

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

На правах рукописи

СЕВЕРЮХИН Алексей Павлович

**Роль фонон-фононного взаимодействия в
структуре нейтронно-избыточных ядер**

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

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна – 2024

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

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

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

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук

Ю. М. Быстрицкий

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Исследования свойств нейтронно-избыточных ядер находятся в центре внимания большинства мировых ядерных центров и представляют одну из "точек роста" современной ядерной физики. Актуальные задачи связаны с предсказанием характера эволюции структуры ядра при изменении нейтронно-протонной асимметрии вплоть до экстремальных значений. Исследуются эффекты, связанные с перестройкой ядерных оболочек и возможным изменением стандартных магических чисел.

Ядерный β -распад является практически единственным источником информации о структуре короткоживущих, сильно нейтронно-избыточных ядер. Эксперименты на пучках радиоактивных ядер, полученных в реакциях фрагментации, либо методами ISOL (Isotope Separation On-Line), позволяют изучать β -распад нуклидов, перегруженных нейтронами. Для постановки экспериментов требуются надежные предсказания энерговыделения β -распада и силовых функций переходов Гамова-Теллера (ГТ) и первого порядка запрета. Новые экспериментальные данные о спектральных характеристиках нейтронно-избыточных ядер и вероятностях их β -распада в свою очередь стимулируют развитие микроскопических подходов, трактующих ядро как конечную систему взаимодействующих нуклонов и широко использующих методы теории многих тел.

Одним из основных подходов при изучении коллективных возбуждений, как в нейтральном, так и зарядово-обменном каналах, является приближение случайных фаз (ПСФ), в котором остаточное взаимодействие определяется самосогласованно с потенциалом среднего поля, полученным в рамках теории функционала плотности энергии (ФПЭ). В ПСФ волновые функции однофононных состояний представлены как суперпозиции двухквазичастичных конфигураций. Роль учета взаимодействия простых мод возбуждения (однофононных) с более сложными при описании β -силовых функций нейтронно-избыточных ядер является одной из наиболее актуальных проблем.

Скорости β -распада ядер, обогащенных нейтронами, — это важнейшие входные данные для моделирования астрофизического процесса быстрого нуклеосинтеза (r -процесса). Характеристики β -распада ядер вблизи нейтронных оболочек $N=50, 82, 126$ в значительной степени ответственны за пики в кривой распространенности элементов с массовыми числами $A=80, 130, 195$. Свойства β -распада этих ядер (waiting-point nuclei) определяют временную шкалу

r -процесса. Периоды полураспада и вероятности задержанной эмиссии нейтронов напрямую влияют на финальную форму пиков кривой распространенности элементов. В экспериментах (RIBF в RIKEN, ISOLDE в CERN, SPIRAL в GANIL и FAIR в GSI) с использованием метода $\beta-\gamma$ совпадений были измерены периоды β -распада для многих ключевых ядер r -процесса. Для интерпретации процессов, сопутствующих β -распаду нейтронно-избыточных нуклидов требуется высокий уровень понимания эффектов ядерной структуры, которые важны для единого описания скоростей β -распада, объяснения γ -спектроскопии и вероятности эмиссии нейтронов.

Цели и задачи исследований

Цель диссертационной работы состоит в развитии модельных представлений об эффектах взаимодействия простых и сложных конфигураций, полученных с самосогласованным средним полем, опираясь на функционал плотности энергии. Исследованы различные спектральные характеристики сферических ядер с нейтронным избытком, в том числе гигантские мультипольные резонансы, низкоэнергетические вибрационные состояния, вероятности β -распадов и β -задержанных процессов (эмиссии нейтронов и γ -квантов). Для реализации этой цели решались следующие задачи:

- Исследование роли взаимодействия простых (однофоонных) и сложных (двух- и трехфоонных) конфигураций в рамках последовательной микроскопической версии квазичастично-фоонной модели, опирающейся на функционал плотности энергии.
- Расчет скорости β -распада с функционалом плотности энергии, при построении которого учтена связь коллективных мод возбуждений с одночастичным движением.
- Анализ механизмов влияния сложных конфигураций на спектральные характеристики изучаемых ядер.
- Вычисление скорости $\gamma\gamma$ -распада низкоэнергетических состояний четно-четных ядер.
- Изучение влияния нейтронного избытка на равновесную форму ядра. В рамках метода генерирующей координаты расчет ядерных состояний, в которых нейтронные и протонные подсистемы имеют независимо фиксированную статическую деформацию.

Научная новизна

- Развитие квазичастично-фононной модели на основе функционала плотности энергии Скирма позволило поставить и решить задачу описания скоростей β -распада нейтронно-избыточных ядер и сопутствующих β -распадам γ -спектроскопии и нейтронной эмиссии.
- Предсказано существование низкоэнергетических двухфононных 1^+ -состояний с большими значениями $\log ft (> 4)$ и $B(E2) (> 5 \text{ одн. ед.})$ в нечетно-нечетных нейтронно-избыточных изотопах In.
- Предложена схема расчета скорости ядерного β -распада основываясь на функционал плотности энергии, при построении которого учтена связь коллективных мод возбуждений с одночастичным движением.
- Впервые рассчитан относительный вклад поверхностного и объемного взаимодействий в канале частица-частица, используя экспериментальные значения g -факторов состояний 2^+ нейтронно-избыточных ядер.
- Впервые обнаружено, что вероятность двойного γ -распада 2_1^+ -состояния четно-четного сферического ядра чувствительна к силе смешивания простых и сложных конфигураций гигантского дипольного резонанса.
- Разработан статистический вариант расчета ширины гигантского дипольного резонанса, а также энергий гамов-теллеровских переходов, определяющих вероятность мультинейтронной эмиссии, сопутствующей β -распаду нейтронно-избыточных ядер.
- Впервые метод генерирующей координаты использован для анализа квадрупольной динамики ядра с учетом полного изоспинового пространства, а именно с независимыми квадрупольными моментами протонных и нейтронных подсистем.

Теоретическая и практическая значимость

В диссертации квазичастично-фононная модель (КФМ) обобщена для изучения таких свойств нейтронно-избыточных ядер как мультинейтронная эмиссия и γ -спектроскопия, сопутствующие β -распаду, а также двойной γ -распад. Создан комплекс вычислительных программ для расчета энергии и структуры

ядерных состояний, описываемых волновыми функциями, содержащими простые (однофононные) и сложные (двух- и трехфононные) конфигурации на базе зарядово-нейтральных и зарядово-обменных фононов для четно-четных (родительских) и нечетно-нечетных (дочерних) сферических ядер.

Результаты исследований свойств двухфононных состояний дочерних ядер и вероятностей эмиссии нейтронов использовались при анализе и интерпретации экспериментальных данных, а также при планировании и подготовке экспериментов. Они отмечены первой премией ОИЯИ в области экспериментальной физики за 2017 г. Кроме того, предсказано открытие канала β -задержанной эмиссии нейтронов в цепочке изотопов кадмия, начиная с нуклида ^{126}Cd .

Ещё одной особенностью диссертационной работы является разработка упрощенных методов расчета, позволяющих использовать либо эффективный учет связи простых и сложных конфигураций, изменяя радиальную зависимость эффективной массы нуклона в ядре, либо статистический способ расчета спектра возбужденных состояний радиоактивных изотопов с избытком нейтронов. Изложенные результаты представляют интерес и частично уже нашли себе применение в ряде российских и зарубежных центров (ОИЯИ, НИЯУ МИФИ, НИИЯФ МГУ, RIKEN, IN2P3, Технический университет г. Дармштадт, Университет г. Лунд).

Основные положения, выносимые на защиту

1. Уравнения квазичастично-фононной модели ядра, описывающие фрагментацию одно- и двухфононных компонент волновых функций ядерных возбуждений, обобщены на базе функционала плотности энергии Скирма с учетом тензорного взаимодействия нуклонов.
2. Обнаружено, что для количественного описания скорости β -распада нейтронно-избыточных ядер волновые функции должны содержать двухфононные компоненты. Они играют определяющую роль при описании γ -спектроскопии состояний 1^+ дочерних ядер. В нечётно-нечётных ядрах вблизи дважды магического ядра ^{132}Sn предсказано существование 1^+ - уровней, входящих в мультиплет $[3_1^+ \otimes 2_1^+]$, образованный зарядово-обменным фононом 3_1^+ и зарядово-нейтральным фононом 2_1^+ .
3. Показано, что взаимодействие одно- и двухфононных конфигураций увеличивает вероятность двухнейтронной эмиссии, сопутствующей

β -распаду нейтронно-избыточных ядер. Без учета связи с двухфононными состояниями нельзя описать открытие канала эмиссии нейтронов в цепочке изотопов.

4. Продемонстрировано, что, изменив поведение эффективной массы нуклона на поверхности ядра, удастся правильно описать скорости β -распада ядер на базе функционала плотности энергии.
5. Впервые в рамках метода функционала плотности энергии, учитывая взаимодействие одно- и двухфононных состояний при наличии конфигурационной изоспиновой поляризации, описаны свойства квадрупольного состояния смешанной симметрии в нуклиде ^{92}Zr и предсказано существование аналогичного состояния в ^{90}Sr .
6. Показано, что взаимодействие однофононных конфигураций $J^\pi = 1^-$ с двухфононными конфигурациями типа $[1^- \otimes 2_1^+]$ гигантского дипольного резонанса играет ключевую роль в расчете вероятности двойного γ -распада нижайшего 2^+ состояния четно-четного сферического ядра. Введено понятие обобщенной электрической дипольной поляризуемости как новой ядерной наблюдаемой.
7. Предложен упрощенный способ вычисления ширины гигантского дипольного резонанса и распределения силы гамов-теллеровских переходов, использующий наряду с формализмом квазичастично-фононной модели теорию случайных матриц. Получено хорошее согласие с экспериментальными ширинами резонансов ядер ^{132}Sn , $^{206,208}\text{Pb}$. На примере изотопа ^{60}Ca продемонстрировано, что предложенный способ может оказаться важным для экспериментальных исследований вероятности эмиссии задержанных нейтронов.
8. Основываясь на расчетах методом генерирующей координаты с независимо фиксированными аксиальными квадрупольными моментами протонных и нейтронных подсистем, изучена квадрупольная динамика ядра с учетом полного изоспинового пространства. На примере изотопа ^{20}O показано, что допущение о независимой коллективной динамике протонов и нейтронов, сильно изменяет вероятность γ -распада 2_1^+ уровня.

Достоверность результатов

Достоверность результатов гарантирована тем, что в процессе работы использовались современные математические методы, а также высоким уровнем созданного программного обеспечения. Кроме того, достоверность результатов контролировалась посредством многочисленных сравнений с известными экспериментальными данными из разных областей ядерной карты.

Апробация диссертации

Результаты, представленные в диссертации докладывались и обсуждались на научных семинарах Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ, НИИЯФ МГУ, кафедры Теоретической ядерной физики НИЯУ МИФИ, Свободного университета г. Брюссель (Бельгия), университета Aizu г. Айзу-Вакаматсу (Япония), университета г. Лунд (Швеция), Института ядерной физики г. Орсе (Франция), в Научном центре СЕА г. Сакле (Франция), Института ядерных исследований г. Дармштадта (Германия), в Научном центре RIKEN г. Вако (Япония), на международной сессии-конференции ОФН РАН (Дубна, 2016), выездном совещании совета РАН по фундаментальной ядерной физике в ИЯФ СО РАН (Новосибирск, 2023), а также представлялись и докладывались на международных конференциях "Nuclear Structure and Related Topics" (Дубна, 2003), "International Symposium on Exotic Nuclei" (Ханты-Мансийск, 2006), "Nucleus 2007" (Воронеж, 2007), "XIII International Symposium on Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics" (Кельн, Германия, 2008), "International Conference Nuclear Structure and Related Topics" (Дубна, 2009), "JUSTIPEN-EFES workshop on unstable nuclei" (Вако, Япония, 2009), "Many body correlations from dilute to dense nuclear systems" (Париж, Франция, 2011), "KLFTP-BLTP Joint Workshop on Nuclear Physics" (Пекин, Китай, 2011), "6th Workshop on Shape-Phase Transitions and Critical-Point Phenomena in Nuclei" (Дармштадт, Германия, 2012), "International Conference Nuclear Structure and Related Topics" (Дубна, 2012), "IN2P3-BLTP Workshop on Recent Achievements in Nuclear Physics" (Дубна, 2013), "7th Workshop on Shape-Phase Transitions and Critical Point Phenomena in Nuclei" (Севилья, Испания, 2014), "VII International Symposium on Exotic Nuclei" (Калининград, 2014), "Nucleus 2015" (Санкт-Петербург, 2015), "8th Workshop on Quantum Phase Transitions in Nuclei and Many-Body Systems" (Прага, Чехия, 2016), "VIII International Symposium on Exotic Nuclei" (Казань, 2016), "The International Symposium on Physics of Unstable Nuclei" (Хаолонг, Вьетнам, 2017), "Meeting on New

Avenues in Low-Energy Nuclear Physics" (Орсэ, Франция, 2018), "International Conference Nuclear Structure and Related Topics" (Бургас, Болгария, 2018), "IX International Symposium on Exotic Nuclei" (Петрозаводск, 2018), "Nucleus 2019" (Дубна, 2019), "XXIII International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Applications" (Варна, Болгария, 2019), "Laser & Plasma research and technologies" (Москва, 2020, 2021, 2022), "Nucleus 2020" (Санкт-Петербург, 2020, 2021), "28th International Nuclear Physics Conference"(Кейптаун, ЮАР, 2022), "Infinite and Finite Nuclear Matter" (Дубна, 2023), "The International Symposium on Physics of Unstable Nuclei" (Остров Фукуок, Вьетнам, 2023).

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 33 печатные работы в рецензируемых журналах [1–33]

(ЭЧАЯ – 1, Ядерная физика - 9, Phys. Rev. C - 15, Prog. Theor. Phys. - 1, Prog. Theor. Exp. Phys. - 1, Eur. J. Phys. A - 2, Rom. J. Phys. - 1 и три статьи в трудах конференций.)

Все изложенные в диссертации результаты получены либо лично автором, либо при его определяющем участии в постановке задач и разработке методов их решения. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад автора был определяющим.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из семи глав общим объемом 263 страницы текста, включая 25 таблиц, 63 рисунка и список цитируемой литературы из 363 наименований.

Содержание работы

Во Введении приведен исторический обзор научной литературы по изучаемой проблеме, обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и задачи исследования, аргументирована научная новизна исследований, показана теоретическая и практическая значимость полученных результатов, даются основные положения, выносимые на защиту. Там же приводится перечень семинаров, конференций и совещаний, на которых докладывались результаты, включенные в диссертацию.

Первая глава носит обзорный характер и посвящена описанию свойств основного состояния нейтронно-избыточных ядер. Кратко обсуждается функ-

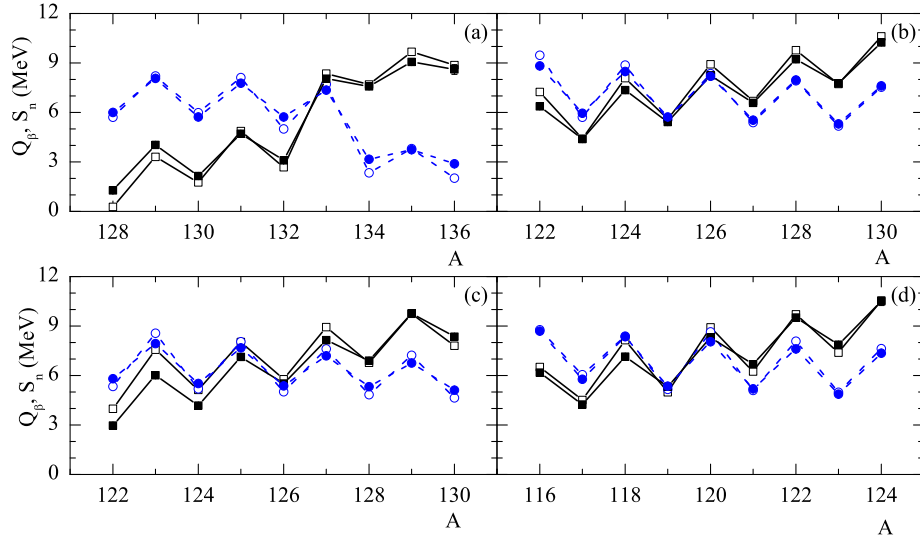


Рис. 1. Энерговыделения β -распада (Q_β) родительских ядер обозначены \square , \blacksquare ; энергии отрыва одного нейтрона (S_n) дочерних ядер – \circ , \bullet . Рисунки (a), (b), (c) и (d) соответствуют изотопам Sn, In, Cd и Ag, соответственно. Расчеты выполнены с ФПЭ Скирма T43 (\square , \circ). Экспериментальные данные – \blacksquare , \bullet .

ционал плотности энергии Скирма в рамках приближения среднего поля. Парные корреляции сверхпроводящего типа описываются зависящими от плотности контактными силами. В разделе 1.1 представлены уравнения Хартри–Фока–Боголюбова, построенные на каноническом квазичастичном базисе. Одночастичные гамильтонианы и корреляционные функции зависят от плотности нуклонов, что позволяет самосогласованным образом найти среднее поле и учесть парные корреляции сверхпроводящего типа. Большинство нейтронно-избыточных ядер нестабильны к β -распаду, то есть необходимым условием надежного предсказания является описание β -распадных свойств. Тензорная часть ФПЭ Скирма оказывает существенное влияние на гамов-теллеровские переходы в окне β -распада. В разделе 1.2 рассмотрена роль тензорного взаимодействия при формировании спектра одноквазичастичных состояний. Проанализировано влияние тензорного и центрального взаимодействий на спин-орбитальное расщепление. В разделе 1.3 обосновывается выбор параметризации ФПЭ Скирма. В случае нейтронно-избыточных ядер необходимо воспроизводить не только свойства основного состояния такие как энергия связи, зарядовый радиус и др., но особое значение имеет вопрос описания энергетического окна β -распада (Q_β) и энергии отрыва нейтрона (S_n) в дочерних ядрах. В качестве примера рассмотрены результаты расчетов значений Q_β и S_n для нейтронно-избыточных изотопов Sn, In, Cd и Ag (см. рис. 1). Показано, что с ФПЭ Скирма T43 хорошо воспроизводятся экспериментальные значения в этой области кар-

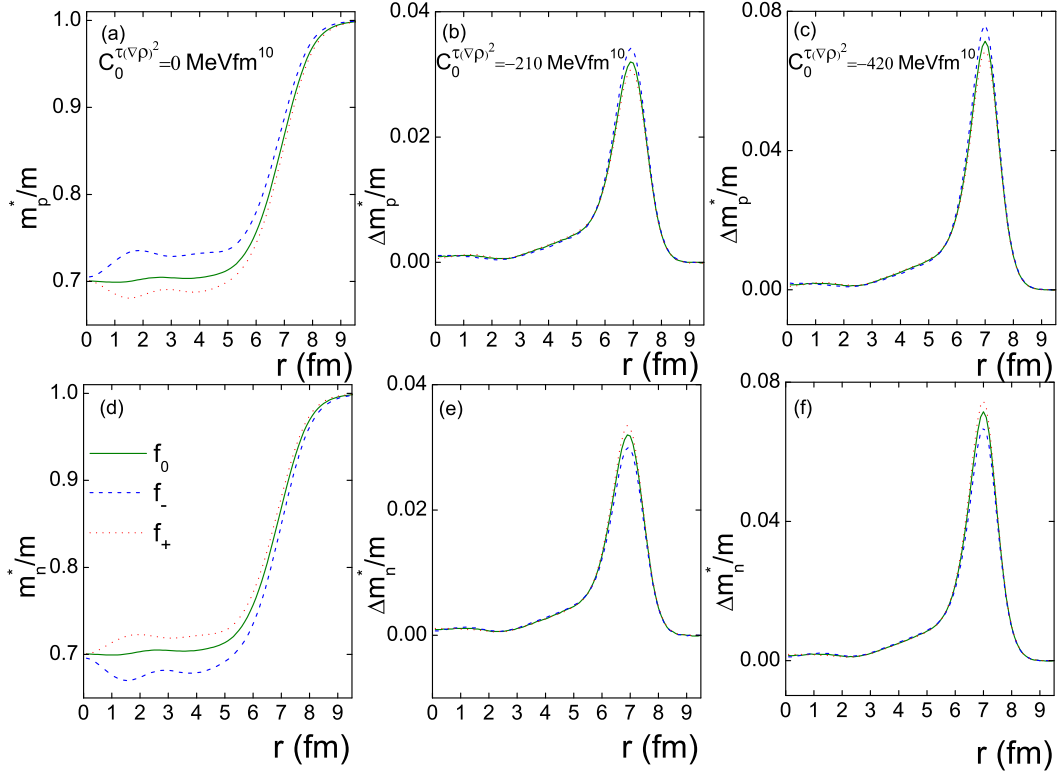


Рис. 2. Рисунки (а) и (d): радиальная зависимость эффективных масс протонов и нейтронов в ^{208}Pb ; рисунки (b), (c), (e) и (f): разница эффективных масс как функция параметра $C_0^{\tau(\nabla\rho)^2}$. Сплошные, штриховые и пунктирные линии соответствуют расчетам с ФПЭ f_0 , f_- и f_+ соответственно.

ты нуклидов. Кроме того, представлено сравнение характеристик β -распадов изотопов кадмия и изотопов $N = 82$. Экспериментальные данные показывают разную зависимость от массового числа A , а именно, почти семикратное уменьшение значений Q_β от ^{128}Pd до ^{134}Te и в тоже время постепенное увеличение значений Q_β с уменьшением числа нейтронов в цепочке изотопов кадмия. Результаты расчетов находятся в согласии с экспериментальными данными. Правильное описание значений Q_β для родительских ядер и значений S_{xn} для дочерних ядер является важной составляющей надежного прогнозирования вероятности эмиссии нейтронов. В разделе **1.4** исследуется влияние нейтронного избытка на равновесную форму ядра. В качестве примера рассмотрены нейтронно-избыточные изотопы кислорода $^{18-24}\text{O}$. Изучаемые нуклиды имеют сферическую форму в основном состоянии. Показано, что при небольших деформациях нейтронная деформация становится больше, чем протонная.

Связь коллективных мод с одночастичным движением трудно учесть в расчетах в самосогласованном подходе. В разделе **1.5** изложен подход, в котором эти корреляции включены непосредственно в ФПЭ Скирма как поправочные

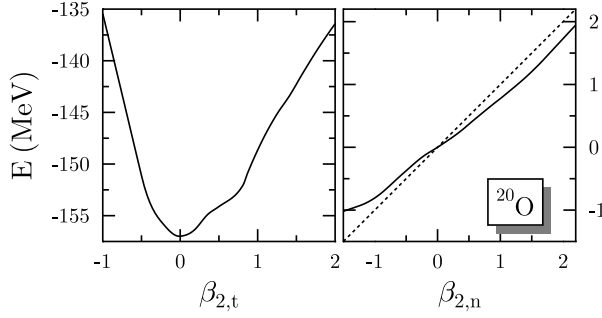


Рис. 3. Зависимость энергии связи от квадрупольной деформации $\beta_{2,t}$ (левый рисунок) и от квадрупольных деформаций нейтронных и протонных подсистем (правый рисунок).

слагаемые $\mathcal{H} = \mathcal{H}_{sky} + \Delta\mathcal{H}$,

$$\Delta\mathcal{H} = C_0^{\tau(\nabla\rho)^2} \tau (\nabla\rho)^2 + C_0^{\rho^2(\nabla\rho)^2} \rho^2 (\nabla\rho)^2, \quad (1)$$

где ρ — нуклонная плотность и τ — плотность кинетической энергии. Первое слагаемое изменяет эффективную массу нуклонов на поверхности ядра (см. рис. 2), а второе слагаемое компенсирует влияние первого слагаемого на потенциал среднего поля. В качестве примера рассмотрены частично-дырочные энергии $\{\pi 2d\frac{5}{2}, \nu 2d\frac{3}{2}\}$ и $\{\pi 2p\frac{3}{2}, \nu 2p\frac{1}{2}\}$, которые дают наибольший вклад в рассчитанные периоды β -распада ядер ^{132}Sn и ^{78}Ni соответственно. Показано, что включение слагаемых (1) уменьшает указанные частично-дырочные энергии и улучшает согласие с экспериментальными значениями: -1.305 МэВ в случае ^{132}Sn , -6.23 МэВ в случае ^{78}Ni .

Во **второй главе** для нейтронно-избыточных ядер предложено развитие метода генерирующей координаты с независимо фиксированными аксиальными квадрупольными моментами протонных и нейтронных подсистем. Квадрупольная динамика ядра с учетом полного изоспинового пространства изучена на примере нейтронно-избыточного изотопа ^{20}O . В разделе **2.1** изложена реализация метода генерирующей координаты, где отправная точка это — решение уравнений Хартри-Фока-Боголюбова, полученных с фиксированными квадрупольными моментами для протонных и нейтронных подсистем. Многочастичные волновые функции спроектированы по числу частиц и угловому моменту ядра. Уравнения Хилла-Уиллера-Гриффина определяют смешивание неортогонального набора многочастичных волновых функций. Построены коллективные волновые функции и обсуждены принципиальные трудности расчетов, связанные с неортогональностью набора многочастичных волновых функций.

В разделе **2.2** проанализирован выбор вариационного пространства коллективных переменных. Зависимость энергии связи ядра от квадрупольной де-

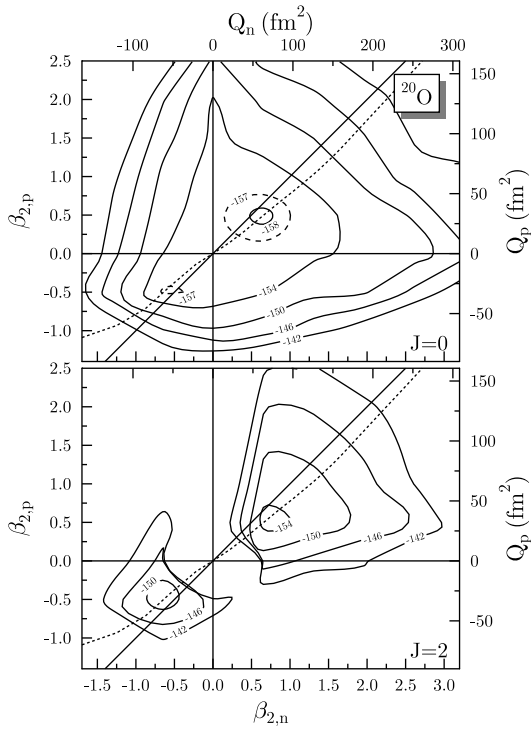


Рис. 4. Контурная карта энергий связи в зависимости от значений квадрупольной деформаций нейтронной и протонной подсистем. Расчеты методом ХФБ выполнены как с проектированием по числу нейтронов и протонов так и по угловому моменту J . Пунктирная линия – расчет с фиксированным аксиальным квадрупольным моментом ядра.

формации имеет четко выраженный сферический минимум и резкий рост энергии при увеличении деформации (см. рис. 3). При небольших различиях нейтронного и протонного среднеквадратичных радиусов использование деформаций $\beta_{2,n}$ и $\beta_{2,p}$ устраняет большую часть тривиального масштабирования квадрупольных моментов нейтронной и протонной подсистем с различными значениями N и Z . Показаны отклонения от результата гидродинамической модели. При больших деформациях показано, что как для вытянутой, так и для сплюснутой формы ядра нейтронная подсистема деформирована сильнее, чем протонная подсистема. При проектировании $J = 0$ получена иная зависимость энергии: плато в диапазоне деформации $-0.5 < \beta_{2,t} < 0.8$. Поведение кривой за пределами $\beta_{2,t} \simeq 0.8$ соответствует переходу, связанному с протонным возбуждением $2p-2h$ между оболочками при $Z = 8$. Кривая энергии 2^+ напротив имеет заметные минимумы.

В разделе **2.3** проведены расчеты методом генерирующей координаты с учетом изовекторной коллективной переменной и проанализировано ее влияние на энергии и коллективные волновые функции состояний $0_{g.s.}^+$ и 2_1^+ . Энергетическая поверхность $J = 0$ имеет два минимума в квадрантах, где нейтронная и протонные подсистемы имеют либо вытянутую, либо сплюснутую деформацию (см. рис. 4). Показано, что поверхность 0^+ практически не изменяется вдоль осей $\beta_{2,n} = 0$ и $\beta_{2,p} = 0$, а с другой стороны уже с этим нейтронным избытком существует относительное разделение деформаций в нейтронных и протонных подсистемах изотопа ^{20}O . Энергетическая поверхность 2^+ имеет две ямы

в верхнем правом и нижнем левом квадрантах. В случае вытянутой деформации минимум более глубокий, что отражается в доминировании этого сектора деформаций в коллективной волновой функции состояния 2^+ . Причем этот минимум сдвинут в область, где деформация нейтронной подсистемы превышает деформацию протонной подсистемы. На качественном уровне показана важность учета независимой деформации протонной и нейтронной подсистем, хотя основные особенности коллективных волновых функций все еще такие же, как и те, что определяются одномерной динамикой. Волновая функция двумерной динамики демонстрирует значительное расширение по обе стороны от пути, полученном при одномерной динамике, и как результат изменяется приведенная вероятность $E2$ -перехода.

В **третьей главе** теория малых гармонических колебаний применена для описания коллективных (однофононных) возбуждений нейтронно-избыточных нуклидов. Волновые функции однофононных состояний являются базисом при построении более сложных конфигураций. Метод уравнений движения позволил наиболее наглядно прийти к системе уравнений приближения случайных фаз. Остаточное взаимодействие получено с помощью вторых производных ФПЭ по нормальной и аномальной плотностям нуклонов. Для точной интерпретации β -распадных свойств нейтронно-избыточных изотопов требуется более высокий уровень понимания эффектов ядерной структуры, которые важны для описания матричных элементов как Γ -переходов, так и электромагнитных переходов. Учитывать связь со сложными конфигурациями весьма сложно, проводя расчеты в большом конфигурационном пространстве. Использование простых сепарабельных сил позволяет обходить эту трудность, но определить параметры таких сил для новых областей ядер довольно проблематично. Желание совместить простоту сепарабельных сил с условиями самосогласования стимулировало создание процедуры сепарабелизации (N. Van Giai, Ch. Stoyanov, V. V. Voronov, 1998) остаточного взаимодействия, полученного с ФПЭ Скирма.

В разделе **3.1** изложена сепарабельная аппроксимация для центрального остаточного взаимодействия в канале частица-дырка. Остаточное взаимодействие сводится к виду сил Ландау–Мигдала, где параметры Ландау выражаются через параметры ФПЭ Скирма, квадрат импульса Ферми и плотности нуклонов. При разложении в ряд по сферическим функциям и спин-угловым тензорам взаимодействие представлено в факторизованном виде по угловым

Таблица 1. Правило сумм для спин-дипольных переходов ядер ^{90}Zr и ^{132}Sn . Правая часть правила сумм (3) зависит от среднеквадратичных радиусов распределений нейтронов (r_n) и протонов (r_p). Результаты расчетов спин-дипольных возбуждений ^{90}Zr и ^{132}Sn представлены с учетом (I) и без (II) сепарабельной аппроксимации. Все расчеты выполнены с помощью ФПЭ SGII. Экспериментальные данные для ядра ^{90}Zr измерены на энергетическом интервале $E \leq 50$ МэВ для канала T_- и $E \leq 26$ МэВ для канала T_+ .

		r_n	r_p	$S(r_n, r_p)$	S_-	S_+	$S_- - S_+$
		(фм)	(фм)	(фм ²)	(фм ²)	(фм ²)	(фм ²)
^{90}Zr	I	4.253	4.198	142.9	279.2	135.7	143.4
	II	4.253	4.198	142.9	279.6	136.0	143.7
	эксп.				271 ± 14	124 ± 11	147 ± 13
^{132}Sn	I	4.856	4.658	607.7	694.3	87.3	607.1
	II	4.856	4.658	607.7	694.3	87.3	607.1

переменным.

$$\begin{aligned}
V_C^{ph}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = & N_0^{-1} \frac{\delta(r_1 - r_2)}{r_1^2} \\
& \times \left[\left(F_0^{ph} + F_0'^{ph} \tau_1 \cdot \tau_2 \right) \sum_{JM} Y_{JM}(\hat{r}_1) Y_{JM}^*(\hat{r}_2) \right. \\
& \left. + \left(G_0^{ph} + G_0'^{ph} \tau_1 \cdot \tau_2 \right) \sum_{JM} \sum_{L=J; J \pm 1} T_{LJM}(\hat{r}_1, \sigma_1) T_{LJM}^*(\hat{r}_2, \sigma_2) \right]. \quad (2)
\end{aligned}$$

При расчете матричных элементов остаточного взаимодействия радиальные интегралы вычислены при помощи квадратурной формулы Гаусса. Использование сепарабельной аппроксимации позволяет свести систему линейных уравнений ПСФ к секулярному уравнению функции из детерминантов матриц, ранг которых не зависит от числа двухквaziчастичных конфигураций. Сепарабельная аппроксимация применена для описания зарядово-обменных мод возбуждений, необходимых для исследования структуры средних и тяжелых ядер с нейтронным избытком. На примере ядер ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{132}Sn показано, что приближенный расчет дает результаты, близкие к получающимся при точном учете скоростных членов при описании распределения силы ГТ-переходов. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными. В случае спин-дипольных переходов результаты расчетов также свидетельствуют о корректном описании

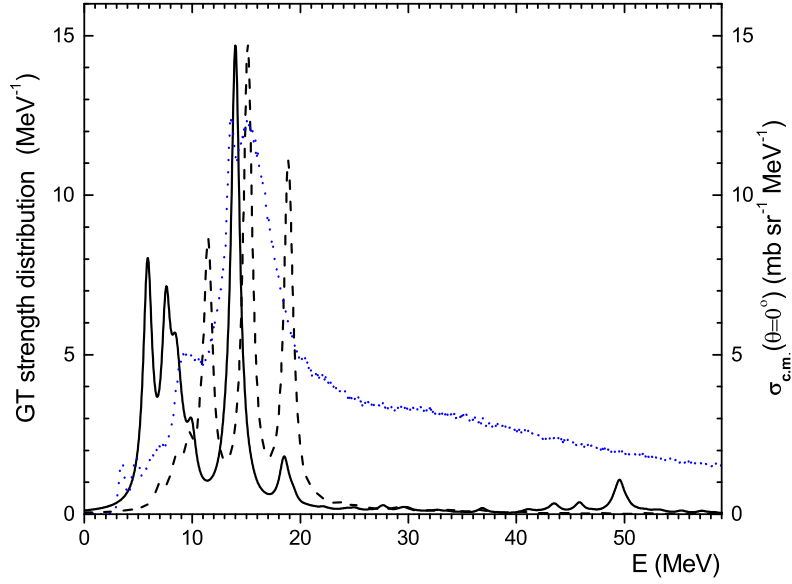


Рис. 5. Силовая функция ГТ-переходов в T_- канале для ядра ^{120}Sn . Расчеты в рамках ПСФ выполнены с ФПЭ SGII+tensor без (штриховая линия) и с учетом (сплошная линия) тензорного взаимодействия. Пунктирная линия соответствует экспериментальному дифференциальному сечению реакции (p,n) при энергии $E_{lab}=297$ МэВ. Энергии возбуждений отсчитываются от основного состояния материнского ядра ^{120}Sn .

распределения силы переходов при использовании сепарабельной аппроксимации остаточного взаимодействия. Кроме того, расчеты качественно воспроизводят экспериментальные значения полной силы спин-дипольных переходов в зарядово-обменных каналах T_- и T_+ (см. табл. 1), которые исчерпываются правилом сумм,

$$S_- - S_+ = \frac{9}{4\pi} (N\langle r^2 \rangle_n - Z\langle r^2 \rangle_p) , \quad (3)$$

$$S_{\mp} = \sum_{\nu} |\langle N \mp 1, Z \pm 1; \nu | \hat{O}_{\mp} | N, Z \rangle|^2, \quad (4)$$

где оператор \hat{O} имеет следующий вид:

$$\hat{O}_{\mp} = \sum_{i,m,\mu} r_i t_{\mp}(i) \sigma_m(i) Y_1^{\mu}(\hat{r}_i) . \quad (5)$$

Независимость равенства (3) от модели решает вопрос о экспериментальном изучении среднеквадратичного радиуса распределения нейтронов в ядре.

В разделе 3.2 на примере описания ГТ-переходов реализована сепарабельная аппроксимация на случай частично-дырочного тензорного взаимодействия,

$$V_{ph}^T(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = V_{T1}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + V_{T1}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) + V_{T2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (6)$$

$$V_{T1} = \tau_1 \cdot \tau_2 \mu_1 \sum_M T_{01M}(\hat{r}_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(\hat{r}_2, \sigma_2), \quad (7)$$

$$V_{T2} = \tau_1 \cdot \tau_2 \mu_2 \sum_M r_1^2 T_{21M}(\hat{r}_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(\hat{r}_2, \sigma_2). \quad (8)$$

Влияние эффекта тензорных корреляций на распределение силы ГТ-переходов продемонстрировано на примере нейтронно-избыточных изотопов $^{128,130}_{48}\text{Cd}$, $^{120,130,132}_{50}\text{Sn}$ и $^{132,134}_{52}\text{Te}$. На примере ядра ^{120}Sn показано, что включение тензорных корреляций перераспределяет силу ГТ-переходов (см. рис. 5). Тензорные корреляции ответственны за смещение основного пика силовой функции вниз на 1.1 МэВ и уменьшение вклада лидирующей конфигурации $\{\pi 1g_{7/2}^7 \nu 1g_{9/2}^9\}$ в его структуре. Часть силы ГТ-переходов фрагментирована на низкоэнергетические пики, а также небольшие высокоэнергетические пики при $E_x = 40 \div 50$ МэВ. Основной пик резонанса хорошо воспроизводится с помощью расчетов с тензорными корреляциями, но низкоэнергетические пики при $E_x < 10$ МэВ содержат силу ГТ-переходов больше наблюдаемой. Этот факт является непосредственным указанием на то, что необходимо учесть связь простых и сложных конфигураций.

В разделе **3.3** сепарабельная аппроксимация обобщена на остаточное взаимодействие в канале частица-частица. В канале частица-частица корреляционная функция и остаточное взаимодействие получены как первая и вторая производные ФПЭ по аномальной плотности нуклонов, что показывает самосогласование между ними. В результате остаточное взаимодействие сводится к контактному взаимодействию, антисимметризованные комбинации матричных элементов которого можно записать в факторизованном виде по угловым переменным. В качестве примера выбрано описание ядерных возбуждений электрического типа. Показано, что уравнения ПСФ могут быть сведены к секулярному уравнению, и размерность матрицы не зависит от числа двухквази-частичных состояний. Расчеты низкоэнергетических квадрупольных возбуждений нейтронно-избыточных изотопов кадмия, олова, теллура и изотонов $N = 82$ продемонстрировали, что включение канала частица-частица приводит к уменьшению коллективности состояния 2_1^+ .

В **четвертой главе** подробно обсуждена связь простых и сложных конфигураций, построенных с помощью самосогласованного среднего поля, опираясь на ФПЭ Скирма. Следуя идеям, заложенным в классической КФМ, основное состояние четно-чётного ядра определено как фононный вакуум, а пробные

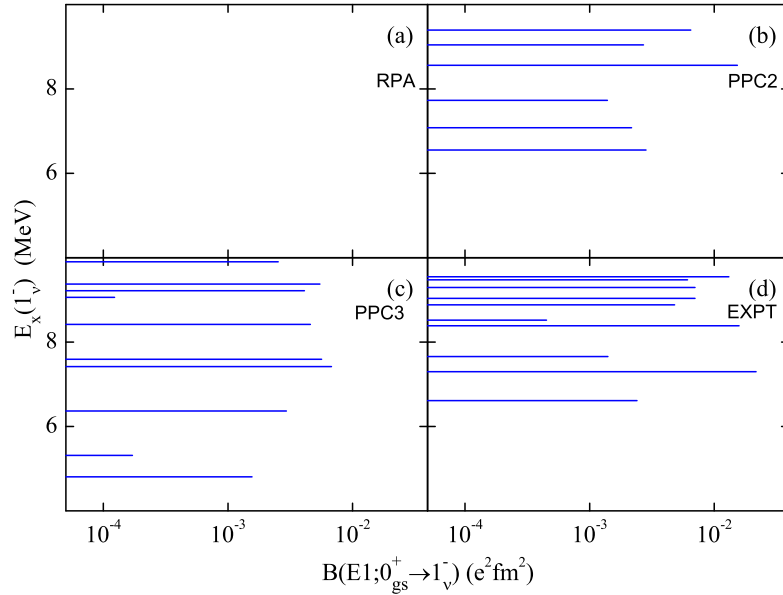


Рис. 6. Распределение силы E1-переходов в ^{48}Ca : расчет в однофононном приближении — (a); результаты расчёта с волновой функцией, содержащей одно- и двухфононные конфигурации — (b); результаты расчета с волновой функцией, содержащей одно-, двух- и трехфононные конфигурации — (c); экспериментальные данные — (d). Расчеты выполнены с ФПЭ Скирма SLy5.

волновые функции возбужденных состояний представлены как суперпозиции простых (однофононных) и сложных (двух- и трехфононных) конфигураций. В зависимости от моды возбуждения при построении используются зарядово-нейтральные и/или зарядово-обменные фононы. Часть остаточных взаимодействий, отброшенных при определении структуры и энергий однофононных состояний, ответственна за появление связи между простыми и сложными конфигурациями. В разделе 4.1 приведено квазичастично-фононное взаимодействие (h_{QV}), построенное при помощи ФПЭ Скирма. Представлен явный вид матричных элементов взаимодействия h_{QV} между одно- и двухфононными состояниями. Рекуррентное соотношение позволяет оценить связь двух- и трехфононных конфигураций. Таким образом, воспользовавшись сепарабельной аппроксимацией остаточного взаимодействия, получен гамильтониан КФМ, в котором спектр одночастичных состояний и параметры остаточного взаимодействия рассчитываются на базе ФПЭ Скирма.

Раздел 4.2 посвящен уравнениям модели, описывающие фрагментацию одно- и двухфононных компонент волновых функций возбужденных состояний четно-четных ядер. Используя метод уравнений движения, получена система линейных уравнений относительно амплитуд волновых функций. Для полноты изложения приведены сдвиги двухфононных энергий из-за точного учета

Таблица 2. Энергии возбуждения, значения $\log ft$ низкоэнергетических состояний 1^+ изотопа скандия ^{52}Sc . Расчеты выполнены с ФПЭ Скирма Т45. В колонках, обозначенных "ПСФ" и "2Ф" приведены результаты расчетов в однофононном приближении и с учетом связи с двухфононными конфигурациями, соответственно.

$\lambda_i^\pi = 1_i^+$	E_x (МэВ)			$\log ft$		
	эксп.	ПСФ	2Ф	эксп.	ПСФ	2Ф
1_1^+	1.64	1.5	1.3	4.2 ± 0.1	4.3	4.3
1_2^+	2.75		3.9	4.5 ± 0.2		6.4
1_3^+	3.46		4.2	5.3 ± 0.5		9.2
1_4^+	4.27	5.0	4.9	4.0 ± 0.5	3.2	3.3

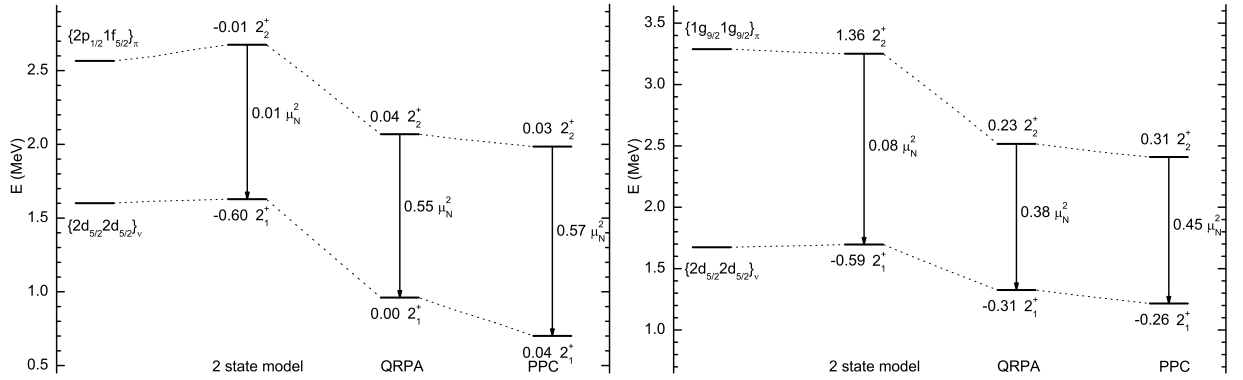


Рис. 7. Энергии возбуждения, g -факторы и приведенные вероятности $B(M1)$ перехода между состояниями $2_{1,2}^+$ изотопа ^{90}Sr (левый рисунок) и изотопа ^{92}Zr (правый рисунок). Колонки "2 state model" "QRPA" и "PPC" соответствуют расчетам в рамках двухуровневой модели, в однофононном приближении и с учетом сложных конфигураций, соответственно.

коммутиционных соотношений для операторов фононов и рекуррентное соотношение для поправок к трехфононным энергиям. Расширение конфигурационного пространства за счет введения двух- и трехфононных конфигураций оказывает важное влияние на описание спектра возбуждений. Например, на рис. 6 представлены результаты расчетов и экспериментальные данные низкоэнергетического спектра состояний 1^- нуклида ^{48}Ca . Показано, что сокращение конфигурационного пространства до одно- и двухфононных конфигураций ведет к качественному описанию. В однофононном приближении в рассчитанном спектре отсутствуют состояния 1^- до энергии возбуждения 10 МэВ.

Раздел 4.3 посвящен уравнениям модели для описания фрагментации нейтрон-протонных однофононных состояний нечетно-нечетных ядер. Амплитуды волновых функций состояний 1^+ определяются с помощью метода уравнений движения, который приводит к системе линейных уравнений. Отличительной чертой представленной схемы расчетов является отсутствие эффективного фак-

тора подавления силы ГТ-переходов, поскольку одновременно учтены тензорные корреляции и взаимодействие простых и сложных конфигураций. При расчете периода β -распада нейтронно-избыточных ядер учитываются вероятности энергетически разрешенных ГТ-переходов. В силу различия временных масштабов β -распада и последующей эмиссии нейтронов используется статистическая независимость этих двух процессов. Вероятность эмиссии нейтронов накладывает дополнительное, наряду с периодом полураспада, условие на β -силовую функцию в энергетическом окне эмиссии. На примере свойств β -распада изотопа ^{52}Ca продемонстрирована необходимость учесть двухфононные конфигурации при описании спектра низкоэнергетических состояний дочернего ядра, так и вероятности задержанной эмиссии нейтронов (см. табл. 2). Особенности структуры состояний 1^+ изотопа ^{52}Sc отражаются в значениях $\log ft$. Волновые функции состояний 1_1^+ и 1_4^+ имеют доминирующий вклад однофононных конфигураций. Учет двухфононных конфигураций играет ключевую роль в формировании структуры состояний 1_2^+ и 1_3^+ . Включение двухфононных конфигураций приводит к уменьшению в три раза вероятности эмиссии нейтронов ($P_n = 5\%$) и к согласию с экспериментальным значением.

Другим способом является учет связи коллективных мод возбуждений с одночастичным движением. В разделе 4.4 предложена схема расчета возбужденных состояний при помощи вычислений ПСФ на базе ФПЭ типа Скирма с поправочными членами (1), ответственными за динамические корреляции. При этом важную роль играет радиальная зависимость эффективных масс нуклонов. На примере ядер ^{78}Ni и ^{132}Sn показано, что изменив поведение эффективной массы нуклона на поверхности ядра, удастся правильно описать скорости β -распада ядра. Сделан вывод, что данный эффективный учет сложных конфигураций улучшает описание как скорости β -распада, так и на свойства ГТР. При этом коллективные моды при более высоких энергиях возбуждения менее чувствительны к этому эффекту. Кроме того, так как поправочные слагаемые к ФПЭ (1) являются изоскалярными, исследовано их максимальное влияние на свойства нижайшего квадрупольного возбуждения и гигантского квадрупольного резонанса.

В **пятой главе** обобщенная КФМ применена для описания свойств нейтронно-избыточных ядер. В разделе 5.1 исследуются свойства изовекторных дипольных и изоскалярных монопольных и квадрупольных гигантских резонансов при учете взаимодействия простых и сложных конфигураций. При этом, если квадрупольные возбуждения в основном носят поверхностный характер,

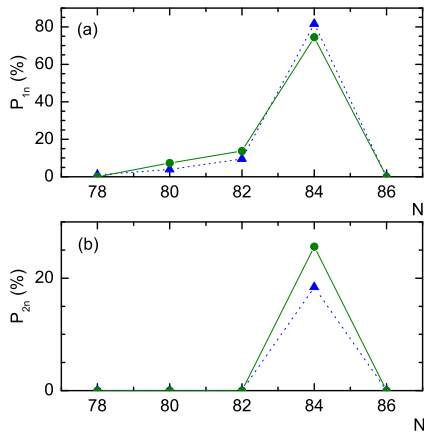


Рис. 8. Влияние квазичастично-фононного взаимодействия на описание вероятности нейтронной эмиссии, сопутствующей β -распаду нейтронно-избыточных изотопов кадмия. Расчеты с ФПЭ Скирма Т43 выполнены в однофононном приближении (▲) и с учетом двухфононных конфигураций $[1_i^+ \otimes 2_j^+]$ (●).

то монопольные колебания охватывают практически весь объем ядра. На примере дважды-магических ядер ^{132}Sn , ^{208}Pb , $^{310}\text{126}$ показано, что учет взаимодействия одно- и двухфононных конфигураций слабо влияет на ширину изовекторного дипольного гигантского резонанса. При этом оно играет определяющую роль в формировании распределения изоскалярных монопольных и квадрупольных гигантских резонансов. Далее, на примере нейтронно-избыточных изотопов $^{126-134}\text{In}$, продемонстрирована фрагментация силы ГТ-переходов как функции энергии возбуждения дочернего ядра. Расчеты свойств гамов-теллеровского резонанса выполнены с учетом тензорного нуклон-нуклонного взаимодействия и связи с вибрационными квадрупольными фононами. Показано, что конкуренция эффектов центрального и тензорного спин-изоспинового слагаемых ФПЭ существенно влияет на распределение силы ГТ-переходов.

Экспериментальные значения магнитных моментов ядерных состояний являются полезным источником информации об их протон-нейтронной структуре. При этом g -факторы первых квадрупольных состояний четно-четных ядер имеют значения близкие к величине Z/A . Экспериментальные значения в области масс $A \approx 90$ согласуются с этой оценкой, но в случае изотопов циркония добавление нейтронов свыше $N = 50$ приводит к отрицательному g -фактору состояния 2_1^+ изотопа ^{92}Zr . Заметная вероятность перехода $M1$ между состояниями $2_{1,2}^+$ демонстрирует, что состояние 2_2^+ изотопа ^{92}Zr является состоянием смешанной симметрии. В разделе 5.2, используя единый набор параметров ФПЭ, рассмотрены свойства возбуждений $2_{1,2}^+$ ядер $^{90,92}\text{Zr}$ и $^{88,90}\text{Sr}$. Найдено состояние смешанной симметрии при наличии конфигурационной изоспиновой поляризации в нуклиде ^{92}Zr и предсказано существование аналогичного состояния в ^{90}Sr (см. рис. 7). Благодаря самосогласованию в канале частица-частица между корреляционными функциями и остаточным взаимодействием, оценен вклад поверхностного и объемного слагаемых парного взаимодействия для описания экспериментальных значений g -факторов низкоэнергетических состояний

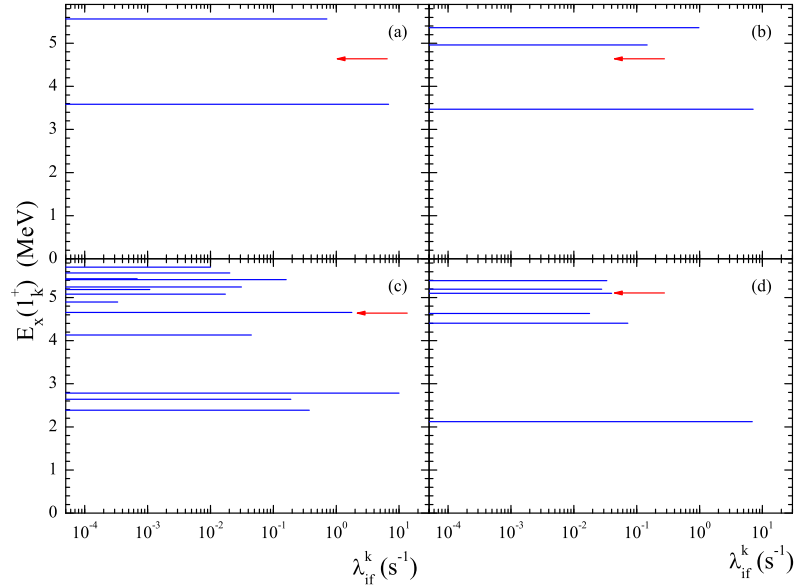


Рис. 9. Парциальные скорости β -распада изотопа ^{130}Cd . Рисунки (a) и (b) соответствуют расчетам в однофононном приближении и с учетом двухфононных конфигураций $[1^+ \otimes 2^+]$ соответственно. На рисунке (c) приведены результаты расчета в рамках пространства двухфононных конфигураций $[\lambda^\pi \otimes \lambda'^{\pi'}]$, построенных из различных зарядово-обменных фононов и фононов электрического типа. Расчеты выполнены с ФПЭ Скирма Т43. На рисунке (d) приведены скорости β -распада, полученные из экспериментальных значений Q_β , $\log ft$ и $E_x(1^+)$. Стрелочками указана энергия отрыва нейтрона.

2^+ .

В разделе 5.3 исследована роль взаимодействия одно- и двухфононных конфигураций при описании вероятностей одно- и двухнейтронной эмиссий, сопутствующих β -распаду нейтронно-избыточных ядер. На примере изотопов $^{126,128,130,132,134}\text{Cd}$ продемонстрировано, что двухфононная фрагментация силы ГТ-переходов влияет на парциальные скорости β -распада, периоды полураспада и вероятности эмиссии нейтронов P_{1n} и P_{2n} . Конкуренция эффектов центрального и тензорного спин-изоспинового слагаемых функционала плотности энергии при учете взаимодействия одно- и двухфононных конфигураций существенно влияет на распределение силы ГТ-переходов на состояния 1^+ изотопов индия при энергии возбуждения выше порога эмиссии нейтронов. Показано, что учет взаимодействия одно- и двухфононных конфигураций увеличивает теоретическую вероятность двухнейтронной эмиссии и это приводит к увеличению отношения P_{2n}/P_{1n} (см. рис. 8). Двухфононные состояния дают основной вклад в плотность низкоэнергетических состояний 1^+ , что позволяет предсказать открытие канала эмиссии нейтронов, начиная с нуклида ^{126}Cd в цепочке изотопов кадмия.

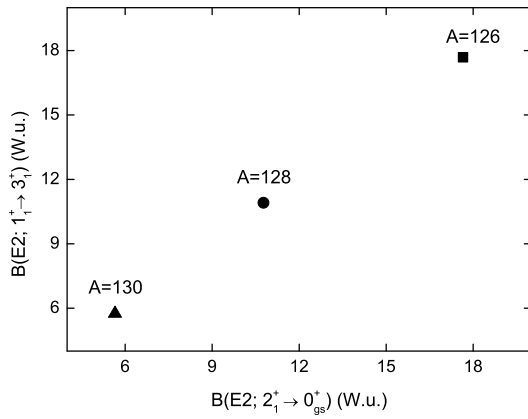


Рис. 10. Приведенные вероятности низкоэнергетических $E2$ -переходов в дочерних ядрах $^{126,128,130}_{49}\text{In}$ и родительских ядрах $^{126,128,130}_{48}\text{Cd}$. Расчеты выполнены в КФМ с ФПЭ Скирма Т43.

В разделе 5.4 на примере ядер $^{126,128,130}\text{In}$ исследовано влияние взаимодействия одно- и двухфононных конфигураций на описание спектра 1^+ -состояний и электромагнитных переходов в дочерних ядрах. Пространство двухфононных конфигураций расширено за счет зарядово-обменных фононов $\lambda^\pi = 1^+, 1^-, 2^-, 3^+$ и зарядово-нейтральных фононов $\lambda^{\pi'} = 1^-, 2^+, 3^-, 4^+$. Показано, что для описания парциальных скоростей β -распада нейтронно-избыточных ядер волновые функции должны содержать двухфононные компоненты. Расширение вариационного пространства за счет зарядово-обменных 3^+ -фононов существенно обогащает низкоэнергетический 1^+ -спектр дочернего ядра (см. рис. 9). Рассмотрены электрические переходы с низкоэнергетических состояний 1^+ на первые состояния 3^+ и 2^- и на основное состояние 1^- изотопа ^{130}In . Продемонстрировано, что двухфононная структура имеет определяющую роль при описании γ -спектроскопии состояний 1^+ дочерних ядер. Показано, что низкоэнергетические двухфононные 1^+ -состояния, входящие в мультиплет $[3_1^+ \otimes 2_1^+]$, характеризуются большими значениями $\log ft$ (> 4) и $B(E2)$ (> 5 одн. ед.). Сделан вывод о том, что знание свойств квадрупольных коллективных состояний четно-четного родительского ядра позволяет оценить низкоэнергетические $E2$ -переходы в нечетно-нечетном дочернем ядре (см. рис. 10).

Шестая глава посвящена изучению ширины $\gamma\gamma$ -распада нижайшего квадрупольного состояния четно-четного ядра. Связь между одно-, двух- и трехфононными членами в волновых функциях возбужденных состояний ядра учитывалась в КФМ с ФПЭ Скирма. В разделе 6.1 дается краткий обзор исследований свойств ядерного $\gamma\gamma$ -распада. Особое внимание уделено экспериментальным подтверждениям двойного γ -распада в условиях конкуренции с одинарным γ -распадом. Приводится рассчитанное во втором порядке по электромагнитному взаимодействию выражение для ширины $\gamma\gamma$ -распада состояния 2_1^+ четно-четных ядер. Показано, что данная ширина связана с обобщенной

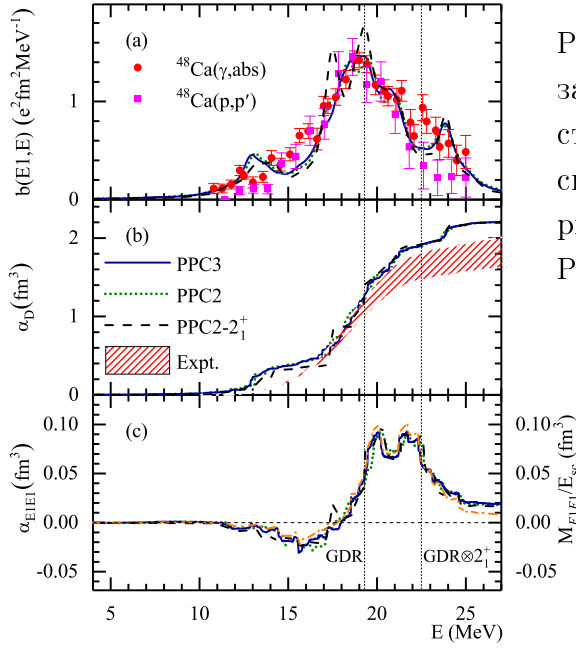


Рис. 11. (а): $E1$ -силовая функция для ядра ^{48}Ca . (б): зависимость электрической дипольной поляризуемости α_D от энергии возбуждения ядра ^{48}Ca . (с): зависимость обобщенной электрической дипольной поляризуемости α_{E1E1} от энергии возбуждения ядра ^{48}Ca . Расчеты выполнены в КФМ с ФПЭ Скирма SLy5.

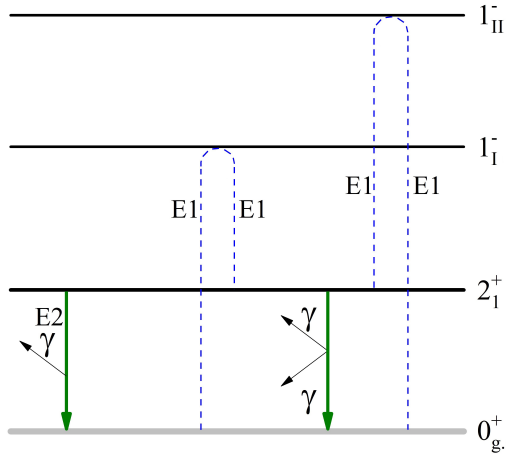


Рис. 12. Схема расчета оценки ширины $\gamma\gamma$ -распада состояния 2_1^+ . Модель построена на двух состояниях 1^- , волновые функции которых являются суперпозиции однофононной конфигурации ГДР и двухфононной конфигурации типа ГДР $\otimes 2_1^+$. Виртуальные переходы отмечены штриховыми линиями.

электрической дипольной поляризуемостью,

$$\alpha_{E1E1} = \sum_i \frac{\langle 0_{gs}^+ || M(E1) || 1_i^- \rangle \langle 1_i^- || M(E1) || 2_1^+ \rangle}{E_{1_i^-} - 0.5E_{2_1^+}}. \quad (9)$$

В разделе **6.2** исследуется обобщенная поляризуемость α_{E1E1} ядра ^{48}Ca . Поляризуемость α_{E1E1} и электрическая дипольная поляризуемость (α_D) представлены как функции энергии возбуждения состояний 1^- (см. рис. 11). Результаты расчетов демонстрируют доминирующий вклад однофононных конфигураций при оценке поляризуемости α_D . При этом роль сложных конфигураций является незначительной. Теоретическое значение α_{E1E1} зависит от силы взаимодействия простых и сложных конфигураций. Показано, что взаимодействие

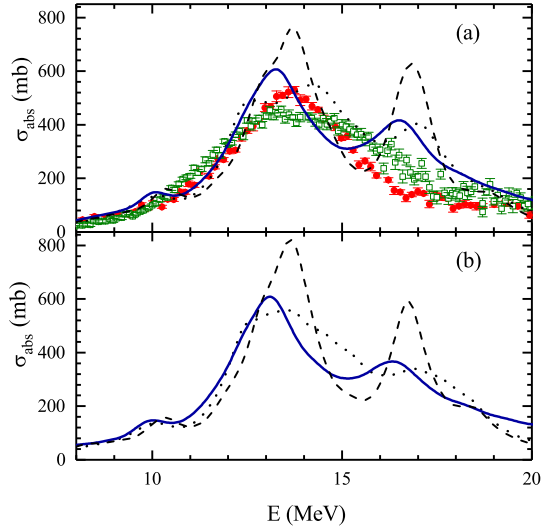


Рис. 13. Сечения фотопоглощения на ядрах ^{206}Pb (рисунок (а)) и ^{206}Hg (рисунок (б)). Штриховая линия соответствует однофононному приближению. Расчеты выполнены с учетом взаимодействия одно- и двухфононных конфигураций, которое учтено микроскопически (пунктирная линия) или матричные элементы взаимодействия учтены случайным образом с помощью гауссовского распределения (сплошная линия).

однофононных конфигураций $J^\pi = 1^-$ с двухфононными конфигурациями типа $[1^- \otimes 2_1^+]$ гигантского дипольного резонанса (ГДР) играет ключевую роль в расчете поляризуемости α_{E1E1} . Для оценки значения α_{E1E1} предложена двухуровневая модель, которая схематически представлена на рис. 12. Отношение поляризуемостей α_{E1E1} и α_D линейно зависит от силы взаимодействия простых и сложных конфигураций. Ширина двойного γ -распада относительно одинарного предсказана как 10^{-8} и ее можно экспериментально установить.

В разделе 6.3 изложены детали расчета поляризуемости α_{E1E1} . Обосновано введение эффективных зарядов для отделения движения центра масс относительно динамики самой системы. Продемонстрировано, что дискретизацию одночастичного континуума необходимо проводить при достаточно большой энергии обрезания одночастичного спектра ($E_{sp} \approx 50$ МэВ).

В седьмой главе проведены расчеты и анализ влияния хаотической составляющей структуры ядра на свойства спектра энергий электромагнитных переходов, формирующих спредовую ширину гигантских резонансов, а также ГТ-переходов, ответственных за вероятность мультинейтронной эмиссии при β -распаде нейтронно-избыточных ядер. Используя инструменты теории случайных матриц, в разделе 7.1 на примере энергетического спектра состояний 0^+ ядра ^{208}Pb проанализировано влияние остаточного взаимодействия на корреляции энергетического спектра ядерных возбуждений. Спектр был найден с учетом взаимодействия одно- и двухфононных конфигураций, построенных посредством КФМ с ФПЭ Скирма. Так как ядерный гамильтониан инвариантен относительно обращения времени, гауссовский ортогональный ансамбль (ГОА) определяет моделирование энергетического спектра, имеющего корреляции. Энергетический спектр был преобразован к безразмерному спектру с

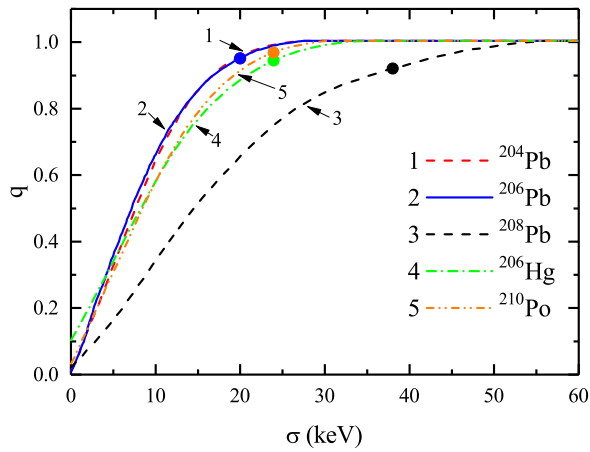


Рис. 14. Параметр смешивания q распределения Броди как функция силы фонно-фононной связи σ . Кривые демонстрируют переход к пределу ГОА ($q \rightarrow 1$). Значения σ_c (\bullet) получены с помощью микроскопических расчетов.

единичным средним расстоянием между уровнями. Распределение межуровневых расстояний и спектральная жесткость указывают на появление короткодействующих и дальнедействующих корреляций соответственно. Показано, что только связь одно- и двухфоонных конфигураций ответственна за статистические корреляции, которые растворяют коллективные однофоонные состояния в "море" фрагментированных двухфоонных компонент, созданные фононами других мультипольностей.

В разделе 7.2 предложен статистический способ описания ширины гигантского резонанса с помощью концепции фрагментации амплитуд входных состояний (doorway states). Оболочечная структура включена на однофоонном уровне ПСФ с ФПЭ Скирма, в то время как фрагментация однофоонной силы переходов трактуется с помощью идей теории случайных матриц: матричные элементы взаимодействия между одно- и двухфоонными состояниями учтены случайным образом, а энергии двухфоонных (дополнительных) состояний генерируются в рамках ГОА. Поиск собственных значений гамильтониана можно свести к диагонализации достаточно большой матрицы, в которой недиагональные матричные элементы – случайные числа гауссовского распределения вероятности со среднеквадратичным отклонением σ . Показано, что выбор вида функции распределения случайных чисел при одном и том же значении σ не важен. Значение σ определяется как из расчета матричных элементов взаимодействия между одно- и двухфоонными состояниями в КФМ, так и с помощью моделирования энергетического спектра с доминирующей хаотической составляющей. Предложенный метод был успешно апробирован в случае монополюсных, дипольных и квадрупольных гигантских резонансов в нуклидах ^{132}Sn , ^{208}Pb , $^{310}126$. Сравнение результатов с предсказаниями полностью микроскопических расчетов продемонстрировало наилучшее согласие оценки ширины

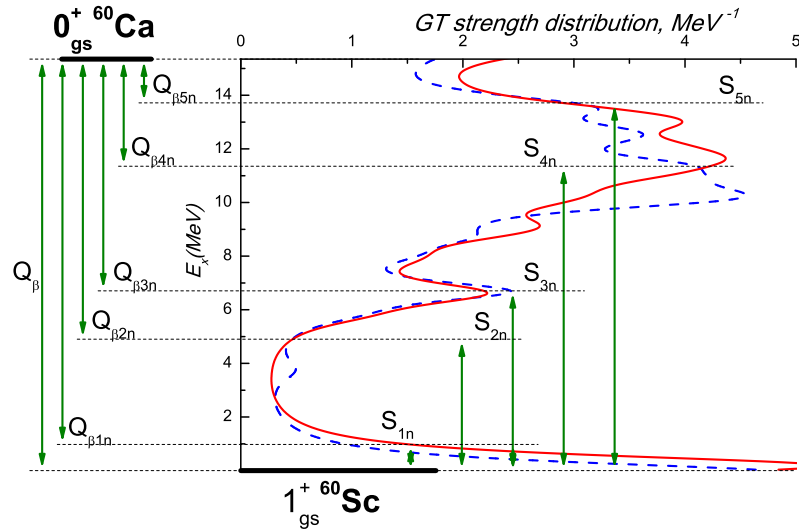


Рис. 15. Распределение силы ГТ-переходов как функция энергии возбуждения дочернего ядра ^{60}Sc . Расчеты выполнены с учетом взаимодействия одно- и двухфоновных конфигураций, которое учтено микроскопически (штриховая линия) или матричные элементы взаимодействия учтены случайным образом с помощью гауссовского распределения (сплошная линия).

гигантских резонансов в случае $E1$ -силовой функции. Вклад переходов из однофоновных состояний на основное является доминирующим при формировании ширины ГДР. Показано, что для количественного описания необходимо учесть взаимодействие с дополнительными состояниями.

В разделе 7.3 приведены статистическое и микроскопическое описания роли взаимодействия простых и сложных конфигураций при формировании ширины ГДР в изотопах свинца $^{204,206,208}\text{Pb}$ и изотопах $N = 126$ (^{206}Hg и ^{210}Po). Показано, что учет сложных конфигураций заметно перераспределяет силу $E1$ переходов. При этом ширина резонанса определяется доминирующим вкладом ($\approx 90\%$) однофоновных конфигураций. Хотя статистическое описание не может претендовать на индивидуальные особенности фрагментации, предложенная модель хорошо описывает ширину ГДР, найденную в микроскопическом подходе. Получено также хорошее согласие с экспериментальными ширинами ГДР в ядрах $^{206,208}\text{Pb}$. В качестве примера представлены результаты расчетов сечения фотопоглощения в случае изотопа свинца ^{206}Pb , для которого процесс фотопоглощения хорошо изучен экспериментально (см. рис. 13). Учет парных корреляций сверхпроводящего типа ведет к увеличению плотности состояний и как следствие значение σ уменьшается. В случае изотопов $^{204,206}\text{Pb}$ исследована роль нейтронных парных корреляций, а в случае изотопов (^{206}Hg и ^{210}Po) – протонных парных корреляций. Изоспиновое различие в учете парных корреля-

ций сверхпроводящего типа качественно не приводит к изменениям. Благодаря соответствию распределения межуровневых расстояний и феноменологической функции смешивания Броди,

$$f(s; q) = \mathcal{A}(q + 1)s^q \exp(-\mathcal{A}s^{q+1}), \quad (10)$$

$$\mathcal{A} = \left[\Gamma \left(\frac{q + 2}{q + 1} \right) \right]^{q+1},$$

найденно значение σ . Показано, что с увеличением параметра σ спектр становится все более хаотичным, то есть увеличивается параметр q (см. рис. 14), критическое значение которого определено при условии $q=0.95$.

В разделе 7.4 на примере аномально нейтронно-избыточного нуклида ^{60}Ca обосновывается применимость предложенного метода для описания спектра энергий ГТ-переходов β -распада, что является важной составляющей исследования вероятности эмиссии нейтронов (P_{tot}). Микроскопический расчет, выполненный в КФМ с ФПЭ Скирма Т45, приводит к $T_{1/2}=0.3$ мс и $P_{tot}=6.1\%$. Предсказано, что в основном состоянии ядро ^{60}Ca имеет угловой момент и четность $J^\pi = 1^+$ с доминирующей двухквазичастичной структурой $\{\pi 1f_{7/2}, \nu 1f_{5/2}\}$. Лидирующий вклад (93%) в расчете периода полураспада вносит учет ГТ-перехода на основное состояние 1^+ . Обоснованность предложенного метода подтверждается гистограммой матричных элементов квазичастично-фононного взаимодействия, которая является непосредственным указанием на применение гауссовского распределения матричных элементов связи между входными и дополнительными состояниями с среднеквадратичным отклонением, найденным в КФМ. Рассчитанные с помощью предложенного метода значение $P_{tot}=5.3\%$ и β -силовая функция находятся в прекрасном согласии с результатом микроскопического расчета (см. рис. 15). Тем самым подтверждено заключение об отсутствии влияния сложных конфигураций на период β -распада ядра ^{60}Ca и вероятность сопутствующей нейтронной эмиссии.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертации и благодарности.

Публикации автора по теме диссертации

1. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai* Effects of phonon-phonon coupling on low-lying states in neutron-rich Sn isotopes // The European Phys-

- ical Journal A. — 2004. — Vol. 22. — P. 397–403.
2. *Severyukhin A. P., Bender M., Heenen P.-H.* Beyond mean field study of excited states: Analysis within the Lipkin model // Physical Review C. — 2006. — Vol. 74. — P. 024311-1-7.
 3. *Severyukhin A. P., Bender M., Flocard H., Heenen P.-H.* Large-amplitude $Q_n - Q_p$ collectivity in the neutron-rich oxygen isotope ^{20}O // Physical Review C. — 2007. — Vol. 75. — P. 064303-1-7.
 4. *Severyukhin A. P., Bender M., Flocard H., Heenen P.-H.* On the Q_n - Q_p deformation energy surfaces of neutron-rich oxygen isotopes // Ядерная физика. — 2007. — Т. 70. — № 8. — С. 1480–1484.
 5. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai* Effects of the particle-particle channel on properties of low-lying vibrational states // Physical Review C. — 2008. — Vol. 77. — P. 024322-1-8.
 6. *Северюхин А. П., Арсеньев Н. Н., Воронов В. В., Ван Джай Нгуен* Исследование структуры ядра с сепарабельным взаимодействием Скимма // Ядерная физика. — 2009. — Т. 72. — № 7. — С. 1195–1199.
 7. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai* Description of low-lying state structures with Skyrme interaction // Ядерная физика. — 2009. — Т. 72. — № 10. — С. 1791–1796.
 8. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N., Pietralla N.* Proton-neutron symmetry in ^{92}Zr , ^{94}Mo with Skyrme interactions in a separable approximation // Physical Review C. — 2012. — Vol. 86. — P. 024311-1-8.
 9. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai* Charge-exchange excitations with Skyrme interactions in a separable approximation // Progress of Theoretical Physics. — 2012. — Vol. 128. — P. 489–506.
 10. *Severyukhin A. P., Sagawa H.* Tensor correlation effects on Gamow–Teller resonances in ^{120}Sn and $N=80, 82$ isotones // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2013. — Vol. 2013. — P. 103D03-1-10.
 11. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Borzov I. N., Nguyen Van Giai* A Study of charge-exchange excitations with Skyrme-type interactions using the finite rank separable approximation // Romanian Journal of Physics. — 2013. — Vol. 58. — P. 1048–1058.
 12. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Borzov I. N., Arsenyev N. N., Nguyen Van Giai* Influence of 2p-2h configurations on β -decay rates // Physical Review C. — 2014. — Vol. 90. — P. 044320-1-7.
 13. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N., Pietralla N., Werner V.* Impact of varia-

- tional space on M1 transitions between first and second quadrupole excitations in $^{132,134,136}\text{Te}$ // *Physical Review C*. — 2014. — Vol. 90. — P. 011306(R)-1-5.
14. *Северюхин А. П., Сушенок Е. О.* Влияние сложных конфигураций на описание свойств β -распада ^{132}Sn // *Ядерная физика*. — 2015. — Т. 78. — № 7-8. — С. 725–729.
 15. *Severyukhin A. P., Margueron J., Borzov I. N., Nguyen Van Giai* Sensitivity of β -decay rates to the radial dependence of the nucleon effective mass // *Physical Review C*. — 2015. — Vol. 91. — P. 034322-1-10.
 16. *Etilé A., Verney D., Arsenyev N. N., Bettane J., Borzov I. N., Cheikh Mhamed M., Cuong P. V., Delafosse C., Didierjean F., Gaulard C., Nguyen Van Giai, Goasduff A., Ibrahim F., Kolos K., Lau C., Nikura M., Roccia S., Severyukhin A. P., Testov D., Tusseau-Nenez S., Voronov V. V.* Low-lying intruder and tensor-driven structures in ^{82}As revealed by β -decay at a new movable-tape-based experimental setup // *Physical Review C*. — 2015. — Vol. 91. — P. 064317-1-16.
 17. *Severyukhin A. P., Åberg S., Arsenyev N. N., Nazmitdinov R. G., Pichugin K. N.* Random matrix analysis of the monopole strength distribution in ^{208}Pb // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2016. — Vol. 79. — P. 835–841.
 18. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N., Borzov I. N., Sushenok E. O.* Multi-neutron emission of Cd isotopes // *Physical Review C*. — 2017. — Vol. 95. — P. 034314-1-10.
 19. *Severyukhin A. P., Åberg S., Arsenyev N. N., Nazmitdinov R. G.* Spreading widths of giant resonances in spherical nuclei: Damped transient response // *Physical Review C*. — 2017. — Vol. 95. — P. 061305(R)-1-6.
 20. *Severyukhin A. P.* Strength fragmentation of Gamow–Teller transitions and delayed neutron emission of atomic nuclei // *Physics of Particles and Nuclei*. — 2017. — Vol. 48. — № 7-8. — P. 920–921.
 21. *Сушенок Е. О., Северюхин А. П., Арсеньев Н. Н., Борзов И. Н.* Роль тензорного взаимодействия в описании эмиссии запаздывающих нейтронов в нейтронно-избыточных изотопах никеля // *Ядерная физика*. — 2018. — Т. 81. — № 1. — С. 17–24.
 22. *Severyukhin A. P., Åberg S., Arsenyev N. N., Nazmitdinov R. G.* Reply to "Comment on "Spreading widths of giant resonances in spherical nuclei: Damped transient response" " // *Physical Review C*. — 2018. — Vol. 97. — P. 059802-1-3.
 23. *Severyukhin A. P., Åberg S., Arsenyev N. N., Nazmitdinov R. G.* Damped transient response of the giant dipole resonance in the lead region // *Physical Review C*. — 2018. — Vol. 98. — P. 044319-1-13.

24. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N., Pietralla N., Werner V.* Proton-neutron structure of first and second quadrupole excitations of ^{90}Sr // The European Physical Journal A. — 2018. — Vol. 54. — P. 4–8.
25. *Сушенко Е. О., Северюхин А. П., Арсеньев Н. Н., Борзов И. Н.* Влияние динамического спаривания на бета-распадные характеристики нейтронно-избыточных ядер // Ядерная физика. — 2019. — Т. 82. — № 2. — С. 132–140.
26. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N., Borzov I. N., Nazmitdinov R. G., Åberg S.* On statistical properties of the Gamow-Teller strength distribution in ^{60}Ca // Physics of Atomic Nuclei. — 2020. — Vol. 83. — P. 171–178.
27. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N., Borzov I. N., Sushenok E. O., Testov D., Verney D.* Two-phonon structure of low-energy 1^+ excitations of ^{130}In // Physical Review C. — 2020. — Vol. 101. — P. 054309-1-7.
28. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N., Pietralla N.* First calculation of the $\gamma\gamma$ -decay width of a nuclear 2_1^+ state: The case of ^{48}Ca // Physical Review C. — 2021. — Vol. 104. — P. 024310-1-6.
29. *Severyukhin A. P., Åberg S., Arsenyev N. N., Nazmitdinov R. G.* Hybrid model for the damped transient response of giant dipole resonances // Physical Review C. — 2021. — Vol. 104. P. 044327-1-9.
30. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N.* On the double γ -decay width of the quadrupole state: The case of ^{132}Sn // Physics of Atomic Nuclei. — 2022. — Vol. 85. — P. 919–923.
31. *Severyukhin A. P., Sagawa H.* Gamow-Teller resonances and a separable approximation for Skyrme tensor interactions // EPJ Web of Conferences. — 2012. — Vol. 38. — P. 06001–06004.
32. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N., Testov D.* Two-phonon structure of the neutron-rich nuclei.// Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1686. — P. 012028-1-6.
33. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N.* The model for describing the width of double-gamma decay of the quadrupole state of spherical nuclei // Journal of Physics: Conference Series. — 2023. — Vol. 2586. — P. 012044-1-4.