



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4-2003-13

К-893

На правах рукописи  
УДК 530.14, 539.172

КУЗЬМИН  
Владимир Александрович

СТРУКТУРА СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР  
И ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ  
ПРИ НИЗКИХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

с 341а

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

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

С.В. Акулиничев

доктор физико-математических наук

Н.Г. Гончарова

доктор физико-математических наук, профессор

Р.В. Джолос

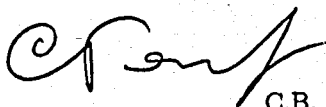
Ведущее научно-исследовательское учреждение: Государственный научный центр — "Курчатовский институт", г. Москва

Защита диссертации состоится "\_\_\_\_" \_\_\_\_\_ 2003 г. на заседании диссертационного совета Д720.001.01 в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований по адресу г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Автореферат разослан "\_\_\_\_" \_\_\_\_\_ 2003 г.

Ученый секретарь совета  
доктор физико-математических наук



С.В. Голоскоков

# ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

## Актуальность темы.

Первым зарядово-обменным процессом, обнаруженным в природе, был  $\beta$ -распад, в ходе количественного изучения которого была высказана догадка о существовании нейтрино и были сформулированы начальные представления о слабом взаимодействии. В дальнейшем исследование  $\beta$ -распада потребовало детального рассмотрения процессов, происходящих между нуклонами в ядре. Как оказалось, важную роль играет взаимодействие между одночастичными и коллективными возбуждениями в ядрах. Именно оно определяет силу переходов, которая может проявиться в  $\beta$ -распаде. Еще более остро необходимость учета этого взаимодействия была осознана после экспериментального открытия эффекта подавления силы гамма-теллеровских (ГТ) переходов, обнаруженного в реакциях  $(p, n)$  при промежуточных энергиях. Другим примером зарядово-обменного процесса служит реакция захвата остановившегося отрицательного мюона ядром  $\mu^- + A(N, Z) \rightarrow \nu_\mu + B(N+1, Z-1)$ , интерес к которой вызван возможностью исследования компонентов слабого нуклонного тока, зависящих от переданного импульса.

В настоящее время интерес к зарядово-обменным процессам в ядрах связан не только с изучением свойств слабого нуклонного тока внутри ядерного вещества, но и в связи с тем, что слабые процессы в атомных ядрах (обратный  $\beta$ -распад) лежат в основе детекторов измеряющих потоки солнечных нейтрино. В последнее десятилетие ведутся интенсивные экспериментальные исследования двойного бета-распада, направленные на получение информации о фундаментальных свойствах нейтрино и проверку закона сохранения лептонного заряда. При этом основная трудность в интерпретации уже полученных или ожидаемых экспериментальных данных обусловлена трудностями в теоретическом описании зарядово-обменных процессов, происходящих в атомном ядре.

В основе теоретического изучения зарядово-обменных процессов лежат микроскопические модели ядерной структуры. Изменению числа протонов в ядре на единицу отвечает изменение третьей проекции изоспина на единицу тоже. Поэтому зарядово-обменные процессы могут рассматриваться как ветви изовекторных возбуждений. Тем самым, они составляют часть общей картины возбуждений в атомных ядрах.

### Цель диссертации.

Работа была направлена на разработку методов микроскопического описания зарядово-обменных возбуждений в атомных ядрах и применению их для анализа экспериментальных данных. При этом главное внимание уделялось исследованию основных черт распределений силы зарядово-обменных переходов по энергии возбуждений (силовым функциям), и особенностям их проявления в различных зарядово-обменных процессах. Важным средством в исследовании было совместное рассмотрение характеристик различных зарядово-обменных процессов: прямых реакций,  $\beta$ -распада и  $\mu$ -захвата. Основой такого анализа могут быть только микроскопические модели ядерной структуры.

### Научная новизна и практическая ценность.

Квазичастично-фононная модель ядра обобщена для изучения зарядово-обменных резонансов в сферических ядрах. Впервые выведены уравнения, описывающие взаимодействие квазичастиц с зарядово-обменными фононами.

Исследовано влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на распределение силы гамов-теллеровских (ГТ) и спин-дипольных зарядово-обменных переходов по энергиям возбуждения. Выполненные расчеты показали, что включение двухфононных компонентов в волновые функции возбужденных состояний позволяет правильно описать ширины гигантских зарядово-обменных резонансов. При этом из области гигантских ГТ и спин-дипольных резонансов в область более высоких энергий возбуждения сдвигается лишь небольшая часть всей теоретической силы переходов, и заметная часть ее смещается в область малых энергий возбуждения. В этом результате наших расчетов противоречат выводам, сделанным другими авторами.

Для изучения интегральных характеристик распределения силы переходов по энергии возбуждений, вычисленного с учетом двухфононных компонентов в волновых функциях возбужденных состояний, развит строгий метод вычисления энергетически-взвешенных моментов силовой функции, основанный на спектральных характеристиках соответствующей задачи на собственные значения. Впервые доказано, что энергетически-взвешенные моменты нулевого и первого порядков, вычисленные с учетом двухфоно-

ных компонентов волновых функций возбужденных состояний, равны соответствующим моментам, вычисленным с однофононными волновыми функциями возбужденных состояний, а моменты второго и третьего порядков зависят только от тех многофононных конфигураций, которые непосредственно взаимодействуют с однофононными состояниями. Впервые показано, что учет взаимодействия квазичастиц с фононами не может привести к такому сдвигу значительной части силы ГТ переходов из области ГТ резонанса в область более высоких энергий возбуждения, который необходим для объяснения эффекта исчезновения силы ГТ переходов. Также сформулирован критерий для оценки правильности результатов громоздких расчетов, по необходимости выполняемых на ЭВМ при изучении фрагментации силы переходов.

Впервые показано, что из самого существования эффекта "подавления" (точнее говоря, перемещения) силы ГТ переходов с неизбежностью следует вывод о том, что остаточное спин-изоспиновое взаимодействие содержит компоненты, которые перемешивают частично-дырочные возбуждения, принадлежащие разным главным оболочкам, т.е. возбуждения с  $\Delta N = 0$  и с  $\Delta N \geq 2$ . Указан пример такого остаточного взаимодействия и с его помощью предложено новое объяснение эффекта "подавления" силы ГТ переходов.

Показано, что константа аксиально-векторного слабого взаимодействия лептонов с нуклонами, извлекаемая из суммарных скоростей ГТ  $\beta^+$ -распада протоноизбыточных ядер с незамкнутыми оболочками, является модельно зависимой, поскольку теоретические значения приведенной вероятности ГТ переходов,  $B(GT)$ , сильно зависят от величины эффективной константы остаточного взаимодействия, действующего в канале частица-частица. При этом частично-частичное взаимодействие приводит к тому, что теоретические скорости  $\beta^-$ -распада ядер с большим избытком нейтронов значительно превосходят экспериментальные значения. Следовательно, используя один набор параметров гамильтониана ядерной модели, не удастся одновременно описать скорости ГТ бета-переходов в протоно- и нейтроно-избыточных ядрах даже в пределах одного диапазона массовых чисел.

Показано, что захват мюонов атомными ядрами в основном происходит благодаря спин-мультипольным ядерным переходам. Полные скорости захвата мюонов, вычисленные со свободными значениями констант аксиально-

векторного и псевдоскалярного слабого взаимодействия лептонов с нуклонами, хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными значениями для средних ядер (изотопы Ni, Zr, изотопы Sn и Kr) и значительно превышают их для более тяжелых ядер (Ce и Pb). Для тяжелых ядер это превышение зависит от используемых остаточных взаимодействий, и поэтому константа  $g_A$ , определяемая сравнением теоретических и экспериментальных полных скоростей захвата мюонов тяжелыми ядрами, оказывается модельно-зависимой. Расчетами продемонстрировано, что зависящие от скорости матричные элементы эффективного гамильтониана  $\mu$ -захвата вносят незначительный вклад в полные скорости поглощения мюонов сложными атомными ядрами. Впервые выполнены микроскопические расчеты полных скоростей обычного захвата мюонов сложными ядрами с незамкнутыми оболочками.

Предложен новый способ учета экспериментальной информации о силовых функциях ГТ- и изовекторных  $M1$ -переходов в расчетах парциальных скоростей захвата мюонов ядрами при помощи ортогонального преобразования в подпространстве волновых функций возбужденных состояний и указан способ построения матрицы преобразования. Расчеты с преобразованными волновыми функциями хорошо описывают экспериментальные скорости парциального захвата мюонов ядром  $^{28}\text{Si}$ . Впервые проведено сравнение теоретических и экспериментальных значений силы самых интенсивных изовекторных переходов с  $\Delta J^\pi = 1^+$ , которые наблюдались в слабых, электромагнитных и сильных процессах. Ранее такое сравнение проводилось только для сравнительно медленных переходов, наблюдавшихся в  $\beta$ -распаде, в котором проявляется незначительная доля всей силы ГТ переходов. На примере изовекторных переходов с переворотом спина в ядрах с  $A = 28$  показано, что даже для самых интенсивных ГТ-переходов процедура извлечения  $B(GT)$  из сечений реакции  $(p, n)$  не столь однозначна, как это предполагалось до сих пор.

Полные скорости обычного захвата мюонов на ядрах с незаполненными оболочками, вычисленные в диссертации, были использованы при интерпретации экспериментальных данных, полученных в ОИЯИ. Показано, что учет коллективной природы ядерного отклика позволяет правильно воспроизвести полные скорости ОЗМ, измеренные для многих сферических ядер.

Некоторые из расчетов парциальных скоростей захвата мюонов ядрами

$sd$ -оболочки, приведенных в диссертации, были использованы при подготовке и анализе экспериментов на мезонной фабрике TRIUMF (Канада).

На защиту выдвигаются следующие результаты.

1. На основе квазичастично-фононной модели ядра развит формализм для изучения зарядово-обменных резонансов в сферических ядрах. Впервые получены уравнения для учета взаимодействия квазичастиц с зарядово-обменными фононами.
2. Исследовано влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на распределение силы гамов-теллеровских (ГТ) и спин-дипольных зарядово-обменных переходов по энергиям возбуждения. Показано, что взаимодействие квазичастиц с фононами определяет ширину зарядово-обменных резонансов. При этом из области гигантского резонанса в область более высоких энергий возбуждения сдвигается лишь небольшая часть всей силы переходов, и заметная часть ее смещается в область малых энергий возбуждения.
3. Впервые доказано, что энергетически-взвешенные моменты нулевого и первого порядков, вычисленные в задаче фрагментации, равны соответствующим моментам, полученным без учета "сложных" конфигураций, а моменты второго и третьего порядков определяются только теми "сложными" конфигурациями, которые непосредственно взаимодействуют с "простыми". Сохранение энергетически-взвешенных моментов нулевого и первого порядков приводит к тому, что перенос силы ГТ-переходов в область высоких энергий возбуждения должен происходить из-за взаимодействия между частично-дырочными возбуждениями, а не благодаря их взаимодействию с более сложными конфигурациями.
4. Впервые показано, что основную роль в переносе силы  $\sigma t^-$ -переходов из области гигантского ГТ резонанса в области более высоких энергий возбуждения должны играть одночастичные переходы  $1^+ \text{ с } \Delta N \geq 2$ , и на этой основе предложено новое объяснение эффекта "исчезновения" силы ГТ переходов.
5. Впервые продемонстрировано, что сила  $\sigma t^+$ -перехода на состояние  $1_1^+$  и полная сила  $\sigma t^+$ -переходов, вычисленные в приближении случайных фаз, оказываются очень чувствительными к константе остаточного взаимодействия в канале частица-частица, и поэтому константа аксиально-векторного слабого взаимодействия  $g_A$ , извлеченная из экспериментальных

суммарных скоростей ГТ  $\beta^+$ -распада протоноизбыточных ядер, оказывается модельно-зависимой. Показано, что расчеты, учитывающие частично-частичное и частично-дырочное остаточные взаимодействия, хорошо воспроизводят суммарную силу  $\sigma t^+$ -переходов, извлекаемую из сечений реакций  $(n, p)$  на средних ядрах.

6. Показано, что захват мюонов атомными ядрами в основном происходит благодаря спин-мультипольным ядерным переходам. Полные скорости захвата мюонов, вычисленные со свободными значениями констант аксиально-векторного и псевдоскалярного слабого взаимодействия лептонов с нуклонами, хорошо согласуются с экспериментальными значениями для средних ядер и значительно превышают их для более тяжелых ядер. В тяжелых ядрах величина превышения зависит от используемых остаточных взаимодействий, и константа  $g_A$ , определяемая сравнением теоретических и экспериментальных полных скоростей захвата мюонов тяжелыми ядрами, оказывается модельно-зависимой. Расчетами продемонстрировано, что зависящие от скорости матричные элементы эффективного гамильтониана  $\mu$ -захвата вносят незначительный вклад в полные скорости поглощения мюонов атомными ядрами.

7. Предложен новый метод учета экспериментальной информации о силовых функциях ГТ- и изовекторных  $M1$ -переходах в расчетах парциальных скоростей захвата мюонов ядрами. Для этого в подпространстве волновых функций возбужденных состояний проводится ортогональное преобразование, параметры которого определяются разницей между теоретическими и экспериментальными силовыми функциями ГТ- и  $M1$ -переходов. Расчеты с преобразованными волновыми функциями хорошо описывают экспериментальные скорости парциального захвата мюонов ядром  $^{28}\text{Si}$ . Тем самым, впервые сопоставлены теоретические и экспериментальные значения силы самых интенсивных переходов с  $\Delta(J^\pi, T) = (1^+, 1)$ , которые наблюдались в слабых, электромагнитных и сильных процессах в атомных ядрах. Выполненный анализ показал, что даже для самых интенсивных ГТ-переходов процедура извлечения  $B(GT)$  из сечений реакции  $(p, n)$  не столь однозначна, как это предполагалось до сих пор.

#### Апробация работы.

Основные результаты диссертации неоднократно докладывались на семина-

рах в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, заседаниях Программно-консультативного комитета по ядерной физике ОИЯИ, были представлены на Всесоюзных и Международных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре ядра (Ленинград 1985, Москва 1998, Дубна 1999, Санкт-Петербург 2000, Москва 2002), на Международных совещаниях по структуре ядра и связанных с ней вопросам (Дубна 1997, Дубна 2000), на Международных школах по ядерной физике (Миколайки 1987 и Хольцхау 1992), на коллоквиуме в Циклотронной лаборатории Техасского университета сельского хозяйства и механики (Колледж Статин, Техас, США), на семинаре в Институте им. Пауля Шеррера (Вилдиген, Швейцария).

#### Публикации.

По результатам диссертации опубликована 21 работа.

#### Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, семи глав текста, заключения и трех приложений, занимающих вместе 223 страницы машинописного текста. В диссертации содержатся 37 таблиц и 24 рисунка. Список литературы состоит из 199 названий.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении рассмотрена актуальность вопросов, обсуждаемых в диссертации, обрисована современная ситуация в изучении зарядово-обменных процессов и сформулированы основные цели работы. Дано краткое изложение содержания диссертации.

Глава 1 посвящена обобщению квазичастично-фононной модели ядра (КФМЯ) для рассмотрения зарядово-обменных процессов. В первом параграфе описан гамильтониан КФМЯ, в который входят потенциалы среднего поля (независимые для нейтронов и протонов), монопольного спаривания, вызывающего парные корреляции сверхпроводящего типа, и эффективных остаточных взаимодействий между нуклонами, движущимися в среднем поле. Поскольку зарядово-обменные возбуждения рассматриваются в диссертации как одна из ветвей изовекторных переходов, то предполагается изотопическая инвариантность остаточных взаимодействий, и для описания нового круга явлений – зарядово-обменных возбуждений – в КФМЯ

не понадобились дополнительные параметры. Во втором параграфе описаны основные этапы построения приближенных собственных функций гамильтониана модели и вычисления собственных значений гамильтониана модели, отвечающих зарядово-обменным возбуждениям. Построение собственных функций начинается со специального преобразования Боголюбова (для нейтронов и протонов эти преобразования выполняются независимо). Затем учитывается остаточное взаимодействие между нуклонами. Основную роль играет его часть, смешивающая двухквазичастичные (частично-дырочные) состояния и приводящая к возникновению фононов – коллективных частично-дырочных возбуждений. Вводятся операторы рождения и уничтожения фононов и осуществляется переход к приближению случайных фаз (ПСФ), в котором собственные значения и собственные функции гамильтониана модели находятся диагонализацией квадратичной формы, составленной из бозонных операторов. На следующем этапе учитывается смешивание одно- и двух-фононных компонентов волновых функций возбужденных состояний, вызванное взаимодействием квазичастиц с фононами. При этом волновые функции возбужденных состояний ядра строятся в виде линейных комбинаций из одно- и двух-фононных компонентов. Энергия и структура (коэффициенты разложения) возбужденных состояний вычисляются при помощи вариационного принципа. Поскольку в качестве приближенной волновой функции основного состояния системы выбирается фононный вакуум, то матричный элемент одночастичного оператора перехода между основным и возбужденным состоянием зависит только от коэффициентов в однофононной части волновой функции. Объем вычислений необходимых для определения энергии возбужденных состояний и приведенных вероятностей переходов в них,  $B^\pm(J, \nu)$ , значительно уменьшается, если рассматривать усредненные силовые функции, определяемые уравнением  $b^\pm(J, \eta) = \sum_\nu \rho_\Delta(\eta - \eta_\nu) B^\pm(J, \nu)$ , в котором суммирование идет по всему спектру.

В главе 2 на основе результатов главы 1 рассматриваются распределения силы гамов-теллеровских (ГТ) и спин-дипольных зарядово-обменных переходов по энергиям возбуждений. Интерес к этой задаче обусловлен, прежде всего, эффектом подавления силы ГТ переходов, обнаруженным в реакциях  $(p, n)$  при промежуточных энергиях.

В параграфе 1 главы 2 изложены результаты расчетов силовой функции

ГТ переходов, выполненных для выяснения вопроса о том, в какой мере взаимодействие квазичастиц с фононами может быть ответственно за перенос силы ГТ переходов из области гигантского резонанса в область больших энергий возбуждения. Расчеты выполнялись в двух приближениях: в ПСФ и с учетом двухфононных примесей в волновых функциях возбужденных состояний, причем использовались только центральные остаточные взаимодействия. В двухфононных частях учитывались зарядово-обменные и обычные (действующие в зарядово-нейтральном канале) фононы со спинами и четностями  $J^\pi = 1^\pm, 2^\pm, \dots, 7^\pm, 8^-$ . Изоскалярные и изовекторные эффективные константы мультипольных и спин-мультипольных остаточных взаимодействий,  $\kappa_{0,1}^J$  и  $\kappa_{0,1}^{L,L+1}$ , фиксировались по свойствам возбуждений в нейтральном канале. Силовые функции  $\sigma t^-$ -переходов были вычислены для нескольких сферических ядер с замкнутыми и незаполненными оболочками:  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{120,124}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Te}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Проведено сравнение наших результатов с результатами других авторов, которое показало, что практически все расчеты, выполненные в ПСФ, правильно воспроизводят положение гигантского ГТ резонанса (ГГТР), и что практически вся сила  $\sigma t^-$ -переходов приходится на сам резонанс и на состояния, расположенные ниже него. Подавляющая часть силы переходов сосредоточена непосредственно в ГГТР. В качестве примера на рис. 1 даны распределения силы ГТ переходов по энергиям возбуждения в  $^{124}\text{Te}$ , вычисленные в квазичастичном ПСФ (вертикальные отрезки, отсчет по правой оси ординат) и с учетом двухфононных компонентов в волновых функциях возбужденных состояний (сплошная кривая, отсчет по левой оси ординат). Расчеты показывают, что взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к значительному перераспределению силы переходов по энергиям возбуждений, в частности, к формированию ширины ГГТР, которая составляет 3 – 4 МэВ. Отметим, что при вычислении силовых функций использовалась функция  $\rho_\Delta(\eta)$  с параметром усреднения  $\Delta = 0.5$  МэВ. Таким образом, взаимодействие квазичастиц с фононами является основной причиной возникновения ширины у ГТ резонанса. Расчеты показали, что заметного смещения силы ГТ переходов в область высоких энергий возбуждения нет.

В этом пункте наши результаты находятся в явном противоречии с ре-

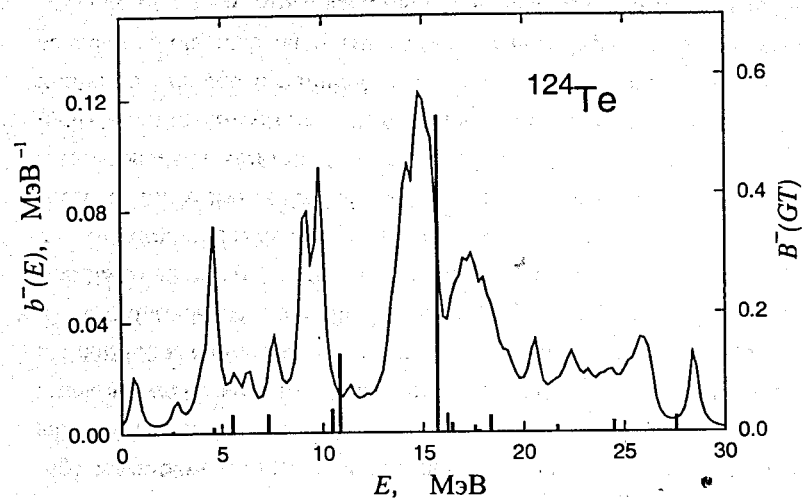


Рис. 1: Фрагментация  $\sigma t^-$ -резонанса на  $^{124}\text{Te}$ .

зультатами расчетов <sup>1</sup> и <sup>2</sup>, согласно которым взаимодействие между 1p-1h и 2p-2h состояниями приводит к сдвигу значительной части силы ГТ переходов из области резонанса на состояния с много большей энергией возбуждения.

В параграфе 2 рассмотрена фрагментация спин-дипольных зарядово-обменных состояний, также наблюдаемых в реакциях  $(p, n)$ . Силовые функции для переходов из основного состояния четно-четного ядра под действием операторов  $r[Y_1(\theta, \phi) \otimes \sigma]_J t^-$ , с  $J^\pi = 0^-, 1^-$  и  $2^-$  были вычислены в квазичастичном ПСФ и с учетом двухфононных примесей в волновых функциях возбужденных состояний. Как и в случае ГТ переходов, учет взаимодействия квазичастиц с фононами привел к образованию ширины зарядово-обменных спин-дипольных резонансов и заметному перераспределению силы переходов по энергии возбуждений, но не вызвал сдвига заметной части силы в область высоких энергий возбуждения.

После публикации результатов наших расчетов в литературе появились и расчеты других авторов <sup>2</sup> и <sup>3</sup>, которые показали, что взаимодействие 1p-1h

<sup>1</sup>Bertsch G., Hamamoto I., 1982, Phys. Rev. C, v. 26, p. 1323;

<sup>2</sup>Drożdż S., Klempt V., Speth J., and Wambach J., 1986, Phys. Lett. B, v. 166, p. 18

<sup>3</sup>Drożdż S., Osterfeld F., Speth J., and Wambach J., 1987, Phys. Lett. B, v. 1889, p. 271

и 2p-2h состояний приводит к выносу значительной части силы ГТ и спин-дипольных переходов в область высоких энергий возбуждения. Причем, в <sup>2</sup> получено, что основной вклад в сдвиг ГТ-силы вносится центральными взаимодействиями, а не тензорными, как это утверждалось в <sup>1</sup>. При этом согласно <sup>3</sup> в ядре  $^{90}\text{Zr}$  центроиды энергии переходов с  $J^\pi = 1^+, 0^-, 1^-,$  и  $2^-$ ; вычисленные во "втором" ПСФ, оказались примерно на 6 МэВ выше энергий центроидов, вычисленных в ПСФ. В наших расчетах учет взаимодействия квазичастиц с фононами привел к незначительному уменьшению средних энергий.

Таким образом, результаты численных расчетов, выполненных разными группами, явно противоречили друг другу. Выявление причин, вызвавших эти расхождения, было затруднено тем, что в разных работах были сделаны формально различные, хотя и сходные по физическому смыслу, приближения и использовались разные остаточные взаимодействия.

Необходимость в теоретическом осмыслении сложившейся ситуации и в сравнении результатов расчетов разных авторов повлекла за собой исследование интегральных характеристик силовых функций, которому посвящена глава 3 диссертации. В ней дан анализ энергетически-взвешенных моментов силовых функций, определенных соотношениями  $S_k \equiv \sum_n E_n^k B_n$ , где  $k = 0, 1, 2, \dots$ . Здесь  $B_n$  есть сила перехода из основного состояния в возбужденное состояние  $n$  с энергией  $E_n$ , вычисленные в том или ином из рассматриваемых приближений.

В параграфе 1 главы 3 рассмотрена квантово-механическая задача о фрагментации силы переходов по энергии, вызванной расширением пространства, в котором строятся волновые функции возбужденных состояний, вычислены энергетически-взвешенные моменты силовых функций. При этом волновая функция основного состояния системы предполагается неизменной при расширении пространства возбужденных состояний, поэтому рассматриваемая задача сводится к задаче на собственные значения эрмитовой матрицы. На основе спектрального разложения эрмитовой матрицы указан способ вычисления энергетически-взвешенных моментов силовой функции и получены их замкнутые выражения. Проведенный анализ показал, что вычисленный в задаче фрагментации энергетически-взвешенный момент нулевого порядка,  $S_0$ , равен суммарной силе переходов на исходные,



“простые”, состояния. Момент первого порядка,  $S_1$ , совпадает с моментом первого порядка, вычисленным только при учете “простых” состояний. Взаимодействие между “простыми” и “сложными” состояниями начинает сказываться только на энергетически-взвешенных моментах, начиная со второго порядка. При этом моменты второго и третьего порядков зависят только от взаимодействия “простых” и “сложных” конфигураций, а не от взаимодействий между “сложными” состояниями. Поэтому добавление “сложных” состояний, которые не взаимодействуют непосредственно с “простыми”, не меняет моменты второго и третьего порядков. Таким образом, в задачах фрагментации ГТ и спин-дипольных переходов, рассмотренных в главе 2, совпадение основного состояния ядра с состоянием фононного вакуума приводит к тому, что

а) энергетически-взвешенные моменты нулевого и первого порядка, вычисленные в задаче фрагментации, в точности равны соответствующим моментам, полученным в (квазичастичном) ПСФ,  $S_0^{\text{fragm.}} = S_0^{\text{QRPA}}$ ,  $S_1^{\text{fragm.}} = S_1^{\text{QRPA}}$ . Иначе говоря, учет двухфононных конфигураций не меняет ни полной силы переходов, ни средней энергии возбуждения, а лишь увеличивает моменты высших порядков, т.е. приводит к росту ширины распределения силы переходов по энергиям возбуждений;

б) моменты второго и третьего порядков зависят только от тех “сложных” конфигураций, которые непосредственно взаимодействуют с “простыми”, т.е. учет переходов только между основным и однофононными состояниями приводит к тому, что включение в волновую функцию возбужденных состояний трехфононных и более сложных компонентов никак не сказывается на значениях  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_3$ .

Значение этих выводов для теоретического анализа проблемы переноса силы ГТ переходов выявляется следующими соображениями.

1. Независимость  $S_0$  и  $S_1$ , вычисленных в задаче фрагментации, от взаимодействия квазичастиц с фононами означает, что любой вынос силы в области больших энергий возбуждения, вызванный взаимодействием “простых” и “сложных” состояний, обязательно должен сопровождаться сдвигом соответствующей части силы в область малых энергий возбуждения. Этот вывод целиком определяется сделанными предположениями о структуре основного и возбужденных состояний и не зависит от конкретного вида взаимодействия между “простыми” и “сложными” состояниями.

2. Следовательно, усложнение волновых функций возбужденных состояний по сравнению с (квазичастичным) ПСФ либо не должно приводить к выносу вверх значительной части полной силы ГТ переходов, либо обязано сопровождаться значительными изменениями в распределении силы переходов в области малых энергий возбуждений, в частности, сдвигом заметной части силы вниз. Для объяснения эффекта исчезновения силы ГТ переходов необходимо, чтобы заметная часть силы силы переходов приходилась на состояния с высокими энергиями возбуждения в результате взаимодействия между двухквазичастичными состояниями, т.е. воспроизводилась в расчетах в (квазичастичном) ПСФ.

3. Сохранение  $S_0$  и  $S_1$  при переходе от (квазичастичного) ПСФ к задаче фрагментации дает простой и эффективный контроль правильности громоздких численных расчетов, необходимых в расчетах фрагментации. Нарушение равенства для одного из моментов при совпадении волновых функций основного состояния ядра или говорит об ошибках в программах для ЭВМ, или показывает, что внешне безобидные упрощения или вставки в пропагаторы подменяют одну задачу другой и, по-существу, предопределяют ответ.

Проведенный анализ объяснил результаты, полученные нами при рассмотрении фрагментации ГТ и спин-дипольных резонансов. В работах <sup>2</sup> и <sup>3</sup> расчеты были выполнены на основе “второго” ПСФ, в котором основное состояние может отличаться от фононного вакуума ПСФ. Поэтому был необходим дополнительный анализ, который стал предметом параграфа 3 главы 3.

В параграфе 2 главы 3 вычислены энергетически-взвешенные моменты силовой функции, полученной в (квазичастичном) ПСФ. При помощи спектрального разложения эрмитовых матриц получены выражения как для самих моментов, так и для определенных линейных комбинаций, составленных из моментов силовых функций, операторы перехода в которых эрмитово-сопряжены друг другу. Суммы  $S_k + (-1)^{k+1} S_k^\dagger$  содержат только матрицы задачи на собственные значения ПСФ, и поэтому их вычисление оказывается особенно простым.

В параграфе 3 главы 3 получены выражения для сумм  $S_k + (-1)^{k+1} S_k^\dagger$  моментов силовых функций, вычисленных в ПСФ и во “втором” ПСФ. Вывод этих уравнений основан только на спектральных свойствах алгебраич-

ческих уравнений, которыми определяются энергии и амплитуды фононов в обоих приближениях, и поэтому не зависит от конкретного выбора параметров среднего поля и остаточного взаимодействия. Показано, что комбинации  $S_0 - S_0^+$  и  $S_1 + S_1^+$ , вычисленные во "втором" ПСФ равны суммам  $S_0 - S_0^+$  и  $S_1 + S_1^+$ , полученным в ПСФ.

Принцип Паули приводит к тому, что в ядрах с большим избытком нейтронов сила ГТ переходов  $\sigma t^-$ , многократно превосходит силу сопряженных  $\sigma t^+$ -переходов, соответствующих реакции  $(n, p)$ . Поэтому, пренебрегая  $S_0^+$  по сравнению с  $S_0^-$  и  $S_1^+$  по сравнению с  $S_1^-$ , получаем приближенные равенства  $S_0^-|_{RPA} \approx S_0^-|_{SRPA}$  и  $S_1^-|_{RPA} \approx S_1^-|_{SRPA}$ . Одновременное сохранение полной силы переходов и средней энергии возбуждений,  $S_1^-/S_0^-$ , при переходе от ПСФ ко "второму" ПСФ или к задаче фрагментации имеет важное следствие для проблемы исчезновения силы ГТ переходов. Если под влиянием взаимодействия между "простыми" и "сложными" конфигурациями часть силы, приходящейся на "простые" конфигурации, сдвинется в область больших энергий возбуждения, то неизбежно заметная часть силы должна сдвинуться в область малых энергий возбуждения. В результате, распределение силы переходов в области гигантского резонанса и ниже него, вычисленное при учете только "простых" конфигураций, полностью изменится.

Авторы работы<sup>2</sup> вычислениями силовых функций ГТ переходов в сферических ядрах в рамках ПСФ и во "втором" ПСФ показали, что взаимодействие между 1p-1h и 2p-2h конфигурациями сдвигает значительную часть всей силы  $\sigma t^-$ , обнаруженной расчетами в ПСФ, в область очень высоких энергий возбуждения. Соответственно, сила переходов, падающая в области гигантского ГТ резонанса уменьшается. Но энергия самого ГТ резонанса практически не меняется, а в  $^{208}\text{Pb}$  даже увеличивается, на что авторы указанной работы специально обращают внимание. Поэтому в расчетах<sup>2</sup> при переходе от расчетов в ПСФ к расчетам во "втором" ПСФ  $S_0^-$  сохраняется, а  $S_1^-$  увеличивается, что противоречит доказанным выше утверждениям. В последующей работе<sup>3</sup> утверждается даже, что в  $^{90}\text{Zr}$  средние энергии для переходов под действием операторов  $\sigma t^-$ ,  $r[Y_1(\hat{r}) \otimes \sigma]_J t^-$  с  $J = 0, 1, 2$  и  $r^2[Y_2(\hat{r}) \otimes \sigma]_J t^-$  с  $J = 1, 2, 3$ , полученные во "втором" ПСФ, примерно на 6 МэВ больше соответствующих средних энергий, вычисленных в ПСФ. Учитывая то, что доказательства, изложенные в главе 3, основаны

на общих свойствах систем уравнений ПСФ и "второго" ПСФ, приходим к выводу, что сдвиг значительной части силы спин-изоспиновых переходов в область высоких энергий возбуждения, полученный в упомянутых работах, не мог быть достигнут за счет взаимодействия 1p-1h и 2p-2h конфигураций, и в этой части работы<sup>2</sup> и<sup>3</sup> являются ошибочными.

В главе 4 рассмотрено влияние двухквaziчастичных состояний, в которых квазичастицы занимают состояния с одинаковыми орбитальными моментами и с разным числом узлов в радиальных частях волновых функций, т.е. принадлежат разным главным оболочкам, на распределение силы ГТ переходов в сферических атомных ядрах. Такие двухквaziчастичные состояния могут появиться, в частности, благодаря нелокальным остаточным взаимодействиям. Сепарабельный вариант такого взаимодействия представлен произведением одночастичных операторов, радиальный формфактор которых быстро меняется с радиусом и имеет ярко-выраженный поверхностный характер, например, пропорционален производной по радиусу от центральной части оболочечного потенциала,  $(\frac{d}{dr}U(r))$ . На рис. 2 представлены результаты расчетов силовой функции  $\sigma t^-$ -переходов на  $^{90}\text{Zr}$ , выполненных с таким остаточным взаимодействием. По оси ординат отложены бегущие суммы  $S^-(E) = \sum_{k: E_k \leq E} B_k^-(GT)$ . Ломаные линии, отмеченные буквами а), б) и в), показывают теоретические суммы  $S^-(E)$ , вычисленные со значениями эффективной константы остаточных взаимодействий,  $\kappa_1^{01} = -0.23/A$ ,  $-0.33/A$  и  $-0.43/A$ , соответственно. Сплошной серой линией представлены сглаженные экспериментальные данные, взятые из работы<sup>4</sup>, в которой было обнаружено  $(93 \pm 5)\%$  минимально-возможного значения суммарной силы ГТ переходов.

Из рисунка 2 и расчетов, выполненных для ядер  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{120,124}\text{Sn}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , следует, что

1) начиная с некоторых значений константы эффективного взаимодействия формируется коллективное ГТ состояние, расположенное выше обычного ГТ резонанса. Это состояние построено на основе двухквaziчастичных состояний, в которых нейтронная и протонная квазичастицы занимают уровни с разными радиальными квантовыми числами, т.е. принадлежащие разным главным оболочкам. Матричный элемент оператора  $\sigma t^-$  между такими

<sup>4</sup>T. Wakasa, et al., 1997, Phys. Rev. C, v. 55, p. 2909

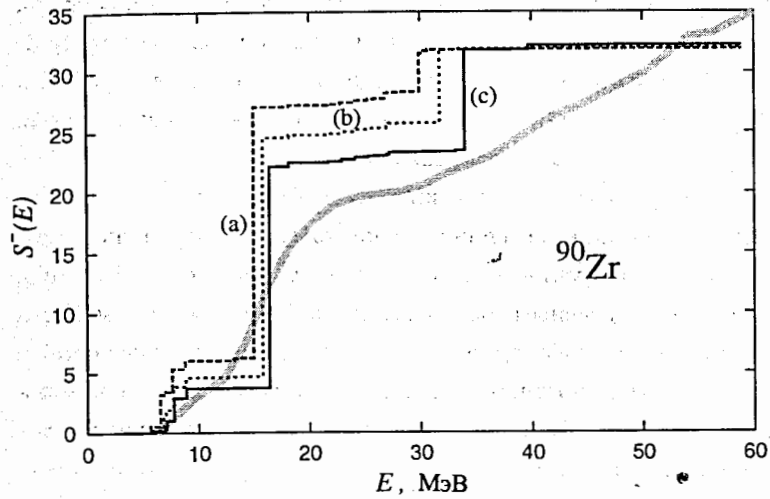


Рис. 2: Сила  $\sigma t^-$ -переходов в  $^{90}\text{Zr}$ .

одночастичными волновыми функциями отличен от нуля только из-за нарушения ортогональности между нейтронными и протонными одночастичными состояниями с разными радиальными квантовыми числами, вызванного различиями в одночастичных потенциалах для нейтронов и протонов;

2) с ростом модуля эффективной константы остаточного взаимодействия это коллективное состояние вбирает в себя все большую часть ГТ силы. Это происходит благодаря усиливающемуся взаимодействию между частично-дырочными  $1^+$ -переходами с  $\Delta N = 0$  и  $\Delta N \geq 2$ . Расчеты показывают, что новые коллективные состояния расположены в области энергий возбуждения выше 40 МэВ;

3) соответственно, гигантский ГТ резонанс теряет часть силы переходов, и его энергия возбуждения незначительно увеличивается. Такая "устойчивость" гигантского резонанса объясняется появлением в секулярном уравнении дополнительных двухквaziчастичных полюсов, расположенных при больших энергиях чем полюса, формирующие этот резонанс;

4) при этом полная сила переходов  $\sigma t^-$  меняется незначительно и ограничена снизу величиной  $3(N - Z)$ .

Таким образом, достаточно сильное остаточное взаимодействие, смешивающее частично-дырочные зарядово-обменные  $1^+$ -возбуждения с  $\Delta N = 0$

и  $\Delta N \geq 2$ , может вызвать перенос силы ГТ переходов из области ГТР в область больших энергий возбуждения.

Результаты, изложенные в главах 3 и 4, позволяют сделать следующий вывод об особенностях остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия, по крайней мере, в спин-изоспиновом канале. Само существование эффекта "исчезновения" силы ГТ переходов, означает, что в спин-изоспиновом канале неизбежно присутствует интенсивное взаимодействие между частично-дырочными возбуждениями с  $\Delta N = 0$  и с  $\Delta N \geq 2$ .

В главе 5 рассмотрен разрешенный ГТ  $\beta$ -распад протонно- и нейтроно-избыточных ядер. Из экспериментальных значений периода полураспада и энергии, выделившейся в  $\beta$ -распаде, извлекают произведение  $|g_A|^2 B(GT)$ . Поэтому основная трудность, возникающая при описании скоростей бета-распада атомных ядер и/или при выделении из них величины  $g_A$ , состоит в определении силы ГТ переходов, которая приходится на состояния, населяемые в бета-распаде. В параграфе 1 получены уравнения квазичастичного ПСФ с учетом остаточного взаимодействия в канале частица-частица. В параграфе 2 рассмотрен ГТ  $\beta^+$ -распад протонно-избыточных сферических ядер и показано, что учет притягивающего остаточного взаимодействия в канале частица-частица приводит к значительному уменьшению силы  $\sigma t^+$ -переходов. Это объясняется тем, что амплитуда  $\beta^+$ -распада, вычисленная в квазичастичном ПСФ, пропорциональна

$$\sum_{j_p j_n} \langle j_n \| \sigma t^+ \| j_p \rangle \left( v_{j_p} u_{j_n} \psi_{j_p j_n}^i + u_{j_p} v_{j_n} \phi_{j_p j_n}^i \right).$$

Отсюда видно, что избыток нейтронов (малые  $u_{j_n}$ ) подавляет вклад прямой фоновой амплитуды  $\psi_{j_p j_n}^i$  в матричный элемент  $\beta^+$ -распада, и наоборот, большие  $v_{j_n}$  усиливают действие обратных фоновых амплитуд  $\phi_{j_p j_n}^i$ . Притягивающее частично-частичное остаточное взаимодействие увеличивает значения обратных фоновых амплитуд  $\phi_{j_p j_n}^i$  для нижайших состояний  $1^+$ , и так как знаки амплитуд  $\psi_{j_p j_n}^i$  и  $\phi_{j_p j_n}^i$  противоположны, то с усилением частично-частичного остаточного взаимодействия происходит подавление матричного элемента  $\beta^+$ -распада.

В параграфе 3 сравнены теоретические и экспериментальные скорости ГТ  $\beta^+$ -распада и показано, что можно получить экспериментальные значения скоростей  $\beta^+$ -распада при сравнительно небольшой перенормировке

аксиально-векторного взаимодействия,  $|g_A| \approx g_V$ . При включении р-р взаимодействия с  $G_1^{01} = 7.2/A$  МэВ удается получить хорошее согласие с экспериментальными данными при  $g_A = -g_V$ . В случае ядер  $^{106,108}\text{Sn}$  согласие с экспериментом достигается частично за счет уменьшения доли  $S^+$ , которая проявляется в  $\beta$ -распаде: значительная часть силы переходов переносится остаточным взаимодействием на состояния, не заселяемые в  $\beta$ -распаде. Увеличение константы р-р взаимодействия до  $G_1^{01} = 7.5/A$  МэВ позволяет описать экспериментальные  $\log(ft_\Sigma)$ -величины при пустотном значении аксиально-векторной константы слабого взаимодействия,  $g_A = -1.263g_V$ . Увеличение  $G_1^{01}$  на 5% приводит к уменьшению  $S^+$  на 3%. При этом  $B(GT)$  для перехода на первое состояние  $1^+$  заметно уменьшается. Таким образом, небольшое изменение константы р-р взаимодействия позволяет описать скорости ГТ  $\beta^+$ -распада как с перенормированными значениями  $g_A \approx -g_V$ , так и со свободными  $g_A \approx -1.26g_V$ . Поэтому, основываясь на экспериментальных данных о скоростях  $\beta^+$ -распадов протоноизбыточных ядер с  $A = 96$  и  $146 - 152$ , нельзя делать вывод о значительной перенормировке  $g_A$  в ядрах. Однако, слишком сильное притягивающее частично-частичное взаимодействие приводит к потере положительной определенности матриц, входящих в уравнение квазичастичного ПСФ, и тем самым к нарушению условий применимости ПСФ. К сожалению, физически-значимые результаты получаются вблизи таких "критических" значений константы частично-частичного остаточного взаимодействия  $G_1^{01}$ , т.е. на самой границе применимости квазичастичного ПСФ. Чтобы сделать уверенный вывод о значении константы аксиально-векторного слабого взаимодействия в ядрах, необходимо найти независимые от бета-распада данные о распределении силы ГТ переходов в области малых энергий возбуждения. Такую возможность предоставляют экспериментальные исследования реакций  $(n, p)$  при промежуточных энергиях. В параграфе 4 главы 5 показано, что расчеты в квазичастичном ПСФ с частично-частичным остаточным взаимодействием хорошо воспроизводят полную силу ГТ  $\sigma t^+$  переходов, извлекаемую из сечений  $(n, p)$ -реакций на средних ядрах.

Изучение  $\beta^-$ -распада нейтроноизбыточных ядер, удаленных от линии стабильности, также позволяет исследовать распределение силы ГТ переходов в области малых энергий возбуждения. В параграфе 5 сопоставлены результаты расчетов скоростей  $\sigma t^-$  бета-переходов, выполненных в ква-

зичастичном ПСФ с фиксированными ранее параметрами модели, с экспериментальными данными и показано, учет только частично-дырочных остаточных взаимодействия позволяет достаточно точно оценить суммарную силу ГТ переходов, которая проявляется в  $\beta^-$ -распаде. Включение же частично-частичных остаточных сил приводит к слишком большой коллективности первого  $1^+$  состояния, населяемого в  $\beta^-$ -распаде, и как следствие к значительному ускорению  $\beta$ -распада. Таким образом, имеется противоречие между результатами расчетов  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -переходов. По-видимому, оно объясняется тем, что притягивающее частично-частичное взаимодействие смещает в окно  $\beta$ -распада небольшую часть силы переходов из области гигантского ГТ резонанса, тем самым, значительно ускоряя скорость  $\beta^-$ -распада. Ветвь зарядово-обменных возбуждений, отвечающая  $\beta^+$ -распаду, подобных коллективных возбуждений не содержит. Более детальное описание  $\beta^-$ -переходов требует исследования влияния гигантского резонанса на низколежащие состояния.

Подводя итог, можно сказать, что основная проблема в извлечении  $g_A$  из данных о ГТ  $\beta^\pm$ -распаде связана с трудностями в вычислении величин  $B^\pm(GT)$ , приходящихся на заселяемые в бета-распаде состояния. Небольшие изменения в низко-энергетической части ГТ силовой функции могут приводить к значительным колебаниям в суммарной силе ГТ переходов, попадающих в окно бета-распада, и, как следствие — в величине  $g_A$ , извлекаемой из экспериментальных скоростей  $\beta$ -распада.

В главе 6 рассматриваются полные скорости захвата отрицательных мюонов сложными атомными ядрами. Трудность, вызванная необходимостью детального описания силовых функций зарядово-обменных переходов с малыми энергиями возбуждения, пропадает при рассмотрении скоростей реакции обычного захвата мюонов (ОЗМ)  $A(Z, N) + \mu^- \rightarrow \nu_\mu + B(Z-1, N+1)$ , в которой из-за сравнительно большой массы мюона ( $m_\mu \approx 105$  МэВ) могут заселяться состояния в широком диапазоне энергий возбуждения. В параграфе 1 дано выражение для слабого нуклонного тока, который определяет процесс захвата мюона ядром. В параграфе 2 кратко обрисованы основные методы расчета полных скоростей ОЗМ, имеющиеся в литературе, и подробно изложены детали микроскопических расчетов, использующие квазичастичное ПСФ. В нем для каждого состояния ядра  $B(Z-1, N+1)$  вычисляется скорость захвата мюонов, а полная скорость получается суммированием

ем этих парциальных скоростей. Приводятся выражения для парциальных скоростей ОЗМ ядерного ОЗМ и даны определения соответствующих матричных элементов. Парциальная скорость ОЗМ зависит от квадрата энергии нейтрино  $E_\nu$ , поэтому вклад в полную скорость ОЗМ низколежащих ядерных состояний (наибольшие  $E_\nu$ ) усилен за счет большого фазового пространства. В ходе  $\mu$ -захвата выделяется энергия близкая к массе мюона, в силу чего относительная погрешность теоретической скорости захвата,  $\Lambda_{fi}$ , вызванная неопределенностями в теоретической силовой функции ядерных переходов невелика,  $\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} \approx \frac{\Delta E_k}{E_\nu} \ll \frac{\Delta E_k}{E_k}$ , здесь  $E_k$  - энергия возбуждения конечного состояния ядра  $B(Z-1, N+1)$ , а  $\Delta E_k$  - ошибка в ее вычислении. Следовательно, расчеты, которые правильно воспроизводят основные черты распределения силы переходов по энергиям возбуждения, будут достаточно надежно описывать скорости ОЗМ. Чтобы сделать расчет более полным и надежным, мы учитывали все компоненты эффективного гамильтониана ОЗМ, включая скоростные члены, вклад которых практически во всех предыдущих работах только оценивался. Сравнение теоретических и экспериментальных полных скоростей ОЗМ дает оценку на возможную перенормировку  $g_A$ .

В параграфе 3 главы 6 отмечены особенности гамильтониана ядерной модели, использовавшейся для расчетов скоростей ОЗМ. По сравнению с предыдущими работами, в которых также использовалось ПСФ, новым элементом было то, что константы остаточного ядерного взаимодействия фиксировались по описанию свойств зарядово-обменных спин-флипповых переходов, которые являются аналогами ядерных переходов, происходящих при  $\mu$ -захвате. Кроме того, скорости ОЗМ были вычислены и для ядер с незамкнутыми оболочками.

Параграф 4 содержит результаты расчетов полных скоростей ОЗМ на ядрах  $^{58,60,62}\text{Ni}$ ,  $^{78,80,82,84,86}\text{Kr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Расчеты в квазичастичном ПСФ показали, что основной вклад в скорость процесса захвата мюонов атомными ядрами вносится ядерными переходами с переворотом спина, поэтому полные скорости обычного захвата мюонов ядрами оказываются чувствительными к  $g_A$ . Обнаружено, что полные скорости ОЗМ не очень чувствительны к величине констант остаточных ядерных взаимодействий. При этом теоретические полные скорости ОЗМ ядрами с большим избытком нейтронов сильно зависят от вида использо-

ванных остаточных взаимодействий. Сопоставление результатов расчетов показало, что основные расхождения в  $\Lambda_{\text{tot}}$ , вычисленных с разными остаточными взаимодействиями, возникают из-за различий в силовых функциях переходов  $0^+ \rightarrow 1^+$ , особенно, в области высоких энергий возбуждения. В параграфе 5 суммируются основные результаты шестой главы. Теоретические полные скорости ОЗМ средними ядрами ( $^{58,60,62}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{116-124}\text{Sn}$ ), вычисленные со свободными значениями  $g_A$  и  $g_P$ , хорошо согласуются с экспериментальными данными, и поэтому в этом диапазоне массовых чисел перенормировка  $g_A$  не нужна. Однако, в более тяжелых ядрах ( $^{140}\text{Ce}$  и  $^{208}\text{Pb}$ ) теоретические  $\Lambda_{\text{tot}}$  заметно превышают экспериментальные значения, причем величина превышения зависит от типа используемых остаточных взаимодействий. Чтобы согласовать теоретические и экспериментальные полные скорости ОЗМ тяжелыми ядрами необходимо уменьшить  $|g_A|$ , но такая перенормировка аксиально-векторной константы слабого взаимодействия будет модельной, поскольку она зависит от используемых остаточных взаимодействий.

Расчеты в ПСФ показали, что матричные элементы зависящих от скорости операторов эффективного гамильтониана ОЗМ вносят очень маленький вклад в скорости ОЗМ.

Более аккуратно константу  $g_A$  можно извлечь из экспериментальных значений парциальных скоростей ОЗМ, т.е. скоростей реакций  $A(\mu^-, \nu_\mu)B$ , в которых известно в каком состоянии образуется ядро  $B$ . В основном, парциальные скорости ОЗМ измерены для легких и средних ядер. Анализ парциальных скоростей захвата мюонов посвящена [глава 7](#). В параграфе 1 главы 7 вычислены и проанализированы парциальные скорости ОЗМ для нескольких ядер из  $p$ -,  $psd$ - и  $sd$ -оболочек. Одночастичные переходные плотности, необходимые для расчета матричных элементов эффективного гамильтониана ОЗМ, были получены на основе многочастичной модели оболочек. Дана краткая характеристика этой модели. Расчеты скоростей ОЗМ показали, что спин-дипольные матричные элементы вносят основной вклад в скорости парциального захвата мюонов, сопровождаемого переходами типа  $0^+ \rightarrow 1^-, 2^-$ . Выявлена связь между разрешенными парциальными захватами мюонов на ядрах с  $T = 0$  и силовыми функциями ГТ переходов, извлеченными из сечений зарядово-обменных прямых ядерных реакций. Показано, что качество теоретического описания ГТ силовой функции

можно использовать для оценки качества описания парциальных скоростей ОЗМ, в том смысле, что существующие проблемы в детальном описании экспериментальных силовых функций ГТ переходов в ядрах с  $T = 0$  из  $sd$ -оболочки проявляются и при анализе парциальных скоростей захвата мюонов. Из сравнения теоретических и экспериментальных парциальных скоростей захвата мюонов ядрами  $sd$ -оболочки получено эффективное значение константы  $g_A$ , которая оказалась равной  $-0.91g_V$ , если фит проводился по каждому парциальному переходу независимо, и  $g_A = -0.96g_A$ , если для каждого ядра подгонялись только суммарные скорости ОЗМ.

В параграфе 2 главы 7 проведено детальное сравнение теоретических и экспериментальных характеристик изовекторных переходов  $1^+$  в ядрах с  $A = 28$ . При этом рассмотрены приведенные вероятности магнитных дипольных переходов,  $B(M1)$ , измеряемые в реакции  $^{28}\text{Si}(e, e')^{28}\text{Si}$ , величины  $B(GT)$ ; извлекаемые из сечений реакции  $^{28}\text{Si}(p, n)^{28}\text{P}$ , и скорости разрешенного захвата мюонов,  $^{28}\text{Si}(\mu, \nu_\mu)^{28}\text{Al}$ . Гипотеза о сохранении изоспина в ядрах позволяет объединить изовекторные  $1^+$ -состояния в  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$  и  $^{28}\text{P}$  в изотопические триплеты, а переходы из основного состояния ядра  $^{28}\text{Si}$  с изоспином равным нулю в состояния изотопического триплета описывать при помощи изотопических тензорных операторов ранга 1. Детальное сравнение теоретических силовых функций с экспериментальными данными показало, что оболочечная модель воспроизводит основные черты распределения силы ГТ- и  $M1$ -переходов по энергиям возбуждения на качественном уровне, иначе говоря, малым теоретическим величинам  $B(GT)$  и  $B(M1)$  соответствуют малые экспериментальные сечения. Однако теоретические распределения силы переходов по состояниям, на которые приходится большая часть всей силы переходов, существенно отличаются от экспериментальных. В частности, вычисленные значения  $B(GT)$  и  $B(M1)$  для переходов в третьи изовекторные  $1^+$ -состояния заметно меньше экспериментальных величин. И это при том, что теоретические значения полной силы ГТ- и  $M1$ -переходов значительно превышают экспериментальные величины. Чтобы использовать имеющуюся экспериментальную информацию о силовых функциях ГТ- и  $M1$ -переходов, в расчеты скоростей захвата мюонов введены феноменологические поправки. Причем изменения внесены не в операторы переходов, как это обычно делается, а в волновые функции возбужденных состояний. Для этого в подпространстве волновых

функций возбужденных состояний с  $J^\pi, T = 1^+, 1$  выполнено ортогональное преобразование, параметры которого подбираются так, чтобы силовые функции ГТ- и  $M1$ -переходов, вычисленные с преобразованными волновыми функциями, совпадали по форме, т.е. с точностью до постоянного множителя, с экспериментальными ГТ- и  $M1$ -силовыми функциями. В параграфе 2 главы 7 детально изложено построение этого преобразования, и приводятся результаты расчетов с преобразованными волновыми функциями. Под действием преобразования волновых функций сила переходов только перераспределяется между возбужденными состояниями. Поэтому проблемы, связанные с превышением теоретических значений полной силы ГТ- и  $M1$ -переходов над экспериментальными, остаются без ответа. В качестве дополнительной проверки преобразованных волновых функций вычислены времена жизни и коэффициенты ветвления  $\gamma$ -распада состояний  $1^+$  в  $^{28}\text{Al}$ . Оказалось, что учет экспериментальной информации о свойствах изовекторных состояний впервые позволил правильно описать коэффициенты ветвления  $\gamma$ -распада состояния  $1^+$  с энергией 2.201 МэВ в  $^{28}\text{Al}$ .

Введенное преобразование волновых функций существенно изменило распределение парциальных скоростей разрешенного захвата мюонов ядром  $^{28}\text{Si}$  по конечным  $1^+$ -состояниям ядра  $^{28}\text{Al}$  по сравнению с результатами расчетов, использующих исходные собственные функции гамильтониана многочастичной модели оболочек. Скорости ОЗМ, вычисленные с  $g_A = -1.263$ , хорошо согласуются с экспериментальными данными, а для самого сильного перехода в состояние  $1^+$  с энергией 2.201 МэВ теоретическое значение практически совпадает с экспериментальным.

В процессе построения матрицы преобразования приведенные вероятности  $B_k(GT)$  и  $B_k(M1)$  были фактически произвольно нормированы, т.е. сами их значения не использовались. Также не было введено никаких перенормировок матричных элементов или эффективных зарядов. Поэтому в параграфе 3 главы 7 проводится сравнение значений  $B_k(GT)$  и  $B_k(M1)$ , вычисленных с преобразованными волновыми функциями, и экспериментальных данных. Оно показало, что теоретические приведенные вероятности магнитных дипольных переходов хорошо согласуются с экспериментальными данными, а теоретические  $B(GT)$  в полтора раза больше значений, извлеченных из экспериментальных сечений реакции  $^{28}\text{Si}(p, n)^{28}\text{P}$ .

Такое значительное расхождение между теоретическими и экспериментальными величинами  $B(GT)$  оказывается тем более неожиданным, что спин-изоспиновые части операторов, описывающих зарядово-обменные реакции, магнитное рассеяние электронов и мю-захват, практически совпадают. Они различаются только значениями третьей проекции изоспина, и в силу гипотезы об изотопической инвариантности сильных взаимодействий характеристики переходов должны быть близкими друг другу. Таким образом, используя преобразование волновых функций, удалось сопоставить друг с другом экспериментальные данные об спин-изоспиновых переходах, происходящих в ядре под действием разных внешних воздействий, и причем сопоставить для самых интенсивных ядерных переходов. Ранее такое сравнение было выполнено только для сравнительно слабых переходов, наблюдавшихся в бета-распаде. Проведенное сравнение показало, что вопреки общепринятому мнению соотношение между сечениями прямых зарядово-обменных реакций и величинами  $B(GT)$  может быть весьма сложным даже для самых быстрых ГТ переходов, и что даже для самых сильных ГТ переходов необходимо исследовать какой вклад в сечение зарядово-обменных реакций вносят спин-квадрупольные операторы и двухступенчатые процессы.

Заключение содержит основные результаты и выводы, полученные в диссертации.

В приложении I дан вывод секулярного уравнения квазичастичного ПСФ в зарядово-обменном канале.

Приложение II содержит матричный элемент взаимодействия квазичастий с зарядово-обменными фонами.

В приложении III на основе спектрального разложения эрмитовых матриц изучены спектральные свойства уравнений ПСФ и "второго" ПСФ.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Кузьмин В.А., Соловьев В.Г., "Описание  $T_2$  гигантских дипольных резонансов в сферических ядрах", 1982, ЯФ, т. 35, в. 3, стр. 620-627
2. Kuzmin V.A., Soloviev V.G., "Fragmentation of the Gamow-Teller resonance in spherical nuclei", 1984, J. Phys. G: Nucl. Phys., v. 10, no. 11, p. 1507-1522
3. Кузьмин В.А., Соловьев В.Г., "Описание фрагментации зарядово-обмен-

ных резонансов в сферических ядрах", 1984, Изв. АН СССР, сер. физ., т. 48, в. 9, стр. 1801-1808

- 4: Kuzmin V.A., Soloviev V.G., "Fragmentation of the spin dipole charge-exchange states in spherical nuclei", 1985, J. Phys. G: Nucl. Phys., v. 11, no. 8, pp. 603-612
5. Кузьмин В.А., "Энергетически-взвешенные моменты в задачах фрагментации", 1987, ТМФ, т. 70, в. 2, стр. 315-319
6. Кузьмин В.А., "Вычисление энергетически-взвешенных моментов для приближения случайных фаз", 1987, Краткие сообщения ОИЯИ, в. 3[23]-87, стр. 36-40
7. Кузьмин В.А., Соловьев В.Г., "Влияние взаимодействия в канале частица-частица на гамов-теллеровский  $\beta^+$ -распад в сферических ядрах", 1988, Письма в ЖЭТФ, т. 47, в. 2, стр. 68-69
8. Kuz'min V.A., Soloviev V.G., "Gamow-Teller  $\beta^+$ -decays and strength functions of  $(n, p)$  transitions in spherical nuclei", 1988, Nucl. Phys. A, v. 486, no. 1, p. 118-132
9. Kuz'min V.A., Soloviev V.G., "Description of the Gamow-Teller  $\beta^+$ -decays of tin isotopes", 1988, Mod. Phys. Lett. A, v. 3, no. 16, p. 1533-1536
10. Kuz'min V.A., Soloviev V.G., "Description of the Gamow-Teller  $\beta^+$ -decays and  $(p, n)$  transitions in spherical nuclei", 1991, Czechoslovak Jour. of Physics, v. 41, no. 11, p. 1109-1112
11. Кузьмин В.А., Тетерева Т.В., "Гамов-теллеровские бета-переходы в сферических нейтроно-избыточных ядрах", 1993, ЯФ, т. 56, в. 8, стр. 76-79
12. Кузьмин В.А., "Высоко-лежащие гамов-теллеровские состояния в сферических ядрах", 1995, ЯФ, т. 58, в. 4, стр. 418-421
13. Мамедов Т.Н., Барсов Т.Н., Геталов А.Л., Гребенник В.Г., Жуков В.А., Коптев В.П., Кузьмин В.А., Стойков А.В., Тетерева Т.В., Щербаков Г.В., Эрамжян Р.А., "Измерение скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в изотопах  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{136}\text{Xe}$ ", 1998, Письма в ЖЭТФ,

т. 67, стр. 302–305

(теоретическая часть работы)

14. Siiskonen T., Suhonen J., Kuz'min V.A., Tetereva T.V., "Shell-model study of partial muon-capture rates in light nuclei", 1998, Nucl. Phys. A, v. 635, pp. 446–469; Erratum: 1999, Nucl. Phys. A, v. 651, pp. 437–438
15. Кузьмин В.А., Тетерева Т.В., Эрамжян Р.А., "Спин-изоспиновые возбуждения и поглощение мюонов сложными ядрами", 1999, ЯФ, т. 62, в. 6, стр. 975–982
16. Junker K., Kuz'min V.A., Tetereva T.V., "Gamow-Teller strength function in spherical nuclei", 1999, Eur. Phys. J. A, v. 5, p. 37–42
17. Кузьмин В.А., Тетерева Т.В., Юнкер К., "Расчеты полных скоростей захвата мюонов сложными ядрами", 2001, Изв. РАН, сер. физ., т. 65, в. 1, стр. 40–45
18. Goringe T.P., Armstrong D.S., Arole S., Boleman M., Gete E., Kuz'min V.A., Moftah B.A., Sedlar R., Stocki T.J., Tetereva T.V., "Measurement of partial muon capture rates in  $1s-0d$  shell nuclei", 1999, Phys. Rev. C, v. 60, no. 5, 055501  
(теоретическая часть работы)
19. Кузьмин В.А., Тетерева Т.В., "Свойства изовекторных  $1^+$ -состояний в ядрах с  $A = 28$  и ядерный захват мюонов", 2000, ЯФ, т. 63, в. 11, стр. 1966–1977
20. Kuz'min V.A., Tetereva T.V., Junker K., "On the strength of spin-isospin transitions in  $A = 28$  nuclei", 2001, ЯФ, т. 64, стр. 1246–1250
21. Kuz'min V.A., Tetereva T.V., Junker K., Ovchinnikova A.A., "Microscopic calculation of total ordinary muon capture rates for medium-weight and heavy nuclei", 2002, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., v. 28, pp. 665–686

Получено 23 января 2003 г.