

C - 829



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4-82-885

СТОЯНОВ
Чавдар Пенев

**ФРАГМЕНТАЦИЯ МАЛОКВАЗИЧАСТИЧНЫХ КОМПОНЕНТ
ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ**

**Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук**

Дубна 1982

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

И.Н.МИХАЙЛОВ,

доктор физико-математических наук
профессор

Д.П.ГРЕЧУХИН,

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

А.В.ИГНАТЮК.

Ведущая организация -

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

Автореферат разослан "___" _____ 1983 г.

Защита состоится "___" _____ 1983 г. на заседании Специализированного совета Д047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

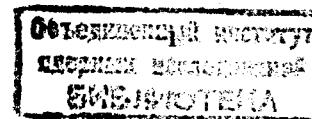
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В последние годы существенно усилился интерес к изучению высоковозбужденных состояний атомных ядер. Интенсивно исследуются коллективные высоковозбужденные состояния - гигантские мультипольные резонансы. В нечетных по A ядрах изучается возбуждение глубоколежащих дырочных состояний, имеющих энергию 5-15 МэВ. Исследуются также радиационные переходы, идущие с состояний, находящихся в окрестности энергии связи нейтрона B_n , на основное состояние ядра. Общим для всех этих явлений является то обстоятельство, что они связаны самым непосредственным образом с распределением (фрагментацией) силы относительно простых оболочечных конфигураций по многим ядерным уровням. Взаимодействие простого оболочечного состояния с более сложными конфигурациями приводит к возникновению его ширины Γ^+ . В средних и тяжелых ядрах ширина Γ^+ является определяющим фактором в полной ширине простой конфигурации:

Для описания ширины Γ^+ высоковозбужденных состояний существует ряд моделей. В основном это феноменологические модели, либо модели, основанные на статистическом подходе. Лишь несколько лет назад для описания возбужденных состояний при высоких энергиях возбуждения начали применять микроскопические модели, основанные на представлении о ядре как о системе взаимодействующих нуклонов, движущихся в некоем общем для них самосогласованном потенциале. В таком подходе, однако, имеются определенные недостатки при описании фрагментации мелкоквантовых компонент волновых функций высоковозбужденных состояний. Во-первых, это связано с неумением учесть влияние большого количества конфигураций, которые существенны при вычислении ширины высоковозбужденных состояний. Во-вторых, это отсутствие единого описания фрагментации разных состояний в широком интервале энергии возбуждения. Эти недостатки удалось преодолеть в рамках квазичастично-фононной модели ядра (КФМ), разработанной В.Г.Соловьевым.

КФМ основана на математических методах решения квантовой задачи многих тел, развитых Н.Н.Боголюбовым. Она является обобщением сверхтекучей модели атомного ядра, которая описывает структуру основных и низколежащих возбужденных состояний в тяжелых сферических ядрах. КФМ дает возможность описывать структуру возбужденных состояний в широком энергетическом интервале.

Целью работы является изучение фрагментации мелкоквантовых компонент волновых функций сферических ядер; разработка с этой целью формализма и эффективных численных методов расчета соответствующих



ядерных характеристик в рамках квазичастично-фононной модели; использование созданного аппарата для расчетов ширины гигантских резонансов и глубоких дырочных состояний, радиационных силовых функций в нечетных ядрах и сравнение полученных результатов с экспериментом.

Научная новизна и практическая ценность. Новым достижением является изучение фрагментации малоквазичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний с учетом влияния большого количества сложных конфигураций. Для этого разработан численный итерационный метод решения уравнений КФМ в сферических ядрах. Полученные результаты исследования фрагментации однофононных, одноквазичастичных состояний, а также состояний квазичастица плюс фонон позволили разрешить следующие проблемы:

1. Впервые микроскопически вычислены ширины Γ^+ гигантских мультипольных резонансов в средних и тяжелых сферических ядрах.
2. Вычислены ширины Γ^+ глубоколежащих дырочных состояний в сферических ядрах, при этом впервые учтено влияние коллективных состояний с промежуточными энергиями возбуждения (типа низкоэнергетического октупольного резонанса - НЭОР), неколлективных состояний квазичастица плюс фонон и квазичастица плюс два фонона на фрагментацию глубоколежащих дырочных состояний.
3. Впервые последовательно, на микроскопическом уровне, исследован вклад невалентных переходов в парциальные радиационные силовые функции.

Большую практическую ценность показал разработанный численный итерационный метод, который позволил сократить время счета на ЭВМ в 10^2-10^3 раз при решении уравнений КФМ.

Полученные результаты о распределении силы глубоколежащих дырочных состояний используются экспериментальными группами при планировании и подготовке экспериментов.

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты:

1. В рамках КФМ получены уравнения для энергий и коэффициентов волновых функций высоковозбужденных состояний в четно-четных и нечетных по A сферических ядрах. Уравнения дают возможность описывать в четно-четных ядрах фрагментацию однофононных состояний по ядерным уровням. Для нечетных по A сферических ядер полученные уравнения описывают фрагментацию одноквазичастичных состояний и состояний квазичастица плюс фонон.

2. Показано, что при решении уравнений можно использовать метод силовых функций. Получены выражения для силовых функций, описывающих фрагментацию однофононных и одноквазичастичных компонент, а также

компонент квазичастица плюс фонон. Применение метода силовых функций приводит к системе комплексных неоднородных уравнений большого ранга для неизвестных коэффициентов волновой функции. Разработан эффективный численный итерационный метод решения этой системы.

3. Показано, что КФМ правильно описывает фрагментацию низколежащих однофононных состояний в полумагических и соседних с ними четно-четных ядрах и низколежащих одноквазичастичных состояний. Конкретная картина фрагментации состояния зависит от его структуры, расстояния от поверхности Ферми и от коллективности 2^+_{1-} , 3^+_{1-} состояний.

4. Ширины Γ^+ гигантских мультипольных резонансов возникают в результате фрагментации однофононных состояний по ряду ядерных уровней. Впервые удалось выполнить расчеты ширины резонансов в средних и тяжелых сферических ядрах с учетом взаимодействия однофононных состояний с большим количеством коллективных и неколлективных двухфононных состояний. Ширина резонанса, в частности, зависит от коллективности 2^+_{1-} и 3^+_{1-} состояний ядра. В полумагических ядрах она меньше, чем в соседних. В рамках КФМ хорошо описываются сечения фотопоглощения в полумагических и соседних с ними ядрах. Воспроизводится изменение ширины кривой фотопоглощения при переходе от ядра к ядру.

5. В рамках КФМ удовлетворительно описываются центры энергии, ширины и суммарный спектроскопический фактор глубоколежащих нейтронных дырочных состояний в сферических ядрах. Ширина этих состояний возникает за счет взаимодействия дырочной подоболочки с состояниями квазичастица плюс фонон и квазичастица плюс два фонона. Впервые выполнены расчеты, в которых учитывалось влияние на фрагментацию дырочного состояния большого количества состояний квазичастица плюс фонон и квазичастица плюс два фонона. Влияние компонент квазичастица плюс два фонона приводит к дополнительному уширению пиков силовой функции и к сдвигу ее максимумов. Существенное влияние на фрагментацию дырочной подоболочки оказывает низколежащий октупольный резонанс.

6. Распределение силы дырочных состояний имеет сложную форму. Ширина Γ^+ зависит от момента J дырочной подоболочки, ее расстояния от поверхности Ферми и коллективности 2^+_{1-} и 3^+_{1-} состояний. С увеличением расстояния от поверхности Ферми ширина резонансно-подобной структуры увеличивается. В полумагических ядрах она меньше, чем соседних, так как коллективность 2^+_{1-} и 3^+_{1-} состояний в ядрах с замкнутыми оболочками меньше, чем в соседних.

7. В рамках КФМ для A - нечетных сферических ядер получены выражения для силовой функции электромагнитных переходов с состояний в окрестности B_n на низколежащие состояния. Силовая функция содержит члены, соответствующие валентному переходу, а также члены, возник-

кающие из-за присутствия компонент квазичастица плюс фонон в волновой функции высоковозбужденного состояния. Изучена фрагментация компонент квазичастица плюс фонон. Для этого в рамках КФМ получены уравнения, учитывающие поправки, связанные с взаимодействием фононов четно-четного остова.

8. В области максимума $3s$ -резонанса (^{55}Fe , $^{59,61}\text{Ni}$) вклад невалентных переходов в парциальные радиационные силовые функции зависит от взаимного расположения энергии связи нейтрона и полюсов квазичастица плюс фонон, с которых идут сильные переходы в основное состояние. Для ^{55}Fe и ^{59}Ni невалентная часть E1-перехода составляет более 50% парциальной радиационной силовой функции. Вклад одночастичной компоненты в M1-силовую функцию сильно подавлен. Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными данными.

Апробация диссертации. Основные материалы диссертации неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, на семинарах в Институте Н.Бора в Копенгагене, в Институте ядерной физики Парижского университета в Орсе, в НИИЯФ МГУ, в ИЯИЯЭ (София), на пятой школе по ядерной физике в Варне и четвертой школе по нейтронной физике в Дубне, на международном симпозиуме "Гамма-спектроскопия при захвате нейтронов" в Брукхевене, на международном симпозиуме "Высоковозбужденные состояния в ядерных реакциях" в Осаке, на Совещании по взаимодействию ядер и ядерным возбуждениям в Дубне, на XXXI Совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра в Самарканде.

Публикации. По материалам диссертации опубликована 21 статья.

Объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, содержит 205 страниц машинописного текста, 36 рисунков, 18 таблиц и список цитируемой литературы из 160 названий.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении кратко изложена постановка физической задачи и дано обоснование актуальности и важности исследуемых проблем.

В первой главе диссертации излагается математический аппарат квазичастично-фононной модели. В первом параграфе, имеющем обзорный характер, представлены основные положения КФМ, постулирован гамилтониан модели для сферических ядер и обсуждаются его параметры. Приведены уравнения для энергий возбужденных состояний, полученные в приближении случайных фаз.

Во втором параграфе изложен метод силовых функций. Приведены основные формулы этого метода, которые используются в диссертации.

В третьем параграфе обсуждается вид модельных волновых функций для описания высоковозбужденных состояний сферических ядер. В четно-четных ядрах волновая функция содержит одно и двухфононные компоненты. В нечетных по A ядрах в волновую функцию включены одноквазичастичные компоненты и компоненты квазичастица плюс фонон и квазичастица плюс два фоновых. В рамках КФМ получены уравнения для энергий возбужденных состояний и коэффициентов волновой функции. Подчеркнуто сходство полученных систем уравнений в четно-четных и A - нечетных сферических ядрах. Получены выражения для силовой функции однофононных и одноквазичастичных компонент волновых функций. Показано, что использование метода силовых функций приводит к решению систем комплексных линейных неоднородных уравнений большого ранга (200-500) для неизвестных коэффициентов волновой функции.

Изучены свойства элементов матрицы системы комплексных линейных неоднородных уравнений. Показано, что для большинства из них диагональные матричные элементы больше недиагональных. Это свойство позволило разработать численный итерационный метод решения полученной системы. Метод изложен в третьем параграфе. Он основан на методе Якоби для решения линейных неоднородных уравнений, матрицы которых имеют диагональное преобладание. Сформулированы численные критерии эффективности и сходимости итерационного процесса. В качестве примера рассмотрена фрагментация дырочного состояния $Ig_{9/2}$ в ^{119}Sn . В этом случае ранг системы комплексных линейных неоднородных уравнений равен 276. Система решается за 2-3 итерации.

Во второй главе изложены результаты исследования начальной стадии фрагментации в сферических ядрах. В первом параграфе исследовано распределение одно- и двухфононных компонент по нижайшим уровням четно-четных ядер. Экспериментальная информация об этом процессе извлекалась из свойств нижайших 2^+ , 3^- и 4^+ -состояний. Экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с расчетами для полумагических и соседних с ними ядер. Результаты расчетов и известные экспериментальные данные для энергий 2^+_i , 4^+_i ($i = 1, 2, 3$) - уровней, $B(E2, 0^+_{g.s.} \rightarrow 2^+_i)$, $B(E2, 2^+_i \rightarrow 2^+_i)$, $B(E2, 4^+_i \rightarrow 2^+_i)$ в изотопах олова и изотонах с $N = 82$ сведены в таблицы. Исследовано распределение одно- и двухфононных компонент по первым пяти 2^+ и 3^- -состояниям в ^{142}Nd , ^{134}Xe , ^{124}Te , ^{120}Sn , ^{116}Cd . Неколлективные однофононные и двухфононные компоненты сильно фрагментированы, а однофононные коллективные компоненты - слабо фрагментированы. Конкретная картина фрагментации зависит от относительного расположения фононных

полюсов, их структуры и силы взаимодействия квазичастиц с фононами.

Во втором параграфе изучается реакция (ρ, ρ') в ^{89}Y . В этом ядре исследована структура 26 нижайших возбужденных состояний. В зависимости от их структуры они условно разделены на три группы:

1. Одноквазичастичные состояния.
2. Состояния квазичастица плюс фонон, в которых фонон связан с квазичастицей, находящейся на уровне $2\rho_{1/2}$ (основное состояние ^{89}Y).
3. Состояния сложной структуры.

Рассчитанная структура использовалась для вычисления дифференциальных сечений и угловых распределений (ρ, ρ') -рассеяния. Расчеты проводились методом искаженных волн и методом связи каналов. Результаты сравнивались с экспериментальными данными. В ^{89}Y низколежащие одноквазичастичные состояния слабо фрагментированы. Слабо фрагментированы также состояния квазичастица плюс фонон (группа 2), сконцентрированные в интервале $E_x \approx 3-5$ МэВ. Их присутствие объясняет наблюдение в эксперименте нескольких переходов с $L = 2$, которые не удается объяснить в рамках оболочечной модели. Для правильного описания сечений возбуждения состояний со сложной структурой (группа 3) необходимо учитывать связь каналов.

В третьей главе диссертации представлены расчеты ширины Γ^4 гигантских мультипольных резонансов. В § 1 обсуждается описание гигантских мультипольных резонансов в приближении случайных фаз (ПСФ). В этом приближении рассчитано положение Е1- и Е2-резонансов, их $B(E\lambda)$ -величины и вклад в энергетически взвешенное правило сумм (ЭВПС). Расчеты проводились для ^{90}Zr , ^{120}Sn и ^{124}Te . Существенным в расчетах свойств резонансов в ПСФ является использование большого одночастичного базиса, включающего все связанные и квазисвязанные состояния. Показано, что используемый в диссертации одночастичный базис включает все сильные переходы, формирующие Е1 и Е2 гигантские резонансы. Полученные данные о положении Е1- и Е2-резонансов и их вкладе в ЭВПС находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

В § 2 обсуждается описание ширины гигантских мультипольных резонансов в рамках КФМ. Ширина резонанса Γ^4 возникает в результате взаимодействия однофононного состояния с двухфононными. Для ее правильного описания необходимо учитывать большое количество двухфононных состояний. В настоящих расчетах двухфононные состояния получались в результате сложения однофононных мультипольных и спин-мультипольных фононов с моментами от 1 до 8, положительной и отрицательной четности. Для каждой мультипольности учитывались несколько десятков однофононных состояний. Таким образом, был создан широкий двухфононный базис.

Например, в расчетах ширины Е1-резонанса в ^{90}Zr в интервале 0+30 МэВ учитывались 6600 двухфононных состояний с $J^\pi = 1^-$, имеющих как коллективную, так и неколлективную структуру. На рис. 1 показана фрагментация однофононных состояний с $J^\pi = 2^+$ в ^{90}Zr .

Расчеты ширины проводились для Е1- и Е2-резонансов в ^{90}Zr , ^{120}Sn и ^{124}Te . Ширине резонанса в данном ядре связана с коллективностью его 2^+ - и 3^+ -состояний. В полумагических ядрах она меньше, чем в соседних.

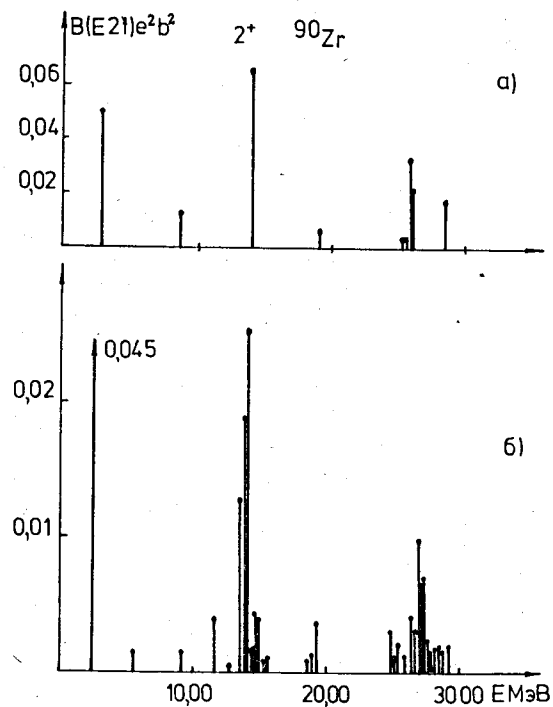


Рис. 1
Коллективные 2^+ -состояния в ^{90}Zr .
а) Расчет выполнен в ПСФ. б) Расчет после учета взаимодействия квазичастиц с фононами.

В § 3 представлены результаты для сечений фотопоглощения. Довольно часто форму сечения фотопоглощения аппроксимируют кривой Лоренца. Существуют экспериментальные данные, которые демонстрируют отклонения ходе сечения от лоренцевской кривой. В диссертации представлены формулы для описания сечения фотопоглощения в рамках КФМ. Показано, что лоренцевская форма кривой фотопоглощения является частным случаем более общих формул КФМ. В то же время КФМ дает возможность описывать флуктуации в энергетической зависимости сечения фотопоглощения.

Сечение фотопоглощения рассчитывалось для ^{124}Te , ^{140}Ce , ^{142}Ce . Получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Расчет дает несколько большую концентрацию силы в пике по сравнению с экспериментом. Воспроизводится изменение ширины кривой фотопоглощения при переходе от ядра к ядру.

Рассчитаны разные моменты распределения сечения фотопоглощения для ^{124}Te , ^{140}Ce , ^{142}Ce . Полученные результаты представлены в таблице 1. Удовлетворительное согласие с экспериментальными данными показывает, что КФМ можно использовать и для описания интегральных характеристик (σ_0 , σ_{-1} , σ_{-2}) сечения фотопоглощения.

Таблица 1
Интегральные сечения фотопоглощения

Ядро	^{124}Te		^{140}Ce		^{142}Ce	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
σ_0 (барн·МэВ)	1,46	1,52	1,77	1,90	1,89	1,96
σ_{-1} (мбарн)	98,7	102,9	123	137	131,8	142
σ_{-2} (мбарн·МэВ ⁻¹)	6,6	7,0	8,8	9,8	10,2	10,5

В четвертой главе диссертации обсуждаются глубоколежащие дырочные состояния. В § 1 обоснован выбор фононного пространства. Рассмотрено влияние, которое оказывают на фрагментацию глубоколежащих дырочных состояний коллективные состояния промежуточной энергии возбуждения (в том числе НЭОР) и компоненты квазичастица плюс два фотона. Проведено детальное сравнение с результатами других авторов, которые не учитывали влияние этих компонент. Результаты разных расчетов фрагментации нейтронного дырочного состояния $Ig_{9/2}$ в ^{119}Sn показаны на рис. 2. Влияние НЭОР и компонент квазичастица плюс два фотона приводит к заметному дополнительному уширению пиков и сдвигу максимумов в распределении силы подболочки $Ig_{9/2}$. Роль этих факторов возрастает в ядрах с более сильным взаимодействием квазичастиц с фотонами.

В § 2 представлены расчеты фрагментации глубоколежащих дырочных состояний в нечетных по A сферических ядрах. Вычислены основные характеристики распределений глубоколежащих дырочных состояний: центры \bar{E}_x , ширины Γ^1 , суммарные спектроскопические факторы S_j . Рассмотрены нейтронные подболочки $I f_{7/2}$, $I d_{5/2}$, $I d_{3/2}$ и $I p_{3/2}$ в ^{57}Ni , $I g_{9/2}$ в $^{111,115,117,119}\text{Sn}$, $2 p_{1/2}$, $2 p_{3/2}$, $I f_{5/2}$ и $I f_{7/2}$ в $^{111,115}\text{Sn}$, $I g_{9/2}$ в ^{123}Te и $^{141-145}\text{Sm}$. Часть результатов представлена в таблице 2. Можно констатировать удов-

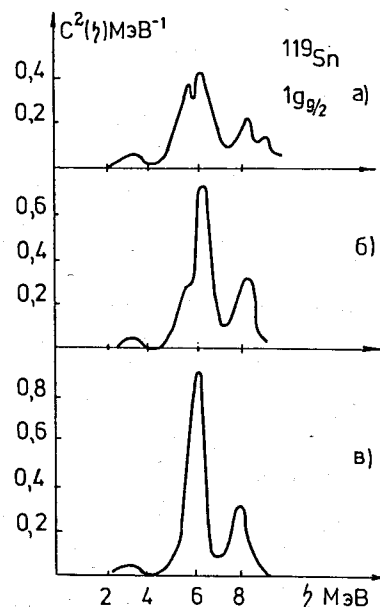


Рис. 2
Силавая функция нейтронного дырочного состояния $Ig_{9/2}$ в ядре ^{119}Sn : а) расчет с широким фононным базисом, б) расчет только с квадрупольными и октупольными фотонами, имеющими энергию возбуждения меньше 11 МэВ, в) расчет только с первыми квадрупольными и октупольными фотонами.

Таблица 2
Экспериментальные и теоретические характеристики распределения нейтронного дырочного состояния $Ig_{9/2}$ в изотопах олова

Ядро	ΔE МэВ	\bar{E}_x МэВ		S_j		Γ^1 МэВ	
		эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
^{111}Sn	3,4-4,5	4,07	3,86	3,8	4,16	0,245	0,21
	3,94-4,5	4,22	4,13	2,6	1,19	0,30	0,12
	4,5-6,8			2,36	3,05		
^{115}Sn	4,8-5,8	5,47	5,5	2,5	2,7	0,25	0,27
	3,6-6,5	5,19	5,5	4,66	4,8	0,73	0,59
	6,7-8,6	-	7,6	2,4	2,6	-	0,44
^{117}Sn	3,7-6,5	-	5,6	-	4,9	-	0,56
	6,7-8,2	-	7,5	-	2,4	-	0,39
^{119}Sn	4,3-6,5	5,61	5,8	2,5	4,3	0,45	0,49
	3,8-6,5	5,36	5,7	2,85	4,5	0,62	0,58
	6,5-8,6	-	7,5	-	3,4	-	0,54

летворительное согласие с экспериментальными данными. Предсказанный нами второй пик в распределении подболочки $I_{\beta} 9/2$ в изотопах олова был впоследствии обнаружен экспериментально в ^{115}Sn .

Изучение распределения разных подболочек во многих ядрах позволило сделать обобщающие выводы о закономерностях фрагментации дырочных состояний. Ширина структур, связанных с возбуждением глубоколежащих дырочных состояний, зависит от полного момента j дырочной подболочки, ее расстояния от поверхности Ферми и коллективности $2I_1^+$ и $3I_1^-$ состояний ядра. С увеличением расстояния от поверхности Ферми, при одинаковых значениях j , ширина увеличивается. С увеличением j , при одной и той же энергии подболочки, максимум силовой функции более ярко выражен. Поскольку сила взаимодействия квазичастиц с фононами в полумагических ядрах слабее, то ширине глубоколежащих дырочных состояний в этих ядрах меньше.

В пятой главе диссертации обсуждаются радиационные силовые функции в нечетных по A сферических ядрах. В § I изучена фрагментация компоненты квазичастица плюс фонон по состояниям, находящимся в окрестности энергии связи нейтрона B_n . В расчетах радиационных переходов для описания высоковозбужденных состояний использовалась волновая функция, включающая компоненты одноквазичастичную, квазичастица плюс фонон и квазичастица плюс два фоновна. Для описания основного и низколежащих состояний использовалась волновая функция, включающая только одноквазичастичную компоненту. В таком приближении приведенная вероятность электромагнитного перехода содержит два члена. Первый член соответствует переходу между одноквазичастичными компонентами волновых функций и обычно называется валентным. Второй член, невалентный, связан с присутствием компонент квазичастица плюс фонон в волновой функции высоковозбужденного состояния. Его величина будет определять отклонения от предсказаний валентной модели. В диссертации получены выражения для силовых функций электромагнитных переходов. Показано, что невалентный член содержит дополнительный полюс, затрудняющий применение метода силовых функций. Предложен способ, позволяющий преодолеть это затруднение и дающий возможность использовать описанный в главе I итерационный метод. Предложенный способ использован для изучения фрагментации компонент квазичастица плюс фонон. Показано, что сильное влияние на распределение силы этих компонент оказывают компоненты квазичастица плюс два фоновна. Фрагментация компонент квазичастица плюс фонон усиливается с увеличением коллективности фоновна, входящего в эту компоненту.

Получены уравнения, дающие возможность учитывать влияние взаимодействия фоновнов четно-четного остова на радиационные силовые функции.

Показано, что это взаимодействие сильно влияет на фрагментацию компонент квазичастица плюс фонон и существенно меняет значения силовых функций радиационных переходов в окрестности B_n .

В § 2 представлены результаты расчетов радиационных силовых функций в ядрах ^{55}Fe , ^{59}Ni и ^{61}Ni , принадлежащих области так называемого максимума $3s$ -резонанса. Рассчитаны также спектроскопические факторы низколежащих состояний и s - и p -нейтронные силовые функции в этих ядрах. Результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Это показывает, что правильно описывается фрагментация одноквазичастичных компонент волновых функций в окрестности B_n и тем самым валентная часть радиационного перехода.

На рис. 3 показано распределение силы электрических переходов в ^{55}Fe . Вклад невалентных переходов зависит от взаимного расположения энергии связи нейтрона и полюсов квазичастица плюс фонон, с которых идут сильные переходы в основное состояние ядра. Чем ближе эти полюса и энергия связи нейтрона B_n , тем сильнее вклад невалентных переходов.

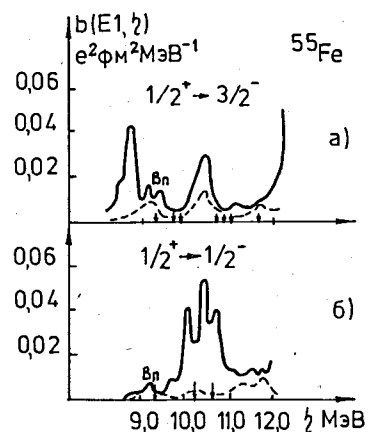


Рис. 3
Силовая функция $b(E1, \gamma)$ в ^{55}Fe . Сплошными линиями показан расчет КФМ. Пунктирными линиями обозначен одночастичный переход. Стрелками указаны энергия связи B_n и первые полюса квазичастица плюс фонон. Рис. 3а - переход на основное состояние $3/2^-$. Рис. 3б - переход на первое возбужденное состояние $1/2^-$.

Для исследуемых ядер невалентная часть $E1$ -перехода составляет более 50% парциальной радиационной силовой функции. Вклад одночастичной компоненты в $M1$ -силовую функцию сильно подавлен. Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными данными.

В заключении перечисляются основные результаты, полученные в диссертации.

Результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах:

- I. Стоянов Ч. Итерационный способ решения уравнений квазичастично-фононной модели в сферических ядрах.- ТМФ, 1979, т. 40, № 3, с. 422-428.
2. Вдовин А.И., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Квазичастично-фононная модель ядра и описание возбужденных состояний нечетных сферических ядер.- Дубна, 1980, 14 с. (Сообщение ОИЯИ, P4-12992).
3. Вдовин А.И., Кырчев Г., Стоянов Ч. Взаимодействие двухквазичастичных и фононных возбуждений в четно-четных атомных ядрах.- ТМФ, 1974, т. 21, № 1, с. 137-145.
4. Вдовин А.И., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Изучение начальной стадии фрагментации в сферических ядрах.- ЯФ, 1974, т. 20, № 6, с. 1131-1138.
5. Вдовин А.И., Стоянов Ч. Смешивание вибрационных и двухквазичастичных возбуждений в изотопах Te, Sn, Cd. - Изв. АН СССР (сер. физ.), 1974, т. 38, № 12, с. 2604-2609.
6. Вдовин А.И., Стоянов Ч. Смешивание вибрационных двухквазичастичных возбуждений четно-четных ядер с $Z = 50$ и $N = 82$.- Изв. АН СССР (сер. физ.), 1975, т. 39, № 8, с. 1618-1623.
7. Стоянов Ч., Вдовин А.И. Низколежащие состояния в тяжелых изотопах ртути. Дубна, 1976, 10 с. (Препринт ОИЯИ: E4-9747).
8. Betak E. et al. Direct inelastic proton scattering from odd-A nuclei within the semimicroscopic quasiparticle-phonon model. (Описание неупругого рассеяния протонов на нечетных ядрах в рамках полумикроскопической квазичастично-фононной модели). - J. Phys. G: Nucl. Phys. 1982, v. 8, No 2, p. 297-273.
9. Вдовин А.И., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Фрагментация гигантских резонансов по двухфононным состояниям в ^{90}Zr - Дубна, 1976, 9 с. (Препринт ОИЯИ, P4-10033).
10. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Fragmentation of giant multipole resonances over two-phonon states in spherical nuclei. (Фрагментация гигантских резонансов по двухфононным состояниям в сферических ядрах).- Nucl. Phys., 1977, v. A288, No 3, p. 376-396; Дубна, 1977, 37 с. (Препринт ОИЯИ: E4-10387).
- II. Soloviev V.G., Stoyanov Ch. Few-quasiparticle components of nuclear states at high excitation energies. - (Малоквазичастичные компоненты ядерных состояний при высоких энергиях возбуждения). - In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy ed by R.Chrien and W.Kane, Plenum Press, New York and London, 1979, p. 145-160.
12. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. The influence of the giant dipole resonance on radiative strength functions in spherical nuclei. - (Влияние гигантского дипольного резонанса на радиационные силовые функции в сферических ядрах).- Nucl. Phys., 1978, v. A304, No. 2, p. 503-519. Дубна, 1978, 30 с. (Препринт ОИЯИ: E4-11292).
13. Dambasuren D. et al. Semi-microscopic calculation of the neutron strength functions of spherical nuclei.- (Вычисление нейтронных силовых функций сферических ядер в рамках полумикроскопического подхода).- J. Phys. G: Nucl. Phys., 1976, v. 2, No. 1, p. 25-31. Дубна, 1975, 15 с. (Препринт ОИЯИ: P4-9052).
14. Вдовин А.И., Стоянов Ч., Чан Зуй Кхюнг. Фрагментация глубоколежащих дырочных состояний изотопов олова.- Изв. АН СССР (сер. физ.), 1979, т. 43, № 5, с. 999-1005.
15. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. The description of the fragmentation of one-quasiparticle states in spherical nuclei.- (Фрагментация глубоколежащих дырочных состояний нечетных сферических ядер).- Nucl. Phys., 1980, v. A342, No. 2, p. 261-282. Дубна, 1980, 18 с. (Сообщения ОИЯИ: E4-80-149).
16. Stoyanov Ch. The description of the strength of a few quasiparticle components at high excitation energies in spherical nuclei. (Описание распределения силы малоквазичастичных компонент при высоких энергиях возбуждения в сферических ядрах).- In: Highly Excited states in Nuclear Reactions, ed. by H.Ikegami and M.Muraoka, RCMF, Osaka Univ., 1980, p. 350-370.
17. Стоянов Ч. Изучение глубоколежащих дырочных состояний нечетных сферических ядер.- Изв. АН СССР (сер. физ.), 1981, т. 45, № 10, с. 1820-1826.
18. Нгуен Динь Тхао и др., Фрагментация нейтронных дырочных состояний в $^{111,115}\text{Sn}$. Дубна, 1982, 12 с. (Препринт ОИЯИ: E4-82-251).
19. Stoyanov Ch., Strength distribution of the $1g_{9/2}$ -hole state and $1g_{9/2} \otimes 2_1^+$ configuration in ^{119}Sn . - (Распределение силы дырочного состояния $1g_{9/2}$ и конфигурации $1g_{9/2} \otimes 2_1^+$ в ^{119}Sn).- Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Phys., Berkeley, California, 1980, v. 1, p. 180.
20. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Partial radiative E1 and M1 strength functions in ^{55}Fe and ^{59}Ni . - (Парциальные радиационные E1- и M1- силовые функции в ^{55}Fe и ^{59}Ni) - In: Neutron-Capture Gamma Ray Spectroscopy and Related Topics, 1981, ed. by T.V.Egidy, F.Gönewein and B.Maier, London, 1982, Inst. Phys. Conf. Ser. No 62, p. 313-315.

21. Soloviev V.G., Stoyanov Ch. Radiative strength functions in odd-A spherical nuclei. - (Описание радиационных силовых функций в нечетных A сферических ядрах). - Nucl. Phys., 1982, v. 4382, No. 2, p. 206-220. Дубна, 1981, 19 с. (Препринт ОИЯИ: Р4-81-527).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1982 года.