

На правах рукописи

Войтенков Дмитрий Александрович

**Самосогласованные микроскопические расчеты  
характеристик основного и  
низкоэнергетических возбужденных состояний  
сферических ядер**

Специальность 01.04.16 —  
«физика атомного ядра и элементарных частиц»

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2016

Работа выполнена в АО "Государственном научном центре Российской Федерации – Физико-энергетическом институте имени А.И.Лейпунского"

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор  
**Камерджиев Сергей Павлович**

Официальные оппоненты: **Гончарова Наталия Георгиевна,**  
доктор физико-математических наук, профессор,  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова"

**Карпешин Федор Федорович,**  
доктор физико-математических наук,  
Федеральное государственное унитарное предприятие "Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И.Менделеева",  
ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской Академии Наук

Защита состоится "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 2016 г. в "\_\_\_" часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.01 на базе Объединенного института ядерных исследований, Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова по адресу: 141980 Московская обл., г. Дубна, ул. Жолио Кюри, д.6.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Объединенного института ядерных исследований [http://www.info.jinr.ru/announce\\_disser.htm](http://www.info.jinr.ru/announce_disser.htm).

Автореферат разослан "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 2016 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
Д 720.001.01, д.ф.-м.н.

Арбузов Андрей Борисович

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Быстрое развитие техники физического эксперимента как для ядер, представляющих астрофизический интерес, так и для ядер, информация о которых необходима для ядерных реакторов нового поколения, стимулирует развитие теории с большой предсказательной силой. Базой для таких подходов является микроскопический квазичастичный метод хаотических фаз (КМХФ). Одним из вариантов КМХФ стал метод теории конечных ферми-систем (ТКФС), сформулированный в терминах теории многих тел на языке квантовых функций Грина и графической технике Фейнмана. Недостатками стандартного метода КМХФ являются: 1) слишком разряженный спектр возбуждений ядра до энергий 25-30 МэВ; 2) недостаточная самосогласованность метода, проявляющаяся в том, что характеристики одночастичных и возбужденных состояний рассчитывались с различными наборами феноменологических параметров, описывающих среднее поле и эффективное взаимодействие.

Первый недостаток КМХФ был преодолен в рамках методов квазичастично-фононной модели (КФМ), теории ядерных полей и позднее в обобщенной теории конечных ферми-систем (ОТКФС). В этих методах был развит и реализован учет дополнительного эффекта связи одночастичных степеней свободы с коллективными низколежащими состояниями ядра (фононами). Одновременно с этим развитием шел процесс, направленный на преодоление второго указанного недостатка, – развитие методов самосогласования, основанных на использовании энергетических функционалов плотности (ЭФП). В самосогласованных методах и среднее поле ядра, и эффективное взаимодействие рассчитываются с использованием одного и того же энергетического функционала плотности, при этом параметризуются либо силы Скирма, либо сам ЭФП. Иначе говоря, с помощью одного универсального набора параметров, в идеале пригодного для всех ядер, предполагается описание основного и возбужденного состояний всех ядер.

Включение в стандартный метод ТКФС условия самосогласования привело к появлению самосогласованной ТКФС, а использование ЭФП Фаянса с найденными авторами параметрами ЭФП позволило применить самосогласованную ТКФС для всех ядер, кроме самых легких. В частности, такой подход позволил рассчитать магнитные моменты многих нечетных ядер в основном состоянии. В этом подходе использовалось так называемое одноквазичастичное приближение, в рамках которого одна квазичастица в фиксированном состоянии  $\lambda = (n, l, j, m)$  с энергией  $\varepsilon_\lambda$  добавляется к четно-четному ядру и взаимодействует с остальными квазичастицами посредством эффективных

сил Ландау-Мигдала. Можно ожидать, что аналогичный подход применим и для расчетов квадрупольных моментов нечетных ядер в основном состоянии, для которых также имеется много экспериментальных данных.

Задача расчета квадрупольных моментов в возбужденных состояниях, решаемая в данной работе, является простейшим и очень важным (диагональным) случаем для расчета переходов между возбужденными состояниями, которая необходима для прямого расчета важнейшей величины в теории ядерных данных – радиационной силовой функции, если этот расчет не использует гипотезу Бринка-Акселя. Однако эта задача – расчет квадрупольных моментов в возбужденном состоянии – представляет и большой самостоятельный интерес по двум причинам. Во-первых, в настоящее время имеется большое количество данных для статических моментов в возбужденном состоянии, которые требуют современного микроскопического описания. Во-вторых, эта задача содержит корреляции в основном состоянии, которые в отличие от обычных корреляций в КМХФ, специально не изучались.

Современное использование методов теории многих тел позволяет лучше понять природу ядерного спаривания – поверхностную или объемную, что можно, в частности, проверить в расчетах характеристик первых  $2^+$  уровней. Оно также позволяет последовательно учесть эффекты так называемого тэдпола, т. е. все эффекты в приближении  $g^2$ , где  $g$  – безразмерная амплитуда рождения фонона, которая меньше единицы для магических и полумагических ядер. В частности, эффекты тэдпола содержатся в задаче о квадрупольных моментах возбужденных состояний ядер. Они необходимы также для развития ОТКФС.

**Целью** данной работы является микроскопическое самосогласованное описание с использованием современных методов теории многих тел квадрупольных моментов нечетных и нечетно-нечетных сферических ядер в основном состоянии, характеристик первых  $2^+$  уровней и их квадрупольных моментов в четно-четных сферических ядрах и улучшение ОТКФС путем включения эффектов фононного тэдпола.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Рассчитать квадрупольные моменты нечетных и нечетно-нечетных ядер в основном состоянии в рамках самосогласованной ТКФС на базе ЭФП Фаянса в рамках одноквазичастичного приближения для нечетных ядер.
2. Рассчитать статические квадрупольные моменты в возбужденных  $2_1^+$  состоянии в магических и немагических ядрах в рамках методов теории многих тел с использованием ЭФП Фаянса. Применение последователь-

ного метода теории многих тел позволяет учесть в этой задаче все эффекты фононного тэдпола и рассчитать вклад корреляций в основном состоянии.

3. Исследовать эффекты фононного тэдпола в ОТКФС.
4. Оценить возможный вклад квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ) в расчеты квадрупольных моментов и тем самым проверить правильность используемого расчетного метода.

### Основные положения, выносимые на защиту:

1. Впервые в рамках самосогласованной ТКФС и с использованием метода энергетического функционала плотности с известными параметрами функционала получено разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными квадрупольных моментов для многих нечетных околомагических и полумагических ядер и предсказаны 20 неизвестных значений квадрупольных моментов нечетных ядер в основном состоянии.
2. С использованием рассчитанных значений квадрупольных моментов нечетных ядер и в приближении отсутствия взаимодействия между нечетным нейтроном и нечетным протоном получено разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными для квадрупольных моментов 14 нечетно-нечетных околомагических ядер в основном состоянии.
3. В рамках самосогласованной ТКФС и с использованием метода энергетического функционала плотности получено разумное согласие с экспериментальными данными и предсказаны квадрупольные моменты возбужденных  $2_1^+$  состояний четно-четных изотопов свинца и олова.
4. Показан вклад корреляций в основном состоянии и эффекта квадрупольной поляризуемости ядра в задачу о расчете квадрупольных моментов возбужденных  $2_1^+$  состояний в четных изотопах олова и свинца.
5. Показана необходимость включения эффектов фононного тэдпола для улучшения ОТКФС, выполнена оценка роли квазичастично-фононного взаимодействия в задаче о расчете квадрупольных моментов в основном состоянии.
6. Подтверждена поверхностная природа ядерного спаривания в задаче о расчете энергии первых  $2^+$  уровней в четно-четных полумагических ядрах.

### Научная новизна:

1. Впервые в рамках единого самосогласованного подхода и с использованием хорошо известных ранее параметров ЭФП рассчитаны и предсказаны значения квадрупольных моментов многих как нечетных, так и нечетно-нечетных сферических ядер в основном состоянии и квадрупольные моменты возбужденных  $2_1^+$  состояний в полумагических ядрах.
2. Показано, что величина квадрупольного момента  $2_1^+$ -состояния в четно-четных ядрах определяется двумя, примерно одинаковыми по величине, эффектами — корреляциями в основном состоянии нового вида и эффектами ядерной среды. Впервые изучены эти корреляции и показан их большой количественный вклад в рассмотренные величины.
3. Получены результаты, обобщающие ОТКФС на случай учета эффектов фононного тэдпола. Выполнены оценки возможного вклада КФВ в величину квадрупольного момента нечетного ядра в основном состоянии, которые подтвердили правильность наших расчетов без учета КФВ.

Научная и практическая значимость. Развитые методы необходимы для объяснения настоящих и будущих экспериментов по изучению характеристик основного и низкоэнергетических ядерных состояний, для расчета характеристик ядерных реакций, соответствующих характеристик нестабильных ядер и полезны для прямого расчета радиационной силовой функции.

Достоверность полученных в работе результатов обеспечивается тем, что в работе использованы хорошо известные и проверенные методы в теории многих тел, основные аналитические результаты диссертации подтверждаются подробными расчетами и имеют разумное согласие с экспериментом. Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами либо для однотипной задачи либо в рамках более простой модели.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и представлены в опубликованных тезисах на:

1. Международной конференции "Nuclear Structure and Related Topics"(NSRT09), г. Дубна, 30 июня – 4 июля 2009 г.
2. XII Международном Семинаре по электромагнитным взаимодействиям ядер, г. Москва, 17 – 20 сентября 2009 г.
3. LX Международной конференции по ядерной физике "Ядро 2010. Методы ядерной физики для фемто- и нанотехнологий", г. Санкт-Петербург, Петергоф, 6 - 9 июля 2010 г.

4. Международной конференции "Nuclear Structure and Related Topics" (NSRT12), г. Дубна, 2 – 7 июля 2012 г.

Диссертационная работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-02-91352, DFG № 436RUS113/994/0-1.

**Личный вклад.** Автор принимал активное участие в формулировке всех задач, отраженных в диссертации, разработал методы их решения, написал компьютерные программы для расчета большинства поставленных задач, выполнил численные расчеты и их интерпретации, участвовал в написании статей по результатам.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 изданиях [1–9], 5 из которых изданы в печатных журналах, рекомендованных ВАК [2–6], 3 в зарегистрированных научных электронных изданиях, рекомендованных ВАК [7–9], 1 – в материалах международного семинара [1].

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения. Полный объем диссертации составляет 104 страницы с 29 рисунками и 8 таблицами. Список литературы содержит 88 наименований.

## Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, выполняемых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся конкретные задачи работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

**Первая глава** посвящена изложению основных необходимых соотношений методов ЭФП и самосогласованной ТКФС, выяснению возможностей расчетов в настоящей работе для понимания природы ядерного спаривания.

В §1.1.1 описывается метод ЭФП, обобщенный на ядра со спариванием. Приводится различие параметров ЭФП DF3 и DF3-а, которое состоит в отличии спин-орбитальной составляющей этих видов функционала. В расчетах используется и обосновывается диагональное приближение для расчета величины спаривательной щели. В §1.1.2 приводятся основные уравнения ТКФС, необходимые для описания характеристик возбужденных состояний.

В разделе 1.2 обсуждается проблема поверхностного и объемного спаривания. Под поверхностным спариванием понимается случай когда внутреннее  $f_{in}^{\xi}$  и внешнее  $f_{ex}^{\xi}$  значения параметров спаривательного взаимодействия сильно отличаются друг от друга, при этом, как правило,  $f_{ex}^{\xi} \gg f_{in}^{\xi}$ . Объемным спариванием называют случай  $f_{ex}^{\xi} = f_{in}^{\xi}$ . Приводится сравнение результатов

автора для характеристик  $2_1^+$  уровней с результатами других КМХФ расчетов с силами Скирма по моделям SkM\* и SLy4. Обсуждаются результаты автора по изучению плотностной зависимости эффективного спаривательного взаимодействия на примере свойств первых  $2^+$  уровней изотопов Sn и Pb. Поверхностная модель спаривания оказывается систематически лучше при описании энергий возбуждений  $\omega_2$ . Для квадрупольных моментов влияние плотностной зависимости спаривания проявляется менее заметно, чем в случае квадрупольных возбуждений, но полученные результаты в целом свидетельствуют в пользу поверхностной модели спаривания. Величина этого влияния зависит от ядра и состояния, в котором находится непарный нуклон. В окрестности олова величина эффекта плотностной зависимости составляет порядка 10 %. В области свинца эффект заметно сильнее и составляет 30-50 % для ядер  $^{203,205}\text{Bi}$ ,  $^{205}\text{Pb}$ .

**Вторая глава** посвящена расчетам квадрупольных моментов нечетных и нечетно-нечетных ядер в основном состоянии в одноквазичастичном приближении.

В §2.1.1 рассматриваются квадрупольные моменты нечетных соседей четных изотопов олова ( $Z = 50$ ) и свинца ( $Z = 82$ ), нечетных соседей четных изотопов с  $N = 50$  и  $N = 82$ , а также, нечетных соседей магического ядра  $^{40}\text{Ca}$  в одноквазичастичном приближении в рамках самосогласованной ТКФС с использованием эффективных сил Ландау-Мигдала. Результаты расчетов приведены на рис. 1 - 8 для 117 нечетных ядер в основном и возбужденном состоянии, на которых приведены значения, рассчитанные как с поверхностным, так и с объемным спариванием. Расчеты выполнялись также для двух наборов параметров функционала Фаянса: DF3 и DF3-a рис. 3 - 8. В целом, функционал DF3-a описывает квадрупольные моменты лучше, чем функционал DF3. Получено достаточно хорошее согласие расчетных и экспериментальных значений для большинства ядер. В то же время для пяти изотопов Sb (шесть значений квадрупольных моментов) согласие с экспериментом значительно хуже и рассогласование достигает 50-100 %. Похожая ситуация наблюдается для двух легких изотопов Bi. Для изотопа  $^{209}\text{Bi}$ , в котором спаривание отсутствует, расчетные данные противоречат экспериментальным. По мнению автора, главная причина этого заключается в пренебрежении эффектами связи с фононами. Для большинства из рассмотренных изотопов и состояний получено, что  $|Q_{th} - Q_{exp}| < 0,1 - 0,2$  барн.

В §2.1.2 получены и обсуждаются эффективные квадрупольные заряды в магических и полумагических ядрах, вычисленные как  $e_{\text{eff}}^{p,n} = V_{\lambda}^{p,n} / (V_0^p)_{\lambda}$ . В ядрах с дважды-магическим остовом квадрупольная поляри-



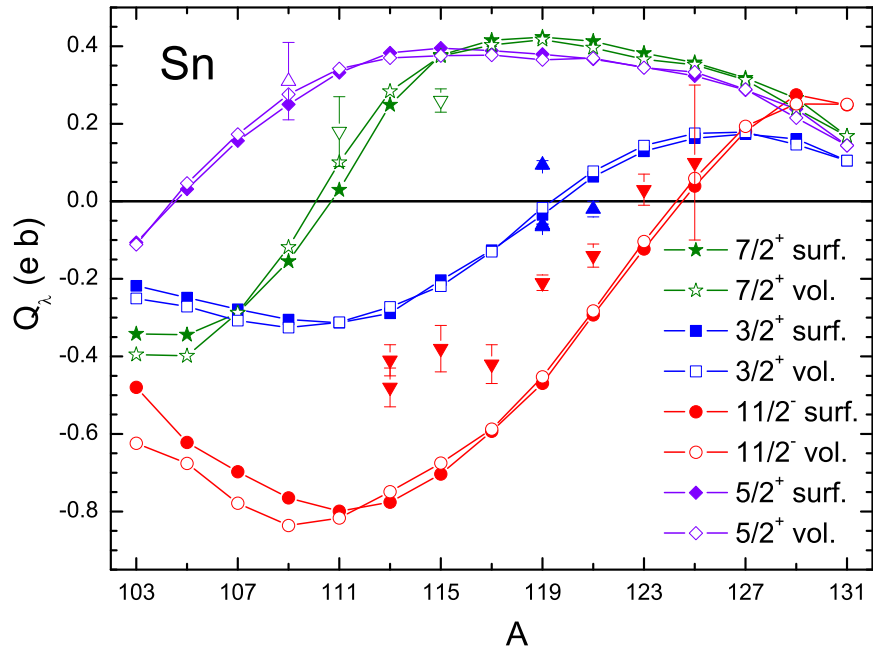


Рис. 1: Квадрупольные моменты нечетных изотопов олова. Закрашенные символы соответствуют случаю поверхностного (surf.) спаривания, пустые – случаю объемного (vol.) спаривания. Экспериментальные данные показаны  $\blacktriangle$  для  $3/2^+$ ,  $\blacktriangledown$  для  $11/2^-$ ,  $\triangle$  для  $5/2^+$  и  $\nabla$  для  $7/2^+$  состояний.

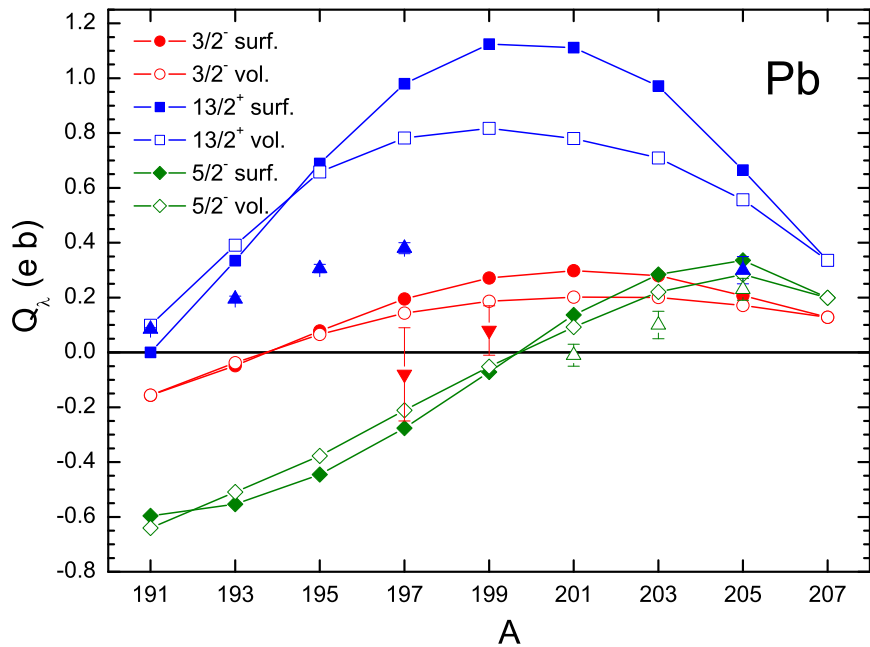


Рис. 2: Квадрупольные моменты нечетных изотопов свинца. Закрашенные символы соответствуют случаю поверхностного (surf.) спаривания, пустые – случаю объемного (vol.) спаривания. Экспериментальные данные показаны  $\blacktriangle$  для  $13/2^+$ ,  $\blacktriangledown$  для  $3/2^-$  и  $\triangle$  для  $5/2^-$  состояний.

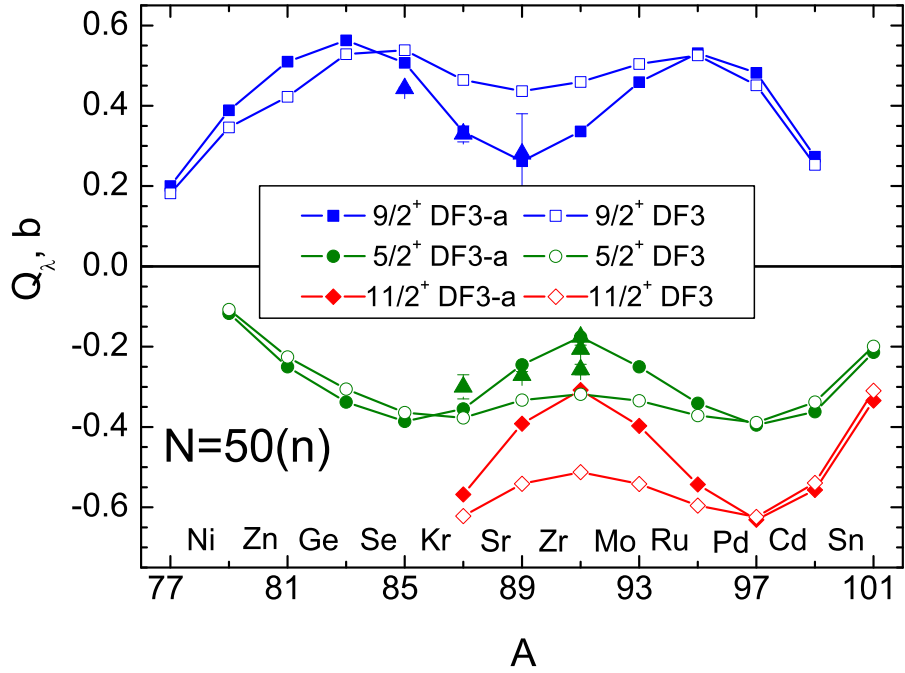


Рис. 3: Квадрупольные моменты нечетно-нейтронных соседей четных  $N = 50$  изотонов с функционалом DF3 и DF3-а.  $\blacktriangle$  - показаны экспериментальные данные.

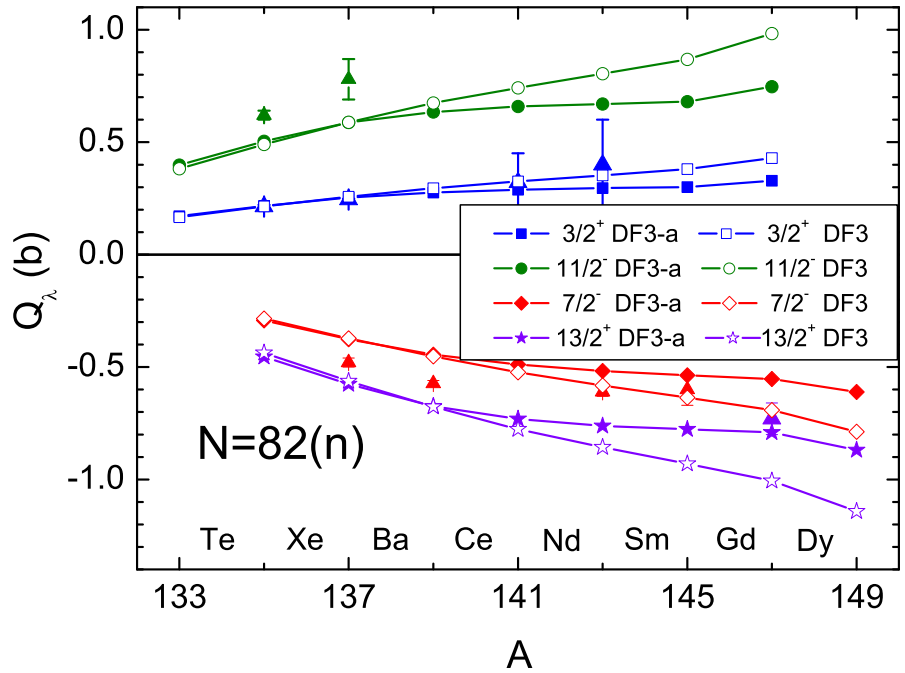


Рис. 4: Квадрупольные моменты нечетно-нейтронных соседей четных  $N = 82$  изотонов с функционалом DF3 и DF3-а.  $\blacktriangle$  - показаны экспериментальные данные.

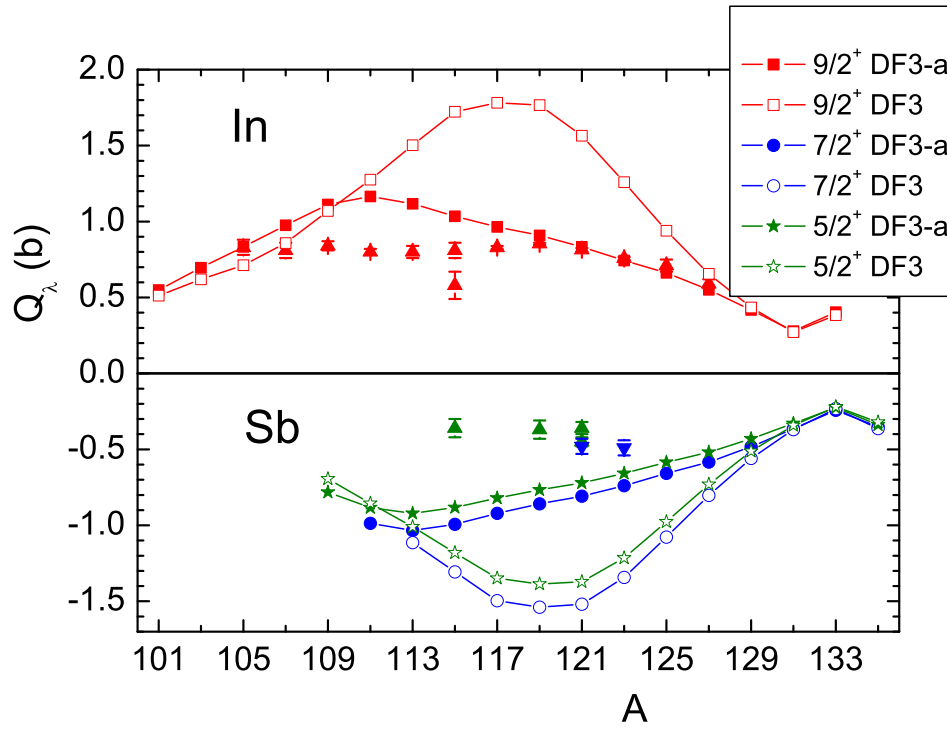


Рис. 5: Квадрупольные моменты нечетно-протонных соседей четных изотопов олова с функционалом DF3 и DF3-a.  $\blacktriangle$  - показаны экспериментальные данные.

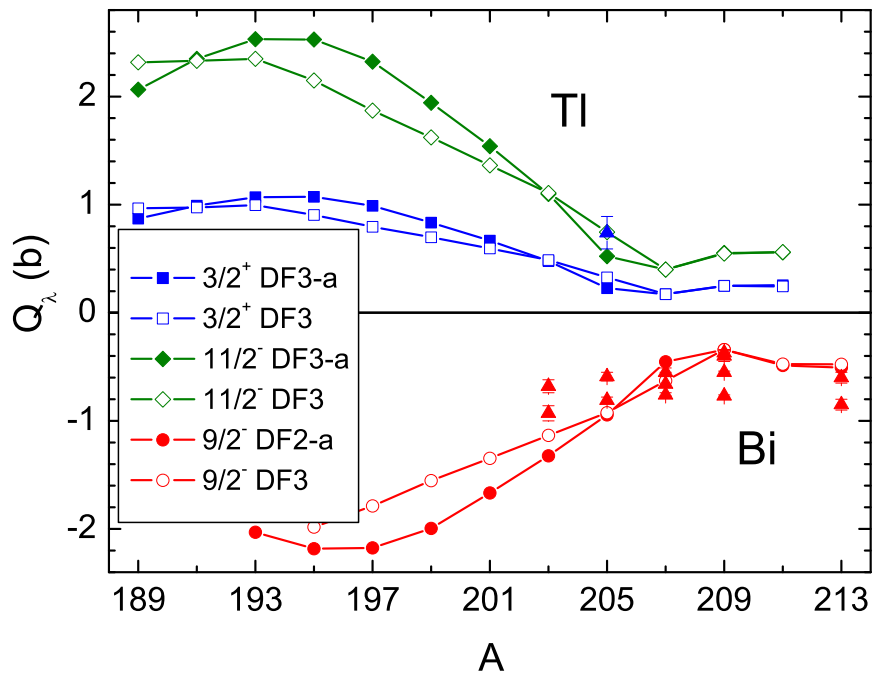


Рис. 6: Квадрупольные моменты нечетно-протонных соседей четных изотопов свинца с функционалом DF3 и DF3-a.  $\blacktriangle$  - показаны экспериментальные данные.

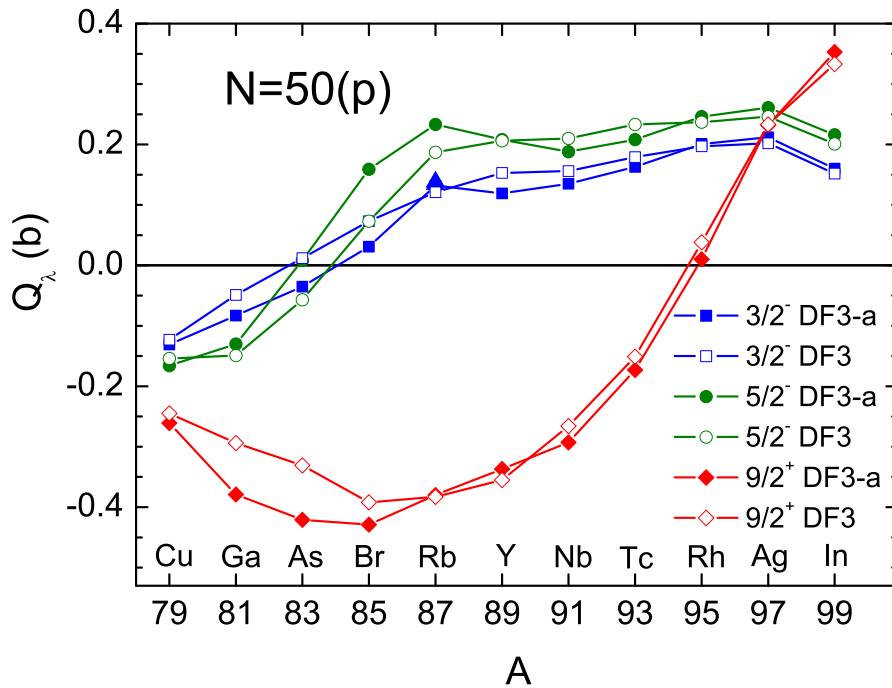


Рис. 7: Квадрупольные моменты нечетно-протонных  $N = 50$  изотонов с функционалом DF3 и DF3-а.  $\blacktriangle$  - показаны экспериментальные данные.

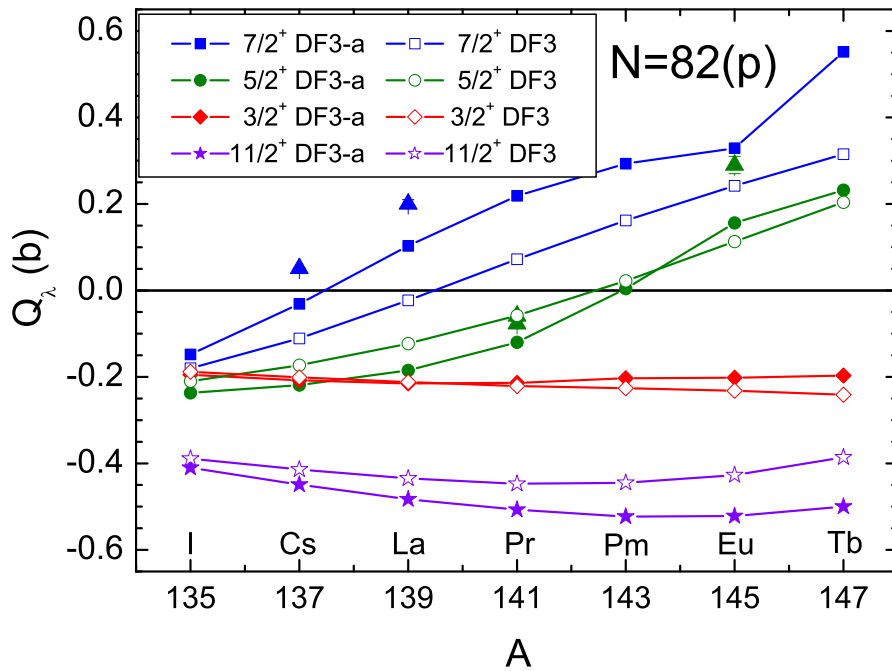


Рис. 8: Квадрупольные моменты нечетно-протонных  $N = 82$  изотонов с функционалом DF3 и DF3-а.  $\blacktriangle$  - показаны экспериментальные данные.

зуюмость такова, что :  $e_{\text{eff}}^p = 1.4$ ,  $e_{\text{eff}}^n = 0.9$ . В ядрах с незаполненными нейтронными оболочками она становится заметно больше:  $e_{\text{eff}} \simeq 3 - 6$ .

В разделе 2.2 приводятся расчеты квадрупольных моментов нечетно-нечетных околوماгических ядер в основном состоянии в простейшем приближении отсутствия взаимодействия между нечетными квазичастицами. В §2.2.1 показано, что в рамках этого приближения задача сводится к расчету моментов соответствующих нечетных ядер. В §2.2.2 показано, что такой подход позволяет проверить это приближение феноменологически, используя экспериментальные значения квадрупольных моментов соответствующих нечетных ядер. В §2.2.3 приведены результаты расчетов квадрупольных моментов для нечетных ядер вблизи дважды магических ядер  $^{56,78}\text{Ni}$ ,  $^{100,132}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными, предсказано 12 значений квадрупольных моментов нечетных околوماгических ядер. В §2.2.4 приведены результаты расчетов квадрупольных моментов 14 нечетно-нечетных ядер с использованием соответствующих, вычисленных в §2.2.3, квадрупольных моментов нечетных ядер.

В третьей главе изучаются характеристики, которые сами пропорциональны  $g^2$ , т. е. зависят от  $g^2$  в большей степени, чем величины, представляющие собой  $g^2$  поправки к большой величине, например, к среднему полю. Именно поэтому рассмотрены статические квадрупольные моменты первых возбужденных  $2^+$  уровней, которые пропорциональны  $g^2$ .

В данной главе рассчитываются квадрупольные моменты возбужденных первых  $2^+$  состояний в сферических ядрах со спариванием с использованием самосогласованной ТКФС, т. е. на уровне КМХФ для входящих в соответствующие диаграммы Фейнмана эффективного поля и амплитуды рождения фонона в отсутствие каких-либо феноменологических или подгоночных параметров (везде использовались только известные параметры DF3-а функционала Фаянса). В расчетах получено заметное отличие от традиционного подхода. Показано, что величина квадрупольных моментов в возбужденном  $2_1^+$  состоянии в магических и полумагических ядрах складывается из двух примерно одинаковых по величине эффектов: корреляций в основном состоянии (КОС) и эффекта ядерной среды, т. е. отличия эффективного поля  $V$  от затравочного поля  $e_q V^0$ . В расчетах обнаружен необычно большой вклад корреляций в основном состоянии в величине  $Q(2_1^+)$ . Появились также новые члены с  $\delta_L \mathcal{F}$  и  $\delta_L \mathcal{F}^\xi$ , которые содержат производные по плотности как от частично-дырочного, так и от частично-частичного эффективных взаимодействий. В рассматриваемой задаче их вклад оказался достаточно малым.

В разделе 3.1 представлен вывод основных соотношений для магических ядер для расчета статических моментов в возбужденном состоянии, ко-

торые сами описываются в рамках метода хаотических фаз. Этот вывод, основанный на анализе В. А. Ходелем ангармонических эффектов для магических ядер, использует все  $g^2$  поправки к среднему полю, т. е. тэдпол. В разделе 3.2 этот вывод обобщен автором на случай ядер со спариванием: получено восемь слагаемых для матричного элемента каждый из которых содержит по два новых члена с  $\delta_L \mathcal{F}$  и  $\delta_L \mathcal{F}^\xi$  (см. рис. 9) вместо двух слагаемых, как в случае для магических ядер.

$$\begin{aligned}
 M_{LL}^{(1)} = & \text{---} \left( \text{diagram 1} \right) + \text{---} \left( \text{diagram 2} \right) + \text{---} \left( \text{diagram 3} \right) \\
 M_{LL}^{(5)} = & \text{---} \left( \text{diagram 4} \right) + \text{---} \left( \text{diagram 5} \right) + \text{---} \left( \text{diagram 6} \right)
 \end{aligned}$$

Рис. 9: Матричные элементы  $M_{LL}^{(1)}$  и  $M_{LL}^{(5)}$  для ядер со спариванием.

Раздел 3.3 посвящен самосогласованным расчетам квадрупольных моментов в  $2_1^+$  состоянии в изотопах Sn и Pb и анализу новых эффектов корреляций в основном состоянии. Предсказаны значения квадрупольных моментов первых  $2^+$  состояний в нескольких нестабильных изотопах олова и свинца, включая ядра  $^{100}\text{Sn}$  и  $^{132}\text{Sn}$ . Результаты расчетов приведены в Таблице 1 и на рис. 10 - 11. За исключением ядер  $^{112}\text{Sn}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , получено разумное согласие с экспериментальными данными. Вклад корреляций в основном состоянии (колонка  $Q_{GSM}$ ) часто больше, чем 50-60 % от теоретического результата  $Q_{tot}$ . Обычный КМХФ (колонка  $Q_{QRPA}$ , где нет КОС и  $V = V^0$ ) дает результаты значительно меньше величины  $Q_{tot}$ .

Обнаружено, что статический квадрупольный момент первого  $2^+$  состояния в обоих случаях мал в начале оболочки. Для изотопов с незаполненными оболочками квадрупольный момент в среднем гораздо больше. Возможно, схожее поведение может присутствовать в других изотопных цепочках.

**Четвертая глава** посвящена учету эффектов тэдпол в простом варианте ОТКФ и оценке эффектов КФВ в задаче о квадрупольных моментах нечетных ядер.

В разделе 4.1 в приближении  $g^2$  в рамках метода функций Грина приведена микроскопическая модель для магических ядер, в которой в качестве подынтегрального выражения для пропагатора интегрального уравнения для

Таблица 1: Квадрупольные моменты  $Q$  (e b) первых  $2^+$  состояний в изотопах Sn и Pb.  
 ( $Q^n$  и  $Q^p$  – соответственно вклад нейтронной и протонной части в "треугольную" диаграмму,  $Q_{\text{tot}}=Q^n+Q^p+Q_{\text{ddf}}$ ,  $Q_{\text{QRPA}}$ , – вклад КМХФ(подробнее см. текст),  $Q_{\text{GSM}}$  – вклад КОС,  $Q_V$  – вклад эффективного поля).

Ядро	$Q^n$	$Q^p$	$Q_{\text{tot}}$	$Q_{\text{exp}}$	$Q_{\text{QRPA}}$	$Q_{\text{GSC}}$	$Q_V$
$^{100}\text{Sn}$	0.01	0.03	0.04	–	0.017	-0.01	0.03
$^{102}\text{Sn}$	-0.05	-0.01	-0.07	–	-0.001	-0.05	-0.02
$^{104}\text{Sn}$	-0.18	-0.03	-0.22	–	-0.001	-0.14	-0.08
$^{106}\text{Sn}$	-0.28	-0.05	-0.34	–	-0.002	-0.21	-0.13
$^{108}\text{Sn}$	-0.31	-0.07	-0.39	–	-0.002	-0.25	-0.14
$^{110}\text{Sn}$	-0.38	-0.10	-0.50	–	-0.003	-0.33	-0.17
$^{112}\text{Sn}$	-0.32	-0.11	-0.45	-0.03(11)	-0.003	-0.30	-0.15
$^{114}\text{Sn}$	-0.15	-0.11	-0.28	0.32(3), 0.36(4)	-0.004	-0.19	-0.09
$^{116}\text{Sn}$	0.00	-0.10	-0.12	-0.17(4), +0.08(8)	-0.003	-0.09	-0.03
$^{118}\text{Sn}$	0.10	-0.09	-0.01	-0.05(14)	-0.003	-0.02	0.01
$^{120}\text{Sn}$	0.12	-0.08	0.04	+0.022(10), -0.05(10)	-0.003	0.01	0.03
$^{122}\text{Sn}$	0.09	-0.07	0.01	-0.28 < $Q$ $Q < +0.14$	-0.003	-0.01	0.02
$^{124}\text{Sn}$	0.00	-0.06	-0.07	0.0(2)	-0.003	-0.06	-0.01
$^{126}\text{Sn}$	-0.08	-0.05	-0.13	–	-0.002	-0.09	-0.04
$^{128}\text{Sn}$	-0.10	-0.03	-0.14	–	-0.002	-0.09	-0.05
$^{130}\text{Sn}$	-0.05	-0.01	-0.07	–	-0.001	-0.04	-0.03
$^{132}\text{Sn}$	0.04	0.00	0.04	–	0.015	-0.01	0.04
$^{134}\text{Sn}$	0.00	-0.01	-0.01	–	-0.001	-0.01	0.00
$^{190}\text{Pb}$	-0.60	-0.29	-0.92	–	-0.008	-0.62	-0.29
$^{192}\text{Pb}$	-0.77	-0.35	-1.15	–	-0.008	-0.77	-0.37
$^{194}\text{Pb}$	-0.90	-0.39	-1.31	–	-0.008	-0.87	-0.43
$^{196}\text{Pb}$	-0.85	-0.38	-1.26	–	-0.008	-0.84	-0.41
$^{198}\text{Pb}$	-0.67	-0.35	-1.05	–	-0.008	-0.70	-0.34
$^{200}\text{Pb}$	-0.27	-0.23	-0.52	–	-0.006	-0.35	-0.16
$^{202}\text{Pb}$	0.02	-0.15	-0.15	–	-0.005	-0.12	-0.03
$^{204}\text{Pb}$	0.18	-0.07	0.10	+0.23(9)	-0.003	0.04	0.06
$^{206}\text{Pb}$	0.11	-0.02	0.09	+0.05(9)	-0.002	0.03	0.06
$^{208}\text{Pb}$	0.01	0.04	0.05	-0.7(3)	0.043	-0.02	0.03

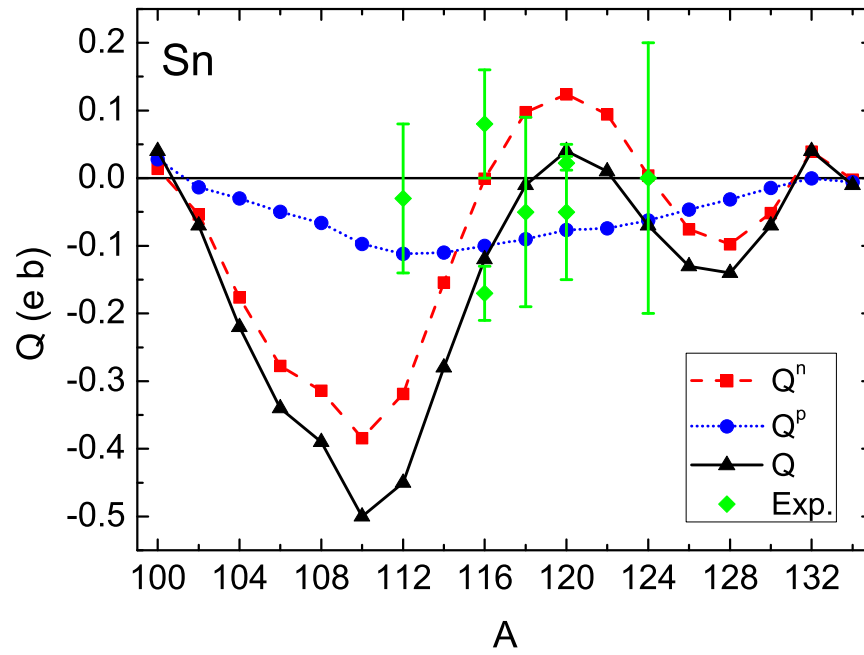


Рис. 10: Квадрупольные моменты первых  $2^+$  возбужденных состояний в четных изотопах олова.

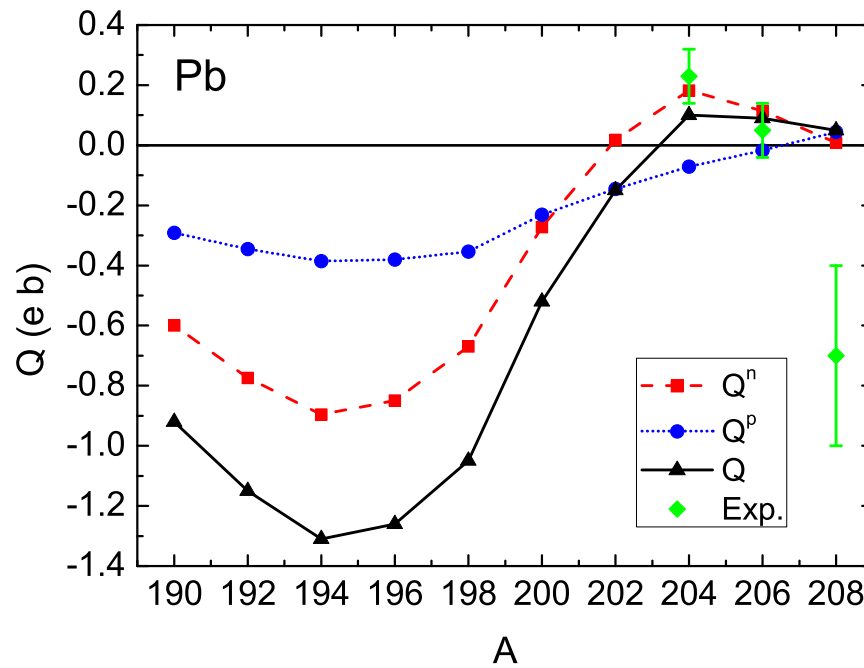


Рис. 11: Квадрупольные моменты первых  $2^+$  возбужденных состояний в четных изотопах свинца.



вершины или матрицы плотности использовалось выражение, полученное в приближенном варианте ОТКФС, называемая моделью (1). Эта модель, кроме метода хаотических фаз, содержит оба вида необходимых графика с фононами: так называемый график с фононными вставками и график с обменом одним фононом между частицей и дыркой, соответствующий появлению дополнительного частично-дырочного взаимодействия. Далее выполняется обобщение модели (1) на случай учета эффектов гэдпола, т.е. включение всех  $g^2$ -членов в эту модель. Это улучшение применимо прежде всего для статических характеристик ядер, для которых недостаток модели (1), связанный с полюсами второго порядка, не имеет значения. Приводится вывод уравнений для вершины и матрицы плотности.

В разделе 4.2 рассматриваются простейшие оценки вклада КФВ в квадрупольные моменты. Оцениваются два эффекта КФВ порядка  $g^2$ , которые описывают усложнение одночастичной волновой функции и дополнительное взаимодействие, обусловленное обменом фононов. Показано, что эти эффекты имеют противоположный знак, но сокращение не является полным так что величина этого эффекта составляет  $\delta Q \simeq 0,1 - 0,2$  барн для ядер с  $Q \geq 0,4 - 0,5$  барн.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Впервые в рамках единого самосогласованного подхода и с использованием известного энергетического функционала плотности Фаянса получено разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными для квадрупольных моментов для 72 околوماгических и полумагических нечетных ядер и предсказаны 20 неизвестных значений квадрупольных моментов нечетных ядер в основном состоянии.
2. С использованием рассчитанных значений квадрупольных моментов нечетных ядер в приближении отсутствия взаимодействия между нечетным нейтроном и нечетным протоном получено разумное согласие с экспериментальными данными и предсказаны квадрупольные моменты 14 нечетно-нечетных околوماгических ядер в основном состоянии.
3. Впервые в рамках самосогласованной ТКФС и с использованием энергетического функционала плотности Фаянса с известными параметрами получено разумное согласие с экспериментальными данными для квадрупольных моментов возбужденных  $2_1^+$  состояний четно-четных изотопов свинца и олова. Показано, что величина квадрупольного момента  $2_1^+$  состояния в четно-четных ядрах определяется двумя, примерно оди-

наковыми по величине, эффектами корреляции в основном состоянии и эффектами ядерной среды.

4. Впервые изучены корреляции в основном состоянии ("графики идущие назад"). Показан их большой количественный вклад в рассматриваемой задаче.
5. Показана необходимость включения эффекта фононного тэдпола в проблеме дальнейшего развития ОТКФС.
6. Выполнена оценка роли квазичастично-фононного взаимодействия в рассмотренной задаче о квадрупольных моментах в нечетных ядрах. Показано, что изучаемый эффект составляет не более  $\delta Q = 0,1 - 0,2$  барн для ядер с  $Q \geq 0,4 - 0,5$  барн, что подтверждает правильность используемого метода для расчета квадрупольных моментов нечетных магических и полумагических ядрах.
7. Подтверждена поверхностная природа ядерного спаривания в рассматриваемой задаче о расчете энергии первых  $2^+$  уровней четно-четных полумагических ядер.

## Публикации автора по теме диссертации

1. Kamerdzhiev S., Voitenkov D. On microscopic description of the gamma-ray strength functions // Proceedings of 12-th International Seminar "On Electromagnetic Interaction of Nuclei" , EMIN 2009. — 2011.
2. Камерджиев С. П., Авдеенков А. В., Войтенков Д. А. Квазичастично-фононное взаимодействие в теории конечных ферми-систем // ЯФ. — 2011. — Т. 74. — С. 10.
3. Tolokonnikov S. V., Kamerdzhiev S., Voitenkov D., Krewald S., Saperstein E. E. Effects of density dependence of the effective pairing interaction on the first  $2^+$  excitations and quadrupole moments of odd nuclei // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84. — P. 064324.
4. Voitenkov D., Kamerdzhiev S., Krewald S., Saperstein E. E., Tolokonnikov S. V. Self-consistent calculations of quadrupole moments of the first  $2^+$  states in Sn and Pb isotopes // Phys. Rev. C. — 2012. — Vol. 48. — P. 054319.
5. Tolokonnikov S. V., Kamerdzhiev S., Krewald S., Saperstein E. E., Voitenkov D. Quadrupole moments of spherical semi-magic nuclei within

the self-consistent Theory of Finite Fermi Systems // Eur. Phys. J. A. — 2012. — Vol. 48. — P. 70.

6. Камерджиев С. П., Ачаковский О. И., Войтенков Д. А., Толоконников С. В. Самосогласованные подходы в микроскопической теории ядра. Статические моменты нечетно-нечетных ядер // ЯФ. — 2014. — Т. 77. — С. 70.
7. Kamerdzhiev S., Krewald S., Tolokonnikov S., Saperstein E. E., Voitenkov D. Self-consistent calculations of quadrupole moments of spherical nuclei // EPJ Web of Conferences. — 2012. — Vol. 38. — P. 10002.
8. Tolokonnikov S. V., Kamerdzhiev S., Krewald S., Saperstein E. E., Voitenkov D. The first quadrupole excitations in spherical nuclei and nuclear pairing // EPJ Web of Conferences. — 2012. — Vol. 38. — P. 04002.
9. Voitenkov D., Achakovskiy O., Kamerdzhiev S., Tolokonnikov S. Quadrupole moments of odd-odd near-magic nuclei // EPJ Web of Conferences. — 2012. — Vol. 38. — P. 17012.