)	1.3943	
Ω_2=0.566	$10^+ \to 02^+$	0.258(35)	0.0421	
		0.215(70)		
	$04^+ \to 02^+/02^+ \to 00^+$	1.60(22)	1.2571	1.4286
		1.516(51)		
	$06^+ \to 04^+/04^+ \to 02^+$	1.36(28)	1.1385	1.1014
		1.17(5)		
	$08^+ \to 06^+/06^+ \to 04^+$	1.18(33)	1.1308	1.0468
		1.11(6)		
	$010^+ \to 08^+/08^+ \to 06^+$	1.13(14)	1.1290	1.0271
	$12^+ \to 10^+/12^+ \to 00^+$	125(50)	111.03	1
	$14^+ \to 12^+/14^+ \to 02^+$	408(40)	998.66	1
	$16^+ \to 14^+/16^+ \to 04^+$	411(50)	2591.25	1
	$18^+ \to 6^+/18^+ \to 06^+$	182(22)	319.35	1
	$110^+ \to 18^+/110^+ \to 08^+$	102(25)	157.46	1
	$16^+ \to 08^+/16^+ \to 04^+$	18	169.76	1.3689
	$112^+ \to 110^+/112^+ \to 010^+$	1596(350)	111.9493	1
	$114^+ \to 112^+/114^+ \to 012^+$	>316	93.4333	1
		>330		
	$116^+ \to 114^+/116^+ \to 014^+$	12	84.7641	1
		28(2)		

Продолжение таблицы 5.1.

1	2	3	4	5
^{154}Sm	$02^+ \to 00^+$	0.843(21)	0.845	
Δ_0^+=47.429		0.879(2)		
Δ_0^-=69.351	$04^+ \to 02^+$	1.186(39)	1.04	
Δ_1^+=45.038		1.21(7)		
Δ_1^-=53.632	$06^+ \to 04^+$	1.374(47)	1.1456	
Ω_2=0.512		1.41(6)		
	$08^+ \to 06^+$	1.49(15)	1.2491	
		1.57(10)		
	$010^+ \to 08^+$	1.60(12)	1.3621	
	$04^+ \to 02^+/02^+ \to 00^+$	1.29(5)	1.2304	1.4286
		0.97(0.06)		
	$06^+ \to 04^+/04^+ \to 02^+$	1.16(4)	1.1019	1.1014
		1.09(0.07)		
	$08^+ \to 06^+/06^+ \to 04^+$	1.08(4)	1.0903	1.0468
		1.03(7)		
	$010^+ \to 08^+/08^+ \to 06^+$	0.99(10)	1.0905	1.0271
^{156}Dy	$14^+ \to 12^+/14^+ \to 02^+$	540(160)	509.46	1
Δ_0^+=17.842		1180		
Δ_0^-=40.1	$16^+ \to 14^+/16^+ \to 04^+$	1000(300)	2322.1	1
Δ_1^+=11.478		2300(470)		
Δ_1^-=20.555	$18^+ \to 16^+/18^+ \to 06^+$	<2500	255.96	1
Ω_2=0.512		1280(280)		
	$110^+ \to 18^+/110^+ \to 08^+$	<1530	131.12	1
		>1670		
	$112^+ \to 110^+/112^+ \to 010^+$	260(43)	96.9191	1
		200(120)		
		320(50)		
	$114^+ \to 112^+/114^+ \to 012^+$	>1000	83.4022	1
		91(41)		
	$116^+ \to 114^+/116^+ \to 014^+$	4.7(15)	77.4327	1
		4.3(15)		
	$118^+ \to 116^+/118^+ \to 016^+$	>5.5	74.9641	1

Продолжение таблицы 5.1.

1	2	3	4	5
^{156}Gd	$02^+\to00^+$	–	1.0667	
Δ_0^+=96.226	$04^+\to02^+$	1.299(52)	1.2946	
Δ_0^-=124.45		1.289(23)		
Δ_1^+=82.386	$06^+\to04^+$	1.64(14)	1.3951	
Δ_1^-=92.478		1.475(36)		
Δ_2^+=51.966		1.470(35)		
Δ_2^-=63.87	$08^+\to06^+$	1.57(15)	1.4798	
Ω_2=0.4857	$010^+\to08^+$	1.59(9)	1.5669	
	$12^+\to00^+$	0.00316(18)	0.0473	
	$12^+\to04^+$	0.0181(17)	0.0235	
	$14^+\to02^+$	0.0061(7)	0.004	
	$14^+\to06^+$	0.0091(14)	0.0251	
	$24^+\to02^+$	0.0015(4)	$3\cdot10^{-7}$	
	$24^+\to06^+$	0.037(3)	0.0001	
	$04^+\to02^+/02^+\to00^+$	1.412(56)	1.2136	1.4286
		1.403(41)		
		1.40(3)		
	$06^+\to04^+/04^+\to02^+$	1.261(108)	1.0776	1.1014
		1.144(41)		
		1.14(3)		
	$08^+\to06^+/06^+\to04^+$	1.06(11)	1.0607	1.0468
	$010^+\to08^+/08^+\to06^+$	1.01(11)	1.0588	1.0271
^{158}Gd	$00^+\to02^+$	4.95(3)	4.9727	
Δ_0^+=14.663		4.97(7)		
Δ_0^-=38.9		4.94(20)		
Δ_1^+=24.383	$02^+\to04^+$	2.96(59)	2.3108	
Δ_1^-=26.734	$00^+\to12^+$	<0.0002	0.1657	
Δ_2^+=12.588		0.00801(56)		
Δ_2^-=21.602	$00^+\to22^+$	<0.002	0.00018	
Ω_2=0.728		0.00933(93)		
	$04^+\to02^+/02^+\to00^+$	1.32(13)	1.2908	1.4286
		0.71(7)		
^{162}Er	$06^+\to04^+/04^+\to02^+$	1.01(14)	1.2071	1.1014
Δ_0^+=11.387	$08^+\to06^+/06^+\to04^+$	0.91(7)	1.1954	1.0468
Δ_0^-=34.71	$010^+\to08^+/08^+\to06^+$	0.80(7)	1.1804	1.0271

Продолжение таблицы 5.1.

1	2	3	4	5
Δ_1^+=13.8	$012^+\to010^+/010^+\to08^+$	0.65(6)	1.1626	1.0177
Δ_1^-=20.186	$014^+\to012^+/012^+\to010^+$	0.38(9)	1.1455	1.0125
Ω_2=0.5519	$016^+\to014^+/014^+\to012^+$	1.01(1)	1.1304	1.0093
^{164}E*r*	$04^+\to02^+$	1.38(14)	1.2665	1.4286
Δ_0^+=14.328	$06^+\to04^+$	–	1.4992	
Δ_0^-=45.822	$08^+\to06^+$	1.78(13)	1.7616	
Δ_1^+=21.41		1.86(9)		
Δ_1^-=37.805	$010^+\to08^+$	1.70(16)	2.0529	
Ω_2=0.7263		1.91(12)		
	$12^+\to010^+$	1.89(19)	2.3653	
		1.75(13)		
	$014^+\to012^+$	–	2.6924	
	$016^+\to014^+$	1.52(28)	3.0298	
	$04^+\to02^+/02^+\to00^+$	1.27(12)	1.2926	1.4286
	$06^+\to04^+/04^+\to02^+$	–	1.1838	1.1014
	$08^+\to06^+/06^+\to04^+$	–	1.1750	1.0468
	$010^+\to08^+/08^+\to06^+$	1.13(14)	1.1654	1.0271
		1.03(10)		
	$012^+\to010^+/010^+\to08^+$	1.11(10)	1.1522	1.0177
		0.73(8)		
		0.916(68)		
		0.88(16)		
	$014^+\to012^+/012^+\to010^+$	1.23(17)	1.1383	1.0125
	$016^+\to014^+/014^+\to012^+$	0.652(120)	1.1253	1.0093
^{224}Ra	$00^+\to02^+$	0.79(6)	0.8007	
Δ_0^+=15.432	$04^+\to02^+/02^+\to00^+$	1.37(7)	1.2870	1.4286
Δ_0^-=18.554				
Δ_1^+=23.081				
Δ_1^-=26.011				
Δ_2^+=14.969				
Δ_2^-=17.738				
Ω_2=0.2888				
^{234}U	$00^+\to02^+$	10.3(3)	10.8735	
Δ_0^+=204.18		10.90(10)		
Δ_0^-=242.61		11.7(4)		

Продолжение таблицы 5.1.

1	2	3	4	5
Δ_1^+=185.67	$00^+\to12^+$	0.098(13)	0.0284	
Δ_1^-=205.57				
Ω_2=0.5776				
^{236}U	$02^+\to00^+$	2.16(16)	2.1573	
Δ_0^+=110.5	$04^+\to02^+$	3.03(20)	2.6133	
Δ_0^-=139.08	$06^+\to04^+$	3.28(19)	2.8075	
Δ_1^+=107.71	$08^+\to06^+$	3.42(28)	2.9661	
Δ_1^-=109.14	$010^+\to08^+$	3.11(30)	3.1263	
Ω_2=0.668	$012^+\to010^+$	3.34	3.2982	
	$04^+\to02^+/02^+\to00^+$	1.27(16)	1.2114	1.4286
	$06^+\to04^+/04^+\to02^+$	1.08(7)	1.0743	1.1014
	$08^+\to06^+/06^+\to04^+$	1.04(9)	1.0565	1.0468
	$010^+\to08^+/08^+\to06^+$	0.908(88)	1.0540	1.0271
	$012^+\to010^+/010^+\to08^+$	1.07	1.0550	1.0177
^{238}U	$00^+\to02^+$	11.7(8)	3.2380	
Δ_0^+=138.37		11.70(15)		
Δ_0^-=163.46		12.30(15)		
Δ_1^+=132.40		12.7(17)		
Δ_1^-=133.108	$02^+\to04^+$	-	3.9126	
Ω_2=0.3466	$04^+\to06^+$	-	4.1852	
	$06^+\to82^+$	4.7(6)	4.3965	
	$08^+\to010^+$	5.2(5)	4.6035	
	$010^+\to012^+$	5.1(5)	4.8226	
	$012^+\to014^+$	5.1(4)	5.0587	
	$014^+\to016^+$	4.0(6)	5.3129	
	$016^+\to018^+$	-	5.5844	
	$018^+\to020^+$	4.4(6)	5.8719	
	$020^+\to022^+$	3.9(6)	6.1738	
	$022^+\to024^+$	5.1(4)	6.4884	
	$024^+\to026^+$	5.6(10)	6.8143	
	$026^+\to028^+$	5.1(13)	7.1	
	$00^+\to12^+$	0.017(7)	0.00084	
	$00^+\to22^+$	0.1150(164)	0.00001	
		0.063(9)		
		0.037(15)		
		0.048(11)		

Таблица 5.2.

Сравнение внутри/междуполосных приведенных вероятностей E1-переходов в энергетических уровнях yrast- и первый yrast-полос с экспериментальными данными [7].

Ядро	E1-переходы и их	Эксп. [7]	[109]
1	2	3	4
^{152}Sm	$01 \to 02^+/01 \to 00^+$	1.81(3)	2.3899
		1.81(6)	
		1.82(10)	
	$03^- \to 04^+/03^- \to 02^+$	1.6(5)	1.8106
		0.91(16)	
		1.02(6)	
	$05^- \to 06^+/05^- \to 04^+$	2.2(22)	1.6533
	$07^- \to 08^+/07^- \to 06^+$	1.16(14)	1.5268
	$09^- \to 010^+/09^- \to 08^+$	3.2(18)	1.4278
	$011^- \to 012^+/011^- \to 010^+$	<9.1	1.3535
	$11^- \to 02^+/11^- \to 00^+$	2(10)	83.93
	$13^- \to 04^+/13^- \to 02^+$	9.1(33)	32.97
	$11^- \to 12^+/11^- \to 02^+$	62.5(150)	284.66
^{154}Gd	$01^- \to 02^+/01^- \to 00^+$	1.07(6)	2.125
		1.43(61)	
	$03^- \to 04^+/03^- \to 02^+$	0.213(13)	1.5099
		0.4(2)	
^{154}Sm	$01^- \to 02^+/01^- \to 00^+$	1.96(16)	2.0639
		1.80(2)	
	$03^- \to 04^+/03^- \to 02^+$	1.25(22)	1.4275
		1.05(0.03)	
^{156}Dy	$03^- \to 04^+/03^- \to 02^+$	0.63(7)	1.5856
	$05^- \to 06^+/05^- \to 04^+$	0.77(14)	1.4823
	$07^- \to 08^+/07^- \to 06^+$	0.02(49)	1.4178
	$09^- \to 010^+/09^- \to 08^+$	≤1.00	1.3618
	$011^- \to 012^+/011^- \to 010^+$	≤1.80	1.3136
	$013^- \to 014^+/013^- \to 012^+$	≤18	1.2733
^{156}Gd	$01^- \to 02^+/01^- \to 00^+$	≈1.25	2.0318
		1.16(11)	
		1.24(14)	
		1.32(15)	
	$03^- \to 04^+/03^- \to 02^+$	0.72(7)	1.3815

Продолжение таблицы 5.2.

1	2	3	4
		0.80(12)	
		0.746(50)	
	$05^- \to 06^+/05^- \to 04^+$	0.75(7)	1.2644
		0.5(3)	
		0.746(67)	
	$07^- \to 08^+/07^- \to 06^+$	0.71(8)	1.22
	$09^- \to 010^+/09^- \to 08^+$	0.43(12)	1.1971
	$11^- \to 02^+/11^- \to 00^+$	2.22(7)	1.7965
		2.33(16)	
	$13^- \to 04^+/13^- \to 02^+$	1.67(14)	1.2003
^{158}Gd	$01^- \to 00^+$	33.4	28.8666
Ω_1=2.2	$03^- \to 02^+$	38.8	43.4621
	$05^- \to 04^+$	37.7	59.101
	$01^- \to 02^+$	61.1(53)	66.6107
	$03^- \to 04^+$	51.6(43)	63.8406
	$05^- \to 06^+$	25.2(42)	79.9748
^{162}Er	$01^- \to 02^+/01^- \to 00^+$	1.78	2.2969
^{164}Er	$01^- \to 02^+/01^- \to 00^+$	2.86(41)	2.264
		1.80(18)	
	$03^- \to 04^+/03^- \to 02^+$	0.87(12)	1.6899
	$05^- \to 06^+/05^- \to 04^+$	1.8(14)	1.585
^{224}Ra	$01^- \to 02^+/01^- \to 00^+$	2.78(115)	1.4776
^{234}U	$01^- \to 02^+/01^- \to 00^+$	1.96(12)	1.6735
		2.04(12)	
	$03^- \to 04^+/03^- \to 02^+$	1.25±0.15	1.2959
		1.33(11)	
	$05^- \to 06^+/05^- \to 04^+$	1.14(8)	1.1953
	$07^- \to 08^+/07^- \to 06^+$	1.56(46)	1.1496
^{236}U	$01^- \to 02^+/01^- \to 00^+$	3.6(12)	2.005
^{238}U	$03^- \to 04^+/03^- \to 02^+$	1.33(2)	1.3845
	$13^- \to 04^+/13^- \to 02^+$	0.51(5)	0.4391
^{240}Pu	$01^- \to 02^+/01^- \to 00^+$	2.22	2.0531
Δ^+_0=58.075; Δ^-_0=82.458		2.2	
Δ^+=63.296; Δ^-=66.114	$03^- \to 04^+/03^- \to 02^+$	1.9	1.4123
Δ^+_2=44.484; Δ^-_2=44.726		1.71	

VI. ПРИБЛИЖЕНИЕ ТРЕХМЕРНОГО КВАДРУПОЛЬ-ОКТУПОЛЬНОГОРОТАТОРА

Возбужденные коллективные состояния с положительными/отрицатель-ными четностями в случаях аксиальных и неаксиальных деформаций раннее были рассмотрены в работах [13,15,16,28,39,100-105]. В [39] адиабатическое приближение (разделение движения вращения от колебаний) было применено для описания спектров положительной четности четно-четных ядер.

Кроме того, некоторые определенные свойства вращательных полос могут быть связаны с присутствием эффективной квадрупольной и октупольной неаксиальной деформациями. Модели [25,28,102,103] основанные на таком предположении одновременно описывают состояния положительной и отрицательной четности в четно-четных ядрах. С другой стороны, появление состояний отрицательной четности, главным образом, определено октупольной (асимметричные отражения) деформацией [9;с.380,35]. Спектроскопические свойства ядер с аксиальной квадрупольной и октупольной деформациями подробно рассмотрены в [38,102-105] для различных видов потенциальной энергии в зависимости от поверхностных деформаций.

В работах [25,28,102,103] коллективную ядерную модель с неаксиальной квадрупольной и октупольной деформациями рассматривают в адиабатическом приближении. Это применено для одновременного описания энергетических уровней основной полосы и самых низких уровней отрицательной четности четно-четных ядер ^{228,230,232}Th, ^{230,232,234,236,238}U и ^{240}Pu. Неаксиальные деформации рассматриваются моделью Давыдова-Чабана [15;с.499-508], но без использования адиабатического приближения.

В данной главе преимущества адиабатического приближения используются относительно ядерной поверхностной параметризации, аналогично тому как это рассмотрено в [103]. В результате энергетические уровни основного состояния и

уровни отрицательной четности деформированных четно-четных ядер рассматри-ваются как возбуждения трехмерного квадруполь-октупольного ротатора. В этом подходе энергетическое изменение между состояниями противоположной четнос-ти получено как результат эффекта K-смешивания из-за присутствия неак- сиальных квадрупольных и октупольных деформаций, основанном на более ран- ней интерпретации [103] возбуждения положительной и отрицательной четности. Существующий подход существенно отличается от рассмотрения чистого октупольного или смешанного квадруполь-октуполь колебания и вращения. Последнее относится к ядерным октупольным колебаниям двойной ямой [36,37,48,106-108] или более общий двумерный потенциал квадруполь-октупольный деформации с аксиальной симметрией и вращения [31–33,38,40-42], используемые для объяснения энергетических спектров переменной четности.

Цель этой главы состоит в том, чтобы количественно исследовать возможность объяснения структуры полос переменной четности в пределах трехмерного квадруполь-октупольного ротатора, которая основана на экспериментальных данных об энергетические уровнях положительной и отрицательной четности в тяжелых четно-четных ядрах. Такое исследование служило бы полезной основой для оценки отдельной роли аксиальных и неаксиальных степеней свободы в формировании коллективных спектров в ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями, а также возможностью исследовать объединения их в общий модельный подход.

§6.1. Трехмерный квадруполь-октупольный ротатор в адиабатическом приближении

Классическая энергия квадрупольных и октупольных колебаний и вращения в пределах внутренних координат может быть рассмотрена в виде (5). Соответствующий квантовый гамильтониан получен через процедуру квантования Паули в криволинейной системе координат (1.6). После наложения

адиабатического приближения к коллективному движению ядра, можно разделить квант вращательной энергии [16;с.70-77]. Таким образом,рассматривается гамильтониан трехмерного ротатора

$$\hat{T}_{rot} = \sum_{i=1}^{3} \frac{\hbar^2 \hat{I}_i^2}{J_i}, \qquad (6.1)$$

ЗдесьI_iиJ_i являются проекциями углового момента и момента инерции ядра во внутренней системе координат. Для трехмерной квадруполь-октупольной формы, проекции момента инерции J_i ядра согласно параметризации берутся в виде (1.12), (1.13) и (1.14).

В адиабатическом приближении параметры деформации заменяются их эффективными значениями β_{2eff}, γ_{eff}и β_{3eff}, η_{eff}которые соответствуют жесткому трехмерному ротатору. Это связано с тем, что массовые параметры и квадраты параметров деформации входят в проекции момента инерции. Вводим следующие параметры $\widetilde{B}_2 = 8B_2\beta_{2eff}^2$и $\widetilde{B}_3 = 8B_3\beta_{3eff}^2$. Таким образом, имеем $J_i = J_i(\widetilde{B}_2, \widetilde{B}_3, \gamma_{eff}, \eta_{eff})$, где аргументы рассматриваются в качестве параметров. Кроме того, рассматривается обратная величина момента инерции $A_i(\widetilde{B}_2, \widetilde{B}_3, \gamma_{eff}, \eta_{eff}) = 1/(2J_i)$, ($i$=1,2,3). Тогда гамильтониан (6.1) имеет следующий вид:

$$\hat{T}_{rot} = \sum_{i=1}^{3} \hbar^2 A_i(\widetilde{B}_2, \widetilde{B}_3, \gamma_{eff}, \eta_{eff}), \qquad (6.2)$$

Волновые функции жесткого трехмерного ротатора может быть представлены в виде [103]

$$\Phi_{IMn}^{\pm}(\theta) = \sum_{K>0}^{I} C_{IK}^{n} |IMK \pm>, \qquad (6.3)$$

после диагонализации гамильтониана (6.1) на основе симметричных функций ротатора

$$|IMK\pm> = \frac{1}{\sqrt{2(1+\delta_{K,0}')}} (|IMK> \pm (-1)^{I-K} |IM-K>, \qquad (6.4)$$

с $|IMK> = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} D(\theta)$,где M и K - проекции углового момента Iна третью ось

в лабораторной и внутренней системе координат, соответственно. Вещественные коэффициенты разложения C_{IK}^{n} неявно зависят от массовых параметров и эффективных значений параметров деформации $C_{IK}^{n} = C_{IK}^{n}(\widetilde{\mathrm{B}}_2, \widetilde{\mathrm{B}}_3, \gamma_{\mathrm{eff}}, \eta_{eff})$. Для фиксированного углового момента Iквантовые числа n=0,1,2,... (K<I) маркируют различные $E^{n}(I)$от $\widehat{H}_{rot}$в порядке возрастания.

Таким образом, получим матричные элементы гамильтониана (6.1) с различным K в следующей общей форме

$$< IMK' \pm |\widehat{H}_{rot}\, |IMK\pm >= \frac{1}{\sqrt{(1+\delta_{\mathrm{K0}})(1+\delta_{\mathrm{K0}})}} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{2}[(A_1+A_2)I(I+1) - (A_1+A_2-2A_3)K^2]\left[\delta_{K'K} \pm (-1)^{I-K}\delta_{K',-K}\right] + \right.$$

$$+ (A_1-A_2)f(I,K)\left[\delta_{K'K+2} \pm (-1)^{I-K}\delta_{K',-K-2}\right] +$$

$$\left. +(A_1-A_2)f(I,-K)\left[\delta_{K'K-2} \pm (-1)^{I-K}\delta_{K',-K+2}\right]\right\}, \qquad (6.5)$$

с

$$f(I,K) = \frac{1}{4}\sqrt{(I+K+2)(I+K+1)(I-K-1)(I-K)}, \quad (6.6)$$

Так как K,K'>0, в (6.5) для каждого $\delta_{K',-K} = 0$ только при K = 0, $\delta_{K',-K+2}=0$ только для K = 0,1,2, в то время как $\delta_{K',-K-2}$ всегда равен нулю. В результате уравнение (6.5), может быть записано в более простой форме

$$< IMK' \pm |\widehat{H}_{rot}\, |IMK\pm >= \frac{1}{2\sqrt{(1+\delta_{\mathrm{K0}})(1+\delta_{\mathrm{K0}})}} \times$$

$$\times$$

$$\left\{ \frac{1}{2}[(A_1+A_2)I(I+1) - \right.$$

$$(A_1+A_2-2A_3)K^2]\left[\delta_{K'K} \pm (-1)^{I-K}\delta_{K',-K}\right] + \quad +2(A_1-A_2)\left[f(I,K)\delta_{K'K+2} + \right.$$

$$\left.\left. f(I,-K)\left(\delta_{K'K-2} \pm (-1)^{I-K}\delta_{K',-K+2}\right)\right]\right\}, \qquad (6.7)$$

Здесь делаются следующие важные два предположения [103]:

1) квантовое число принимает только четные значения (см. также[16,28,104].

Тогда в (6.3) сумма по K изменяется от 0 до I с шагом равным2.

2)+1 и -1 фазы в (6.3) и (6.4), которые соответствуют AиB$_1$классу вращательных групп D_2, приписаны положительному и отрицательному четностям состояния, соответственно.

Благодаря первому предположению фактор фазы $(-1)^K=1$ и поэтому может быть опущен в выражениях матричных элементов (6.5) и (6.7). Согласно второму предположению, можно написать $\Phi_{Mn}^{\pm} = \Phi_{Mn}^{\pi}$ и |IMK±>=|IMKπ>в (6.3) и (6.4), соответственно, где π=± является четностью состояния. Кроме того, согласно (6.4), π=+ четность, что соответствует четным значениям углового момента I и π=– что соответствует нечетному I, как в состояниях полос переменной четности. Поэтому, для каждого I четность определяется как $\pi=(-1)^I$. Следовательно, когда рассматриваются полосы переменной четности (±) и фазы в выражениях (6.5) и (6.7) могут быть опущены. В результате матричный элемент (6.7) имеет вид:

$$< IMK'\pi|\hat{H}_{rot}\,|IMK\pi >= \frac{1}{2\sqrt{(1+\delta_{K0})(1+\delta_{K0})}} \times$$

$$\times \{0.5[(A_1+A_2)I(I+1)-(A_1+A_2-2A_3)K^2]\left[\delta_{K'K}+\delta_{K',-K}\right]+$$

$$+(A_1-A_2)f(I,K)\delta_{K'K+2}+f(I,-K)\left(\delta_{K'K-2}+\delta_{K',-K+2}\right)\}, \quad (6.8)$$

Отметим, что правая сторона (6.8) не включает четность π явно, тогда, как упомянуто выше, это подразумевается значениям I (четное или нечетное). Самые низкие значения энергетического спектра $E^{n=0}(I)$ и соответствующие собственные функции $\Phi_{IM(n=0)}^{\pi}$ гамильтониана отвечают полосе основного состояния для четных I, и самой низкой полосе отрицательной четности для нечетных I. Таким образом, энергетический спектр и волновые функции при фиксированных значениях n=0,1,2,…, определяют более высокие наборы полос положительной и отрицательной четности. В данном разделе рассматривается самая низкая энергетическая yrast-полоса с n=0.

Теперь, можно проверить, что из-за недиагональных матричных эле-

ментов в (6.8), которые смешивают базисные состояния с ΔK=2, уровни отрицательной четности кажется перемещенными относительно энергии уровней положительной четности в yrast-полосе. Величина этого перемещения зависит от значении недиагональных матричных элементов и увеличивается с ростом значении параметров неаксиальной квадрупольной и октупольной деформации γ_{eff} и η_{eff} и уменьшается с увеличением углового момента. Таким образом, рассматриваемый трехмерный подход квадруполь-октуполь ротатора позволяет воспроизвести наблюдаемое поведение самых низких энергетических полос положительной и отрицательной четности, которые часто интерпретируются как yrast-полоса переменной четности.

§6.2. Численные результаты и обсуждение

Рассчитанный спектр, полученный через вышеупомянутую процедуру диагонализации, был применен к энергетическим уровням yrast-полосы положительной и отрицательной четности для некоторых актиноидных ядер ^{228,230,232}Th, $^{230;232;234;236;238}$U и ^{240}Pu [109;с.1650022-1650036]. Подгонка параметров трехмерного квадруполь-октупольного ротатора $\widetilde{B}_2$, $\widetilde{B}_3$, γ_{eff} и η_{eff} к экспериментальным данным проведена методом наименьших квадратов. Сравнения рассчитанных и экспериментальных значений энергетических уровней были представлены на рис. 6.1-6.9.

Кроме того, отметим, что существующие расхождения между расчетом и экспериментом во всех ядрах можно объяснить тем, что рассматриваемый твердый ротатор является довольно грубым предположением. Видно, что в изотопах ядра ^{230,232,234,238}U, где экспериментальный спектр имеется для не очень высоких значении углового момента, модельный эффект “жесткости” является маленьким, что позволяет получить хорошее описание экспериментальных данных.

Для более подробного понимания физического содержания результатов, надо проанализировать значения модельных параметров. Отметим, что

эффек-тивный массовый параметр, $\tilde{B}_2 \sim 100\hbar^2 MeV^{-1}$ квадрупольной деформации на два порядка больше по величине, чем октупольный, $\tilde{B}_3 \sim 1\hbar^2 MeV^{-1}$. Это означает, что квадрупольная деформация является доминирующей коллективной формой, тогда как октупольная деформация является малой поправкой. Замечено, что значения $\tilde{B}_2$ и $\tilde{B}_3$ используемые в модели, локализованы приблизительно в пределах $100\hbar^2 MeV^{-1}$ и $1 MeV^{-1}$,соответственно. Это означает, что полный энергетический масштаб коллективного движения различных ядер, которые рассматриваются в этом подходе, вполне однозначно определен.

Кроме того, видно, что полученные значения параметров неаксиальности варьируются в довольно узком пределе с квадрупольной неаксиальности γ_{eff}, варьирующейся между 50° и 57°, и с октупольной неаксиальности η_{eff}, варьирующейся между 48° и 50°.

Таким образом, на основе полученных результатов можно заключить, что:

1) в рассматриваемых ядрах энергетический сдвиг между уровнями с положительной и отрицательной четностью, можно объяснять одновременным присутствием трехмерных квадрупольных и октупольных деформаций, что может быть связано с эффектомK-смешивания и не только с эффектом четности;

2) γ-деформация приводит к значению γ→60°, которая соответствует сплюснутой квадрупольной форме, тогда как присутствие компонентов октупольной деформации предполагает более сложную форму структуры.

Хотя настоящее приближенное описание противоречит пониманию о явном проявлении аксиальных деформаций в тяжелых актинидных ядрах, это исследование показывает, что приближение трехмерного ротатора может служить основанием для расширенного рассмотрения ядерных вращений с квадруполь-октуполь колебаниями с присутствием динамических неаксиальных степеней свободы.

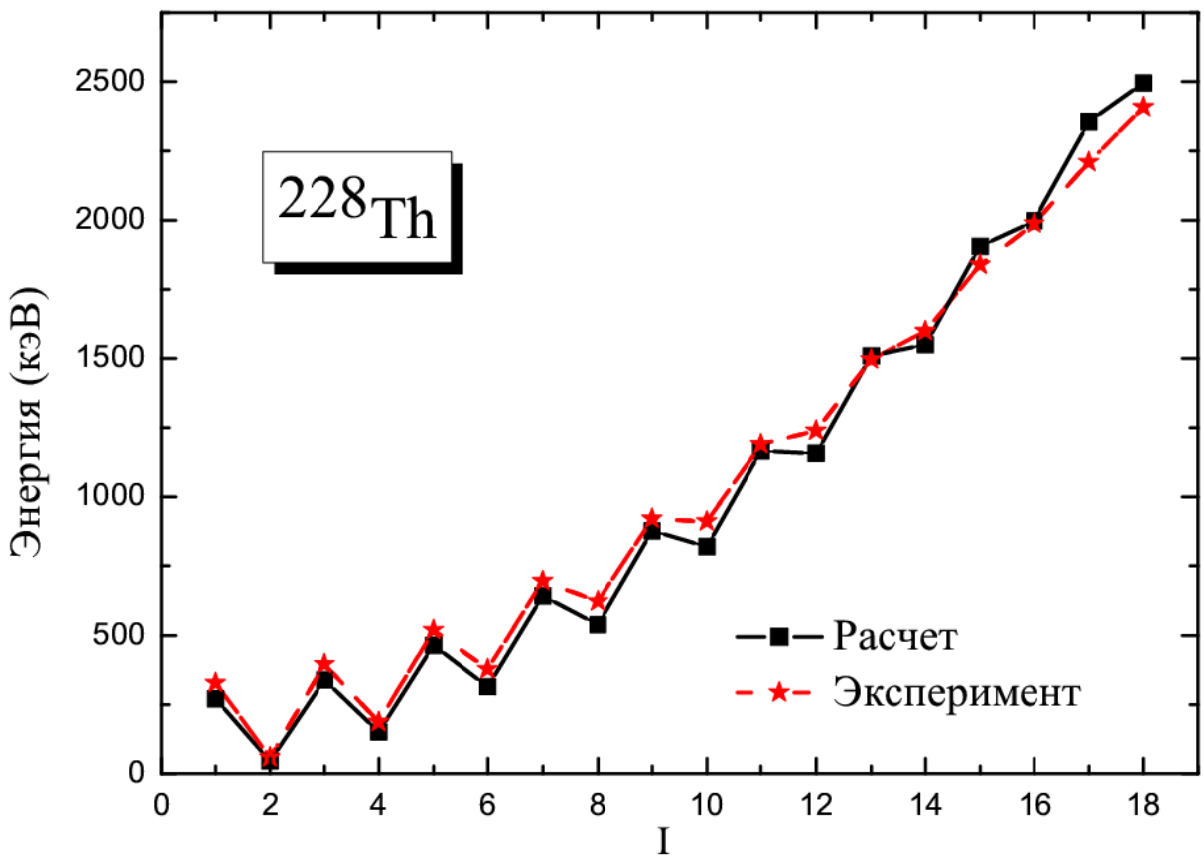

Рис. 6.1: Экспериментальные и теоретические энергетические уровни (в КЭв) для ядра ^{228}Th (значения параметров: $\tilde{B}_2$=90$\hbar^2 MeV^{-1}$, $\tilde{B}_3$=1$\hbar^2 MeV^{-1}$, γ_{eff}=52.2586^0, η_{eff}=48.3071^0 и RMS=66.2 keV).

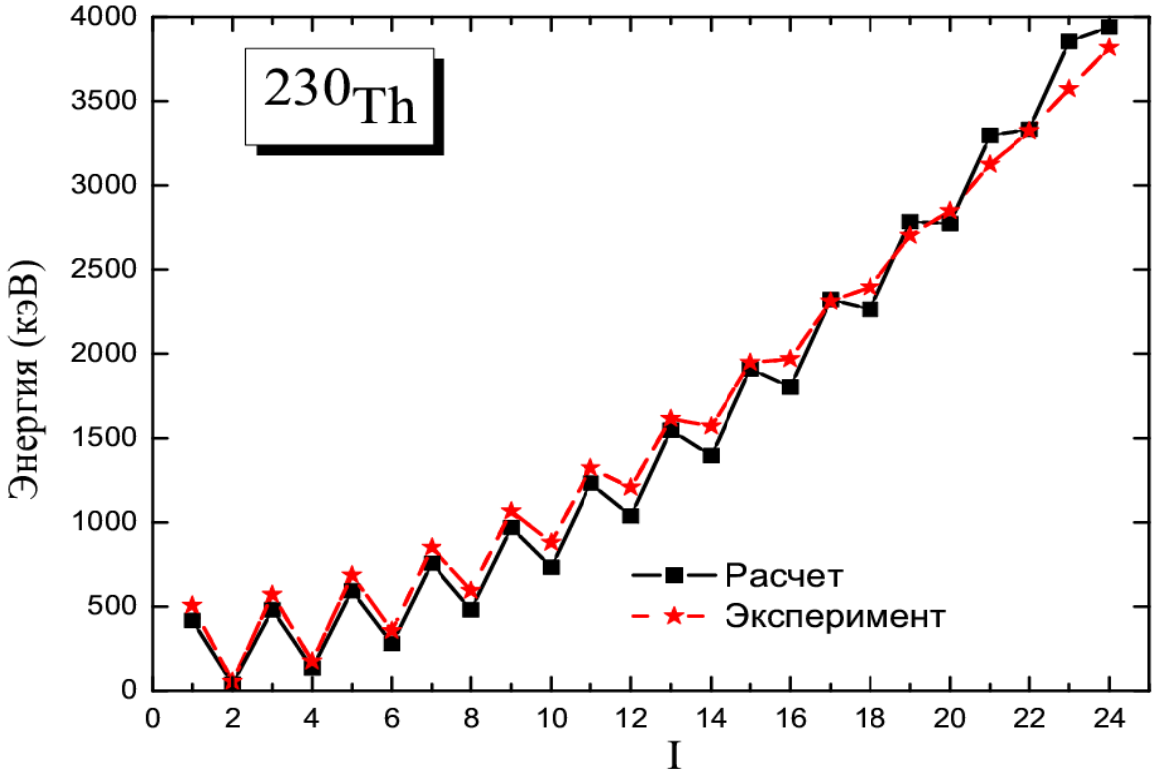

Рис. 6.2: То же самое как на рис. 6.1, но для ядра ^{230}Th (значения параметров: $\tilde{B}_2$=100$\hbar^2 MeV^{-1}$, $\tilde{B}_3$=1$\hbar^2 MeV^{-1}$, γ_{eff}=54.37^0, η_{eff}=49.31^{0}и RMS=119.3 keV).

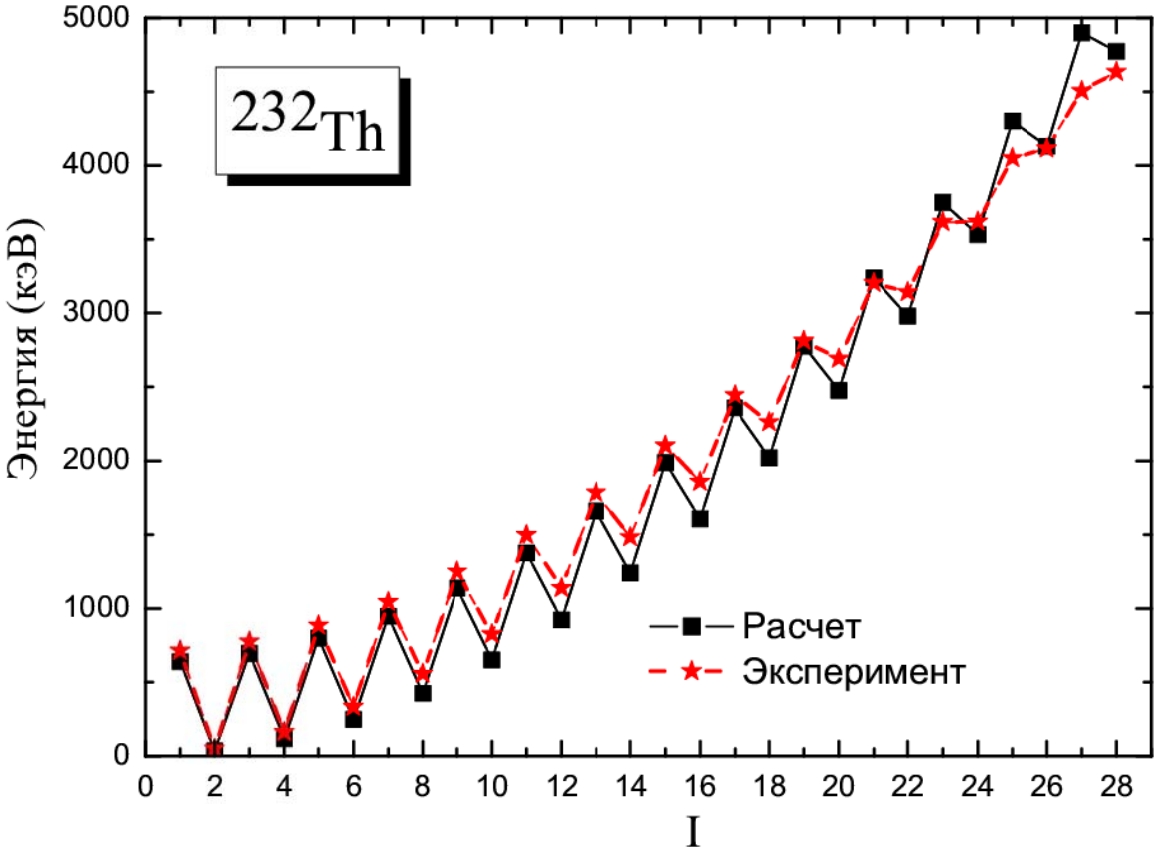

Рис. 6.3: То же самое как на рис. 6.1, но для ядра ^{232}Th (значения параметров: $\tilde{B}_2$=112 $\hbar^2 MeV^{-1}$, $\tilde{B}_3$=1.011 $\hbar^2 MeV^{-1}$, γ_{eff}=56.04^0, η_{eff}=50.14^0 и RMS=160 keV).

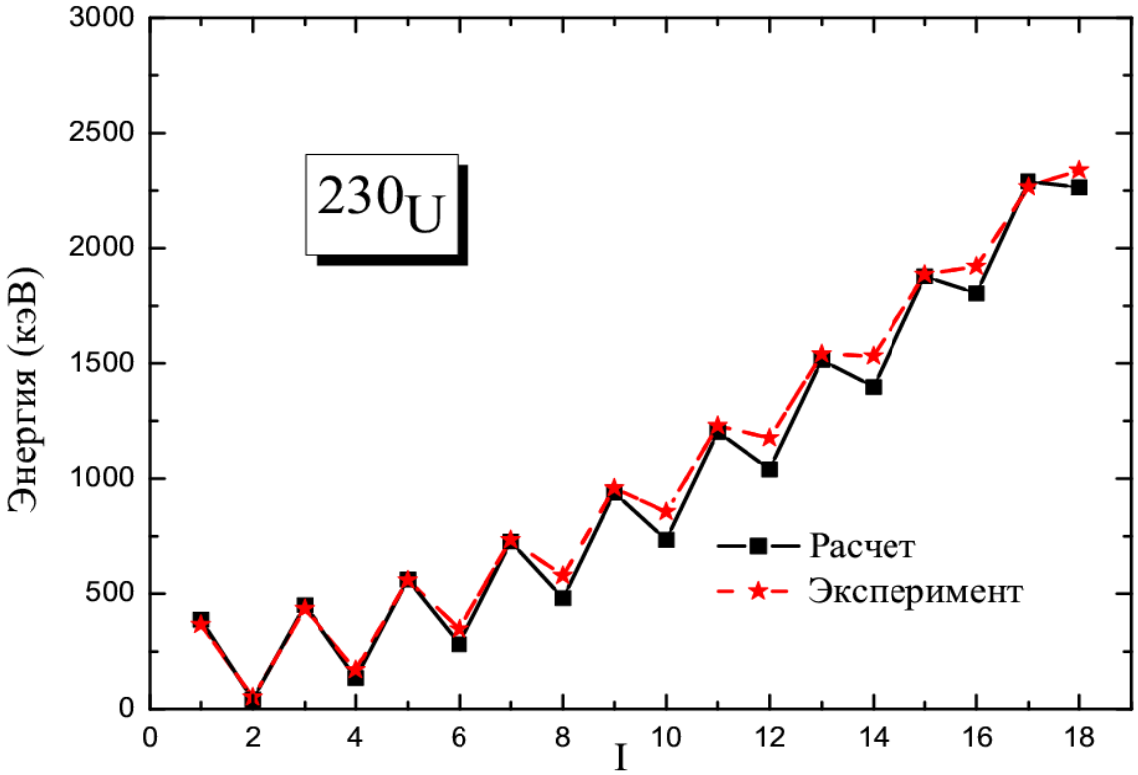

Рис. 6.4: То же самое как на рис. 6.1, но для ядра ^{230}U (значения параметров: $\tilde{B}_2$=100 $\hbar^2 MeV^{-1}$, $\tilde{B}_3$=1 $\hbar^2 MeV^{-1}$,γ_{eff}=54.11^0, η_{eff}=49.16^{0}и RMS=70.3 keV).

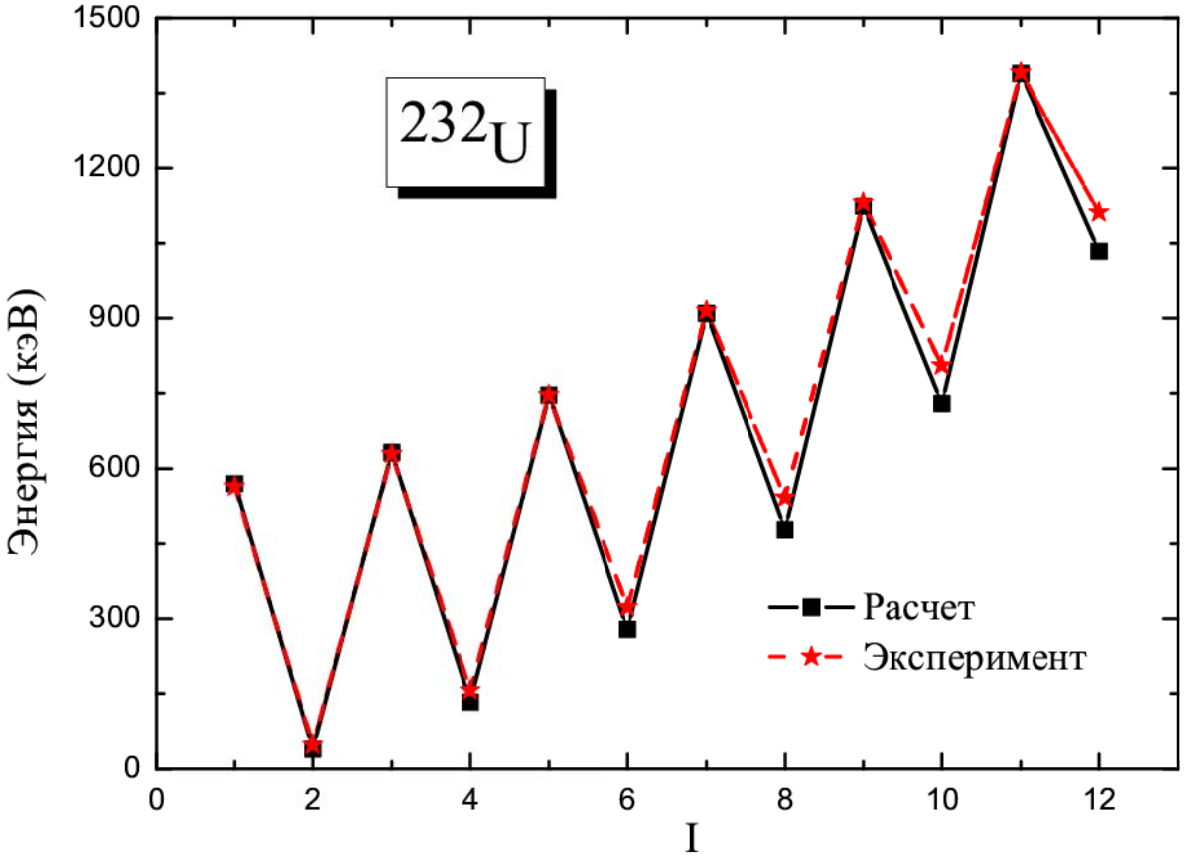

Рис. 6.5: То же самое как на рис. 6.1, но для ядра ^{232}U (значения параметров: $\mathcal{B}_2$=100$\hbar^2 MeV^{-1}$, $\mathcal{B}_3$=1$\hbar^2 MeV^{-1}$, γ_{eff}=54.11^0, η_{eff}=49.16^{0}и RMS=70.3 keV).

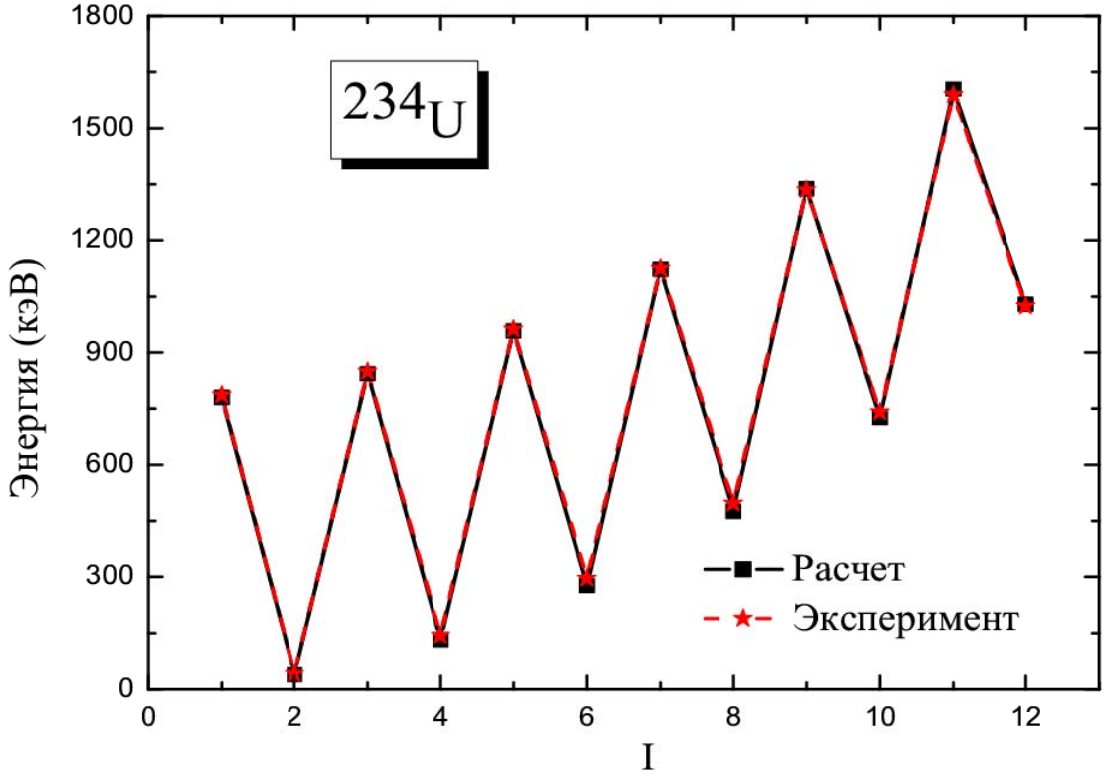

Рис. 6.6: То же самое как на рис. 6.1, но для ядра ^{234}U (значения параметров: $\mathcal{B}_2$=100$\hbar^2 MeV^{-1}$, $\mathcal{B}_3$=1$\hbar^2 MeV^{-1}$, γ_{eff}=56.40^0, η_{eff}=50.34^{0}и RMS=11.3 keV).

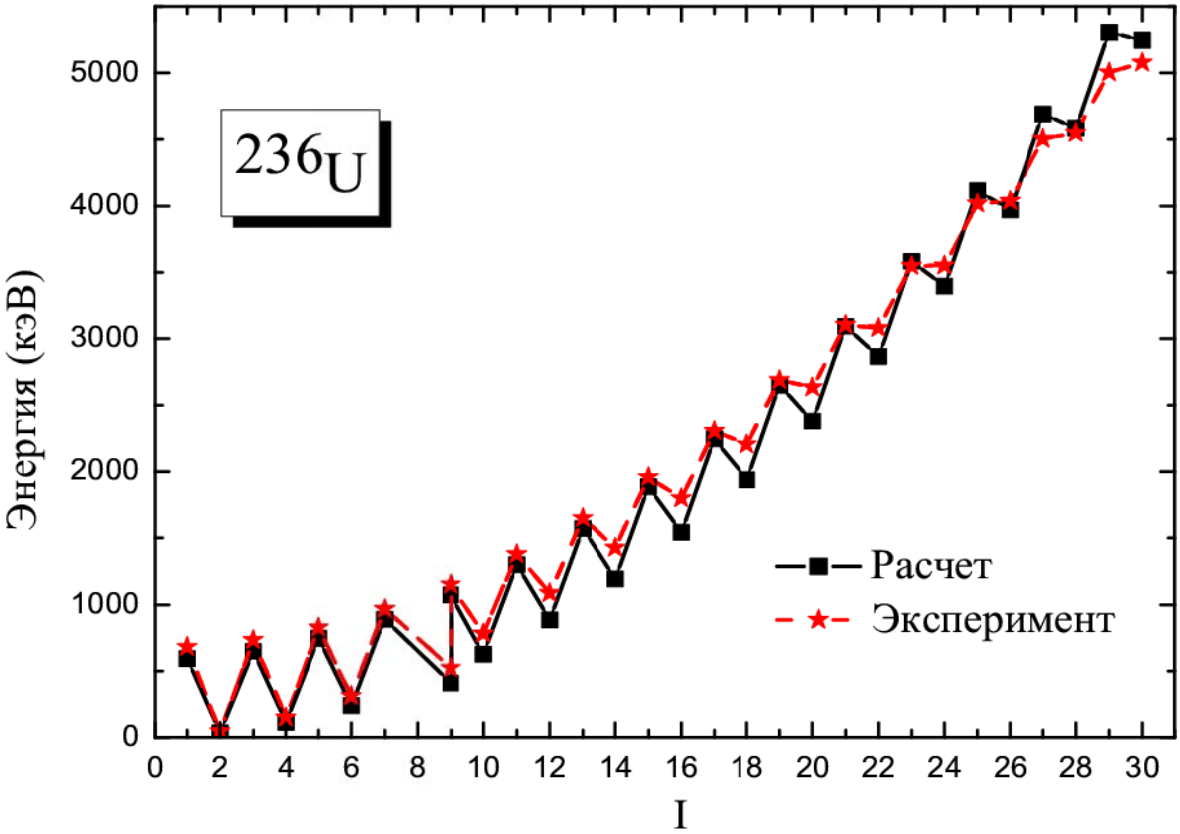

Рис. 6.7: То же самое как на рис. 6.1, но для ядра ^{236}U (значения параметров: $\tilde{B}_2$=116.1 $\hbar^2 MeV^{-1}$, $\tilde{B}_3$=1.268 $\hbar^2 MeV^{-1}$, γ_{eff}=56.13^0, η_{eff}=50.18^0 и RMS=145 keV).

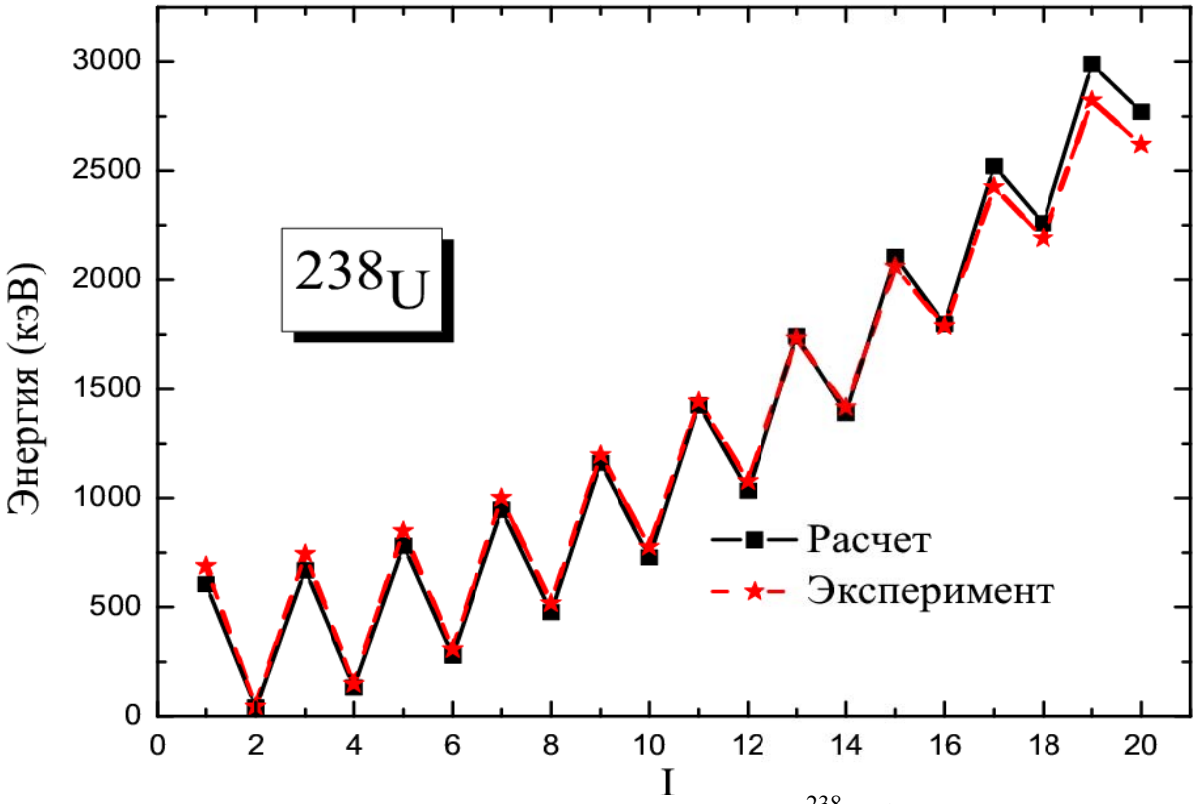

Рис. 6.8: То же самое как на рис. 6.1, но для ядра ^{238}U (значения параметров: $\tilde{B}_2$=100 $\hbar^2 MeV^{-1}$, $\tilde{B}_3$=1 $\hbar^2 MeV^{-1}$, γ_{eff}=55.63^0, η_{eff}=49.93^{0}и RMS=69.3 keV).

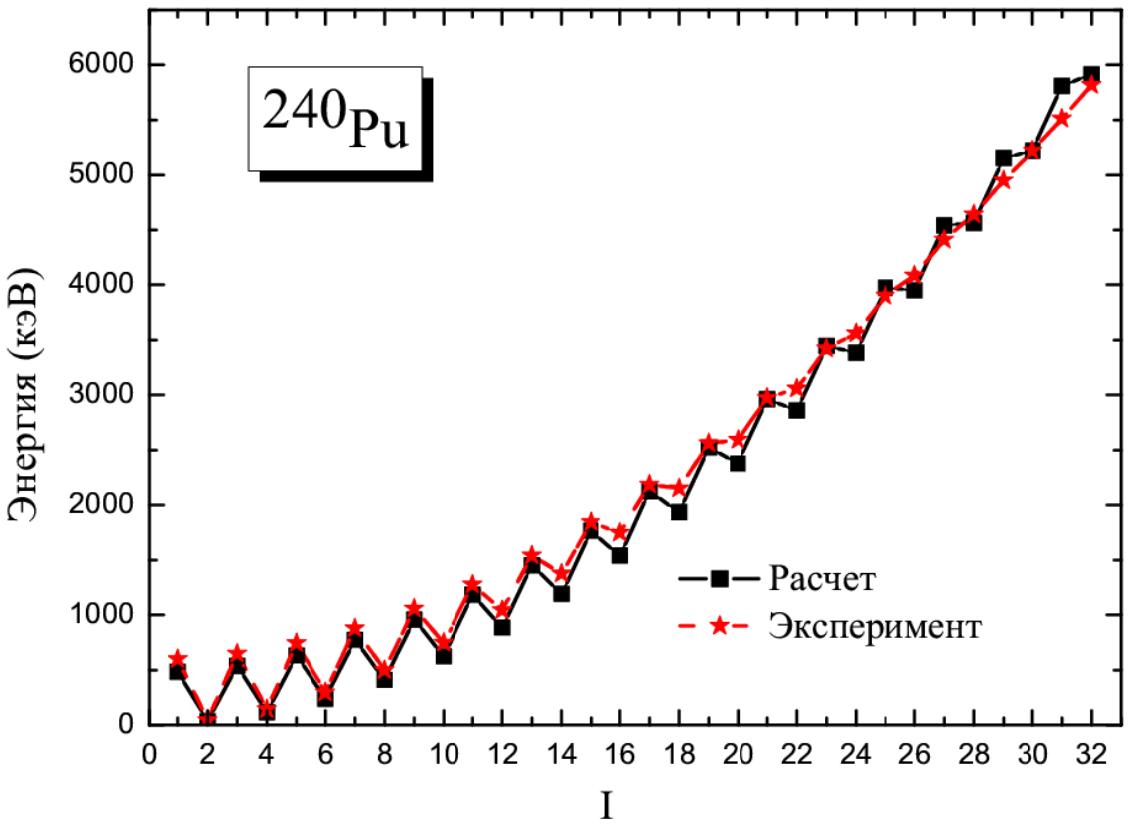

Рис. 6.9: То же самое как на рис. 6.1, но для ядра ^{240}Pu (значения параметров: $\tilde{B}_2$=117$\hbar^2 MeV^{-1}$, $\tilde{B}_3$=1.02$\hbar^2 MeV^{-1}$, γ_{eff}=55.29^0, η_{eff}=49.77^{0}и RMS=132.4 keV).

§6.3. Нечетно-четный ΔI=1 “staggering” эффект

В представленном подходе “staggering”-эффект, наблюдаемый в полосах переменной четности, появляется в результате двух особенностей модели:

1) соединением четностей наблюдаемых вращательных состояний (+/-) фазы выражения (6.7) и (6.8) с четностью углового момента;

2) смешиванием различных K-моды из-за трехмерных деформаций.

Чтобы получить более подробную информацию о поведении теорети-ческих и экспериментальных последовательностей углового момента пере- менной четности нами применена следующая формула для нечетно-четного “staggering”-эффекта (4.10) [42;с.044315-044329].

Результаты расчетов и их сравнения с экспериментальными данными для нечетно-четного “staggering”-эффекта представлены на рис. 6.10-6.18. Значения используемых подгоночных параметров и среднеквадратичных

отклонений (RMS) приведены в скобках.

Из рис. 6.10-6.18 видно, что в ядрах ^{228}Th (RMS=66.2 keV), ^{230}U (RMS=70.3 keV), ^{232}U (RMS=39.4 keV), ^{234}U (RMS=11.3 keV) и ^{238}U (RMS=68.3 keV) рассчитанные значения нечетно-четного “staggering”-эффекта хорошо согласуются с экспериментом. Полученные значения RMS сопоставимы с значениями, полученными в работах [37,38,42], где полосы переменной четности описаны как результат смешанных квадруполь-октуполь колебаний и вращений. Отметим, что в ядрах^{230,232,234,238}U амплитуда “staggering”-эффекта показывает медленное уменьшение, но она не достигается нулю. В остальных ядрах ^{230}Th (RMS=119.3 keV), ^{232}Th (RMS=160 keV), ^{236}U (RMS=145.5 кэВ) и ^{240}Pu (RMS=132.4 keV) отклонение между рассчитанными и эксперименталь-ными данными, поскольку RM $>$ 100 keV. Это также наблюдается в диаграммах “staggering”-эффекта рис. 6.11,6.12,6.16 и 6.18, где экспериментальный “staggering”-эффект уменьшается более быстро по сравнению с расчетными. Ясно, что в этих случаях эффект K-смешивание, произведенного модельными трехмерными вращениями, остается слишком сильным при больших значениях углового момента I. В результате последовательности энергетического изменения между положительной и отрицательной четности в рассчитанном спектре остается большим, вызывая более постоянный “staggering”-эффект. Таким образом, эта модель вос-производит с меньшей точностью микроструктуру спектров, где единственная (менее возмущенная) полоса переменной четности сформирована при высоких значениях углового момента. Отметим, что в трех из ядер ^{228,230}Th и ^{240}Pu, экспериментальное поведение “staggering”-эффекта достигает нулевой амплитуды при высоком значении углового момента и затем вновь появляется с измененной фазой. Это поведение известно как удар “staggering”-эффекта и соответствует более сложным свойствам вращающегося ядра с квадрупольной и октупольной деформациями.

Отмечено, что гамильтониан трехмерного ротатора (6.1) смешивает

различныеK-моды, но он не смешивает четность. Поэтому, вращательные состояния, появляющихся в модели, имеет четко определенную четность. Нужно отметить, что также внутреннее состояние, которое адиабатически разделено, обычно рассматриваются с хорошей четностью.

В данном подходе, из-за адиабатического приближения, внутренняя четность непосредственно построена в четности наблюдаемой вращательной состояния через четность значения углового момента $(-1)^{I}$.

Выводы

В этой главе рассмотрено приближение трехмерного квадруполь-октупольного ротатора для описания энергетические уровни положительной и отрицательной четности в yrast-полосе четно-четных ядер в области актинидов: $^{228\text{-}232}$Th, $^{230\text{-}238}$U и ^{240}Pu. Оценена возможность приближения трехмерного квадруполь-октупольного ротатора для описания структуры самых низких энергетических уровней положительной и отрицательной четности в спектрах тяжелых четно-четных ядер. Это позволило воспроизвести полную структуру последовательностей самых низких энергетические уровней переменной четности в некоторых актинидных ядрах. Полученные результаты соответствует различному коллективному механизму, основанному на эффекте K-смешивания. Последнее происходит из-за предположения о сильной квадруполь-октупольном неаксиальности, которая согласно модели ответственна за последовательный сдвиг между энергетическими уровнями положительной и отрицательной четности.

На этой основе можно утверждать, что трехмерный квадруполь-октупольный ротатор может быть использован для оценки и сравнения вкладов аксиальной и неаксиальной квадруполь-октупольной деформации в коллективном движении ядер. Показано, что энергетический

сдвиг между уровнями с положительной и отрицательной четностью, связан с одновременным присутствием трехмерных квадрупольных и октупольных деформаций.γ-деформация приближающаяся к значению 60^0, которая соответствует сплюснутой квадрупольной форме, в то время как присутствие компонентов октупольной деформации предполагает более сложную форму ядерной структуры [109;с.1650022-1650036].

В дальнейшем, из проведенного исследования следует, что этот подход целесообразно применить в неадиабатического приближении, включая связанные формы вибрации, чтобы соединить разные подходы к проблеме спектров переменной четности в четно-четных ядрах.

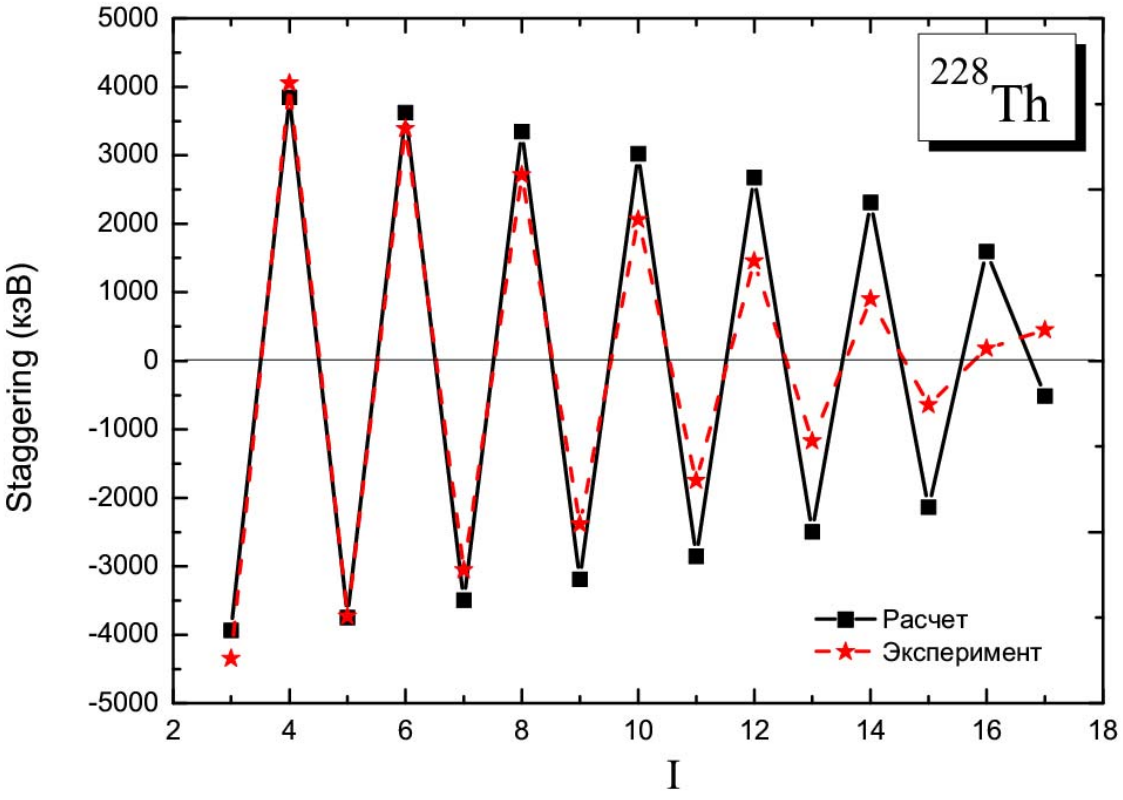

Рис. 6.10: Схема теоретического и экспериментального нечетно-четного “staggering”-эффекта для ядра ^{228}Th.

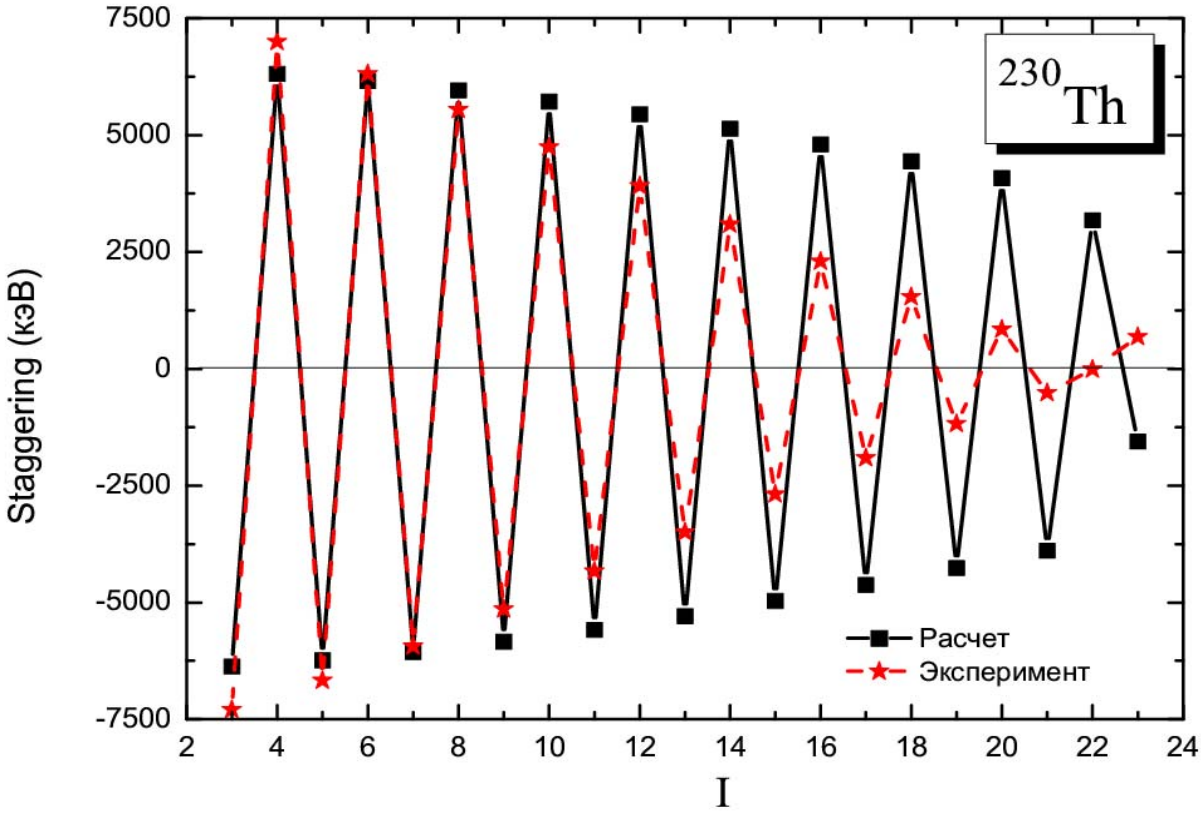

Рис. 6.11: То же самое как на рис. 6.10, но для ядра ^{230}Th.

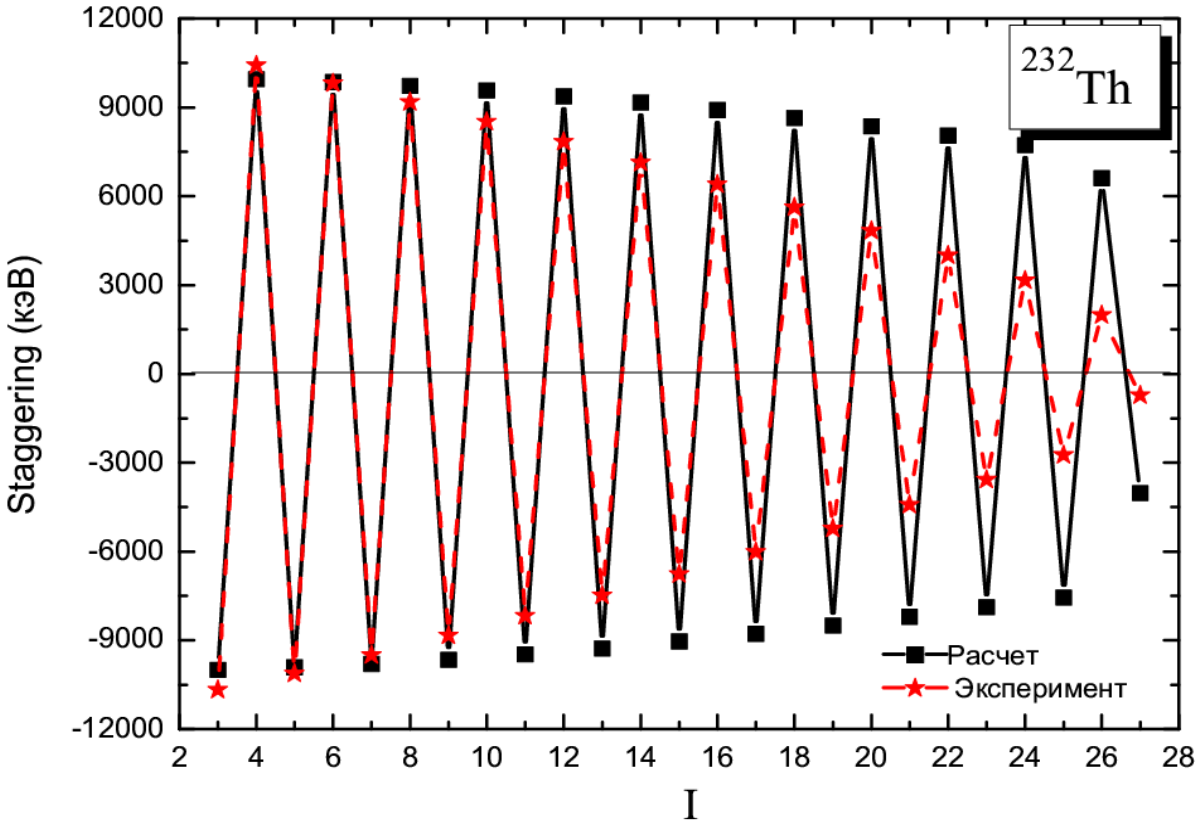

Рис. 6.12: То же самое как на рис. 6.10, но для ядра ^{232}Th.

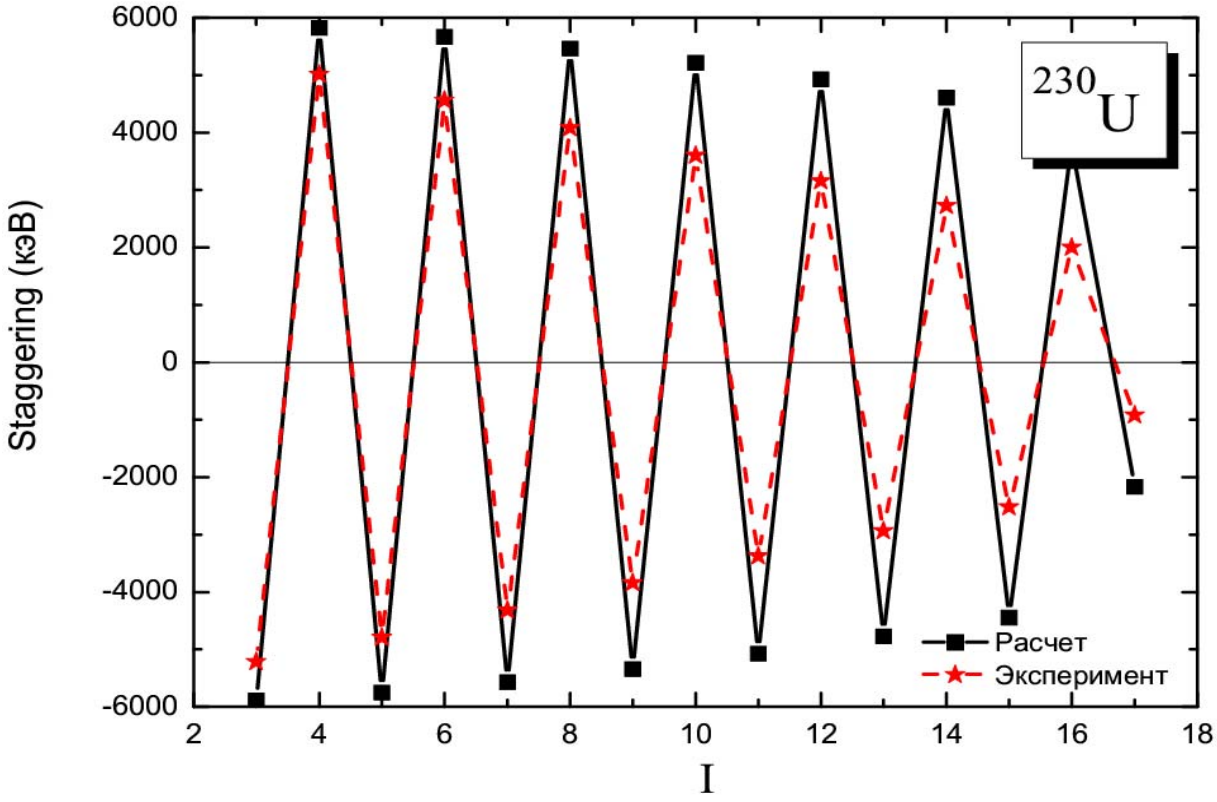

Рис. 6.13: То же самое как на рис. 6.10, но для ядра ^{230}U.

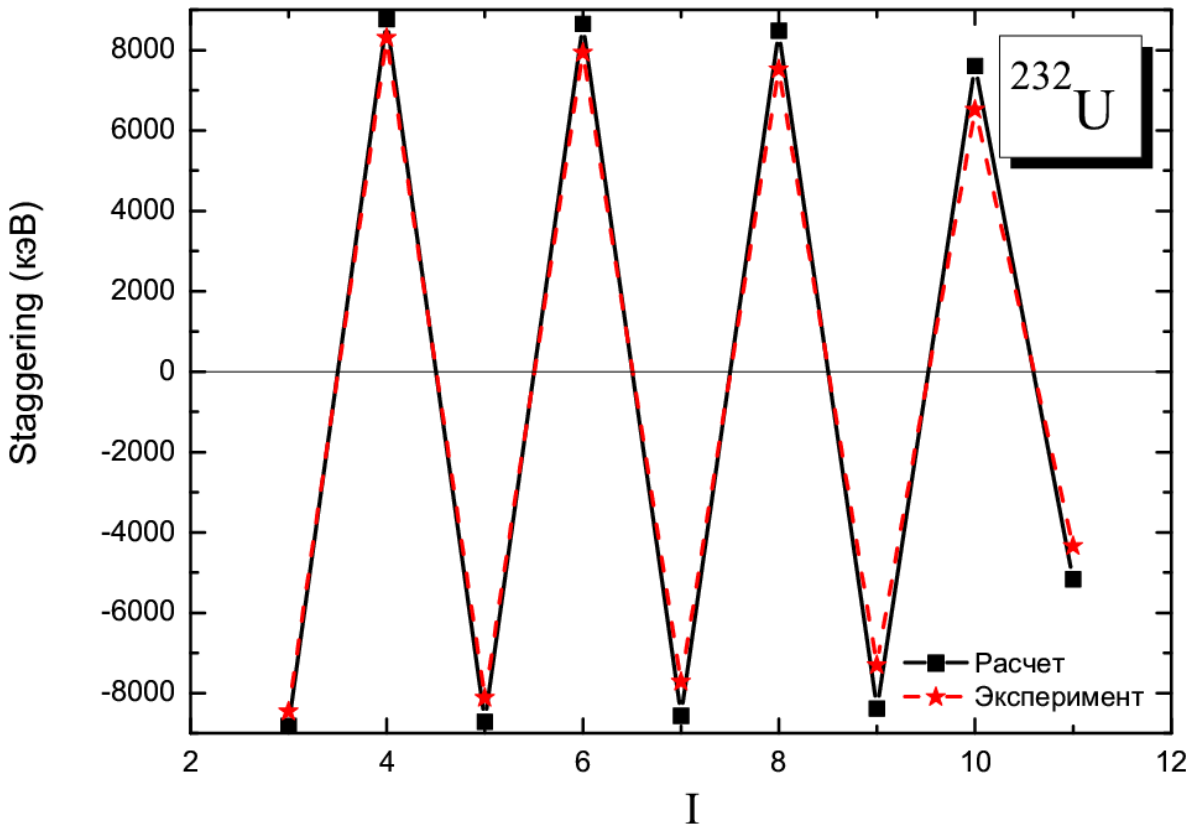

Рис.6.14: То же самое как на рис. 6.10, но для ядра ^{232}U.

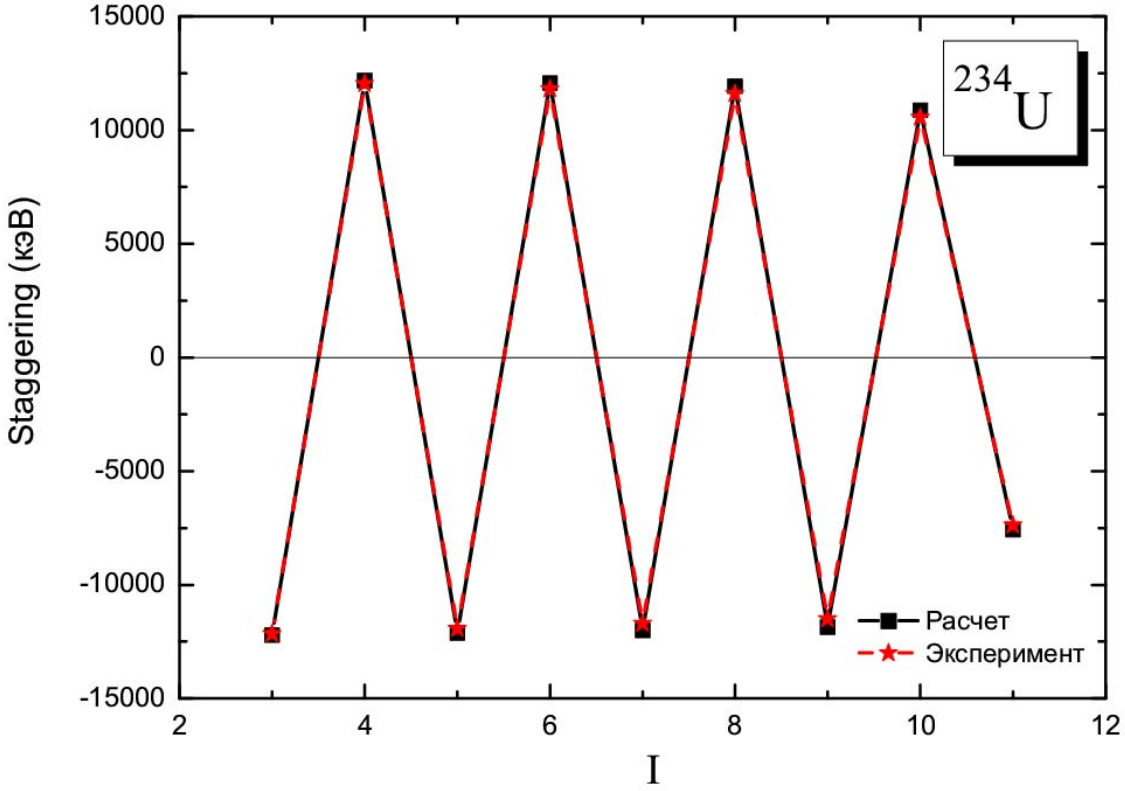

Рис.6.15: То же самое как на рис. 6.10, но для ядра ^{234}U.

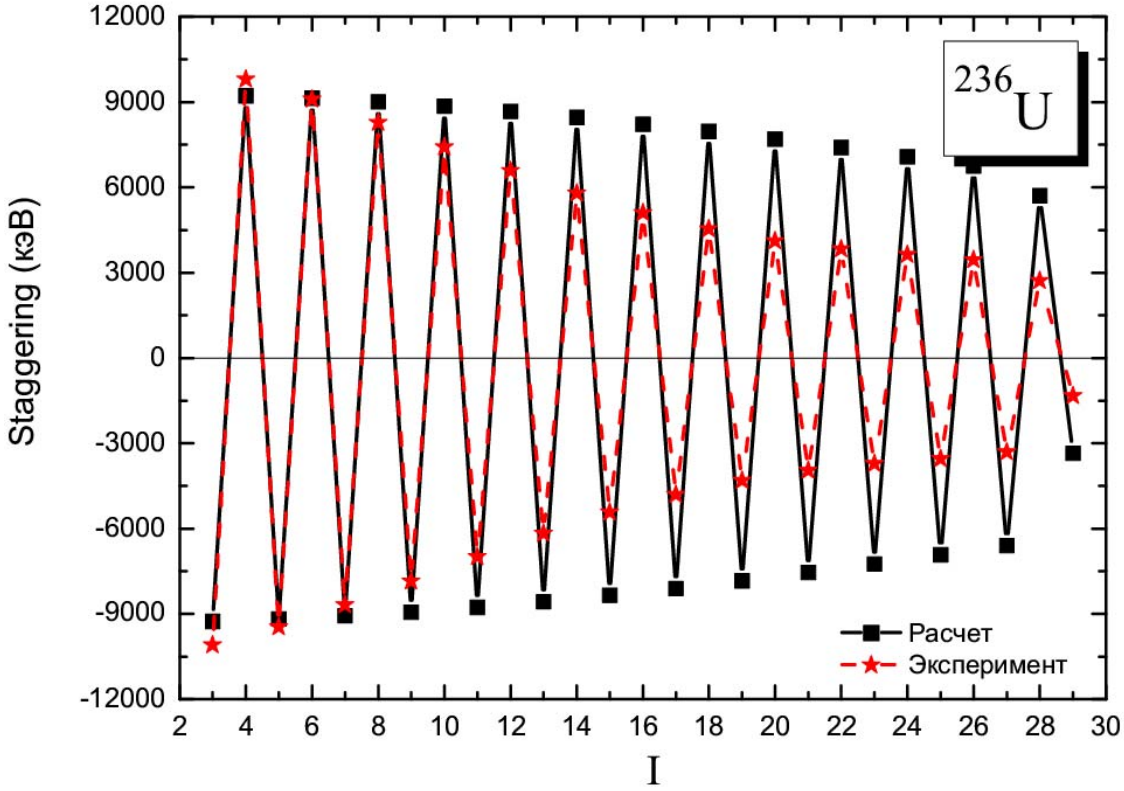

Рис. 6.16: То же самое как на рис. 6.10, но для ядра ^{236}U.

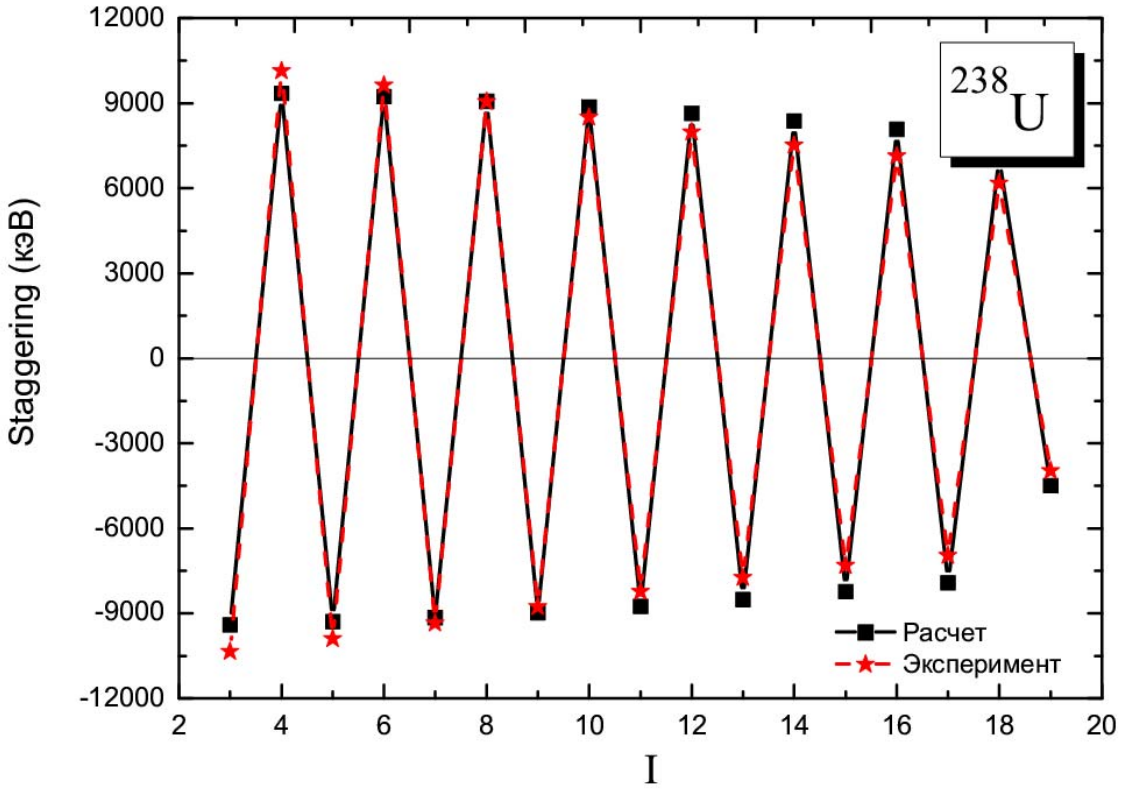

Рис.6.17: То же самое как на рис. 6.10, но для ядра ^{238}U.

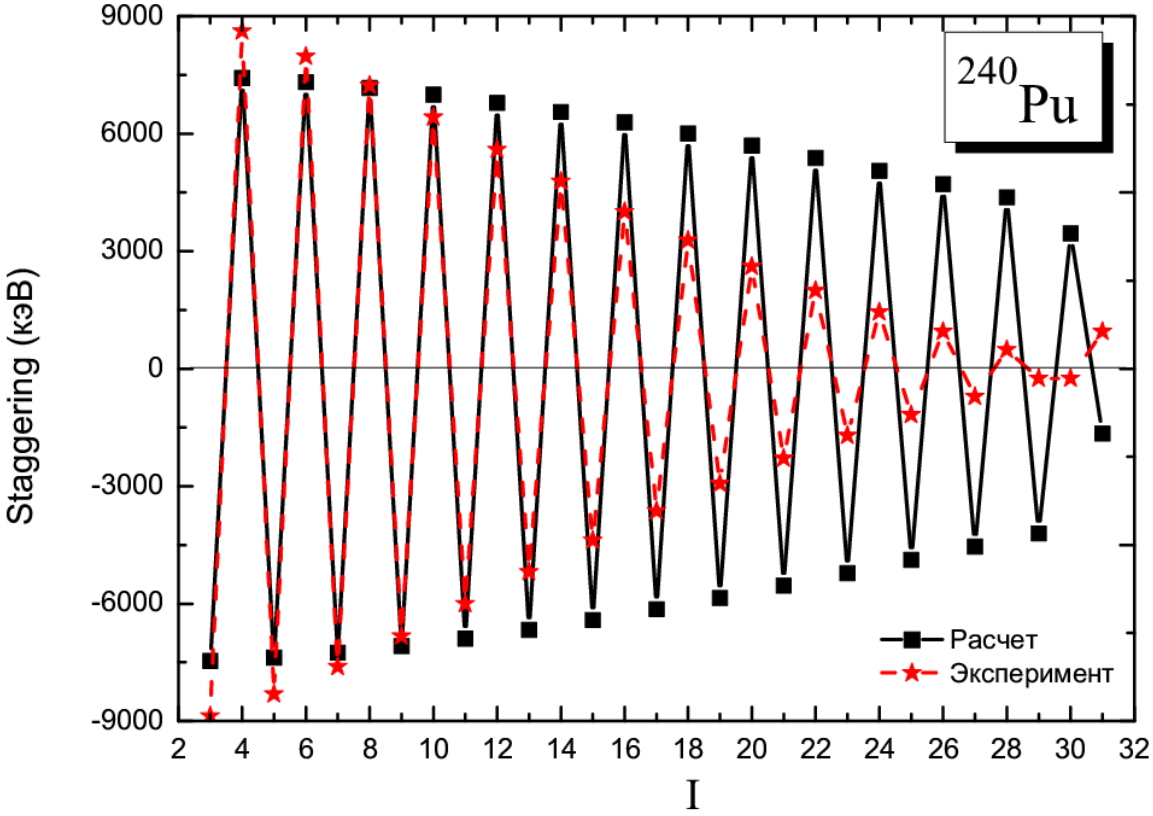

Рис.6.18: То же самое как на рис. 6.10, но для ядра ^{240}Pu.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов по определению характеристик возбужденных коллективных состояний лантанидов и актинидов сделаны следующие выводы:

1. Предложена неадиабатическая модель для описания энергетических уровней основной, β- и γ-полос возбужденных коллективных состояний с гамильтонианами полученными в приближении Давыдова-Чабана для случая динамических продольных и статических поперечных деформаций (приближение А), приближения малой (приближение В) и произвольной (приближение С) неаксиальности для случая динамических продольных и поперечных деформаций.
2. Получены явные выражения для энергетического спектра и волновых функций уравнения Шредингера для потенциальных энергий: гармонического осциллятора, Дэвидсона и Гаусса в приближении А, а также для малой и произвольной неаксиальности, приближения В и С, соответственно. Проведены сравнения рассчитанных значений энергетического спектра коллективных состояний с экспериментальными данными для четно-четных ядер в областях: лантанидов ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{154,156,162}Gd, ^{156,158,160,166}Dy, ^{162,164,166,168}Er, ^{166,168,170}Yb, ^{168,170}Hf, ^{170}W; актинидов ^{228,230,232}Th, ^{232,234,236,238,240}U, ^{240,242,244}Pu; тяжелых ядер ^{248}Cm, ^{252,254}No. Показано, что приближение С довольно хорошо описывают экспериментальные данные энергетического спектра рассматриваемых ядер, чем приближения А и В.

3. Развита неадиабатическая модель произвольной неаксиальности четно-четного ядра с учетом первого и второго членов по переменной γ теории возмущений в приближении С. Показана важность их учета, приводящая к значительному улучшению результатов п.2 для ядер: ^{152,154}Sm, ^{154}Gd, ^{156,158}Dy, ^{162}Er, ^{170}Hf, ^{232,234}U, в пределах от 5.8% (^{232}U) до 22.3% (^{156}Dy).

4. Обнаружены вырождения низкоэнергетических уровней коллективных состояний. Показано, что энергетические уровни ядер ^{166}Yb, ^{168}Hf, ^{232}Th, ^{236}U лежат в области “хаотической” части, энергетические уровни остальных рассматриваемых ядер в области “регулярной” части.

5. Предсказаны новые энергетические уровни возбужденных состояний β-и

γ-полос трансурановых ядер ^{242,244}Pu, ^{248}Cm, ^{252,254}No для которых деформация их поверхности остается постоянной. Установлено, что ядер с постоянной деформацией в области актинидов больше, чем в области лантанидов.

6. Получены явные выражения для приведенных вероятностей внутри/между-полосных E2-переходов основной, β- и γ-полос в модели произвольной неаксиальности. Рассчитанные значения внутри/междуполосных E2-переходов для ядер ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{154,156}Gd, ^{156,158,160}Dy, ^{162,164,166,168}Er, ^{166,168}Yb, ^{168,170}Hf, ^{228,230,232}Th, ^{232,234,238}Uи ^{240}Puхорошо согласуются с экспериментом. Проведенный сравни-тельный анализ приведенных E2-переходов с правилами Алаги показывает чувствительность приведенных вероятностей E2-переходов к наличию неаксиальных квадрупольных деформаций.

7. Получены в явном виде энергетический спектр и волновые функции возбужденных коллективных состояний переменной четности четно-четных ядер для потенциальной энергии поверхностных колебаний Девидсона. Проведены расчеты энергетических спектров для разных полос и сравнение их с экспериментальными данными для лантанидов ^{150}Sm, ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er и актинидов ^{224}Ra, ^{228}Th, ^{232,234,236,23}8U и ^{240}Pu. Показана важность одновременного учета поверхностных колебаний квадрупольно-октупольного типа.

8. Получены явные выражения для внутри/междуполосных приведенных вероятностей E1- и E2-переходов yrast-, первой non-yrast- и второй non-yrast-полос. Проведены расчеты вероятностей E2-переходов yrast-, первой non- yrast- и второй non-yrast-полос одинаковой четности для ядер: ^{150}Nd, ^{152,154}Sm, ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er, ^{224}Ra, ^{228}Th, ^{232,234,236,238}U, а также значения E1-переходов yrast-, первойnon-yrast- и второй non-yrast-полос переменной четности для ядер: ^{152,154}Sm, ^{154,156,158}Gd, ^{156}Dy, ^{162,164}Er, ^{224}Ra, ^{234,236,238}Uи ^{240}Pu.

9. Предложен метод учета неаксиальных степеней свободы в формировании коллективных спектров переменной четности неаксиальных четно-четных ядер, что приводит к эффекту K-смешивания. Этот подход применен для описания структуры самых низких энергетических уровней положительной и

отрицательной четности в спектрах тяжелых четно-четных ядер ^{228,230,232}Th, ^{230,232,234,238}Uи ^{240}Pu. Показана важность учета вкладов продольных и поперечных коллективных форм движений в зигзагообразном разветвлении энергетических уровней вращательной полосы при К=0 или с К-смешиваниям для четно-четных ядер ^{150}Sm, ^{154,156,158}Gd, 156Dy, ^{162,164}Er, ^{228,230,232}Th, ^{230,232,234,238}Uи ^{240}Pu.

С особой теплотой и благодарностью автор вспоминает совместную работу со своим первым учителем д.ф.-м.н, профессором Ш. Шариповым, светлой памяти которого посвящает эту диссертации.

Автор выражает глубокую благодарность научному консультанту д.ф.-м.н, профессору Р. Ярмухамедову за постоянную поддержку и помощи, а также за многочисленные научные дискуссии на протяжении всех лет выполнения работ над данной диссертации. Автор искреннее признателен д.ф.-м.н. А. К. Насирову и к.ф.-м.н. А. В. Хугаеву за интерес к данной работе и обсуждения полученных результатов.

СПИСОКИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rainwater J. Nuclear energy level argument for a spheroidal nuclear model // Phys. Rev. 1950. -V. 79, -pp.432-435
2. Bohr A. On the quantization of angular momenta in heavy nuclei // Phys. Rev. 1951. -V. 81, -pp.134-138
3. Bohr A., Mottelson B. R. Interpretation of isomeric transitions of electric quadrupole type // Phys. Rev. 1953. -V. 89, -pp.316-317
4. Bohr A., Mottelson B. R. Rotational states in even-even nuclei // Phys. Rev. 1953. -V. 90, -pp.717-719
5. Bohr A. The coupling of nuclear surface oscillations to the motion of individual nucleons // Dan. Mat. Fys. Medd. 1952. -V. 26, -no. 14, -pp.1-40
6. Бор О. Нобелевская лекция по физике 1975 -г. Вращательное движение в ядрах // Успехи физических наук 1976. -V. 120, -pp.543-561
7. http: // www.nndc.bnl.gov/ensdf/.
8. Шарипов Ш., Неадиабатическая теория возбужденных состояний атом-

ных ядер. // Диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Ташкент 1990. -с.203

9. Butler P. A., Nazarewicz W. Intrinsic reflection in atomic nuclei // Rev. Mod. Phys. 1996. -V. 68, -pp.349-417
10. Aberg S., Flocard H., Nazarewicz W. Nuclear shapes in mean field theory // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1990. -V. 40, -pp.439-527
11. Ring P. and Shuck P. The Nuclear Many-Body Problem // Springer-Verlag, Heidelberg, New-York, 1980. -p.717
12. Lieder R. M., Ryde H. Phenomena in fast rotating heavy nuclei // In: Advances in Nuclear Physics. Ed. N. Y. 1978. -V. 10, -pp.1-128
13. Stephens F. S. and Simon R. S. Coriolis effects in the yrast bands // Nucl. Phys. A. 1972. -V. **138,** -pp.257-284. New features of superdeformed bands in ^{194}Hg // Phys. Rev. Lett. 1994. -V. 72, -pp.3150-3153
14. Bonatsos D., Daskaloyannis C, Drenska S. B., Karoussos N., Maruani J., Minkov N., Raychev P. P., Roussev R. P. ΔI=2 staggering in rotational bands of diatomic molecules as a manifestation of interband interactions // Phys. Rev. A. 1999. -V. 60, -pp.253-261
15. Davydov A. S., Chaban A. A. Rotation-vibration interaction in non-axial even nuclei // Nucl. Phys. 1960. -V. 20, -pp.499-508
16. Давыдов А. С. Возбужденные состояния атомных ядер // Атомиздат, Москва-1967. -с.265
17. Bonatsos D., Daskaloyannis C., Drenska S., Lalazissis G., Minkov N., Raychev P., Roussev R. ΔI=4 and ΔI=8 bifurcations in rotational bands of diatomic molecules // Phys. Rev. A. 1996. -V. 54, -pp.R2533-R2536
18. Wu C. S., Zhou Z. N. ΔI=1 staggering in odd super-deformed nuclei // Phys. Rev. C. 1997. -V. 56, -pp.1814-1820 Wu L. A., Toki H. Evidence on ΔI=4 bifurcation in ground bands of even-even nuclei and the theoretical explanation with the interacting boson model // Phys. Rev. C. 1997. -V. 56, -pp.1821-1830
19. Bohr A., Mottelson B. R. Nuclear Structure Vol. II: Nuclear Deformations //

World Scientific, Singapore, 1998. -p.772

20. Усманов П. Н., Михайлов И. Н. Эффекты неадиабатичности коллективного движения в четно-четных деформированных ядрах // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1997. -V 28, -pp.887-950
21. Надырбеков М. С., Коллективные возбужденные состояния деформируемых четно-четных ядер. // Диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Ташкент 1999. -с.86
22. Эрмаматов М. Дж. Коллективные возбужденные состояния деформируемых нечетных атомных ядер. // Диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Ташкент 2001. -с.101
23. NadirbekovM. S. andYuldashevaG. A. Triaxialityinexcitedstatesoflanthanideandactinideeven-evennuclei // InternationalJournalofModernPhysics.E. 2014.-V.23, -pp.1450034-1450050; Надырбеков М.С., Юлдашева Г.А., Абдувохидов А.Л. “Коллективные возбужденные состояния неаксиальных четно-четных ядер”. Препринт Р-2-703 ИЯФ АН РУз. 2013. -с.50.
24. Надырбеков М. С., Юлдашева Г. А. Возбужденные коллективные состояния тяжелых четно-четных ядер // Ядерная Физика. 2013. -Т. 76, -сс.303-312 [Phys. Atom. Nucl. 76, 271 (2013)]. М. С. Надырбеков, Г. А. Юлдашева, Возбужденные состояния четно-четных ядер в нейтронных цепочках с N=96, 98, 100 // Украинский Физический Журнал. 2012. -V. 57, -pp.789-796.
25. Davidson J. R. A model for odd parity states in even nuclei // Nucl. Phys. 1962. -V. 33, -pp.664-679
26. Strutinsky V. M. “Shells” in deformed nuclei // Nucl. Phys. A. 1968. -V. 122, -pp.1-33
27. Lipas P. O., Davidson J. P. Octupole vibrations of deformed even nuclei // Nucl. Phys. 1961. -V. 26, -pp.80-90
28. Williams S. A. and Davidson J. P. A generalized rotation-vibration model for deformed even nuclei // Can. J. Phys. 1962. -V. 40, -pp.1423-1435

29. Leper D. P. Octupole vibrations of deformed even-mass nuclei // Nucl. Phys. 1964. -V. 50, -pp.234-240
30. Струтинский В. М. Замечания о зеркально симметричных ядрах // Атомная энергия. 1956. -V. 4, -pp.150-154
31. Denisov V.Yu., Dzuyblik A. Ya. Collective states of even-even and odd nuclei with β_2, β_3, ...$\beta_N$deformations // Nucl. Phys. A. 1995. -V. **589,** -pp.17-57
32. Denisov V. Yu. Octupole deformation and electric dipole transition in nuclei // Sov. J. Nucl. Phys., 1989, -V. 49, -pp.399-405.
33. Денисов В. Ю., Дзюблик А. Я. Коллективные состояния четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями // Украинский Физический Журнал. 1992. -V. 37, -pp.1770-1777
34. Бриансон Ш., Михайлов И. Н. Структура высокоспиновых состояний атомных ядер из кулоновского возбуждения // ЭЧАЯ. 1982. -V. 13, -pp.246-299
35. Eisenberg J. M. and Greiner W. Nuclear Theory: Nuclear Models. North-Holland, Amsterdam, 1995, Vol. I. -p.399
36. Minkov N., Yotov P., Drenska S. and Scheid W. Parity shift and beat staggering structure of octupole bands in a collective model for quadrupole-octupole-deformed nuclei // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2006. -V. 32, -pp.497-509
37. Minkov N., Drenska S., Strecker M., Scheid W. and Lenske H. Non-yrast nuclear spectra in a model of coherent quadrupole-octupole motion // Phys. Rev. C. 2012.-V. **85,** -pp.034306-034344
38. Nadirbekov M. S., Yuldasheva G. A., Minkov N. and Scheid W. Collective excited states in even-even nuclei with quadrupole and octupole deformations // International Journal of Modern Physics. E. 2012.-V. 21, -pp.1250044--1250064
39. Davydov A. S., Filippov G. F. Rotational states in even atomic nuclei // Nucl. Phys. 1958. -V. 8, -pp.237-249

40. Денисов В. Ю., Дзюблик А. Я. Коллективные состояния четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями // Ядерная Физика. 1993. -V. 56, -pp.30-39
41. Денисов В. Ю., Дзюблик А. Я. Коллективные возбуждения в нечетных ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями // Ядерная Физика. 1993. -V. 56, -pp.96-104
42. Minkov N., Yotov P., Drenska S., Scheid W., Bonatsos D., Lenis D. and Petrellis D. Nuclear collective motion with a coherent coupling interaction between quadrupole and octupole modes // Phys. Rev. C. 2006. -V. 73, -pp.044315-044329
43. Minkov N., Drenska S., Yotov P., Lalkovski S., Bonatsos D., Scheid W. Coherent quadrupole-octupole modes and split parity-doublet spectra in odd-A nuclei // Phys. Rev. C. 2007. -V. 76, -pp.034324-034337
44. Шарипов Ш., Надырбеков М. С. и Нуриев С. К. Приведенные вероятности E1-и E2-переходы в четно-четных ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями // Украинский Физический Журнал. 2005.-V. 50, -pp.21-25
45. Dennis Bonatsos, Georgoudis P. E., Lenis D., Minkov N. and Quesne C. Bohr Hamiltonian with a deformation-dependent mass term for theDavidson potential // Phys. Rev. C. 2011. -V. 83, -pp.044321-044344
46. Усманов П. Н., Охунов А. А., Салихбаев У. С., Вдовин А. И. Анализ электромагнитных переходов в ядрах ^{176,178}Hf // Письма в ЭЧАЯ. 2010. -Т. 7, -pp.306-316
47. Породзинский Ю. В., Суховицкий Е. Ш. Вращательно-колебательные со-с-тояния неаксиальных деформируемых четно-четных ядер // Ядерная Физика. 1991. -Т. 53-с.64-70
48. Jolos R. V., von Brentano P. and Donau F. Barrier penetration effect on the angular momentum dependence of the parity splitting in actinide nuclei // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1993. -V. 19, -pp. L151-L155
49. Bonatsos D. Systematics of odd-even staggering in γ-bands as a test for

phenomenological collective models // Phys. Lett. B. 1988. -V. 200, -pp.1-7

50. Соловьев В. Г., Фогель П., Корничук А. А. Исследование октупольных состояний четно–четных сильнодеформированных ядер // Изв. АН СССР, сер.физ. 1964. -V. 28, -pp.1599-1616
51. Fortunato L. Solutions of the Bohr Hamiltonian, a compendium // The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei. 2005. -V 26, -pp.1-30
52. Schuler P., Lauterbach Ch., Agarwal Y. K., De Boer J., Blume K. P., Butler P. A., Euler K., Fleischmann Ch., Guther C., Hauber E., Maier H. J., Marten-Tolle M., Schandera Ch., Simon R. S., Tolle R. and Zeyen P. High-spin states in ^{224,226,228}Th and the systematics of octupole effects in even Th isotopes // Phys. Lett. B. 1986.-V. 174, -pp.241-245
53. Leander G. A., Sheline R. K., Moller P., Olanders P., Ragnarsson I. and Sierk A. J. The breaking of intrinsic reflection symmetry in nuclear ground states // Nucl. Phys. A. 1982. -V. 388, -pp.452-476
54. Davidson M. G. Collective model for negative parity states in deformed nuclei // Nucl. Phys. 1965. -V. 69, -pp.455-464
55. Davidson M. G. A negative-parity asymmetric model for ^{228}Th // Nucl. Phys. A. 1967. -V. 103, -pp.153-164
56. Davidson J. P. Rotations and vibrations in deformed nuclei // Rev. Mod. Phys. 1965. -V. 37, -pp.105-158
57. Davidson J. P. Collective Models of the Nucleus. Academic Press Inc., New York, 1968. -p.233
58. Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V. and R. V. Jolos R. V. Possible alternative parity bands in the heaviest nuclei // Phys. Rev. C. 2006. -V. 74, -pp.034316-034325
59. Krappe H. J. and Wille U. Collective model for pear-shaped nuclei // Nucl. Phys. A. 1969. -V. 124, -pp.641-654
60. Davydov A. S. and Rostovsky V. S. Relative transition probabilities between rotational levels of non-axial nuclei // Nucl. Phys. 1959. -V. 12, -pp.58-68
61. Edmonds A. R. Angular Momentum in Quantum Mechanics. Princeton

University Press, Princeton, 1957. -p.82

62. Nilsson S. C. Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei // Dan. Mat. Fys. Medd. 1955. -V 29, No.16. -pp.1-72

63. Давыдов А. С. Форма ядра, ее деформируемость и возбужденные состояния атомных ядер // Успехи физических наук. 1965. -V. 87, -pp.599-614

64. Dennis Bonatsos, McCutchan E. A., Minkov N., Casten R. F., Yotov P., Lenis D., Petrellis D. and Yigitoglu I. Exactly separable version of the Bohr Hamiltonian with the Davidson potential // Phys. Rev. C. 2007. -V. 76, -pp.064312-064329

65. Grodzins L. The uniform behaviour electric quadrupole transition probabilities from 2^+ states in even-even nuclei // Phys. Lett. 1962.-V. 2, -pp.88-91

66. Bonatsos D., Minkov N., Lenis D., Petrellis D., Raychev P.P. and Terziev P.A. E(5) and X(5) critical point symmetries obtained from Davidson potential trough a variational procedure// Phys. Rev. C. 2004. -V.70, -pp.024305-024315.

67. Бегжанов Р. Б., Беленький В. М., Залюбовский И. И., Кузниченко А. В., Справочник по ядерной физике. В 2-хт.-Ташкент : ФАН, 1989.-Т.1. -с.738, Т.2. -с.828

68. Надырбеков М.С., Бозаров О.А. Неаксиальность четно-четных лантанидов и актинидов в возбужденных коллективных состояниях // Ядерная Физика. 2016. -Т 79, -сс.1-8

69. Надырбеков М. С., Бозаров О. А. Приведённые вероятности E2-переходов между возбуждёнными коллективными состояниями неаксиальных чётно-чётных ядер // Ядерная Физика. 2017. -Т. 80, -сс.48-62

70. Iachello F. Analytic description of critical point nuclei in a spherical-axially deformed shape phase transition // Phys. Rev. Lett. 2001. -V. 87, -pp.052502--052506

71. Yigitoglu I. and Bonatsos D. Bohr Hamiltonian with Davidson potential for triaxial nuclei // Phys. Rev. C. 2011. -V. 83, -pp.014303-014311

72. Шарипов Ш., Надырбеков М. С., Юлдашева Г. А. Возбужденные

сос-тояния деформируемых неаксиальных четно-четных ядер // Узбекский физический журнал. 2009.-Т. 11, -сс.159-165

73. Шарипов Ш., Надырбеков М. С. Вращательно-β-вибрационные возбужденные состояния деформируемых неаксиальных четно-четных ядер // Узбекский физический журнал. 1995. -Т. 3, -сс.31-37

74. Шарипов Ш., Надырбеков М. С. О вращательно-вибрационные возбужденные состояния деформируемых неаксиальных четно-четных ядер // Узбекский физический журнал. 1992. -Т. 1, -сс.15-21

75. Chasman R. R., Ahmad I., Friedman A. M. and Erskine J. R. Survey of single-particle states in the mass region A>228 // Rev. Mod. Phys.-1977.-V. 49, -pp.833-892; Ford J. L. C. Jr., Stelson P. H., Bemis C. E. Jr., McGowan F. K., Robinson R. D. and Milner W. T. Precise Coulomb excitation B(E2) values for first 2^+ states of the actinide nuclei // Phys. Rev. Lett. 1971. -V. 27, -pp.1232-1235; Bemis C. E. Jr., McGowan F. K, Ford J. L. C. Jr., Milner W. T., Stelson P. H. and Robinson R. L. E2 and E4 transition moments and equilibrium deformations in the actinide nuclei // Phys. Rev. C. 1973. -V. 8, -pp.1466-1480

76. Kim K., Kim Y., Nasirov A. K., Mandaglio G., Giardina G., Effects of entrance channels on the evaporation residue yields in reactions leading to the ^{220}Th compound nucleus // Phys. Rev. C. 2015. -V.91, -pp.064608-064622.

77. Raduta A. A., Buganu P. and Faessler A. New features of the triaxial nuclei described with a coherent state model // J. Phys. G. 2012. -V. 39, -pp.025103--025200

78. Raduta A. A. and Buganu P. Toward a new description of triaxial nuclei // Phys. Rev. C. 2011. -V. 83, -pp.034313-034327

79. Шарипов Ш., Надырбеков М. С. Вращательно-вибрационные состояния деформируемых неаксиальных четно-четных ядер // Узбекский физический журнал. 1997. -Т. 4, -сс.15-22

80. Alhassid Y. and Whelan N. Chaotic properties of the interacting-boson model: A Discovery of a new regular region // Phys. Rev. Lett. 1991. -V. 67,

-pp.816-819

81. Wilets L. and Jean M. Surface oscillations in even-even nuclei // Phys. Rev. 1956. -V. 102, -pp.788-796
82. Iachello F. Dynamic symmetries at the critical point // Phys. Rev. Lett. 2000. -V. 85, -pp.3580-3583
83. Toh Y., Czosnyka T., Oshima M., Hayakawa T., Kusakari H., Sugawara M., Hatsukawa Y., Katakura J., Shinohara N. and Matsuda M. Coulomb excitation of ^{74}Ge beam // Eur. Phys. J. A. 2000. -V. 9, -pp.353-356
84. Hasegawa H., Kaneko K. and Mizusaki T. Particle alignments and shape change in ^{66}Ge and ^{68}Ge // Phys. Rev. C. 2005. -V. 71, -pp.044301-044315
85. Lu Guo, Maruhn J. A. and Reinhard P. -G. Triaxiality and shape coexistence in germanium isotopes // Phys. Rev. C. 2007. -V. 76, -pp.034317-034328
86. Rosensteel G., Rowe D. J. On the Algebraic Formulation of Collective Models II: Collective and Intrinsic Submanifolds // Annals of Phys. 1980. -V. 126, -pp.198-233; Rowe D. J. and Rosensteel G. On the Algebraic Formulation of Collective Models III: the Symplectic Shell Model of Collective Motion // Annals of Phys. 1980. -V. 126, -pp.343-370
87. Alaga G., Alder K., Bohr A. and Mottelson B. R. Intensity rules for beta and gamma transitions to nuclear rotational states // Dan. Mat. Fys. Medd. 1955.-No. 29, -pp.1-22
88. Becker F., Petrovici A., Iwanicki J., Amzal N., Korten W., Hauschild K., Hurstel A., Theisen Ch., Butler P. A., Cunningham R. A., Czosnyka T., de France G., Gerl J., Greenlees P., Helariutta K., Herzberg R. -D., Jones P., Julin R., Juutinen S., Kankaanpaa H., Muikku M., Nieminen P., Radu O.,Rahkila R., Schlegel Ch. Coulomb excitation of ^{78}Kr // Nucl. Phys. A. 2006. -V. 770, -pp.107-125
89. Bonatsos D. Unified description of deformed even nuclei in the SU(3) limit of the hybrid model // J. Phys. G. 1988. -V 14, -pp.351-364.
90. Bucurescu D., Cata-Danil, Ivascu M. and Ur C. A. Band structure systematics and symmetries in even-even nuclei // Phys. Rev. C.

1993.-V48,-pp.R21-R24

91. Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R.V., Scheid W. Cluster interpretation of parity splitting in alternating parity bands // Phys. Lett. B. 2002. -V. 526, -pp.322-328; Cluster interpretation of properties of alternating parity bands in heavy nuclei // Phys. Rev. C. 2003. -V. 67, -pp.014313-014325.
92. Raduta A. A., Ionescu D., Ursu I. I. and Faessler A. New features of positive and negative parity rotational bands in ^{226}Ra // Nucl. Phys. A. 2003. -V.720, -pp.43-59.
93. Minkov N., Drenska S., Drumev K., Strecker M., Lenske H. and Scheid W. Non-yrast quadrupole-octupole spectra, // EPJ Web of Conferences. 2012. -V. 38, -pp.12001-12007.
94. Jolos R. V., von Brentano P. and Casten R. F. Anharmonicity of the excited octupole band in actinides using super-symmetric quantum mechanics // Phys. Rev. C. 2013. -V.88,-pp. 034306-.
95. Raduta A. A., Raduta Al. H. and Raduta C. M. Simultaneous description of four positive parity bands and four negative parity bands // Phys. Rev. C. 2006. -V.74, -pp.044312-044336.
96. Minkov N., Drenska S., Scheid W. Non-Yrast Alternating Parity Bands in a Model of Coherent Quadrupole-Octupole Motion// Nuclear Theory, 2010. -V.29, -pp.189-198.
97. Butler P. A. and Nazarewicz W. Intrinsic dipole moments in reflection-asymmetric nuclei // Nucl. Phys. A. 1991.-V.533, -pp.249-268.
98. Celler A., Brianson Ch., Dionisio J. S., Lefebvre A., Vieu Ch., Zylicz J., Kulessa R., Mittag C., Fernandez-Niello J., Lauterbach Ch., Puchta H. and Riess F. In the ^{208}Pb(^{14}C,2n) reaction // Nucl. Phys. A. 1985. -V.432, -p421-435.
99. Fernandez-Niello J., Puchta H., Riess F., Trautmann W. High-spin states in ^{218}Ra // Nucl. Phys. A. 1982. -V.391, -pp.221-236.
100. Leander G. A., Nazarewicz W., Bertsch G. F., Dudek J. Low-energy collective E1 mode in nuclei // Nucl. Phys. A. 1986. -V.453, -pp.58-76.

101. Ю. В. Породзинский, Е. Ш. Суховицкий Анализ рассеяния нейтронов четно-четными ядрами с учетом октупольных динамических деформаций их формы // Ядерная Физика. 1996. -Т. 59. -сс.247-256.

102. Bonatsos D., Lenis D., Minkov N., Petrellis D. and Yotov P. Analytic description of critical-point actinides in a transition from octupole deformation to octupole vibrations // Phys. Rev. C. 2005. -V.71, -pp.064309-064321.

103. Bonatsos D., Daskaloyannis C., Drenska S. B., Fotiades N., Minkov N., Raychev P. P., Roussev R. P. Odd-even staggering in octupole bands of actinides and rare earths: Systematics of “beat” patterns [http://arXiv.org/abs/ nucl- th/0111003v1. 1 Nov 2001. -p.45].

104. Bonatsos Dennis, Daskaloyannis C., Drenska S. B., Karoussos N., Minkov N., Raychev P. P. and Roussev R. P. ΔI=1 staggering in octupole bands of light actinides: “Beat” patterns // Phys. Rev. C. 2000. -V. 62, -pp.024301-024332

105. Надырбеков М. С., Юлдашева Г. А. “Staggering” эффект в четно-четных ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями. // Украинский Физический Журнал. -2011. -V.56,-сс.511-516.

106. Шарипов Ш., Надырбеков М. С. и Нуриев С. К. Коллективные возбуж-денные состояния четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями. // Известия РАН серия физическая - Москва (Россия). -2005.-V.69, сс.130-136.

107. de Voigt M. J. A., Dudek J., Szymanski Z. High-spin phenomena in atomic nuclei // ReV. Mod. Phys. 1983.-V.55, -pp.949-1046.

108. Jolos R. V., von Brentano P. Angular momentum dependence of the parity splitting in nuclei with octupole correlations // Phys. Rev. C. 1994. -V. 49, -pp.R2301-R2304.

109. Nadirbekov M. S., Minkov N., Scheid W. and Strecker M. Application of the triaxial quadrupole-octupole rotor to the ground and negative-parity levels of actinide nuclei // International Journal of Modern Physics. E. 2016. -V. 25, -pp.1650022-1650036.