

БА 177.750 бр

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО  
ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им.А.А.ЖДАНОВА

На правах рукописи

ВОЛЖЯНСКИЙ ЭМАНУИЛ ИЛЬИЧ

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Специальность 01.04.16 - физика атомного  
ядра и элементарных частиц

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Ленинград 1980

Работа выполнена в Белорусском ордена Трудового Красного  
Знамени технологическом институте им. С.М. Кирова

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук  
Кандидат физико-математических наук

Григорьев В.П.  
Исачен В.И.

Ведущая организация - Воронежский государственный университет

Защита состоится .....  
на заседании специализированного Совета Д.058.57.14 по защите  
диссертаций на соискание учёной степени доктора физико-матема-  
тических наук при Ленинградском ордена Ленина и ордена Трудового  
Красного Знамени государственном университете им. А.А. Жданова  
по адресу 199164, Ленинград, Университетская набережная, д. 7/9,  
Циклотронная лаборатория.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке им. А.М.  
Горького при ЛГУ.

Автореферат разослан "           "           "

1980г.

Учёный секретарь специализированного Совета  
кандидат физико-математических наук

Зарубин П.П.

Ба 177750 ср.

### ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

В последние годы получена новая экспериментальная информация по низколежащим возбужденным состояниям атомных ядер, в частности, по вращательным и многоквантичным состояниям. Ротационные и квазиротационные полосы выявлены более чем в 70 ядрах. В некоторых ядрах редкоземельной области идентифицированы ротационные полосы до состояний с угловым моментом  $I = 20-24$ . Установлено, что во многих ядрах с ростом энергии возбуждения имеет место аномальное поведение момента инерции — явление "backbending", и изменение равноосной формы ядра. Появились экспериментальные указания на важность учета эффекта динамической асимметрии для понимания структуры вращательных спектров, особенно при больших угловых моментах. Реакции с тяжелыми ионами позволили идентифицировать в спектрах как околomagических ядер, так и ядер, достаточно далёких от магических, низколежащие изомерные состояния, имевшие многоквантичную природу. Появилась возможность синтезировать нейтроннодефицитные и нейтронноизбыточные ядра, разрядка которых может происходить путём протонного и нейтронного радиоактивного распада из изомерных состояний.

В данной работе исследуются некоторые особенности структуры спектров низколежащих возбужденных состояний. Исследование вращательных спектров проводится в рамках сформулированного в данной работе нового варианта модели переменного момента инерции (ПМИ модели), в котором учитывается эффект динамической асимметрии ядра. Получены удобные для качественного анализа формулы для моментов инерции возбужденных состояний и энергии ротационных и квазиротационных полос. На основе полученных соотношений рассчитаны энергии вращательных спектров, значения моментов инерции, параметры мягкости и асимметрии для всех чётно-чётных ядер от  $Sm$  до  $Pu$ . Проанализировано аномальное поведение момента инерции в ряде чётно-чётных ядер и получено выражение для расчёта значений критического спина, при котором наблюдается "backbending", рассчитаны значения критического спина для ряда ядер. Установлена связь между энергией деформации в чётно-чётных ядрах и параметрами модели. Рассчитаны отношения приведенных вероятностей  $E\alpha$ -переходов для изотопов  $Er$  и  $Yb$ . Рассмотрено применение данного

10.12.2009

Дзяржаўная  
бібліятэка  
БССР  
Ізв. У. І. Давыда

варианта ПМИ модели для описания встроенных ротационных состояний в нечётных ядрах и квазиротационных полос отрицательной чётности в чётно-чётных ядрах. Результаты расчётов спектроскопических величин, полученных в ПМИ модели, сопоставлены с данными микроскопических подходов.

Многоквaziчастичные состояния анализируются в рамках полумикроскопического подхода, использующего эффективное взаимодействие. Рассмотрены трёх- и четырёхквaziчастичные состояния. В нечётных изотопах  $^{117-119}\text{Sb}$  рассчитана структура трёхквaziчастичных спектров. Низколежащие возбуждённые состояния с высоким спином в  $^{117}\text{Sb}$  идентифицированы как трёхквaziчастичные состояния типа  $[2n, p]$ . Проанализированы возможности протонного и нейтронного радиоактивного распада нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных ядер из трёхквaziчастичных изомерных состояний с высоким спином. Дана интерпретация механизма протонного радиоактивного распада  $^{53}_{27}\text{Co } 26$  и произведена оценка периода нейтронного радиоактивного распада  $^{63}_{22}\text{Ti } 41$ . Рассмотрены общие закономерности расщепления мультиплета четырёхквaziчастичной конфигурации типа  $\{p(h_1, 2j_1, 2j_2) p(j_3, j_4, j_5)\}$ . Проанализирована роль вигнеровских и спин-спиновых сил на структуру мультиплета этой конфигурации. Выявлены условия, при которых в спектре этого мультиплета возможно образование изомерных состояний. Проанализированы условия образования изомерных состояний в мультиплете конфигурации  $\{p(h_1, 2j_1) n(j_2, j_3, j_4) n(i_1, 2j_5)\}$ . Полученные результаты использованы для анализа экспериментальных данных.

Таким образом, тематика данной работы связана с экспериментальными и теоретическими исследованиями последних лет, что и обуславливает её актуальность.

Целью работы являлось исследование влияния эффекта динамической асимметрии на характеристики вращательных спектров, а также анализ некоторых особенностей структуры спектров низколежащих возбуждённых состояний, обусловленных их многоквaziчастичной природой.

Новизна и значение работы заключаются в следующем:

Разработан новый вариант модели переменного момента инерции, в котором учитывается эффект динамической асимметрии ядра. По охвату экспериментальных данных предложенный вариант шире всех дру-

гих ПММ подходов. Получена обширная спектроскопическая информация о вращательных спектрах в четно-четных и нечетных ядрах.

Предложен новый подход к анализу аномального поведения момента инерции в четно-четных ядрах. Впервые показано, что информация об аномальном поведении момента инерции может быть получена из анализа данных о нижних уровнях ротационной полосы. Предложенный метод анализа поведения момента инерции особенно полезен в тех случаях, когда отсутствуют экспериментальные данные по вращательным состояниям с высоким спином.

Впервые использован метод взаимодействующих квазичастиц для описания состояний с высоким спином в оксосмагических ядрах с одной заполненной оболочкой. Полученные результаты согласуются с экспериментом лучше, чем в других подходах.

Впервые проанализирована возможность протонного и нейтронного радиоактивного распада ядер из многоквартичных изомерных состояний с высоким спином. Указано на экспериментальные преимущества поиска протонной и нейтронной радиоактивности ядер при распаде таких состояний. Приведен перечень ядер, потенциальных источников протонной и нейтронной радиоактивности из многоквартичных изомерных состояний.

Рассмотрены общие условия возникновения изомерных состояний в мультиплексах четырехквартичных конфигураций под влиянием нейтрон-протонного взаимодействия. Идентифицированы изомерные состояния с высоким спином в нечетно-нечетных изотопах  $^{200}\text{Bi}$  и  $^{204}\text{Bi}$  и построены схемы распада этих состояний.

На защиту выносятся следующие:

1. Новый вариант модели переменного момента инерции, в котором учитывается эффект динамической асимметрии, и выполнение на его основе расчёты.

2. Расчёты трехквартичных спектров в  $^{117-119}\text{Sb}$  и идентификация структуры состояний с высоким спином в  $^{117}\text{Sb}$ .

3. Механизм протонного и нейтронного радиоактивного распада ядер из многоквартичных состояний с высоким спином.

4. Результаты исследования условий образования изомерных состояний в мультиплексах четырехквартичных конфигураций.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Диссертация состоит из введения, в котором дается краткая характеристика работы, четырех глав и заключения.

В первой главе дан обзор тех аспектов теории низколежащих возбужденных состояний, которые имеют непосредственное отношение к тематике работы. Рассмотрены основные модельные подходы, используемые для описания вращательных состояний в четно-четных и нечетных ядрах, а также методы интерпретации аномалий в ротационных спектрах. Кратко рецензированы методы описания многоквантовых состояний в сферических ядрах и результаты исследований по расщеплению мультиплетов двух- и трехквантовых состояний под влиянием нейтрон-протонного взаимодействия. Проанализировано соответствие между рассмотренными модельными подходами и соответствующим кругом экспериментальных данных.

Вторая глава посвящена изучению вращательных спектров в рамках сформулированного в данной работе нового варианта ПМИ модели, в котором учитывается эффект динамической асимметрии. Как и в других вариантах ПМИ подхода, в рассматриваемой модели энергия возбуждения в каждом состоянии определяется условием экстремума полной энергии ядра по отношению к величине момента инерции в этом состоянии. При этом полная энергия ядра складывается из кинетической энергии ядерного вращения и потенциальной энергии ядра. В общем случае, учёт асимметрии равновесной формы предполагает использование для описания кинетической энергии ядерного вращения собственных значений гамильтониана асимметричного ротатора, которые не являются аналитическими функциями углового момента. Однако, при малых отклонениях от аксиальной формы, в области вращательных спектров имеются хорошие аналитические приближения для угловых моментов  $I \geq 8$ . Поскольку эффект динамической асимметрии проявляется именно при этих значениях углового момента, для описания кинетической энергии ядерного вращения нами использовано одно из таких приближений в виде:  $E_k = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [I(I+1) + \alpha I]$ , где  $\alpha$  - параметр асимметрии, равный  $[(\mathcal{I}_1/\mathcal{I}_2 - 1)(\mathcal{I}_1/\mathcal{I}_3 - 1)]^{1/2}$ . Потенциальная энергия определена, как и в ПМИ модели Марискотти, выражением  $E_n = \frac{C}{2} (\mathcal{I}/\hbar^2 - \mathcal{I}_0/\hbar^2)^2$ . Параметр жесткости  $C$ , входящий в выражение для потенциальной энергии, зависит от величины нейтронных и про-

тонных парных корреляций и параметров деформации ядра. Условие экстремума полной энергии по отношению к моменту инерции приводит к выражению для значений энергий возбуждения:

$$E_1 = \hbar^2 [\alpha I + I(I+1)] (3r_1 - 1) / 4 \mathcal{J}_0 r_1^2 \quad (1)$$

где  $r_1 = \mathcal{J}_1 / \mathcal{J}_0$  удовлетворяет соотношению:

$$r_1^3 - r_1^2 = \sigma [\alpha I + I(I+1)] \quad (2)$$

Входящая в (2) величина  $\sigma$  является параметром мягкости ядра и связана с параметром жесткости  $C$  выражением  $\sigma = [2C \mathcal{J}_0^3]^{-1}$ . Выражения (1) и (2) являются исходными в рассматриваемой модели. Эти выражения содержат три параметра - момент инерции основного состояния -  $\mathcal{J}_0$ , параметр мягкости -  $\sigma$  и параметр асимметрии -  $\alpha$ . Для удобства качественного анализа в работе исследована возможность разложения решения уравнения (2) в области действительных чисел для момента инерции и выражения (1) в ряд по степеням углового момента. Поскольку в (1) и (2) входят три параметра, численные значения которых определяются процедурой среднеквадратичной подгонки теоретического выражения для энергии к её экспериментальным значениям в иррадиационных спектрах, минимальное число членов, которым можно ограничиться, равно трём. Разложение в ряд Тейлора при  $I = 2$  даёт:

$$\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_0 (1 + B_1 I + B_2 I^2 + B_3 I^3) \quad (3)$$

$$E_{\nu p} = \frac{\hbar^2}{2 \mathcal{J}_0} (A_1 I + A_2 I^2 + A_3 I^3) \quad (4)$$

где коэффициенты  $A_i$  и  $B_i$  являются функциями параметров мягкости и асимметрии. В работе рассчитаны численные значения  $\mathcal{J}_0$ ,  $\alpha$ ,  $\sigma$  для всех чётно-чётных ядер от Sm до Pu. При этом расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями энергий иррадиационных состояний в большинстве случаев не превышает для больших угловых моментов 1%, максимальное расхождение не превышает 2%. На основании результатов расчётов сделаны заключения о границах применимости рассматриваемого варианта ПММ модели в области больших спинов. Эти границы определяются условием сходимости выражений (3), и (4) к исходным уравнениям при полученных значениях  $\mathcal{J}_0$ ,  $\sigma$  и  $\alpha$ . При значениях  $\alpha$  и  $\sigma$ , лежащих в пределах  $0,3 < \alpha < 0,55$ ,  $0,0025 \leq \sigma \leq 0,006$ , сходимость с точностью до нескольких процентов обеспечивается до значений углового момента с  $I = 16$ . При тех же значениях  $\alpha$  для  $\sigma < 0,0025$  сходимость с точностью до нескольких процентов обеспечивается до состояний с  $I = 20$ . Почти во

всех рассмотренных случаях параметр  $\sigma$  и  $\alpha$  лежат в указанных пределах.

Сопоставление полученных результатов с расчётами, выполненными в ПМИ модели Марискотти, показывает, что воспроизведение структуры вращательных спектров в рассматриваемой ПМИ модели значительно лучше, особенно в области высоких спинов. Сопоставление полученных значений моментов  $J_0$  и параметров жесткости с микроскопическими расчётами этих же величин, выполненными Ма и Маршаллом, указывает, что значения  $J_0$  и  $\sigma$ , полученные в ПМИ модели с учетом динамической асимметрии, лучше согласуются с микроскопическими расчётами, чем те же значения из ПМИ модели Марискотти. При этом,  $J_0$  и  $\sigma$  из рассматриваемого варианта ПМИ модели ближе к данным Маршалла, в расчётах которого учитывалась асимметрия ядра, чем к данным Ма, в которых асимметрия не учитывалась.

В рамках рассматриваемого варианта ПМИ модели проанализирован ряд характеристик вращательных спектров.

Рассмотрено аномальное поведение момента инерции с ростом углового момента в чётно-нечётных ядрах - явление "backbending". Существующие в настоящее время различные, подчас противоречащие друг другу, интерпретации этого явления обусловлены сложностью проведения последовательного микроскопического анализа явлений фазового перехода в ядре. Известные попытки интерпретации явления "backbending" в рамках ПМИ подхода носят ограниченный характер и не позволяют установить связь с микроскопическими факторами, ответственными за фазовый переход.

В данном подходе значение критического спина определяется условием экстремума величины  $\frac{\partial(E)}{\partial I}$  в точке фазового перехода и определяется численными значениями  $J_0$ ,  $\sigma$ ,  $\alpha$  в рассматриваемом ядре. Поскольку в ряде работ явление "backbending" интерпретируется в рамках интерференции двух или даже трёх ротационных полос, мы сочли целесообразным проанализировать возможность определения численного значения критического спина, используя для определения величин  $J_0$ ,  $\sigma$ ,  $\alpha$  энергии только трёх нижних араст-осстояний, которые обычно лежат ниже оснований второй ротационной полос. Рассчитанные значения критического спина совпали с данными эксперимента для изотопов  $^{104}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Pd}$ ,

$^{126}\text{Ba}$ ,  $^{154}\text{Gd}$ ,  $^{154}\text{Dy}$ ,  $^{156}\text{Dy}$ ,  $^{158}\text{Dy}$ ,  $^{156}\text{Er}$ ,  $^{158}\text{Er}$ ,  $^{160}\text{Er}$ ,  $^{162}\text{Er}$ ,  $^{164}\text{Er}$ ,  $^{166}\text{Hf}$ ,  $^{170}\text{W}$ ,  $^{182}\text{Os}$ ,  $^{186}\text{Os}$ . Проведенный анализ вклада различных микроскопических факторов в численные значения критического спина показывает, что определяющую роль играет вклад от нейтронных парных корреляций. Вклад от деформации ядра является значительно меньшим.

Полученное в рамках рассматриваемой модели выражение для моментов инерции использовано для расчёта отношений приведенных вероятностей E2-переходов в чётно-чётных изотопах  $^{158-168}\text{Er}$  и  $^{162-172}\text{Yb}$ . При расчёте использован разработанный в ПМИ модели метод параметризации приведенного матричного элемента  $Q_{I+2, I}$  через моменты инерции  $\mathcal{J}_{I+2}$  и  $\mathcal{J}_I$ . Во всех случаях результаты расчёта отношений приведенных вероятностей E2-переходов не выходят за пределы ошибки эксперимента.

Проанализирована связь между энергией деформации основного состояния, рассчитанной по модели жидкой капли с учётом энергетической поправки согласно процедуре Струтинского, и параметрами модели. Установлено, что в чётно-чётных изотопах  $\text{Gd}$ ,  $\text{Dy}$ ,  $\text{Er}$ ,  $\text{Yb}$ ,  $\text{W}$ ,  $\text{Pt}$ ,  $\text{Os}$  энергии деформации является линейной функцией инерциального параметра  $G$ , зависящего от параметров мягкости и асимметрии:

$$E_d = K + \beta G \quad (5)$$

При этом численные значения  $K$  и  $\beta$  определяются зарядом ядра.

В данной главе рассмотрена также возможность описания в рамках рассматриваемой модели выстроенных ротационных состояний в нечётных ядрах и квазиротационных полос отрицательной чётности в чётно-чётных ядрах. Показано, что энергетика выстроенных ротационных состояний и квазиротационных полос отрицательной чётности хорошо воспроизводится при использовании для их описания инерциального параметра  $G$ , соответствующего чётно-чётного соотношения и экспериментальных значений энергий первых двух уровней рассматриваемой полосы. Рассчитаны выстроенные ротационные полосы в нечётных изотопах  $^{101-105}\text{Pd}$  и  $^{127-129}\text{La}$ , а также квазиротационные полосы отрицательной чётности в  $^{74}\text{Se}$  и  $^{152}\text{Gd}$ . Получено хорошее согласие с экспериментом. Предложенный подход удобен для

анализа структуры выстроенных ротационных полос и квазиротационных полос отрицательной четности в тех случаях, когда надёжно определено только положение нижних уровней соответствующей полосы.

В третьей главе рассмотрены некоторые особенности структуры спектров низколежащих возбужденных состояний, обусловленные их трёхкваркчастичной природой. В рамках модели взаимодействующих кваркчастиц проанализирована структура низколежащих состояний с высоким спином в изотопах  $^{117-119}\text{Sb}$ . Предложенный подход является альтернативным к существующим методам описания этих состояний и основан на ряде экспериментальных предположений, разобранных в работе. При расчёте спектров трёхкваркчастичных состояний в изотопах  $^{117-119}\text{Sb}$  в качестве ядра-остова для  $^{117}\text{Sb}$  принималось чётно-чётное ядро  $^{114}\text{Sn}$ , а для  $^{119}\text{Sb}$  - ядро  $^{116}\text{Sn}$ . Выбор  $^{114}\text{Sn}$  и  $^{116}\text{Sn}$ , имеющих незаполненную нейтронную оболочку, в качестве ядра-остова, основан на анализе численных значений спектроскопических факторов. По данным из реакций орыва и подхвата, вероятность заполнения орбиталей  $g_{7/2}$  и  $d_{5/2}$  больше, чем 0,8, а вероятность заполнения орбитали  $s_{1/2}$  равна 0,64. Это позволяет в хорошем приближении рассматривать  $^{114}\text{Sn}$  как ядро-остов для  $^{117}\text{Sb}$  при расчёте трёхкваркчастичных спектров, а  $^{116}\text{Sn}$  - как ядро-остов для  $^{119}\text{Sb}$ . Таким образом, при расчёте спектра трёхкваркчастичных состояний в  $^{117}\text{Sb}$  учитывались нейтронные орбитали  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $h_{11/2}$ , в  $^{119}\text{Sb}$  - орбитали  $2d_{3/2}$ ,  $h_{11/2}$ , а также все протонные состояния в оболочке между  $Z = 50$  и 82.

Использованная трёхкваркчастичная волновая функция строится в виде разложения по базисным конфигурациям:

$$\Psi_{IM}(\omega_n^I) = \sum_{\alpha\beta\gamma} x^I(\alpha\beta\gamma) \mathcal{J}_3(\omega_n^I) |(\alpha\beta\gamma, 3; IM) \rangle_a \quad (6)$$

и является собственной функцией гамильтониана

$$H = \sum_{\alpha\beta\gamma} \langle \alpha | t | \beta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} + \frac{1}{4} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | v | \gamma\delta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\gamma} a_{\delta} \quad (7)$$

Коэффициенты разложения  $x^I$  и собственные значения энергий  $\omega^I$  определяются решением секулярного уравнения:

$$\sum [ (E_1 + E_2 + E_3 + B(A) - B(\omega_n^I) - \omega^I) \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\beta\beta'} \delta_{\gamma\gamma'} + \langle (\alpha\beta\gamma), 3; I | H_{int} | (\alpha'\beta'\gamma'), 3'; I \rangle ] x^I(\alpha\beta\gamma), 3'(\omega^I) = 0 \quad (8)$$

где  $E_i = \varepsilon_i (u_i^2 - v_i^2) = \begin{cases} \varepsilon_i & \text{для } \varepsilon_i > \varepsilon_F, \\ -\varepsilon_i & \text{для } \varepsilon_i < \varepsilon_F. \end{cases}$

Эффективное взаимодействие между нуклонами включало вигнеровские и спин-спиновые силы с учётом перезарядки. При расчёте использованы экспериментальные данные по одноквазичастичным энергиям, полученные из реакций срыва и подхвата для соответствующих изотопов  $S_n, S_b$ . Расчёты выполнены в осцилляторном базисе с использованием следующих значений параметров  $\lambda = 0,6$ ,  $V = -24,5$  МэВ,  $V_\sigma = 0,5$  МэВ,  $V_\tau = 2$  МэВ,  $V_{\sigma\tau} = 1,5$  МэВ. В работе рассмотрен весь спектр положительной и отрицательной чётности для трёхквазичастичных состояний в  $^{117-119}Sb$ . Результаты расчётов использованы для идентификации структуры состояний с  $I = 15/2^-, 17/2^-, 19/2^-, 21/2^-, 25/2^+$  в  $^{117}Sb$ . Анализ результатов расчётов позволяет сделать следующие выводы:

Результаты расчётов, полученные в модели взаимодействующих квазичастиц, лучше согласуются с данными эксперимента, чем аналогичные расчёты, выполненные в вибрационных моделях.

Конфигурационное смешивание для всех идентифицированных состояний является крайне незначительным.

Конфигурационное смешивание для состояний с  $I^\pi = 15/2^-, 17/2^-, 25/2^+$  возникает только за счёт изменения состояния нечётного протона. Структура двухквазичастичного блока  $[n(j_1) n(j_2)]_{J_n}$  остаётся неизменной.

Энергии возбуждения трёхквазичастичных состояний в  $^{117}Sb$  лишь незначительно меньше энергии возбуждения соответствующего двухквазичастичного состояния в  $^{116}Sn$ , к которому добавляется нечётный протон.

Трёхквазичастичные состояния играют важную роль в спектрах ядер, имеющих только одну заполненную оболочку.

Трёхквазичастичная природа изомерных состояний проявляется в ряде особенностей охем разрядки этих состояний. В данной главе исследуется возможность протонного и нейтронного радиоактивного распада нейтроннодефицитных и нейтронноизбыточных ядер из трёхквазичастичных состояний. В настоящее время протонный радиоактивный распад идентифицирован только в  $^{53}_{27}Co_{26}$  из изомерного состояния с угловым моментом  $I^\pi = 19/2^-$ , а нейтронный радиоактивный распад ядер экспериментально не обнаружен. Изучение нейтронного и протонного радиоактивного распада ядер является важным источником информации о структуре ядра. Однако, исследование и даже

идентификация таких ядер представляет значительные экспериментальные трудности. Так, из-за очень большой энергии  $\beta$ -распада время жизни нейтрондефицитных ядер не превышает  $10^{-3}$  с. Поэтому весьма актуальным представляется анализ возможности протонного и нейтронного радиоактивного распада ядер из многоквaziчастичных изомерных состояний. Высокие оциновые характеристики трёхквaziчастичных изомерных состояний ( $I \geq 17/2$ ) и энергий возбуждения обеспечивают достаточные большие значения центробежного барьера и малые ширины состояний, из которых происходит распад. Таким образом, возникает возможность исследования протонного и нейтронного радиоактивного распада в ядрах, значительно более близких к полюсу стабильности.

Анализ условий появления изомерных состояний в мультиплетах трёхквaziчастичных конфигураций под влиянием остаточного нейтрон-протонного взаимодействия, их энергий возбуждения и энергий связи нечётного протона (нейтрона) позволил выделить ряд нейтронноизбыточных и нейтрондефицитных ядер, в которых может наблюдаться нейтронный (протонный) радиоактивный распад из трёхквaziчастичных изомерных состояний, и указать доминантные конфигурации этих состояний. В качестве потенциальных источников протонной радиоактивности из трёхквaziчастичных изомерных состояний были выделены  $^{53}_{27}\text{Co}_{26}$ ,  $^{77}_{37}\text{Rb}_{40}$ ,  $^{79}_{37}\text{Rb}_{42}$ ,  $^{81}_{39}\text{Y}_{42}$ ,  $^{81}_{40}\text{Zr}_{41}$ ,  $^{97}_{48}\text{Cd}_{49}$ ,  $^{99}_{48}\text{Cd}_{51}$ , нейтронной радиоактивности из трёхквaziчастичных изомерных состояний -  $^{61}_{21}\text{Sc}_{40}$ ,  $^{63}_{21}\text{Sc}_{42}$ ,  $^{63}_{22}\text{Ti}_{41}$ ,  $^{67}_{26}\text{Fe}_{41}$ ,  $^{75}_{26}\text{Fe}_{49}$ ,  $^{121}_{40}\text{Zr}_{81}$ ,  $^{123}_{42}\text{Mo}_{81}$ . Среди перечисленных нейтрондефицитных ядер наименьшей энергией связи последнего протона обладает  $^{53}_{27}\text{Co}_{26}$ , в котором была идентифицирована протонная радиоактивность. В рамках предположения, что протонный радиоактивный распад  $^{53}_{27}\text{Co}_{26}$  происходит из трёхквaziчастичного изомерного состояния с доминантной конфигурацией  $\{p(f_{7/2})^{-1}n(f_{7/2})^2\}$ , произведена оценка периода полураспада. При оценке периода полураспада трёхквaziчастичное изомерное состояние рассматривается как компаунд-резонанс. Одноквaziчастичная резонансная функция представляется в виде  $\psi_E(t) = U(t) \Gamma_0^{1/2} / \sqrt{2\pi[(E-E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_0^2]}$ , а квадрат коэффициента, описывающий примесь одноквaziчастичного состояния  $U(t)$  в трёхквaziчастичную конфигурацию, определяется выражением

$$S = \Gamma/\Gamma_0 = (\langle \Psi | V_{\text{осм}} | \Psi \rangle)^2 / (\epsilon_c - \epsilon_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_0^2 \quad (9)$$

Теоретическая оценка периода полураспада находится из соотношения  $\tau_p = \hbar / S \Gamma_0$ , где  $\Gamma_0$  - ширина одноквантового резонанса, взятая при энергии комбинационного резонанса. Расчёты выполнены в осцилляторном базисе с использованием вихревых сил. Полученная теоретическая оценка периода полураспада  $\tau_p \approx 10^2$  с., достаточно хорошо согласуется с экспериментальным значением  $\tau_p = 16$  с. Аналогичным образом произведена оценка однонейтронного периода полураспада в  ${}^{63}\text{Li} \ 4I$  из трёхквантового изомерного состояния  $\{p(1/2)_s^2, n(9/2)_s\}$  с  $I = 2I/2^+$ . Полученное значение периода полураспада имеет порядок  $10^2$  с., что обеспечивает благоприятные условия для экспериментального исследования. Проанализировано влияние ядерного радиуса и величины превышения энергии возбуждения ядра над энергией связи эмиссионного пучка на период полураспада. Найдено, что при изменении указанных величин в пределах  $\pm 0,5$  фм. и  $\pm 0,5$  МэВ, период полураспада варьируется в пределах одного-двух порядков от рассчитанной величины.

В четвёртой главе проанализированы условия возникновения изомерных состояний в мультиплетах четырёхквантовых конфигураций. В настоящее время не существует общих методов для выявления и идентификации подобных состояний. Поэтому значительный интерес представляет теоретическое исследование общей структуры спектров четырёхквантовых мультиплетов и выявление условий, при которых возможно образование в этих спектрах изомерных состояний.

Поскольку большинство идентифицированных четырёхквантовых изомерных состояний имеет доминантную конфигурацию типа  $\{n(j_1 j_2 j_{12}), p(j_3 j_4 j_{34})\}$ , нами исследованы общие особенности расщепления мультиплетов этих конфигураций и условия образования в них изомерных состояний. Кроме того, проанализированы условия образования изомерных состояний в мультиплетах четырёхквантовых конфигураций типа  $\{[p(h_{3/2}) n(j)^{-1}] j_{12} (i_{1/2}) j_{34}^2\}$ .

Общий характер расщепления мультиплета четырёхквантовой конфигурации  $\{n(j_1 j_2 j_{12}), p(j_3 j_4 j_{34})\}$  под влиянием нейтрон-протонного взаимодействия определяется в диагональном приближении взаимодействием матричного элемента (10) от полного спина:

$$\langle n(j_1 j_2 j_{12}) a, p(j_3 j_4 j_{34}) a; j | \sum_{i=1,2} V(i, k) | n(j_1 j_2 j_{12}) a, p(j_3 j_4 j_{34}) a; j \rangle \quad (10)$$

k=3,4

В этом выражении  $V_{np}(ik)$  - оператор остаточного взаимодействия,  $(j_1 j_2 j_{12})_a$  и  $(j_3 j_4 j_{34})_a$  - антисимметризованные двухквартичные волновые функции идентичных нуклонов, полученные из одноквартичных волновых функций, определяемых соотношением:

$$H_0(i) | j m \rangle = E_i | j m \rangle \quad (II)$$

где  $H_0(i)$  - одноквартичный гамильтониан.

Исследование зависимости (10) от полного спина основано на представлении этого матричного элемента в виде линейных комбинаций парных матричных элементов:

$$n(j_1 j_2 j_{12})_a, p(j_3 j_4 j_{34})_a; J \left| \sum_{k=1,2} V_{np}(ik) \right| n(j_1 j_2 j_{12})_a, p(j_3 j_4 j_{34})_a; J \rangle = \\ = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} A^2 \left\{ \begin{matrix} j_1 j_2 j_{12} \\ j_3 j_4 j_{34} \end{matrix} \right\} \langle j_1 j_2 j_0 | V_{np} | j_3 j_4 j_0 \rangle. \quad (12)$$

где  $A \left\{ \begin{matrix} j_1 j_2 j_{12} \\ j_3 j_4 j_{34} \end{matrix} \right\}$  - коэффициенты пересвязки четырёх угловых моментов. Совокупность индексов  $\alpha\beta\gamma\delta$  принимает значения  $\alpha\beta\gamma\delta = 1324, 1423, 2413, 2314$ . Поскольку все четыре слагаемых в (12) имеют одинаковую структуру, для исследования зависимости всего матричного элемента (10) от полного спина достаточно проанализировать одно из них, которое можно представить в виде

$$\sum_{j_0 j_1} A^2 \left\{ \begin{matrix} j_1 j_2 j_{12} \\ j_3 j_4 j_{34} \end{matrix} \right\} \langle j_1 j_2 j_0 | V_{np} | j_3 j_4 j_0 \rangle. \quad (13)$$

Исследование (13) основано на факторизации зависимости этого выражения от полного спина. При этом парные матричные элементы от вигнеровских и спин-спиновых сил должны быть представлены в следующей форме:

$$\langle j_1 j_2 j_0 | V_{np}^W(12) | j_3 j_4 j_0 \rangle = U_0 \left( F_{\alpha\beta}^0 + \sum_{K \geq 2} (2K+1) F_{\alpha\beta}^K \times \right. \\ \left. \times (-1)^{j_1 + j_2 + j_0} \langle j_1 \parallel T^K \parallel j_1 \rangle \langle j_2 \parallel T^K \parallel j_2 \rangle W(j_1 j_2 j_1 j_2 j_0 k) \right). \quad (14)$$

$$\langle j_1 j_2 j_0 | V_{np}^S | j_3 j_4 j_0 \rangle = U_0 \sum (2K+1) F_{\alpha\beta}^K (-1)^{K+K'+1} \times \\ \times (-1)^{j_1 + j_2 + j_0} \langle j_1 \parallel U^{K'} \parallel j_1 \rangle \langle j_2 \parallel U^{K'} \parallel j_2 \rangle W(j_1 j_2 j_1 j_2 j_0 k). \quad (15)$$

В этих формулах  $F_{\alpha\beta}^k$  - слэтеровские интегралы  $k$  - порядка,  $\langle j_\alpha || T^k || j_\alpha \rangle$  и  $\langle j_\beta || T^k || j_\beta \rangle$  - приведенные матричные элементы,  $W [abcd; e f]$  - коэффициенты Рака,  $\mathcal{U}^{k'}$  - тензорное произведение неприводимых тензорных операторов  $T^k$  и  $\bar{\sigma}$ . Подстановка парного матричного элемента (14) в (13) позволяет представить это выражение в виде:

$$U_0 \left( F_{\alpha\beta}^0 + \sum \Phi_{\alpha\beta}^k (j_\alpha j_\beta) r f \delta; j_{12} j_{34} \right) (-1)^{j_{12} + j_{34} + J} W [j_{12} j_{34} j_{12} j_{34}; J_k]. \quad (16)$$

Таким образом, зависимость выражения (13) от полного спина, а тем самым всего матричного элемента (10), определяется величинами

$$(-1)^{j_{12} + j_{34} + J} W [j_{12} j_{34} j_{12} j_{34}; J_k]. \quad (17)$$

Полученный результат использован для анализа взаимного положения максимального и минимального значения спинов при условиях экзотропности угловых моментов тождественных частиц, т.е. при условиях  $j_{12} = j_1 + j_2$ ,  $j_{34} = j_3 + j_4$ . Поскольку в этом случае  $\Phi_{\alpha\beta}^k > 0$ , анализ структуры (17) показывает, что выражение (16) строится таким образом, что к радиальному интегралу  $F_{\alpha\beta}^0$  добавляется ряд положительных членов, причём, при  $J = J_{\max}$  каждый добавляемый член меньше соответствующего члена при  $J = J_{\min}$ . Поэтому для сил притяжения, когда параметр вигнеровских сил отрицателен, уровень с  $J = J_{\min}$  опускается ниже уровня с  $J = J_{\max}$ .

Для выяснения взаимного положения всех уровней при расщеплении мультиплета рассматриваемой конфигурации были выполнены численные расчёты для целого ряда подобных конфигураций. Было установлено, что под влиянием вигнеровских сил мультиплеты четырёхквантовых конфигураций типа  $\{n(j_1 j_2 j_{12}) p(j_3 j_4 j_{34})\}$  расщепляются таким образом, что состояния с различными спинами ложатся на одну колоколообразную кривую. При этом состояние с  $J = J_{\max}$  оказывается выше состояния с  $J = J_{\min}$ . Таким образом, если взаимное положение этих уровней не нарушается спи-спиновыми оклами и в спектре ядра вблизи состояния с  $J = J_{\max}$  нет уровней с близкими значениями спинов из других мультиплетов, то состояние с  $J = J_{\max}$  будет изомерным.

Подставляя в выражение (13) значение парного матричного эле-

мента (15) для спин-спиновых сил и произведя необходимые преобразования, выражение (13) можно привести к виду:

$$\sum_{K=1,3 \dots \min(2j_a, 2j_b)} (2K+1) \Psi^{K'}(j_a j_b j_r j_s; j_{12} j_{34}) (-1)^{j_a + j_b + j} W[j_{12} j_{34} j_{12} j_{34}; j_K]. \quad (18)$$

Таким образом, как и в случае вигнеровских сил, зависимость выражения (18) от полного спина определяется величиной:

$$(-1)^{j_{12} + j_{34} + j} W[j_{12} j_{34} j_{12} j_{34}; j_K]. \quad (19)$$

Анализ структуры (18) и (19) показывает, что расщепление мультиплета под действием спин-спиновых сил зависит от чётности числа Нордгейма  $N \pm l_a + j_a + l_b + j_b$  для каждой из четырёх нейтрон-протонных пар. Спин-спиновые силы способствуют появлению изомерного состояния в тех случаях, если числа Нордгейма для всех нейтрон-протонных пар нечётны и параметр спин-спиновых сил отрицателен, или если параметр спин-спиновых сил положителен и числа Нордгейма всех нейтрон-протонных пар чётны. Если же чётности чисел Нордгейма нейтрон-протонных пар различны, то расщепление мультиплета и образование изомерных состояний определяется, в основном, вигнеровскими силами.

Полученные результаты были использованы для идентификации в  $^{212}\text{Po}$  изомерных состояний с энергиями  $E = 4777,8$  кэВ,  $I = I_3^-$  и  $E = 5057,6$  кэВ,  $I = I_6^+$  как изомерных состояний с конфигурациями  $\{n(2g_{3/2}^2 3p_{3/2})_5, p(1h_{3/2} 2f_{7/2})_8\}$  и  $\{n(2g_{3/2}^2 3p_{3/2})_5, p(1h_{3/2} 1i_{13/2})_4\}$ .

В данной главе проанализирована также возможность образования изомерных состояний в мультиплете четырёхквaziчастичной конфигурации типа  $\{p(h_{3/2})_n(j)^{-1} j_{12}; n(l_{13/2})\}$ . Установлено, что характер расщепления этой конфигурации при  $j_{12} = j_{\max}$  и  $j_3 = j_{\max}$  обуславливает возможность возникновения изомерного состояния в спектре ядра. Проведенный анализ использован для идентификации изомерных состояний в  $^{200}\text{Bi}$   $I_{17}$  и  $^{204}\text{Bi}$   $I_{21}$ . Показано, что изомерное состояние в  $^{200}\text{Bi}$   $I_{17}$  с  $E = 2241,8$  кэВ и  $T_{1/2} = 46$  нс. является четырёхквaziчастичным состоянием с доминантной конфигурацией  $\{p(h_{3/2})_n(p_{3/2})^{-1} n(l_{13/2})^{-2}\}$ , а изомерное состояние в  $^{204}\text{Bi}$   $I_{21}$  с  $E = 2795$  кэВ и  $T_{1/2} = 1,1$  мс. имеет доминантную конфигурацию  $\{p(h_{3/2})_n(f_{7/2})^{-1} n_2(l_{13/2})^{-2}\}$ . Установлены спин и чётность этих состояний и построены схемы распада.

В заключении сформулированы основные результаты работы, которые сводятся к следующему:

1. Сформулирован новый вариант ПМИ подхода, в котором учитывается эффект динамической асимметрии ядра. Получены удобные для анализа экспериментальных данных формулы для момента инерции возбуждённых состояний и энергий вращ-уровней в чётно-чётных ядрах. Рассчитаны ротационные и квазиротационные спектры вращ-состояний для всех чётно-чётных ядер от  $Sm$  до  $Pu$ . Определены значения моментов инерции, параметры мягкости и асимметрии для всех этих ядер. Результаты сопоставлены с данными микроскопических расчётов, согласие является вполне удовлетворительным.

2. Проанализировано аномальное поведение момента инерции в ряде чётно-чётных ядер. Проведён расчёт значений критического спина для большинства ядер, в которых наблюдается "backbending". Результаты расчёта хорошо согласуются с данными эксперимента.

3. Установлена связь между параметрами модели и энергией деформации ядра. Проанализировано влияние парных корреляций на энергию деформации ядра.

4. Получено выражение для расчёта отношений приведенных вероятностей  $E2$ -переходов в чётно-чётных ядрах через параметры модели. Рассчитаны отношения приведенных вероятностей  $E2$ -переходов для изотопов  $Er$  и  $Yb$ .

5. Установлена связь между структурой спектров вращенных ротационных состояний и квазиротационных состояний отрицательной чётности и параметрами модели. Рассчитаны вращенные ротационные спектры в  $^{101-105}Pd$  и  $^{127-129}La$ , а также квазиротационные спектры отрицательной чётности в  $^{74}Se$  и  $^{152}Cd$ .

6. Рассмотрено применение модели взаимодействующих квазичастиц к околomagическим ядрам с одной заполненной оболочкой. Рассчитана структура трёхквазичастичных спектров в  $^{117-119}Sb$ . Идентифицирована структура состояний с высоким спином в  $^{117}Sb$ .

7. Проанализированы условия, благоприятствующие протонному и нейтронному радиоактивному распаду ядер. Указано на экспериментальные преимущества наблюдений протонного и нейтронного радиоактивного распада ядер из многоквазичастичных изомерных состояний с высоким спином. Идентифицировано изомерное состояние в  $^{53}_{27}Co$  26, у которого впервые был обнаружен протонный радиоактивный распад. Рассмотрен механизм протонного и нейтронного радиоактивного распада ядер из трёхквазичастичных изомерных состояний. Исследовано

величине ядерного радиуса и величины превышения энергии возбуждения над энергией связи эмиссионного нуклона на период полураспада. Присведена оценка периода протонного радиоактивного распада в  $^{53}_{27}\text{Co} 26$  и нейтронного радиоактивного распада в  $^{63}_{28}\text{Tl} 41$ . Приведен список ядер - потенциальных источников протонной и нейтронной радиоактивности на многоквантовых изомерных состояниях с высоким спином.

8. Выявлены условия возникновения изомерных состояний в мультиплетах четырехквантовых состояний типа  $(n(j_1 j_2 j_{12}) p(j_3 j_4 j_{34}))$  и  $(p(h_{1/2}) n(j) ^{-1} j_{12}; n(i_{1/2}) ^2 j_3)$ . В изотопах  $^{200}_{83}\text{Bi} 117$  и  $^{204}_{83}\text{Bi} 121$  идентифицирована структура изомерных состояний с высоким спином, установлена их четность, а также построены схемы распада этих состояний.

Материалы диссертации докладывались на Советаниях по ядерной спектроскопии, на семинарах в Ленинградском и Воронежском государственных университетах. По тематике диссертации опубликованы 24 статьи. Важнейшие результаты отражены в работах:

1. Volmyansky E.I., Bunakov V.E., Ogloblin S.G. Many-particle isomeric states as sources of proton and neutron radioactivity. - Phys.Lett., 1971, v.36B, N6, p.547-549.

2. Rakivenko Yu.N., Klyucharev A.P., Lutsic V.A., Skakun E.A., Kaun K.-H., Neubert W., Volmyansky E.I. A high-spin isomer in  $^{204}\text{Bi}$ . - Phys.Lett., 1973, v.B44, N5, p.462-464.

3. Kaun K.-H., Neubert W., Schulze W., Stary F., Volmyarsky E.I. A highly excited isomer in  $^{200}\text{Bi}$ . - Дубна, 1972, 17 с., (препринт). ОЖЯЯ, В6-6808.

4. Харитонов В.И., Волянский Э.И. Особенности расщепления четырехквантового мультиплета  $(n(j_1 j_2 j_{12}) p(j_3 j_4 j_{34}))$ , обусловленные нейтрон-протонным взаимодействием. Препринт ЛЯО, № 34, 13 с., Ленинград, 1973.

5. Волянский Э.И. О сосуществовании состояний со сферической и деформированной равноэнергичными формами в нечетных изотопах сурьмы. Тезисы докладов XIII Советания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 22-25 марта 1977 г., Ташкент, с.53, Л., 1977.

6. Беглазов Р.Б., Беденький В.И., Волянский Э.И. Феноменология

аномалий в ротационных спектрах. Доклады АН УССР, №5, с.26-30, 1978.

7. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М., Волмянский Э.М. О квазиротационных полосах отрицательной чётности в спектрах  $^{74}\text{Se}$  и  $^{152}\text{Cd}$ . XV Съезжание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна 4-7 июля 1978г., стр. 75-76.

8. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М., Волмянский Э.М. Трёхпараметрическая ПММ модель и расчёт на её основе некоторых характеристик вращательных спектров. Известия АН СССР, сер. физ., №11, стр.2327-2333. 1978.

Эмануил Ильич Волмянский

Низколежашие возбуждённые состояния атомных ядер

Подписано к печати 30.10.80. МТ 13634. Формат 60x84<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.

Печать офсетная. Усл. печ. л. 1,02. Уч.-изд. л.1,1.

Тираж 100 экз. Заказ 809 Бесплатно.

Отпечатано на ротационной БТИ им.С.М.Кирова.

220690 Минск, Свердлова, 13.

Дзяржаўная  
бібліятэка  
БССР  
Імя У. І. Л.

Бесплатно



80000002596824