



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4-97-160

На правах рукописи
УДК 530.14.145; 539.12.01

Н-561
НЕСТЕРЕНКО
Валентин Олегович

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ
В АТОМНЫХ ЯДРАХ
И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРАХ**

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1997

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

В течение многих десятилетий одним из главных источников информации о коллективных возбуждениях в конечных Ферми-системах (КФС) являлись атомные ядра. Именно в атомном ядре наблюдается большое разнообразие форм коллективного движения, и именно здесь теория и эксперимент продвинулись наиболее далеко.

В середине восьмидесятых годов возникла принципиально новая ситуация, когда на базе новых технологий было получено целое семейство новых КФС. Это, в первую очередь, атомные кластеры – связанные системы, состоящие из одинаковых атомов, число которых может варьироваться от одного до многих тысяч. Также появились двумерные КФС – квантовые точки. Как оказалось, определённые типы атомных кластеров (металлические кластеры, кластеры углерода (фуллерены), гелиевые кластеры), а также квантовые точки обладают тем же свойством, что атомы и атомные ядра – средним полем и квантовыми оболочками. Особый интерес вызывают металлические кластеры (МК), построенные из атомов щелочных металлов. По многим своим свойствам они демонстрируют удивительное сходство с атомными ядрами: квантовые оболочки с аналогичными магическими числами, квадрупольная деформация в случае незаполненных оболочек, коллективные осцилляции валентных электронов, соответствующие гигантским резонансам (ГР) в атомных ядрах и др.

Главной причиной сходства МК и атомных ядер является то, что валентные электроны в щелочных металлах слабо связаны с ионной подсистемой. Как и для нуклонов в ядре, средняя длина их свободного пробега сравнима с размером системы, что создаёт условия для образования среднего поля. Валентные электроны являются аналогом нуклонов в ядре и именно они определяют квантовые свойства МК. Ионная подсистема в щелочных МК с хорошей точностью может рассматриваться в приближении желе, т.е. как однородная, положительно заряженная среда.

Открытие новых КФС кардинально расширило наши возможности по изучению как общих свойств КФС, так и их особенностей. Это относится и к коллективному движению. Изучение особенностей коллективных возбуждений в МК и ядрах и их сравнение является безусловно актуальной задачей.

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

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук, профессор Р.В.Джолос
Доктор физико-математических наук С.П.Камерджиев
Доктор физико-математических наук, профессор О.М.Князьков

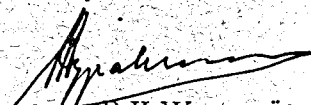
Ведущая организация: Государственный научный центр - Институт ядерных исследований, г. Троицк Московской области.

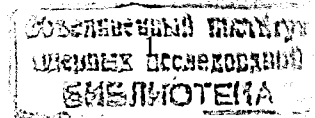
Защита диссертации состоится "25" июня 1997 г. на заседании Специализированного совета Д047.01.01 при Лаборатории теоретической физики Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "21" мая 1997 г.

Учёный секретарь совета
кандидат физико-математических наук


В.И.Журавлёв



Сходство МК с атомными ядрами позволяет использовать для изучения МК богатейший потенциал теоретической ядерной физики, многие модели и подходы которой имеют достаточно общий характер и могут быть модифицированы для МК. Для изучения коллективных степеней свободы большой интерес представляют микроскопические модели, использующие *сепарабельное* приближение для двухчастичного остаточного взаимодействия. Модели данного типа, сохраняя основные преимущества микроскопической теории (в частности, способность описывать фрагментацию коллективной силы по возбуждённым состояниям), кардинально упрощают вычисления. Это имеет принципиальное значение для деформированных КФС (а подавляющее большинство ядер и МК деформированы), где из-за большого конфигурационного пространства использование других микроскопических методов требует весьма громоздких вычислений уже в гармоническом приближении, а исследование ангармонических эффектов становится фактически непосильной задачей. Проблема ещё более усугубляется для МК, где число частиц достигает сотен и тысяч и, соответственно, резко увеличивается размер конфигурационного пространства. В больших МК серьёзные трудности возникают даже при сферической симметрии.

Модели с сепарабельным приближением активно используются в теории ядра (например, квазичастично-фононная модель (КФМ), хорошо показавшая себя для широкого класса ядер, в частности, при изучении ангармонических эффектов, и модель вибрирующего потенциала (МВП), являющаяся самосогласованной и таким образом не требующая каких-либо подгоночных параметров), но не применялись до последнего времени в физике МК. Из-за дальнедействующего характера кулоновских сил правомерность использования сепарабельного приближения вызывала возражения, хотя имеющаяся в МК экранировка существенно исправляла ситуацию. В этой связи большой интерес представляет разработка и апробация самосогласованных моделей данного типа для МК.

В ядерной физике в связи с совершенствованием ускорительной техники и методов детектирования и, соответственно, появлением качественно новой экспериментальной информации выдвигается задача интерпретации достаточно тонких эффектов, обусловленных игрой различных одночастичных и коллективных степеней свободы, а также наиболее полного и непротиворечивого описания накопленных экспе-

риментальных данных. Эта задача остро стоит для низкоэнергетических ($E < 2 - 4$ МэВ) состояний в чётных, нечётных и нечётно-нечётных деформированных ядрах. Необходимо развитие подхода, который на общей микроскопической основе включал бы в себя такие элементы как сложные компоненты волновой функции с соответствующим учётом принципа Паули, связь с многофононными конфигурациями, взаимодействие нечётных нуклонов ядра с вибрациями чётного остова, вращательные возбуждения и их связь с одночастичными и вибрационными степенями свободы. В качестве базовой модели для развития такого рода подхода наиболее перспективной видится КФМ. Данный подход в силу своего общего характера мог бы также послужить в дальнейшем как основа для исследования ангармонических и неадиабатических эффектов в МК.

Цель диссертации состоит в построении теоретических подходов для исследования на единой микроскопической основе различных видов коллективного движения в атомных ядрах и МК, а также в широком практическом применении этих подходов для изучения низкоэнергетических состояний и гигантских резонансов в атомных ядрах и МК, в сравнительном анализе их свойств. Акцент делается на деформированных системах, изучение которых представляет наибольшую сложность.

Научная новизна и практическая ценность.

Новым достижением является развитие самосогласованной микроскопической модели (обобщённая модель вибрирующего потенциала – ОМВП) для исследования коллективных возбуждений в атомных ядрах и МК произвольной формы. Базируясь на сепарабельном приближении для остаточного взаимодействия, данная модель кардинально упрощает вычисления, что имеет принципиальное значение для деформированных и больших сферических КФС. ОМВП позволяет исследовать связь вибрационных возбуждений разного типа. Благодаря самосогласованию, она не содержит свободных параметров и, соответственно, имеет высокую предсказательную силу. ОМВП надёжно апробирована на вычислениях ГР в атомных ядрах и МК различной формы.

В рамках ОМВП в широком массовом диапазоне исследованы свойства дипольного плазмона (гигантского дипольного резонанса) в нейтральных и заряженных натриевых кластерах. Рассмотрены как сфе-

рические, так и деформированные МК. Получено хорошее описание всех основных характеристик дипольного плазмона. Тем самым впервые доказана правомерность использования сепарабельного приближения при изучении коллективных возбуждений в МК и создана основа для применения в физике МК нового класса высокоэффективных моделей.

Исследовано распределения E2 и E3 коллективной силы и формирование соответствующих ГР в сферических и деформированных МК. Предсказано, что E2 и E3 ГР хорошо сконцентрированы, что делает перспективным и актуальным их экспериментальное обнаружение.

На реальных расчётах показана возможность и перспективность частично самосогласованного исследования ГР в МК на базе феноменологических одночастичных потенциалов (типа Вудса-Саксона), несмотря на значительное отличие последних от самосогласованных потенциалов Кона-Шема в поверхностной области.

На базе КФМ предложен микроскопический подход, позволяющий на единой основе исследовать неадиабатические (за счёт связи вращения ядра с неротационными степенями свободы) и ангармонические (сложные компоненты волновой функции с учётом принципа Паули) эффекты в чётных, нечётных и нечётно-нечётных деформированных ядрах. Проведённые расчёты показали, что данный подход даёт одновременное и непротиворечивое описание широкого круга экспериментальных данных (энергетические спектры неротационных состояний и вращательных полос, вероятности $E\lambda$ переходов, данные реакций неупругого рассеяния и реакций передачи, β -распад, неадиабатические эффекты), а также объяснение ряда тонких эффектов, обусловленных взаимным влиянием различных коллективных и одночастичных степеней свободы (аномально слабые E1-переходы в нечётных ядрах и др.).

Впервые проведено систематическое исследование гексадекапольных низкоэнергетических состояний и проявлений гексадекапольного остаточного взаимодействия в чётных деформированных ядрах. Объяснено большое количество экспериментальных данных. Показаны преимущественно однофононный характер рассмотренных состояний и важная роль гексадекапольных сил.

Важным вкладом является последовательное микроскопическое исследование низколежащих состояний в нечётно-нечётных деформированных ядрах – пожалуй, наиболее сложном для изучения типе ядер.

Взаимодействие нечётных нуклонов с вибрациями чётного остова и сами однофононные вибрации рассмотрены на единой микроскопической основе. Исследованы вибрационные примеси волновых функций и новый механизм смешивания нейтрон-протонных конфигураций за счёт квазичастично-фононного взаимодействия.

В целом результаты работы развивают новое направление: исследование в рамках микроскопических подходов общих свойств и специфических особенностей коллективного движения в сферических и деформированных КФС (в данном случае – в атомных ядрах и МК). Полученные в диссертации результаты используются при анализе экспериментальных данных в зарубежных и отечественных научных центрах.

Апробация работы. Материалы диссертации неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и ЛЯП ОИЯИ, а также в Московском инженерно-физическом институте, НИИ ядерной физики МГУ, Физико-энергетическом институте (г. Обнинск), Радиовом институте (г. Санкт-Петербург), Петербургском институте ядерной физики (г. Гатчина), Карловом университете в Праге (Чехия), Университете г.Вроцлав (Польша), Институте ядерных исследований и ядерной энергетики БАН (София, Болгария), Институте ядерной и адронной физики (Исследовательский центр Росендорф, Германия), Техническом университете г. Мюнхен (Германия), Университете г. Регенсбург (Германия), Университете г. Эрланген (Германия), Лаборатории Теодора Свидберга (г. Уппсала, Швеция), Университете г. Лунд (Швеция), Университете "Федерико II" (Неаполь, Италия), свободном Университете г. Амстердам (Голландия) и Институте ядерных исследований (Гронинген, Голландия). Также материалы диссертации были представлены и докладывались на 34-44 Сессиях по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Семинарах "Коллективная ядерная динамика" (Одесса-1985,1987, Наманган-1986, Саратов-1988, Новороссийск-1989), 6-ой Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 1994), Международном симпозиуме "Ядерная спектроскопия в пучке" в Дебрецене (Венгрия, 1984), 3-ем и 4-ом Международных весенних семинарах по ядерной физике в Искья (Италия, 1990) и Амалфи (Италия, 1992), Международных конференциях "Формы ядер и ядерная структура при низких энергиях возбуждения" в Каржезе (Франция, 1991) и Антибе

(Франция, 1994), Международной конференции "Атомные и ядерные кластеры" в Санторини (Греция, 1993), Международном симпозиуме "Новые явления в ядерной структуре в окрестности замкнутых оболочек" в Стокгольме (Швеция, 1994), Рабочем совещании "Ядерная структура в экстремальных условиях" в Сиэтле (США, 1995), 8-ом Международном симпозиуме "Малые частицы и неорганические кластеры" в Копенгагене (Дания, 1996). Материалы диссертации были представлены в прочитанных автором лекциях на Зимней школы по ядерной физике Института атомной энергии им. Курчатова (1993), в Университете "Федерико II" в Неаполе (Италия, 1993), Международной летней школе для студентов "Достижения в теории ядра и физике частиц" (Дубна, 1995) и 29-ой Зимней школы по ядерной физике и физике элементарных частиц Петербургского института ядерной физики (Зеленогорск, 1995).

На защиту выдвигаются следующие результаты.

1. Построена обобщённая модель вибрирующего потенциала (ОМВП), позволяющая исследовать вибрационные возбуждения в атомных ядрах и металлических кластерах различной формы в рамках приближения хаотических фаз (ПХФ) с самосогласованными сепарабельными силами. Модель даёт возможность одновременно учитывать взаимодействия различного типа. Разработаны конкретные схемы применения ОМВП к сферическим и деформированным системам.

2. Показано, что ОМВП правильно описывает изоскалярные E2 и E3 гигантские резонансы в деформированных ядрах. Сделаны ориентировочные предсказания для распределений E2 и E3 силы в супердеформированных ядрах.

3. Проведены полностью самосогласованные расчеты для дипольных возбуждений (E1 гигантского резонанса) валентных электронов в нейтральных и заряженных кластерах. Учтена связь поверхностных и объёмных мод. Рассмотрены как сферические, так и деформированные кластеры. Получено хорошее согласие с экспериментом по всем основным характеристикам дипольных возбуждений (энергия резонанса, его фрагментация, деформационное расщепление, статическая дипольная поляризуемость, основные тенденции с ростом числа атомов и др.). Этот результат доказывает применимость сепарабельного приближения при описании дипольных возбуждений в металлических кластерах со слабой связью ионов с валентными электронами.

В настоящее время ОМВП является единственной моделью, позволяющей исследовать фрагментацию гигантских резонансов в деформированных кластерах в широком диапазоне по массовому числу.

4. В рамках ОМВП предсказаны свойства E2 и E3 гигантских резонансов в натриевых кластерах. Показано, что эти резонансы хорошо сконцентрированы и тем самым имеют высокий шанс быть обнаруженными в будущих экспериментах.

5. Показано, что одночастичный потенциал Вудса-Саксона, несмотря на его отличие от самосогласованных потенциалов в поверхностной области, вполне применим в задачах по описанию дипольных возбуждений как в нейтральных так и заряженных натриевых кластерах. Предложены наборы оптимальных параметров для этого потенциала.

6. В рамках квазичастично-фононой модели (КФМ) получены уравнения, позволяющие проводить корректный учёт принципа Паули в вибрационных компонентах волновых функций нечётных и нечётно-нечётных деформированных ядер. На численных расчётах продемонстрирована важность учёта этого эффекта, сделаны сравнительные оценки роли принципа Паули и многофононных конфигураций.

7. В рамках единой микроскопической схемы, учитывающей связь нечётного нуклона с однофононными возбуждениями чётного остова (через квазичастично-фононное взаимодействие) и связь ротационных и вибрационных степеней свободы (через взаимодействие Кориолиса), исследованы низколежащие состояния в нечётных ядрах редкоземельной области. Продемонстрировано, что для корректного описания их свойств, в особенности аномального поведения E1-переходов, необходимо учитывать оба эти взаимодействия.

8. Исследованы низколежащие состояния в нечётно-нечётных изотопах $^{160-168}\text{Ho}$. Показано, что связь нечётных нуклонов с однофононными возбуждениями остова существенно влияет на характеристики низкоэнергетического спектра, приводя, в частности, к появлению значительных вибрационных примесей и смешиванию различных нейтрон-протонных конфигураций. Это в свою очередь должно сильно сказываться на описании приведённых вероятностей электромагнитных переходов и величин $\log ft$.

9. Исследована роль гексадекапольного взаимодействия для низколежащих состояний редкоземельных ядер. На примере расчётов в широком диапазоне ядер от Gd до Os показано, что именно гексадекапольные силы мультипольности $\lambda\mu = 43$ и 44 в основном определяют

свойства состояний с $K^\pi = 3^+$ и 4^+ . В свою очередь гексадекапольные силы с $\lambda\mu = 42$ проявляются при описании гексадекапольных переходов на состояния $4^+_{2\gamma}$. В рамках метода связанных каналов показано, что экстремально большие значения величин $B(IS4, gr \rightarrow 4^+_{2\gamma})$, полученные в реакциях (\bar{p}, p') и (α, α') , можно объяснить только при одновременном учёте этих сил и вкладов непрямых каналов возбуждения.

Публикации. По материалам диссертации опубликована 31 работа.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, 4 приложений и списка литературы. Она содержит 218 страниц машинописного текста, 30 таблиц и 30 рисунков. Список литературы включает 286 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении ставится задача по исследованию коллективных возбуждений в атомных ядрах и кластерах в рамках микроскопической теории, обосновывается её актуальность. Обрисовывается современная ситуация в данной области и конкретные проблемы. Намечаются пути решения поставленной задачи на основе развития и последующего применения микроскопических моделей, основанных на сепарабельном приближении. Кратко обсуждаются физические причины, приводящие к тесной аналогии между атомными ядрами и МК, а также специфика задач по изучению коллективных возбуждений в этих системах. Коротко излагается содержание диссертации.

В первой главе даётся краткий обзор физики металлических кластеров, вводятся основные понятия в данной области, проводится сравнение МК с атомными ядрами, обрисовываются наиболее перспективные направления исследований. Наибольшее внимание уделяется тем характеристикам МК, которые затрагиваются и изучаются в диссертации: среднее поле (§1.1), деформация (§1.2), гигантские резонансы (§1.3). По ходу изложения проводится сравнение этих характеристик в МК и атомных ядрах, демонстрируются приложения моделей, в той или иной степени пришедших из теории ядра, для описания свойств МК.

Во второй главе представлен формализм КФМ и его обобщение для исследования коллективных возбуждений в деформированных ядрах.

В §2.1 приводятся уравнения ПХФ для описания изоскалярных и изовекторных однофононных возбуждений в чётно-чётных деформи-

рованных ядрах. Гамильтониан включает среднее поле, монопольное спаривание и остаточные силы сепарабельного вида. Однофононные состояния, полученные с этим гамильтонианом, являются базовыми при дальнейшем развитии модели. Предлагается модификация ПХФ, позволяющая использовать данное приближение в случае сильных корреляций в основном состоянии, и приводятся соответствующие численные оценки. Исследуются переходные плотности однофононных состояний.

В §2.2 рассматриваются варианты КФМ для неротационных возбуждений в чётно-чётных, нечётных и нечётно-нечётных ядрах. Все три типа ядер трактуются на единой микроскопической основе. Волновые функции наряду с простейшими компонентами включают двухфононные компоненты для чётно-чётных ядер, компоненты квазичастица+фонон для нечётных ядер и компоненты нейтрон+протон+фонон для нечётно-нечётных ядер. Смешивание компонент осуществляется за счёт квазичастично-фононного взаимодействия, естественным образом вытекающего из полного остаточного взаимодействия после решения задачи ПХФ и представления последнего через операторы фононов и квазичастиц. Следует отметить, что квазичастично-фононное взаимодействие не содержит каких-либо новых параметров.

Предлагается важная коррекция КФМ, заключающаяся в учёте принципа Паули в сложных компонентах волновых функций. Это достигается путём учёта структуры фона как суперпозиции частично-дырочных возбуждений и использования при выводе уравнений модели фермионных коммутационных соотношений. Получены уравнения КФМ с учётом указанной коррекции для всех трёх перечисленных выше типов деформированных ядер. Для большой группы нечётных ядер редкоземельной области и актинидов сделаны численные оценки, демонстрирующие влияние полученных поправок. Показано, что сложные компоненты волновых функций, в которых имеет место полное или частичное нарушение принципа Паули, в соответствующей степени подавляются, а центроиды этих компонент сдвигаются вверх по энергии возбуждения. Выявлены случаи, когда эти поправки кардинально меняют структуру низкоэнергетических состояний. Далее, предложена простая модель, позволяющая качественно оценить влияние многофононных конфигураций на низкоэнергетические состояния. Оценки, сделанные для чётно-чётных ядер, демонстрируют важность учёта этого эффекта. Взаимодействие с многофононными

конфигурациями приводит к понижению энергий низкоэнергетических состояний, тем самым частично компенсируя большие энергетические сдвиги, возникающие из-за нарушения принципа Паули.

Представленный выше формализм носит общий характер и после небольших модификаций (исключения спин-орбитального взаимодействия и спаривания) вполне может быть использован как базовая схема для исследования ангармонических эффектов в деформированных МК.

В §2.3 предложен формализм для исследования кориолисовой связи неротационных (одночастичных и вибрационных) возбуждений, рассчитываемых в рамках КФМ, и вращательных степеней свободы.

В третьей главе развитый выше подход используется для исследования низкоэнергетических состояний в чётных, нечётных и нечётно-нечётных деформированных ядрах. Акцент делается на максимально полном описании всей совокупности экспериментальных данных (энергии возбуждения, структура состояний, вероятности $E\lambda$ - переходов, величины $\log ft$, сечения реакций и др.), а также на тонких эффектах, вызываемых малыми компонентами волновых функций и взаимной игрой квазичастично-фононного и кориолисова взаимодействий. Именно в этих двух направлениях данный подход имеет наибольшие преимущества.

В §3.1 исследуется роль гексадекапольных сил с $\lambda\mu = 43, 44$ и 42 в формировании низколежащих состояний с $K^\pi = 3^+, 4^+$ и 2^+ в чётных ядрах редкоземельной области.

В подразделе 3.1.1 даётся систематическое описание большой совокупности экспериментальных данных, связанных с низколежащими ($E < 2$ МэВ) состояниями с $K^\pi = 3^+$ и 4^+ . Необходимо отметить, что для всех редкоземельных ядер использовались одни и те же значения констант гексадекапольного взаимодействия с $\lambda\mu = 43$ и 44 , т.е. отсутствовала подгонка параметров остаточного взаимодействия для каждого ядра. Тем не менее в широком диапазоне ядер (изотопы Gd, Dy, Er, Yb, Hf, W и Os) получено удовлетворительное описание энергий и структуры $K^\pi = 3^+$ и 4^+ -состояний, включая их главные двухквазичастичные компоненты. Правильно воспроизведены области наибольшей коллективности гексадекапольных состояний, а также основные тенденции изменения коллективности, известные из реакций (d, d') и (α, α') : сосредоточение наиболее коллективных состояний с $K^\pi = 3^+$ в изотопах Er, Yb и Hf, наличие сравнительно слабо коллективизированных состояний с $K^\pi = 4^+$ в Gd и Dy, практически полное отсутствие

низколежащих состояний этого типа в изотопах Yb и их появление вновь в Er, рост коллективности 4^+ - состояний в тяжёлых изотопах Hf и W с достижением максимальной коллективности в ядрах Os. Показано, что за исключением ^{164}Dy и $^{168,170}\text{Er}$, а также, возможно, изотопов Os, состояния 3^+ и 4^+ являются практически однофононными. Расчёты выявили преимущественно гексадекапольный характер этих состояний и тем самым – важную роль гексадекапольных остаточных сил с $\lambda\mu = 43$ и 44 .

В подразделе 3.1.2 исследуется гексадекапольное взаимодействие с $\lambda\mu = 42$. Показывается, что, несмотря на конкуренцию с квадрупольным взаимодействием с $\lambda\mu = 22$, оно в определённых случаях может играть существенную роль. В качестве характерного примера рассмотрены изоскалярные гексадекапольные переходы из основного состояния ядра на 4^+2 -уровень γ -вибрационной полосы. Именно для этих переходов в реакциях (\vec{p}, p') и (α, α') для большой группы редкоземельных ядер были получены аномально большие значения приведённых вероятностей $B_{\text{экс}}(IS4, 0^+0_{gr} \rightarrow 4^+2_\gamma)$. Объяснение эксперимента упиралось в проблему одновременного и непротиворечивого описания $B(IS4)$ и $B(IS2)$ -величин, что не удавалось сделать в рамках стандартных вариантов ПХФ.

Для исследования данного вопроса в диссертации используется модифицированный вариант ПХФ, одновременно включающий квадрупольное и гексадекапольное взаимодействия с $\lambda\mu = 22$ и 42 . В рамках метода связанных каналов рассчитываются анализирующие способности и сечения возбуждения для реакции (\vec{p}, p') (см. Рис. 1). При этом используются микроскопические формфакторы, вычисленные в рамках фолдинг-модели с переходными плотностями, полученными в рамках модифицированного ПХФ. Значение константы гексадекапольного взаимодействия $\kappa_0^{(42)}$ выбирается из условия наилучшего описания экспериментальных данных. Показано, что вклад не прямых каналов возбуждения, который ранее не учитывался в ПХФ расчётах, составляет до 10% в $B(IS2, 0^+0_{gr} \rightarrow 2^+2_\gamma)$ и до 60% в $B(IS4, 0^+0_{gr} \rightarrow 4^+2_\gamma)$. Таким образом, экстремально большие значения $B(IS4)_{\text{экс}}$ обусловлены в первую очередь вкладом не прямых каналов. С учётом данного фактора удаётся одновременно описать всю совокупность экспериментальных данных. Из расчётов также следует, что гексадекапольное взаимодействие $\lambda\mu = 42$ вообще говоря не мало и может существенно проявляться при описании гексадекапольных характеристик низколе-

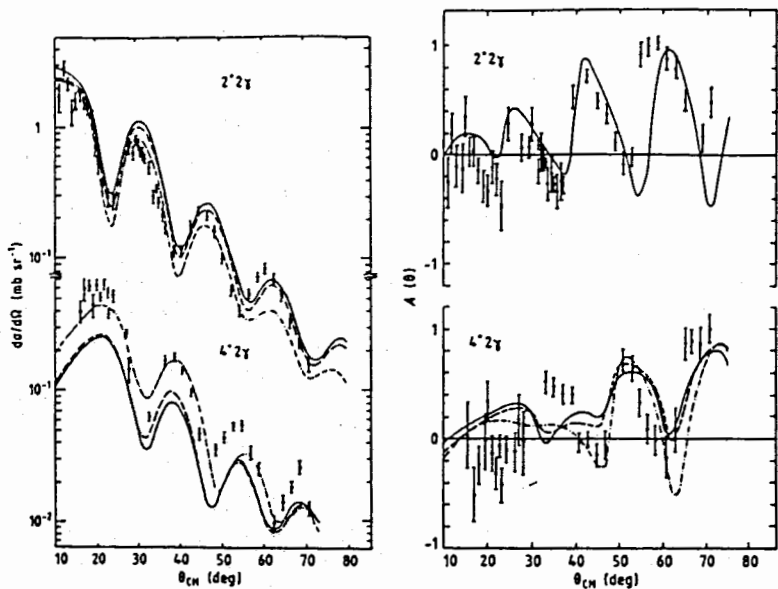


Рис. 1: Экспериментальные и рассчитанные в рамках метода связанных каналов сечения возбуждения (слева) и анализирующие способности (справа) для уровней $2^+2\gamma$ и $4^+2\gamma$. Результаты расчётов даны для $\kappa_0^{(42)} = 0$ (сплошная кривая), $\kappa_0^{(42)} = 0.006$ Фм²/МэВ (пунктирная кривая) и $\kappa_0^{(42)} = 0.012$ Фм²/МэВ (штрих-пунктирная кривая).

жащих состояний с $K^\pi = 2^+$.

§3.2 посвящён изучению низкоэнергетических состояний в нечётных ядрах. Именно для этого типа ядер развитый во второй главе подход нашёл наиболее полное и широкое применение.

В подразделе 3.2.1 исследовано ядро ^{177}Hf , для которого в течение долгого времени существовала проблема описания ряда аномально слабых E1-переходов. Наши вычисления показывают, что эти переходы вполне можно объяснить, если одновременно учесть влияние малых октупольных вибрационных примесей и кориолисова смешивания (см. Табл. 1). Возникающая при этом значительная компенсация главных составляющих полного матричного элемента $M(E1)$ и даёт

Таблица 1: Факторы задержки (ускорения) $F = B(E1)_{\text{теор}}/B(E1)_{\text{эксп}}$ для переходов $I_i^+ \frac{9}{2}[624] \rightarrow I_f^- \frac{7}{2}[514]$ в ^{177}Hf . Расчёты выполнены в рамках модели независимых квазичастиц (МНК) и КФМ без учёта (I) и с учётом (II) изовекторных дипольных сил.

$I_i^+ \rightarrow I_f^-$	E_γ кэВ	$B(E1)_{\text{эксп}}$ $10^{-7} e^2 \text{ б}$	F		
			МНК	КФМ (I)	КФМ (II)
$21/2^+ \rightarrow 19/2^-$	283.4	9.32(29)	0.73	2.42	0.89
$19/2^+ \rightarrow 17/2^-$	292.5	7.46(27)	0.74	2.59	0.91
$17/2^+ \rightarrow 15/2^-$	291.4	6.06(9)	0.68	2.56	0.86
$15/2^+ \rightarrow 13/2^-$	299.0	3.93(25)	0.66	2.77	0.92
$13/2^+ \rightarrow 11/2^-$	305.5	1.79(3)	0.65	3.48	1.12
$11/2^+ \rightarrow 9/2^-$	313.7	0.495(66)	0.27	3.78	1.16
$9/2^+ \rightarrow 7/2^-$	321.3	0.0393(39)	10.3	1.40	0.88

искомый эффект. Важное значение имеет учёт изовекторных дипольных сил, которые, сдвигая E1 гигантский резонанс вверх по энергии, ослабляют тем самым влияние его хвоста на низколежащие состояния, что приводит к существенному улучшению описания E1 переходов как в чётном остове, так и в нечётном ядре. Расчёты показывают, что даже малые вибрационные примеси (порядка одного процента от нормировки волновой функции) могут играть доминирующую роль при описании электрических переходов, так как их вклад пропорционален большим матричным элементам E1-переходов в чётном остове. Настоящие расчёты дают хорошее описание не только E1-переходов, но и энергетического спектра: неротационных уровней с энергией до 1.5 МэВ и четырнадцати базовых ротационных полос.

В подразделе 3.2.2 исследуется "мягкое" по деформации ядро ^{159}Tm , где имеется значительное количество уровней с деформациями, отличными от равновесного значения для основного состояния. Предложена методика по корректировке одночастичных энергий этих уровней. В этом случае удаётся получить удовлетворительное описание внутренних и ротационных возбуждений этого ядра (неротационных уровней с энергией до 1.2 МэВ и 12 ротационных полос), а также интерпретировать экспериментальные данные по β^+ -распаду ядра ^{159}Yb , по-

лученные недавно в ЛЯП ОИЯИ. Предложены новые ротационные полосы.

Подраздел 3.2.3 посвящён изучению энергий и структуры низколежащих неротационных состояний в цепочке изотопов $^{159-165}\text{Ho}$. Исследованы тенденции изменения различных характеристик с ростом массового числа. Характерной особенностью данной группы ядер является значительное изменение равновесных значений квадрупольной и гексадекапольной деформации, что было учтено в расчётах. Для большинства состояний получено хорошее согласие с экспериментом, сделаны предсказания.

В §3.2 в рамках КФМ изучаются неротационные состояния в цепочке нечётно-нечётных изотопов $^{160-168}\text{Ho}$. Микроскопические расчёты в деформированных нечётно-нечётных ядрах являются одними из наиболее сложных. Данная работа представляет собой первое последовательное микроскопическое исследование низколежащих состояний в деформированных нечётно-нечётных ядрах, когда и связь нечётных нуклонов с вибрациями чётного остова (через квазичастично-фононное взаимодействие), и сами вибрации (вычисляемые в рамках ПХФ) рассчитываются на единой микроскопической основе. При этом учитывается расщепление Галлахера-Мошковского и сдвиг Ньюбая. Для всей цепочки изотопов детально исследованы вибрационные примеси состояний. Показано, что низколежащие состояния ($E < 0.5$ МэВ) за рядом исключений обладают сравнительно малыми вибрационными примесями. Выше этой энергии вклад данных примесей уже значителен. В целом в нечётно-нечётных изотопах гольмия ситуация с вибрационными примесями приблизительно такая же, как в его нечётных изотопах, из чего можно заключить, что в нечётно-нечётных ядрах вибрационные примеси (включая малые) также должны играть важную роль в $E\lambda$ переходах. Впервые исследован эффект смешивания нейтрон-протонных конфигураций за счёт квазичастично-фононного взаимодействия и его влияние на описание величин $\log ft$. Результаты расчётов находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными и демонстрируют широкие возможности предлагаемого микроскопического подхода.

В целом проведённые исследования показывают, что на описание низкоэнергетических состояний в деформированных ядрах, отвечающее современному уровню эксперимента, реально может претендовать только микроскопическая теория. Представленный выше подход явля-

ется важным шагом в этом направлении. Ряд эффектов, описанных в третьей главе (например, большая роль вибрационных примесей в нечётных системах), следует ожидать в МК.

В четвёртой главе развивается обобщённая модель вибрирующего потенциала (ОМВП). Эта модель, представляющая собой *самосогла-сованное* ПХФ с сепарабельным остаточным взаимодействием, позволяет на единой микроскопической основе исследовать $E\lambda$ ГР в атомных ядрах и МК. Основным преимуществом ОМВП является то, что она, давая достаточно полное микроскопическое описание коллективных возбуждений, включая описание фрагментации коллективной силы, не требует тем не менее больших численных расчетов. Это особенно важно при изучении $E\lambda$ ГР в *деформированных* системах, где из-за большого конфигурационного пространства исследование ГР в рамках несепарабельного ПХФ чрезвычайно затруднено. Модель используется для изучения изоскалярных $E2$ и $E3$ ГР в деформированных и супердеформированных ядрах, а также $E1$, $E2$ и $E3$ ГР в сферических и деформированных натриевых кластерах.

В §4.1 представлен формализм ОМВП. В подразделе 4.1.1 даётся вывод основных уравнений ОМВП. В качестве стартовой точки используется зависящий от плотности энергетический функционал Кона-Шема для системы N_e валентных электронов

$$E\{n(\vec{r}, t), \tau(\vec{r}, t)\} = 1/2 \int \tau(\vec{r}, t) d\vec{r} + \int v(n(\vec{r}, t)) d\vec{r} + 1/2 \int \int \frac{(n(\vec{r}, t) - n_i(\vec{r})) (n(\vec{r}_1, t) - n_i(\vec{r}_1))}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} d\vec{r} d\vec{r}_1, \quad (1)$$

включающий соответственно кинетическую энергию, обменно-корреляционный член в приближении локальной плотности и прямое кулоновское взаимодействие (здесь $n(\vec{r}, t) = \sum_l |\phi_l(\vec{r}, t)|^2$ - плотность валентных электронов, $\tau(\vec{r}, t) = \sum_l |\nabla \phi_l(\vec{r}, t)|^2$ - плотность кинетической энергии валентных электронов, $\phi_l(\vec{r}, t)$ - одночастичные волновые функции, $n_i(\vec{r})$ - плотность ионов в приближении "желе"). Если в (1) отбросить последний член, соответствующий кулоновскому взаимодействию, и рассматривать $v(n(\vec{r}, t))$ как плотность потенциальной энергии для зависящих от плотности нуклонных сил, то (1) трансформируется в функционал достаточно общего вида для атомного ядра с N нуклонами. Самосогласованный одночастичный потенциал и остаточное взаимодействие получаем, следуя в целом той же схеме вывода, что и в зависящем от времени методе Хартри-Фока. В пределе

коллективного движения малой амплитуды имеем $n(\vec{r}, t) = n_0(\vec{r}) + \delta n(\vec{r}, t)$. Малая вариация плотности $\delta n(\vec{r}, t)$ определяется через обобщённое скейлинг-преобразование волновой функции системы как

$$\delta n_j(\vec{r}, t) = \sum_{k=1}^K \alpha_{\lambda\mu k}^j(t) (\nabla n_0(\vec{r}) \nabla f_{\lambda\mu k}(\vec{r}) + n_0(\vec{r}) \Delta f_{\lambda\mu k}(\vec{r})). \quad (2)$$

Скейлинг-преобразование задаёт сепарабельный характер взаимодействия и определяет через затравочные одночастичные операторы $f_{\lambda\mu k}(\vec{r}) = R_k(r)(Y_{\lambda\mu}(\Omega) + Y_{\lambda\mu}^\dagger(\Omega))$ различные типы коллективного движения (например, поверхностные и объёмные), дающие вклад в гармонические колебания данной мультипольности. В этом плане ОМВП описывает самосогласованную систему K связанных между собой коллективных мод, каждая из которых в свою очередь описывается в рамках ПХФ. Амплитуды $\alpha_{\lambda\mu k}^j(t) = \alpha_{\lambda\mu k}^{j0} \cos(\omega t)$, вычисляемые в ОМВП, регулируют относительные вклады этих мод в общее коллективное движение.

В конечном счёте ОМВП приводит к замкнутой системе уравнений для амплитуд $\alpha_{\lambda\mu k}^{j0}$ и энергий возбуждения системы $\omega_{\lambda\mu j}$:

$$\sum_{k'=1}^K S_{\lambda\mu k k'}(\omega) \alpha_{\lambda\mu k'}^{j0} = 0 \quad (3)$$

и

$$\det | S_{\lambda\mu k k'}(\omega) | = 0, \quad (4)$$

где

$$S_{\lambda\mu k k'}(\omega) = \sum_{ph} \frac{\langle p | Q_{\lambda\mu k} | h \rangle \langle p | Q_{\lambda\mu k'} | h \rangle \epsilon_{ph}}{\epsilon_{ph}^2 - \omega_{\lambda\mu j}^2} - \frac{1}{2\kappa_{\lambda\mu k k'}}, \quad (5)$$

$$Q_{\lambda\mu k}(\vec{r}) = \left(\frac{d^2 v}{dn^2} \right)_{n=n_0} (\nabla n_0(\vec{r}) \nabla f_{\lambda\mu k}(\vec{r}) + n_0(\vec{r}) \Delta f_{\lambda\mu k}(\vec{r})) + \int \frac{(\nabla n_0(\vec{r}_1) \nabla f_{\lambda\mu k}(\vec{r}_1) + n_0(\vec{r}_1) \Delta f_{\lambda\mu k}(\vec{r}_1))}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} d\vec{r}_1, \quad (6)$$

$$\kappa_{\lambda\mu k k'}^{-1} = - \int Q_{\lambda\mu k}(\vec{r}) (\nabla n_0(\vec{r}) \cdot \nabla f_{\lambda\mu k'}(\vec{r}) + n_0(\vec{r}) \Delta f_{\lambda\mu k'}(\vec{r})) d\vec{r}. \quad (7)$$

В тривиальном случае ($K = 1$) дисперсионное уравнение (4) имеет тот же вид, что и в случае стандартного гамильтониана с сепарабельным взаимодействием: $H_{\lambda\mu} = H_0 - 1/2\kappa_{\lambda\mu} Q_{\lambda\mu}^\dagger Q_{\lambda\mu}$. Легко видеть, что выражения (6) и (7) определяют оператор остаточного взаимодействия и

обратное значение его силовой константы. Если в уравнениях (3)-(7) отбросить кулоновские члены, то получим вариант ОМВП для атомных ядер. Будучи самосогласованной моделью, ОМВП не требует никаких подгоночных параметров. Она включает в себя как частные случаи различные варианты МВП, используемые в теории ядра, а также модели типа локального ПХФ, используемые в физике МК.

В подразделе 4.1.2 уравнения ОМВП конкретизируются для сферических и деформированных систем. В последнем случае используется мультипольное разложение плотности $n_0(\vec{r})$ (а также одночастичного потенциала, если он не вычисляется самосогласованным образом, а задаётся феноменологически). Показывается, что уравнения ОМВП носят универсальный характер и могут быть использованы для КФС с любой деформацией, включая неаксиальную. Даются простые аналитические оценки для энергий возбуждения ГР в МК и атомных ядрах, проводится сравнение с другими моделями.

В §4.2 в рамках ОМВП исследуются изоскалярные Е2 и Е3 ГР в деформированных и супердеформированных ядрах. Для упрощения расчётов используется метод силовой функции, позволяющий получать в рамках ОМВП усреднённые характеристики ГР, не решая при этом уравнений модели для *каждого* однофоновного состояния. Расчёты проводились с одночастичным потенциалом Вудса-Саксона. Они демонстрируют важность учёта самосогласования, когда остаточные силы зависят от вида одночастичного потенциала и отражают все его особенности, включая деформацию. Как видно из Рис. 2, составляющие оператора остаточного взаимодействия, обусловленные самосогласованным учётом деформации ядра, сравнимы по порядку величины со сферической составляющей. Это имеет место при нормальной деформации и тем более при супердеформации. Расчёты в рамках ОМВП хорошо воспроизводят экспериментальные данные об энергии ГР в ядрах с нормальной деформацией и указывают на возможность существенного размытия Е3 ГР в супердеформированных ядрах.

§4.3 посвящён исследованию в рамках ОМВП Е1 ГР (дипольного плазмона) в сферических натриевых кластерах. Как уже говорилось выше, ранее модели с сепарабельным взаимодействием для описания ГР в МК не применялись, и сама возможность использования сепарабельного приближения в МК была под вопросом. Проведённые в рамках ОМВП вычисления были полностью самосогласованными, т.е. и одночастичный потенциал, и остаточное взаимодействие были полу-

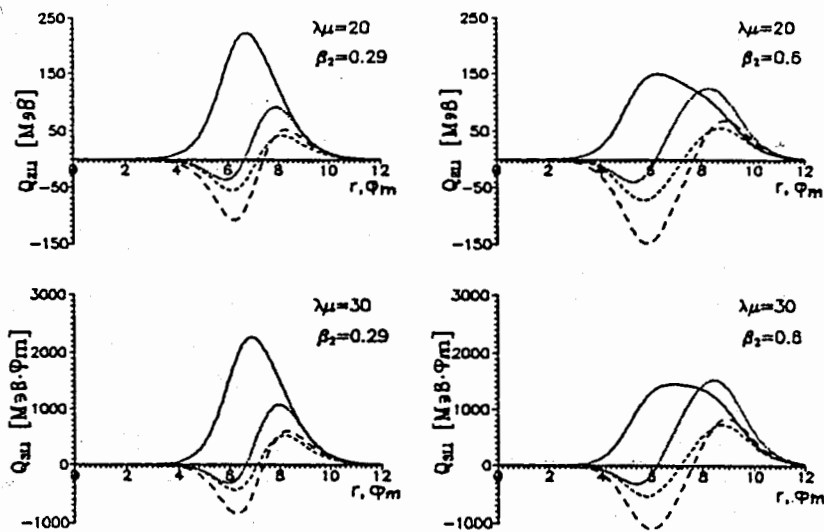


Рис. 2: Радиальная зависимость оператора $Q_{\lambda\mu k}(\vec{r})$ для $\lambda\mu = 20$ и 30 в ^{154}Sm при обычной деформации и супердеформации. Приведены сферическая компонента оператора (сплошная кривая) и деформационные компоненты, обусловленные самосогласованием (штрих-пунктирные и пунктирные кривые).

чены из функционала Кона-Шема. Рассматривались нейтральные и заряженные натриевые кластеры в широком диапазоне по массовому числу ($8 \leq N_e \leq 952$). Расчёты показали, что ОМВП даёт хорошее описание всех основных характеристик дипольных возбуждений (энергия Е1 ГР, его фрагментация, статическая дипольная поляризуемость, основные тенденции с ростом N_e), что продемонстрировано на Рис.3 и в Табл.2. По качеству описания ОМВП несколько не уступает моделям полного ПХФ, не использующим сепарабельное приближение, хотя в отличие от последних не требует громоздких вычислений. Хорошее согласие с экспериментальными данными, полученное в настоящих расчётах, однозначно свидетельствует о применимости *сепарабельных* самосогласованных сил для описания Е1 ГР в натриевых кластерах. Данный результат является одним из важнейших в диссертации, поскольку обосновывает правомерность использования для МК нового для этой области и весьма эффективного класса моделей.

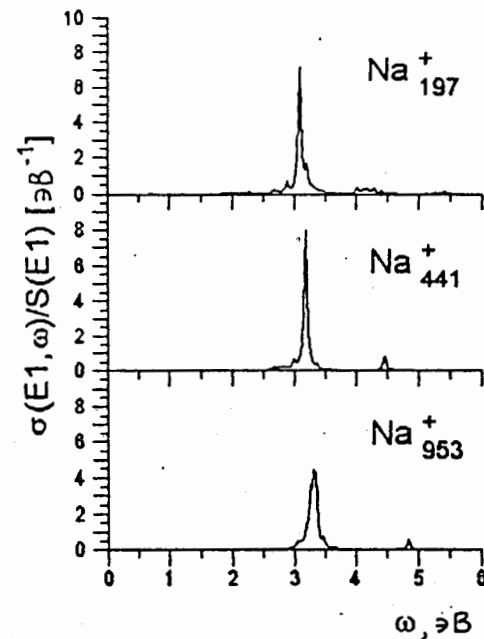


Рис. 3: Е1 силовая функция для больших заряженных кластеров, вычисленная в рамках ОМВП.

Далее, расчёты продемонстрировали важность учёта связи поверхностных и объёмных дипольных мод. Сдвигая вниз по энергии высокоэнергетические дипольные пики, данная связь существенно улучшает описание дипольных возбуждений в целом. Для кластеров с $N_e = 40, 58, 92$ и 138 предсказана значительная фрагментация Е1 ГР. Из расчётов следует, что вклад фрагментации Е1 ГР в его полную ширину составляет в сферических кластерах 10–20% для $N_e = 8–40$ и до 50% в более тяжёлых кластерах.

Показано, что одночастичный потенциал Вудса-Саксона, несмотря на его отличие от самосогласованных потенциалов в поверхностной области, вполне применим в задачах по описанию дипольных возбуждений как в нейтральных, так и в заряженных натриевых кластерах. Предложены наиболее оптимальные наборы параметров этого потенциала для нейтральных и заряженных МК.

Сделаны первые ПХФ-расчёты для Е2 и Е3 коллективных возбу-

Таблица 2: Экспериментальные и рассчитанные в рамках ОМВП энергии Е1 ГР ($\bar{\omega}$) и статические дипольные поляризуемости (SDP, в единицах R^3).

Кластер	$\bar{\omega}$, эВ		SDP, R^3	
	Эксп.	ОМВП	Эксп.	ОМВП
Na_8	2.59	2.66	1.77(3)	1.78
Na_{20}	2.67	2.80	1.68(10)	1.57
Na_{40}	2.72	2.68	1.61(3)	1.64
Na_{58}	-	2.83	-	1.41
Na_{92}	-	2.85	-	1.41
Na_{138}	-	2.91	-	1.37
Na_9^+	2.71	2.66	-	1.44
Na_{21}^+	2.68	2.61	-	1.51
Na_{41}^+	2.60	2.75	-	1.51
Na_{59}^+	2.70	2.85	-	1.39
Na_{93}^+	2.75	2.88	-	1.36
Na_{139}^+	-	2.94	-	1.34
Na_{197}^+	-	3.09	-	1.27
Na_{441}^+	-	3.18	-	1.16
Na_{953}^+	-	3.28	-	1.18

жений, Показано, что эти резонансы, расположенные соответственно при энергии 2.5-3.5 и 3-4 эВ, чётко выделены и находятся ниже порога ионизации, что говорит о хороших перспективах их экспериментального обнаружения.

В §4.3 в рамках ОМВП исследованы дипольные возбуждения в натриевых кластерах с аксиальной квадрупольной и гексадекапольной деформацией. Рассмотрены МС как сплюснутой, так и вытянутой формы. Одночастичная схема рассчитывалась с деформированным потенциалом Вудса-Саксона, основные параметры которого (глубина, радиус и диффузность) были взяты такими же как для сферических МК. В остальном расчёты проводились самосогласованным образом. Учитывалось взаимодействие поверхностных и объёмных коллективных мод, а также связь дипольных и октупольных возбуждений, име-

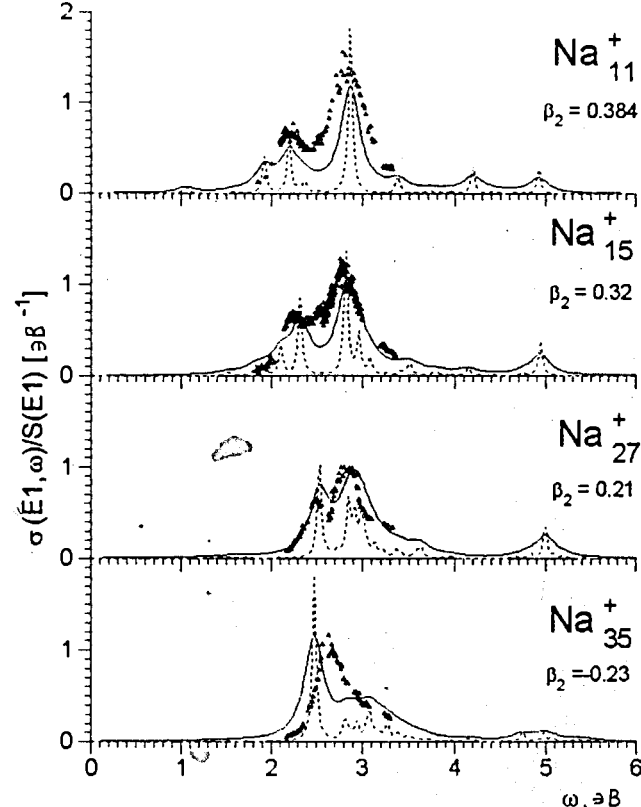


Рис. 4: Экспериментальное сечение фотовозбуждения (треугольники) и силовая функция Е1 переходов, вычисленная в рамках ОМВП с усреднением $\Delta = 0.05$ эВ (пунктирная кривая) $\Delta = 0.25$ эВ (сплошная кривая) для деформированных заряженных кластеров.

ющая место в деформированных системах. Показано, что если первый эффект весьма важен (как и в сферических МК), то влияние второго эффекта на свойства дипольных возбуждений незначительно даже для кластеров с большой деформацией. Во всех МК наблюдается характерное деформационное расщепление Е1 ГР. Модель хорошо описывает положение дипольного резонанса, а также величину его деформационного расщепления (с параметрами деформации, полученными по методике Липпарини). Как видно из Рис. 4, удаётся воспроизвести даже детали экспериментальной картины: высокоэнергетическое плечо правого пика в $Na_{15}^+ - Na_{35}^+$, концентрацию Е1 силы практически

в одном пике в Na_{35}^+ и др..

Данные расчёты демонстрируют хорошие возможности ОМВП для исследования свойств Е1 ГР в деформированных натриевых кластерах. Поскольку подавляющее большинство МК являются деформированными, то ОМВП имеет широкие перспективы для своего применения.

В заключении перечисляются основные результаты, выдвигаемые для защиты.

В приложении 1 представлены выражения для поправок, возникающих в уравнениях КФМ в связи с учётом принципа Паули в сложных компонентах волновых функций.

В приложении 2 приведены выражения, используемые в ОМВП при описании деформированных КФС.

В приложении 3 рассмотрены силовые функции, используемые для исследования ГР в атомных ядрах и МК.

В приложении 4 изложена методика вычисления параметра квадрупольной деформации по расщеплению Е1 ГР в деформированных МК.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев и А.В.Халкин, *Изучение корреляций в основных состояниях деформированных ядер*, ЯФ, **32** (1980) 1209-1217.
2. Ф.Мелиев, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев, А.В.Халкин и Н.Ю. Ширикова, *Роль принципа Паули при описании коллективных неротационных состояний деформированных ядер*, Изв. АН СССР, сер. физ., **45** (1981) 1834-1840.
3. С.И.Баструков, В.О.Нестеренко и В.Г.Соловьев, *Роль принципа Паули при описании неротационных состояний нечётных деформированных ядер*, Изв. АН СССР, сер. физ., **46** (1982) 2144-2149.
4. V.G.Soloviev, V.O.Nesterenko and S.I.Bastrukov, *On Vibrational States in Deformed Odd-A Nuclei*, Z. Phys., **A309** (1983) 353-361.

5. С.И.Баструков и В.О.Нестеренко, *Учёт фононных компонент в волновых функциях нечётных деформированных ядер при описании Е1 переходов*, Сообщение ОИЯИ Р4-84-135, Дубна, 1984.
6. S.I.Bastrukov and V.O.Nesterenko, *Description of Low-Lying States in Deformed Nuclei within the Quasiparticle-Phonon Model*, Proc. Int. Symp. on In-Beam Spectr., Debrecen, Hungary (1984), ed. Zs. Dombrady and T.Fenesh, Publish. House of the Hungary Acad. of Scienc., p.689-699.
7. С.И.Баструков и В.О.Нестеренко, *Корреляции квазичастиц в основных состояниях деформированных ядер*, Сообщение ОИЯИ Р4-84-151, Дубна, 1984.
8. В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев и А.В.Сушков, *Основные уравнения квазичастично-фононной модели ядра для чётно-чётных деформированных ядер*, Сообщение ОИЯИ Р4-86-115, Дубна, 1986.
9. В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев, А.В.Сушков и Н.Ю. Ширикова, *Гексадекапольные состояния в деформированных ядрах*, ЯФ, **44** (1986) 1443-1450.
10. V.O.Nesterenko, *Hexadecapole States in Deformed Nuclei*, Nucl. Science Res. Conf. Series, Symmetr. and Nucl. Struct., **13** (1987) 297-304.
11. V.O.Nesterenko, I.N.Kukhtina, A.V.Sushkov and Dao Tie Khoa, *On the Rule of the Hexadecapole Forces in Describing γ Band States in the Rare-Earth Nuclei*, J. Phys. G: Nucl. Phys., **14** (1988) 725-732.
12. V.O.Nesterenko and A.V.Sushkov, *The Interior of Charge Transition Density and the Structure of Low-Lying States in Deformed Nuclei*, J. Phys. G: Nucl. Phys., **16** (1990) L111-L115.
13. V.O.Nesterenko and A.V.Sushkov, *The Interior of Charge Transition Density and Nuclear Structure*, Proc. 3rd Intern. Spring Semin. on Nucl. Phys., Ischia, Italy (1990), ed. A.Covello, World Scientific Publ. (1991) 429-438.

14. V.O.Nesterenko, *The Multiphonon Version of the Quasiparticle - Phonon Model: Application to the Problem of Existence of Low-Lying Two-Phonon States in Deformed Nuclei*, Preprint JINR E4-89-91, Dubna, 1989.
15. V.O.Nesterenko, *On the Coupling Between Multiphonon Configurations in Deformed Nuclei*, *Z. Phys.*, **A335** (1990) 147-151.
16. J.Kvasil, V.O.Nesterenko and I.Hřivnáčová, *Description of Low-Lying States in Odd-Odd Deformed Nuclei Taking Account of the Coupling with Core Rotations and Vibrations. 1.Theory.*, *Czech. J. Phys.*, **41** (1991) 345-358.
17. J.Kvasil, R.K.Sheline, V.O.Nesterenko, I.Hřivnáčová and D.Nosek, *Microscopic description of vibrational degrees of freedom in odd-odd isotopes of Ho*, *Z. Phys.*, **A343** (1992) 145-159.
18. V.O.Nesterenko, *Microscopic Description of Low-Lying States in Deformed Nuclei with Rotation-Vibration Coupling*, *ЭЧАЯ*, **24** (1993) 1517-1550.
19. Н.А.Бонч-Осмоловская и В.О.Нестеренко, *Микроскопическое описание неротационных состояний в нечётных деформированных ядрах гольмия с $A=157-165$* , *Изв. РАН, сер. физ.*, **56** (1992) 53-63.
20. Б.А.Аликов, Н.А.Бонч-Осмоловская и В.О.Нестеренко, *Микроскопическое описание $E1$ переходов в ^{177}Hf* , *Изв. РАН, сер. физ.*, **56** (1992) 43-52.
21. Н.А.Бонч-Осмоловская и В.О.Нестеренко, *Микроскопическое описание низкоэнергетических состояний в ^{159}Tm* , *Изв. РАН, сер. физ.*, **59** (1995) 44-51.
22. В.О.Нестеренко, *Металлические кластеры как новая область приложения идей и методов ядерной физики*, *ЭЧАЯ*, **23** (1992) 1665-1714.
23. V.O.Nesterenko, *Overlap of Metal Clusters and Nuclear Structure Physics*, Proc. 4rd Intern. Spring Semin. on Nucl. Phys., Amalfi, Italy (1992) ed. A.Covello, World Scientific Publ. (1993) 585-596.

24. V.O.Nesterenko, *Vibrating potential model for giant resonances in deformed metal clusters and nuclei*, Proc. 2nd Intern. Conf. on Atomic and Nucl. Clusters, Santorini, Greece (1993), ed. G.S.Anagnostatos and W. von Oertzen, Springer-Verlag (1995) 256-267.
25. В.О.Нестеренко, В.Клейниг и Н.Ю.Ширикова, *Гигантские резонансы в атомных ядрах и металлических кластерах*, *Изв. РАН, сер. физ.*, **58** (1994) 16-28.
26. V.O.Nesterenko, W.Kleinig and V.V.Gudkov, *Collective $E\lambda$ excitations of surface character in spherical and deformed sodium clusters: vibrating potential model*, *Z. Phys.*, **D34** (1995) 271-282.
27. V.O.Nesterenko and W.Kleinig, *Application of nuclear theory methods to new family of Fermi systems*, Proc. of 29th Winter School of PIAF (Physics of Atomic Nuclei), St.-Peterburg (1995) 89-108.
28. V.O.Nesterenko and W.Kleinig, *Generalized vibrating potential model for collective excitations in spherical, deformed and superdeformed systems: (1) atomic nuclei, (2) metal clusters*, *Phys. Scr.*, **56** (1995) 284-288.
29. V.O.Nesterenko, W.Kleinig, V.V.Gudkov and J.Kvasil, *Microscopic Description of $E2$ and $E3$ giant resonances in deformed and superdeformed nuclei*, *Phys. Rev.*, **C53** (1996) 1632-1639.
30. V.O.Nesterenko, W.Kleinig, V.V.Gudkov, N.Lo Iudice and J.Kvasil, *Multipole optical response of spherical sodium clusters: coupling of surface and volume modes*, Preprint JINR E17-96-325, Dubna (1996); to be published in *Phys. Rev. A*.
31. V.O.Nesterenko and W.Kleinig, *RPA description of dipole oscillations in deformed sodium clusters*, Preprint JINR E17-96-466, Dubna (1996).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1997 года.