

Д-421



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4 - 10314

ДЖОЛОС
Ростислав Владимирович

МЕТОД БОЗОННОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ
ФЕРМИОННЫХ ОПЕРАТОРОВ
В ТЕОРИИ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
АТОМНЫХ ЯДЕР

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

академик АН СССР С.Т.Беляев,
доктор физико-математических наук профессор Я.А.Сморodinский,
доктор физико-математических наук Г.Ф.Филиппов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт ядерных исследований АН СССР, г.Москва.

Автореферат разослан " " _____ г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1977 г.
на заседании специализированного Совета Д-56/1
Лаборатории теоретической физики Объединенного института
ядерных исследований, г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

Р.А.Асаков

При теоретическом рассмотрении вопросов, связанных со структурой сложных ядер, в принципе, необходимо учитывать огромное число взаимосвязанных степеней свободы ядра. В таких условиях естественно сначала пойти по пути выделения каких-то общих многочастичных закономерностей, анализируя экспериментальные данные о ядерных возбуждениях. На этом пути возникла обобщенная модель ядра^{/1/}, на основе которой удалось выявить интересные закономерности в свойствах низколежащих возбужденных состояний атомных ядер^{/2/}.

Однако последующий рост экспериментальной информации о свойствах слабовозбужденных состояний ядра продемонстрировал недостаточность феноменологических представлений. Возникла необходимость в объяснении свойств ядер с помощью представлений о взаимодействии частиц, составляющих систему.

Применение к ядру методов квантовой теории многих тел началось после создания теории сверхпроводимости в работах Бардина-Купера-Шриффера^{/3/} и Н.Н.Боголюбова с сотрудниками^{/4/}. В 1958 году Н.Н.Боголюбов указал на принципиальную возможность существования сверхтекучести ядерной материи^{/5/}. О.Бор, Б.Моттelson и Д.Пайнс^{/6/} поставили вопрос о существовании сверхтекучих состояний в атомных ядрах. Теория парных корреляций сверхпроводящего типа в атомных ядрах была создана в 1958-1959 годах независимо В.Г.Соловьевым^{/7,8/} и С.Т.Беляевым^{/9/}. Теория парных корреляций положила начало широкому изучению ядерной структуры на основе микроскопического подхода.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Развитием идей теории ферми-жидкости Ландау^{/10/} в применении к атомным ядрам явилась теория конечных ферми-систем Мигдала^{/11/}. В этом подходе большое внимание было уделено эффективным силам, действующим между нуклонами в ядре. В дальнейшем вопросы, связанные с нахождением эффективных сил, исследовались в^{/12-15/}.

В последнее время в ряде работ^{/16,17/} разрабатываются методы прямого решения уравнения Шредингера для систем, состоящих из A взаимодействующих нуклонов. Однако в применении к тяжелым ядрам этот подход только начинает развиваться.

При малых энергиях возбуждения в ядрах осуществляются только сравнительно простые типы движений. Среди них прежде всего нужно отметить одночастичное. Другим типом движения, существенным образом определяющим свойства низколежащих ядерных состояний, является коллективное движение, при котором согласованным образом меняются состояния многих нуклонов. Основой для описания низколежащих коллективных состояний явился, по существу, метод приближенного вторичного квантования, предложенный Боголюбовым^{/18/}. Существует большое число экспериментальных данных, при рассмотрении которых необходимо учитывать и коллективные, и одночастичные степени свободы. С этой целью в^{/19/} был сформулирован подход, в котором явным образом учитывалась связь одночастичных и коллективных переменных.

Интенсивное изучение свойств низколежащих коллективных состояний^{/20/} первоначально ограничивалось рассмотрением однофононных возбуждений. Однако к однофононным состояниям относится лишь малая часть экспериментальной информации о низколежащих коллективных возбуждениях ядер. Последующий рост экспериментальной информации о коллективных возбуждениях в сферических и переходных ядрах показал, что необходим теоретический метод, который в прин-

ципе позволял бы описывать переход от сферических ядер к деформированным, что требовало дальнейшей разработки математического аппарата теории. Кроме того, начавшиеся интенсивные исследования парных 0^+ возбуждений в ядрах среднего атомного веса показали, что теоретическое рассмотрение таких состояний нельзя проводить ни в гармоническом приближении, ни в предположении о статическом характере парных корреляций.

Таким образом, появляется необходимость в методе, позволяющем описывать коллективное движение без предположений о гармоничности колебаний или существовании статической деформации или статических парных корреляций. Диссертация посвящена решению этой задачи.

С этой целью в диссертации разрабатывается математический аппарат метода бозонных представлений фермионных операторов и развивается подход к построению микроскопической теории низколежащих коллективных возбуждений, основанный на применении этого метода.

Метод бозонного представления фермионных операторов, развиваемый в настоящей диссертации, дает общую формулировку проблемы многих тел для систем, состоящих из четного числа фермионов. В то же время этот метод позволяет выделять из общего числа динамических переменных, описывающих ядро, коллективные переменные. Переход к бозонному описанию дает возможность без привлечения предположения о гармоничности колебаний построить коллективный гамильтониан, основываясь на микроскопическом гамильтониане ядра.

Метод обобщенной матрицы плотности^{/21/}, в принципе, может быть использован для построения коллективных гамильтонианов^{/22/}. Однако основное внимание в работах, использующих этот метод,

было уделено микроскопическому описанию вращения^{/23/}. Микроскопический подход к описанию вращательных возбуждений ядер разрабатывается также в^{/24/}.

Первая глава диссертации посвящена выводу точных бозонных представлений фермионных операторов для систем, состоящих из четного числа фермионов^{/25/}. В ядерную физику бозонные представления фермионных операторов впервые были введены в^{/26/}. Однако предложенный метод позволял строить бозонные представления только в виде рядов по степеням бозонных операторов, что сразу же поставило на рассмотрение вопрос о сходимости таких рядов.

В диссертации получено следующее точное бозонное представление:

$$\alpha_\alpha^+ \alpha_\beta^+ \rightarrow (b_{\alpha\beta}^+ - \sum_{\gamma\delta} b_{\alpha\gamma}^+ b_{\beta\delta}^+) \hat{P}, \quad \alpha_\beta \alpha_\alpha \rightarrow b_{\alpha\beta} \hat{P}, \quad \alpha_\alpha^+ \alpha_\beta \rightarrow \sum_{\gamma\delta} b_{\alpha\gamma}^+ b_{\beta\delta} \hat{P}, \quad (I)$$

где \hat{P} - оператор проектирования на физическое подпространство полного бозонного пространства. Вектора физического подпространства находятся во взаимнооднозначном соответствии с фермионными векторами состояний. Соотношения (I) представляют собой обобщение представления Дайсона для спиновых операторов на случай более общей алгебры фермионных операторов.

Если исключить оператор проектирования \hat{P} , то приведенное бозонное представление является конечным. Бозонный образ фермионного гамильтониана будет содержать члены не выше шестого порядка по степеням бозонных операторов. В диссертации показано, что как точное решение уравнения Шредингера с бозонным гамильтонианом в представлении (I), так и матричные элементы любого физического оператора можно найти, полагая \hat{P} равным единице.

Бозонное преобразование (I) в обычной бозонной метрике не сохраняет свойств эрмитовой сопряженности операторов. Можно,

однако, построить бозонное представление, которое обладает этим свойством, но в отличие от (I) имеет более сложную бозонную структуру и, по существу, дается бесконечным рядом по степеням бозонных операторов. В диссертации получено замкнутое выражение для такого представления:

$$\alpha_\alpha^+ \alpha_\beta^+ \rightarrow \hat{P} (b_{\alpha\beta}^+ \sqrt{1-\hat{P}}), \quad \alpha_\beta \alpha_\alpha \rightarrow (\sqrt{1-\hat{P}} b_{\alpha\beta}) \hat{P}, \quad \alpha_\alpha^+ \alpha_\beta \rightarrow p_{\beta\alpha} \hat{P}, \quad (2)$$

$$\text{где } p_{\beta\alpha} \equiv \sum_{\gamma\delta} b_{\alpha\gamma}^+ b_{\beta\delta}.$$

Далее в диссертации показано, что уравнение для весовой функции, получаемое в методе генератора координат:

$$\int (h(t, t') - E) \langle t | t' \rangle w(t') dt' = 0,$$

может быть приведено к виду уравнения Шредингера с гамильтонианом $h(t, \frac{\partial}{\partial t})$:

$$(h(t, \frac{\partial}{\partial t}) - E) \int dt' \langle t | t' \rangle w(t') = 0.$$

Гамильтониан $h(t, \frac{\partial}{\partial t})$ тождественен гамильтониану ядра в представлении (I) и (2) (в зависимости от выбора генераторной функции), если операторы $f_{\alpha\beta}$ и $\frac{\partial}{\partial f_{\alpha\beta}}$ идентифицировать с $b_{\alpha\beta}^+, b_{\alpha\beta}$. Соответствующим выбором метрики в f -представлении можно получить те же, что и в представлениях (I) или (2), уравнения для матричных элементов произвольного ферми-оператора.

Если замепить бозонные операторы С-числами и, считая их вариационными параметрами, минимизировать гамильтониан, то в результате получаются уравнения приближения Хартри-Фока-Боголюбова^{/27-29/}.

Используя бозонное представление (2) для фермионных операторов в сочетании с методом Боголюбова в теории сильной связи^{/30/}, можно решать вопрос о выделении динамических переменных, являющихся параметрами группы симметрии гамильтониана^{/28,29/}.

Основные результаты первой главы диссертации следующие.

Получены точные бозонные представления фермионных операторов для систем, состоящих из четного числа фермионов. Найдено конечное бозонное представление фермионных операторов, такое, что построенный с его помощью бозонный образ фермионного гамильтониана содержит члены максимально шестого порядка по степеням бозонных операторов.

Установлена связь метода генератора координат с методом бозонного представления фермионных операторов.

На основании бозонного представления фермионного гамильтониана ядра в приближении, когда бозонные операторы заменяются c -числами, рассматриваемыми как вариационные параметры, получены уравнения метода Хартри-Фока-Боголюбова.

Во второй главе диссертации решается задача построения коллективного гамильтониана, описывающего квадрупольные возбуждения четно-четных ядер. Проблема состоит в том, что микроскопический гамильтониан, используемый для описания низколежащих состояний ядер, зависит от большого числа динамических переменных, среди которых коллективные квадрупольные переменные никак не выделены.

Полученные в первой главе точные бозонные представления фермионных операторов (хотя их и нельзя использовать непосредственно, так как они содержат, в принципе, все типы бозе-операторов) и методы, которые были разработаны при их выводе, дают возможность получить приближенные бозонные образы фермионных операторов в терминах коллективных бозонов.

В § I второй главы анализируются коммутационные соотношения парных фермионных операторов, среди которых можно приближенно выделить и коллективные. Результаты такого анализа показывают^{/31-34/}

что парные фермионные операторы, генерирующие коллективные состояния, приближенно формируют замкнутую алгебру, совпадающую с $SU(6)$. Для операторов, образующих алгебру $SU(6)$, существует представление в терминах операторов квадрупольных бозонов $b_{2\mu}^+, b_{2\mu}$, которое приводит к следующим выражениям для коллективного гамильтониана и оператора квадрупольного момента:

$$\begin{aligned}
 H = & h_1 \sum_{\mu} b_{2\mu}^+ b_{2\mu} + h_2 \sum_{\mu} (-1)^{\mu} (b_{2\mu}^+ \hat{F} b_{2-\mu}^+ + h.c.) + \\
 & + h_3 \sum_{\mu} (-1)^{\mu} (b_{2\mu}^+ \hat{F} (b_2^+ b_2)_{2-\mu} + h.c.) + \\
 & + \sum_{L,M} h_{4L} (-1)^M (b_2^+ b_2)_{LM} (b_2 b_2)_{L-M},
 \end{aligned} \quad (3)$$

$$Q_{2\mu} = w_1 (b_{2\mu}^+ \hat{F} + \hat{F} (-1)^{\mu} b_{2-\mu}) + w_2 (b_2^+ b_2)_{2\mu}.$$

Здесь \hat{F} - оператор, диагональный в базисе бозонных состояний с фиксированными значениями числа бозонов, сеньорити и углового момента. Если парные фермионные операторы, описывающие коллективные квадрупольные возбуждения, образуют алгебру $SU(6)$, то \hat{F} зависит только от числа бозонов. Используя приближенный вариант метода генератора координат, разработанный в^{/35/}, можно улучшить этот результат, включив в \hat{F} зависимость и от сеньорити.

Далее в диссертации развит метод^{/36,37/}, который позволяет рассчитывать зависимость фактора \hat{F} от всех квантовых чисел, характеризующих коллективные фермионные состояния, построенные из квадрупольных фермионных операторов, без каких-либо предположений о слабости этой зависимости. Этот метод дает возможность вычислять матричные элементы микроскопического гамильтониана ядра между коллективными состояниями, т.е. построить коллективный гамильтониан, не используя явным образом представления фермионных

операторов через операторы квадрупольных бозонов. При этом несколько простейших матричных элементов микроскопического гамильтониана между состояниями с небольшими числами квазичастиц (бозонов) вычисляются точно, а остальные приближенно.

Полученный в диссертации коллективный квадрупольный гамильтониан имеет замкнутый вид, но если его разложить в ряд по степеням бозонных операторов, он будет представлять собой сумму большого числа членов. Основное отличие от результатов работ других авторов связано с появлением операторов \hat{F} , учитывающих влияние принципа Паули. Этим операторам отвечают сложные функции от квантовых чисел, характеризующих коллективные состояния. Их нельзя представить конечными рядами по степеням квадрупольных бозонов.

Полученное выражение для коллективного гамильтониана - приближенное. В каждом порядке по степени b_{2r}^+, b_{2r} учтены не все из существующих в принципе членов. Сохранены только те из них, коэффициенты при которых содержат когерентные суммы по одночастичным квантовым числам. Можно сказать, что собраны члены, имеющие вид произведений некоторых простых функций от бозонных операторов

$$1, (b_2^+ b_2^+)_{00}, (b_2^+ b_2^+ b_2)_{00}, ((b_2^+ b_2^+)_2 (b_2 b_2)_{00})$$

и их эрмитовосопряженных на произвольные функции от операторов, диагональных в базисе бозонных состояний с фиксированными значениями числа бозонов, сеньорити, углового момента и его проекции.

Если при разложении фермионных операторов по степеням коллективных бозонов учитывать все члены, то приходится ограничиваться в гамильтониане небольшим числом членов. При расчетах на основе таких гамильтонианов^{/38/} свойств коллективных состояний в сферических ядрах с заметными ангармоническими эффектами сходимость достигается при нефизически больших значениях чисел бозонов.

В гамильтониане (3) оператор \hat{F} обеспечивает достаточно быструю сходимость результатов.

В качестве примера применения развитого подхода приведены результаты расчета энергий уровней основных квазиротационных полос в ряде изотопов Se и Ba.

Основные результаты второй главы диссертации следующие:

Получено замкнутое выражение для коллективного квадрупольного гамильтониана ядра. Это выражение содержит небольшое число констант, в которых сосредоточена вся информация об одночастичных состояниях и матричных элементах взаимодействия. Основным отличием от результатов работ других авторов является появление факторов, учитывающих влияние принципа Паули.

Показано, что коллективный квадрупольный гамильтониан приближенно может быть выражен только через генераторы алгебры $SU(6)$ и, следовательно, волновые функции коллективных состояний будут принадлежать неприводимым представлениям этой алгебры. Таким образом, для приближенного описания низколежащих коллективных квадрупольных состояний предложена модель, основанная на алгебре $SU(6)$.

В диссертации показано, что построенный коллективный гамильтониан описывает, в принципе, как сферические ядра с их вибрационными мультиплетами, так и деформированные ядра с ротационными полосами, построенными на внутренних состояниях^{/39/}.

В полученном коллективном гамильтониане совершен переход во "внутреннюю" систему координат и найдены выражения для потенциальной энергии, массовых коэффициентов и моментов инерции^{/32,40/}.

В третьей главе диссертации на основе коллективного гамильтониана, полученного во второй главе, анализируются свойства

низколежащих коллективных квадрупольных возбуждений в ряде сферических и переходных ядер. Рассмотрены также коллективные возбуждения в сильнодеформированных ядрах^{/39/}, что дает более полное представление о возможностях разработанного метода.

В коллективном гамильтониане (3) информация о спектре квазичастичных возбуждений и матричных элементах остаточных сил сосредоточена в небольшом числе констант. Так как их заметно меньше, чем экспериментальных данных о ядрах, рассматриваемых в диссертации, то прежде всего проверяется принципиальная возможность описания коллективных квадрупольных состояний с помощью гамильтониана (3).

В начале третьей главы показано, какие по характеру переходы от сферических ядер к деформированным могут быть описаны в принципе с помощью этого гамильтониана.

Проанализированы вероятности E2-переходов между состояниями двухфононного триплетта в ¹⁰⁸Pd. Объяснен экспериментально обнаруженный запрет для E2-перехода $4_1^+ \rightarrow 2_2^+$. В то же время показано, что в отличие от перехода $4_1^+ \rightarrow 2_2^+$ переход $0_2^+ \rightarrow 2_2^+$ может быть сильным.

Рассмотрены свойства переходных изотопов Mo^{/42/}, интереснейшей особенностью которых является малая энергия возбуждения 0_2^+ -состояний. В ⁹⁸Mo этот уровень опускается даже ниже первого 2_2^+ -состояния. Выявлены возможные причины опускания 0_2^+ -состояний в этих ядрах. К ним относятся, во-первых, относительно большая величина ангармонического члена третьего порядка по сравнению с ангармоническим членом четвертого порядка; во-вторых - связь квадрупольных колебаний с парными^{/43,44/}. При правильном описании энергий 0_2^+ состояний для отношения

$$\langle 0_2^+ | \beta^2 | 0_2^+ \rangle / \langle 0_1^+ | \beta^2 | 0_1^+ \rangle$$

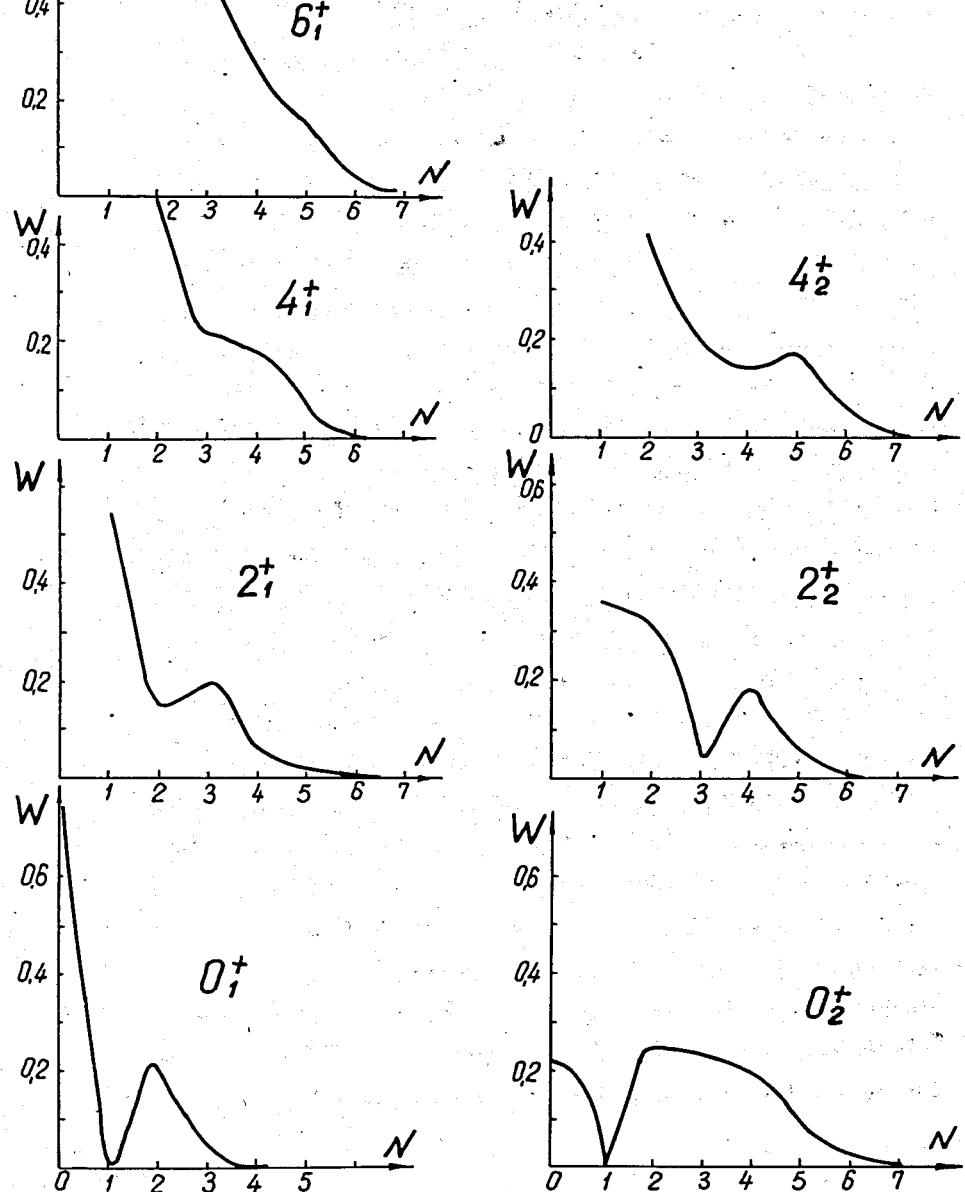
получено значение порядка единицы, что находится в согласии с экспериментом и в противоречии с делавшимся в ряде работ предположением о деформированности 0_2^+ -состояний.

Качественно объяснено усиление сечений реакций двухнуклонной передачи с возбуждением 0_2^+ -состояний на переходных изотопах Mo.

Свойства коллективных состояний переходных изотопов Sm и Gd находятся в резком противоречии с представлениями о постепенном изменении характеристик этих состояний при переходе от сферических ядер к деформированным. В изотопах ¹⁵⁰Sm и ¹⁵²Gd энергии 0_2^+ и 4_1^+ -состояний близки к предсказаниям вибрационной модели, тогда как отношение $E(2_2^+)/E(2_1^+)$ резко противоречит ей. В ¹⁵²Gd величина $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 4_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, равная 2,0, хорошо согласуется с предсказанием ротационной модели. В то же время значение отношения $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 52$ типично для сферических ядер. Анализ, проведенный на основе гамильтониана (3)^{/45/}, показал, что относительно большая величина ангармонического члена третьего порядка объясняет сосуществование в переходных изотопах Sm и Gd свойств, характерных как для сферических, так и для деформированных ядер.

В переходных ядрах в отличие от сильнодеформированных вращательное движение не отделяется от внутреннего. Тем не менее экспериментальные данные показывают, что и в этих ядрах уровни можно группировать в квазиротационные полосы, вероятности E2-переходов внутри которых превосходят вероятности E2-переходов между состояниями разных полос. На рис. I приведены фононные структуры состояний различных квазиротационных полос в ¹⁵⁰Sm. Видно, что фононные структуры состояний одной и той же полосы подобны друг другу и приближенно описываются одной кривой, которая лишь сдвигается вдоль шкалы чисел фононов на единицу при

Рис. 1. Вклады (w) N -фононных компонент в волновые функции состояний, принадлежащих основной- и β -квасиротационным полосам ^{150}Sm .



переходе от одного уровня квазиротационной полосы к соседнему, что обеспечивает большую величину вероятности E2-переходов между уровнями одной полосы. Если сравнить фононные структуры состояний различных полос, то они резко отличаются друг от друга. Это и объясняет относительное уменьшение вероятностей E2-переходов между уровнями различных полос.

В диссертации показано, что в переходных ядрах, потенциальная энергия деформации которых слабо зависит от δ (например, изотопы Pt), могут появиться полосы чисто сферических состояний^[46]. В результате, регулярное изменение свойств состояний, принадлежащих ираст-линии, может быть нарушено при некотором достаточно большом значении углового момента. Кроме того, расчеты показывают, что 0_2^+ -состояние может иметь сеньорити $\nu = 3$, а не $\nu = 0$, как предсказывалось в^[47]. Большая величина сеньорити состояний 0_2^+ квазиротационной полосы приводит к резкому уменьшению вероятностей E2-переходов из этой полосы в основную полосу. Этот эффект обнаружен экспериментально. Отношение $B(E2; 2_3^+ \rightarrow 0_1^+) / B(E2; 2_3^+ \rightarrow 0_2^+)$ в изотопах $^{150,192}\text{Pt}$ равно $2 \cdot 10^{-4}$, тогда как в таких переходных ядрах, как ^{150}Sm , ^{152}Gd и ^{98}Mo , оно составляет 0,4-0,5.

Основные результаты третьей главы диссертации следующие. Исследованы возможные формы спектров коллективных возбуждений переходных ядер.

Рассмотрены интегральные характеристики вероятностей E2-переходов между коллективными состояниями в четно-четных ядрах.

Проанализированы вероятности E2-переходов между состояниями двухфононного триплета в ^{108}Pd . Показано, что в отличие от перехода $4_1^+ \rightarrow 2_2^+$ переход $0_2^+ \rightarrow 2_2^+$ может быть сильным.

Выявлены возможные причины опускания 0_2^+ -состояний в изотопах Mo . Во-первых, это относительно большая величина ангармонического члена третьего порядка по сравнению с ангармоническим членом четвертого порядка, во-вторых - связь квадрупольных колебаний с парными.

Показано, что относительно большая величина ангармонического члена третьего порядка в коллективном гамильтониане является причиной сосуществования в переходных изотопах Sm и Gd свойств, характерных как для сферических, так и для деформированных ядер.

Обнаружено сходство фононных структур коллективных состояний, принадлежащих одной квазиротационной полосе, что объясняет относительное усиление переходов внутри полосы.

Предложено объяснение резкого изменения при значениях углового момента $I = 10, 12$ свойств коллективных состояний, принадлежащих иррадиальной линии, и ослабления $E2$ -перехода между 2_3^+ -состоянием 0_2^+ квазиротационной полосы и основным состоянием в изотопах Pt .

Показано, что полученный коллективный гамильтониан описывает, в принципе, свойства коллективных квадрупольных состояний в сильнодеформированных ядрах.

В четвертой главе диссертации рассматривается влияние ангармонических эффектов в колебаниях четно-четных ядер на свойства низколежащих состояний в соседних нечетных ядрах^{/48, 49/}.

Основные результаты четвертой главы диссертации следующие.

Показано, что по характеру расщепления уровней, принадлежащих однофононному мультиплету в нечетном ядре, можно определить знак квадрупольного момента 2_1^+ -состояния соседнего четно-четного ядра.

Ангармонические эффекты в колебаниях четно-четных ядер существенным образом влияют на величину расщепления однофононных мультиплетов в нечетных ядрах.

Важным эффектом, который необходимо учитывать при рассмотрении нечетных переходных ядер, являются дополнительные корреляции в остове, вызванные связью с нечетной частицей. Учет корреляций в остове означает учет изменения чисел заполнения одночастичных состояний, т.е. учет изменения коэффициентов u, v -преобразования Боголюбова. При этом изменения различны для разных состояний остова.

В пятой главе диссертации исследуются свойства парных коллективных 0^+ -состояний ядер. Экспериментальные данные убедительно свидетельствуют о наличии явно выделенных сильных переходов между основными и определенными возбужденными 0^+ -состояниями ядер, подтверждая существование коллективной парной ветви возбуждения^{/50/}.

Коллективный парный гамильтониан строится в диссертации на основе микроскопического гамильтониана ядра с парными изотопинвариантными остаточными силами и с помощью бозонного представления (I) для фермионных операторов. Единственно, что при этом предполагается, - это слабая связь коллективных парных степеней свободы, определенных с помощью нелинейного обобщения квазибозонного приближения^{/51/}, с неколлективными. Разработанный метод позволяет оценить величину этой связи. В ядрах, переходных по своим свойствам между "сверхтекучими" и "несверхтекучими", эта связь оказывается слабой. В противоположность квазибозонному приближению метод применим при любых значениях константы парного взаимодействия.

Полученный коллективный гамильтониан имеет замкнутый и удобный для практических расчетов вид^{/51/}:

$$H = \omega \sum_{\mu} (b_{1\mu}^+ b_{1\mu} + b_{1-\mu}^+ b_{1-\mu}) + \vartheta \left[\sum_{\mu} \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ \mu & \mu & \mu \end{matrix} \right\} \sqrt{\frac{2I+1}{3}} \times \right.$$

$$\times \sum_{\mu} \left(G(3) \left((b_{1\mu}^+ b_{1\mu}^+)_T b_{1\mu} \right)_{1\mu} + G(4) (b_{1\mu}^+ (b_{1\mu} b_{1\mu})_T)_{1\mu} + \right.$$

$$\left. + G(1) \left((b_{1\mu}^+ b_{1\mu}^+)_T b_{1\mu} \right)_{1\mu} + G(2) (b_{1\mu} (b_{1\mu} b_{1\mu})_T)_{1\mu} + \right.$$

$$\left. + 2G(1) \left((b_{1\mu}^+ b_{1\mu}^+)_T b_{1\mu}^+ \right)_{1\mu} + 2G(2) \left((b_{1\mu}^+ b_{1\mu}^+)_T b_{1\mu} \right)_{1\mu} \right] ;$$

где коллективные бозонные операторы $b_{1\mu}^+ (b_{1-\mu}^+)$ отвечают состояниям, связанным с добавлением (удалением) пар частиц.

Если сравнивать (4) с коллективным гамильтонианом, который можно построить с помощью приближенных бозонных разложений фермионных операторов и в котором, как правило, учитываются члены до четвертого порядка по степени бозонных операторов, то основное отличие состоит в том, что неэрмитовый в обычной бозонной метрике гамильтониан (4) при трансформации его с помощью нелинейного неунитарного преобразования к эрмитовому виду при разложении по степеням бозонных операторов будет представлен бесконечным рядом. Таким образом, переход к гамильтониану, имеющему неэрмитовый в обычной бозонной метрике вид, есть, по существу, способ суммирования ряда по степеням бозонных операторов. Следует отметить, что число независимо рассчитываемых констант в гамильтониане (4) меньше, чем число таких констант в гамильтониане четвертого порядка, полученном с использованием метода, в котором бозонные образы фермионных операторов строятся в виде рядов по степеням бозонных операторов.

В диссертации исследованы^{/51-53/} частные решения уравнения Шредингера с гамильтонианом (4) в предельных случаях слабого и сильного фононного взаимодействия. В случае слабого взаимодействия это гармонические колебания с эквидистантным спектром коллективных возмущений. В случае сильного взаимодействия появляются "ротационные" полосы, связанные с "вращением" в изотопическом и фазовом пространствах. Эти полосы основываются на колебательных возбуждениях, отвечающих флуктуациям корреляционных функций. При этом оказывается удобным вместо бозонных операторов $b_{1\mu}^+, b_{1-\mu}^+$ ввести коллективные координаты:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (b_{1\mu} + (-1)^{1-\mu} b_{1-\mu}^+) = \Delta e^{i\varphi} \left\{ \mathcal{D}'_{\mu 0}(\bar{\psi}) \cos \theta + \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathcal{D}'_{\mu 1}(\bar{\psi}) + \mathcal{D}'_{\mu -1}(\bar{\psi})) \sin \theta \right\},$$

где переменная φ - величина, канонически сопряженная оператору числа частиц; углы $\bar{\psi}$ описывают "вращение" в изотопическом пространстве; переменные Δ и θ описывают парные вибрации. В этом представлении гамильтониан (4) записывается в виде суммы кинетической энергии и потенциальной энергии парных вибраций. Для потенциальной энергии получается следующее выражение:

$$V = -C \Delta^2 + \frac{1}{4} A \Delta^4 (3 - \cos 4\theta).$$

Сравнение результатов, полученных в предельных случаях сильного и слабого взаимодействия, с экспериментальными данными для ядер среднего атомного веса показывает, что в этих ядрах реализуется промежуточный случай, рассмотрение которого требует точной диагонализации гамильтониана (4). Это означает, что 0^+ -состояния в средних ядрах являются состояниями ангармонического вибратора.

Расчет энергий парных 0^+ -состояний в ядрах с $A=46-64$ показал^{/54, 55/}, что изотопинвариантных парных остаточных сил недостаточно для объяснения наблюдаемого расщепления в изомультиплетах.

Учет вклада сил, ответственных за появление потенциала симметрии в среднем ядерном потенциале, значительно улучшает согласие с экспериментом и позволяет удовлетворительно описать расщепление в изомультиплетах, оставаясь в рамках модели коллективных парных возбуждений.

Волновые функции, найденные при диагонализации гамильтониана (4), дают возможность оценить влияние парных корреляций на различные свойства ядер. Рассмотрено влияние парных остаточных сил на среднеквадратичные радиусы ядер^{/56/}.

Анализ сечений реакций двухнуклонной передачи показал^{/57/}, что коллективные эффекты существенным образом влияют на абсолютные значения сечений.

Основные результаты пятой главы диссертации следующие.

С помощью метода конечных бозонных представлений фермионных операторов на основе микроскопической модели ядра построен гамильтониан, описывающий коллективные "парные" O^+ -возбуждения ядер.

Рассмотрены случаи слабой, промежуточной и сильной связи. Для описания "парных" коллективных возбуждений получен гамильтониан, являющийся аналогом гамильтониана Бора обобщенной модели ядра.

Проанализированы свойства коллективных "парных" O^+ -состояний в ядрах с $A=46-64$. Изучено влияние парных остаточных сил на энергии этих состояний, спектроскопические факторы и дифференциальные сечения реакций двухнуклонной передачи, среднеквадратичные радиусы ядер.

Кратко сформулируем основные результаты диссертации.

Развит новый подход к рассмотрению свойств коллективных состояний в сферических ядрах, в ядрах, переходных по форме между

сферическими и деформированными, и в ядрах, переходных по своим свойствам между "несверхтекучими" и "сверхтекучими". Подход основан на применении бозонных представлений фермионных операторов. В диссертации разработан математический аппарат метода бозонных представлений. Найден точные бозонные представления ферми-операторов. Построены коллективные гамильтонианы для описания как квадрупольных, так и "парных" коллективных возбуждений. Как приближенный результат, показано, что для описания коллективных квадрупольных возбуждений может быть использована модель, основанная на алгебре $SU(6)$. Исследованы свойства коллективных состояний в большом числе ядер.

Результаты диссертации докладывались на XII-XIV Сессиях по ядерной спектроскопии и теории ядра (Дубна, 1971, 1973, 1975 гг) на XXIV-XXV ежегодных сессиях по ядерной спектроскопии и структуре ядра (1974, 1975 г.г.), на международном симпозиуме "Корреляции в ядрах" (Венгрия, 1973), на Международной конференции по свойствам сферических ядер (Югославия, Загреб, 1974 г.), на Международном совещании по методам исследования коллективных возбуждений в ядрах (Дубна, 1974 г.), на Международном симпозиуме по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 1976 г.), а также излагались в лекциях на Международной школе по ядерной физике (Предеал, Румыния, 1973 г.) и на Международной школе по физике (Финляндия, 1975 г.).

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. F. Dönaу, D. Janssen, S. Frauendorf and R. V. Jolos. Nucl. Phys., A172, 145, 1971.
2. Р. В. Джолос, В. Рыбарска. ЭЧАЯ, 3, 739, 1972.
3. Р. В. Джолос. ТМФ, 6, 403, 1971; Препринт ОИЯИ, Р4-4775, Дубна, 1969.

4. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко, В.Рыбарска. ТМФ, 20, 353, 1974;
Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщения ОИЯИ, Р4-6590,
Дубна, 1972.
5. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщения ОИЯИ, Р4-6543,
Дубна, 1972.
6. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ТМФ, 20, II2, 1974 ;
Препринт ОИЯИ, Р4-7144, Дубна, 1973.
7. D.Janssen, R.V.Jolos, F.Dönaу. Nucl.Phys., A224, 93, 1974.
8. R.V.Jolos, F.Dönaу, V.G.Kartavenko, D.Janssen. Proceedings of
the International Symposium on Correlations in Nuclei,
p. 71, Budapest, 1974.
9. R.V.Jolos, F.Dönaу, D.Janssen, Proceedings of the Interna-
tional School on Nuclear Physics, p. 381, Bucharest, 1976.
10. D.Janssen, R.V.Jolos. Communication of the JINR, E4-8692, Dubna,
1975.
11. Р.В.Джолос, Д.Янссен. Изв. АН СССР, сер.физ., 40, I273, 1976;
Препринт ОИЯИ, Р4-9339, Дубна, 1975.
12. G.Holzqarth, D.Janssen and R.V.Jolos. Nucl.Phys., A261, 1, 1976.
13. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ЯФ, 22, 965, 1975;
Препринт ОИЯИ, Р4-8326, Дубна, 1974.
14. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ТМФ, 23, 374, 1975;
Препринт ОИЯИ, Р4-8077, Дубна, 1974.
15. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. Изв. АН СССР,
сер.физ., 39, 532, 1975; Препринт ОИЯИ, Р4-8286, Дубна, 1974.
16. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. ЯФ, 20, 310,
1974; Препринт ОИЯИ, Р4-7533, Дубна, 1973.
17. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. Изв. АН СССР,
сер.физ., 38, 2059, 1974; Препринт ОИЯИ, Е4-7223, Дубна, 1973.
18. D.Janssen, R.V.Jolos. Preprint JINR, E4-9533, Dubna, 1976.

19. Р.В.Джолос. Сообщения ОИЯИ, Р4-7967, Дубна, 1974.
20. T.Fenyues, I.Mahunka, Z.Mate, R.V.Jolos and V.Paar.
Nucl.Phys., A247, 103, 1975 ;
Р.В.Джолос. Сообщения ОИЯИ, Р4-9357, Дубна, 1975.
21. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. ТМФ, 14, 70,
1973; Препринт ОИЯИ, Е4-6127, Дубна, 1971.
22. R.V.Jolos. Phys.Lett., 30B, 390, 1969.
23. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщения ОИЯИ, Р4-6782,
Дубна, 1972.
24. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщения ОИЯИ, Р4-6781,
Дубна, 1972.
25. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. ЯФ, 19, 964, 1974;
Препринт ОИЯИ, Р4-7262, Дубна, 1973.
26. Г.Н.Афанасьев, Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Изв. АН СССР,
сер.физ., 38, 730, 1974. Препринт ОИЯИ, Р4-7534, Дубна, 1974.
27. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко, В.М.Семенов. ЯФ, 22, II21, 1975;
Препринт ОИЯИ, Р4-8325, Дубна, 1974.

Литература

1. A.Bohr. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 26, n. 14, 1952.
2. A.Bohr, B.Mottelson. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 27,
n. 16, 1953. ;
А.С.Давыдов, Г.Ф.Филиппов. ЖЭТФ, 35, 440, 1958. ;
А.С.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер, М.,
Атомиздат, 1967 ;
Д.П.Гречухин. ЖЭТФ, 32, 1036, 1957; 38, 1891, 1960; 39, 1371,
1960.
3. J.Bardeen, L.Cooper, J.Schrieffer. Phys.Rev., 108, 1175, 1957.

4. Н.Н.Боголюбов. ЖЭТФ, 34, 73, 1958 ;
Н.Н.Боголюбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков. Новый метод
в теории сверхпроводимости. Изд. АН СССР, М., 1958 г.
5. Н.Н.Боголюбов. ДАН СССР, 119, 52, 1958.
6. A.Bohr, B.Mottelson, D.Pines. Phys.Rev., 110, 936, 1958.
7. В.Г.Соловьев. ДАН СССР, 123, 652, 1958.
В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, 35, 823, 1958; 36, 1869, 1959 ;
V.G.Soloviev. Nucl.Phys., 2, 655, 1958/1959.
8. В.Г.Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего
типа на свойства атомных ядер. Госатомиздат, 1963.
9. S.T.Belyaev. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk, 31, п.11, 1959.
10. Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 35, 97, 1958.
11. А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных
ядер, М., "Наука", 1965.
12. Z.Wochnacki, I.M.Holman, I.N.Mikhailov. Nucl.Phys., A97, 33, 1967.
13. S.T.Belyaev. Phys.Lett., 28B, 365, 1969.
S.T.Belyaev, B.A.Rumjanzev. Phys.Lett., 30B, 444, 1969.
14. Б.Л.Бирбраир, В.А.Садовников. ЯФ, 20, 645, 1974.
15. Н.И.Пятов. Сообщения ОИЯИ, Р4-8380, Дубна, 1975.
16. Ю.А.Симонов. ЯФ, 3, 630, 1966; 7, 1210, 1968.
А.И.Базь, Ю.Т.Гринь, В.Ф.Демин, М.В.Луков. ЭЧАЯ, 3, 2, 1972.
17. Г.Ф.Филиппов. ЭЧАЯ, 4, 4, 1973 ;
В.В.Ванагас. Лекции школы МИФИ, М., 1974.
18. Н.Н.Боголюбов. Лекции по квантовой статистике, "Советская
школа", Киев, 1949.
19. V.G.Soloviev. Nuclear Structure Dubna Symposium, 1968, p. 101,
IAEA, Vienna, 1968 ;
А.И.Вдовин, Г.Кырчев, Ч.Стоянов. Изв. АН СССР, сер.физ.,
37, 750, 1973.

20. С.Т.Беляев. ЖЭТФ, 39, 1387, 1960;
M.Baranger. Phys.Rev., 120, 957, 1960;
Д.Ф.Варецкий, М.Г.Урин. ЖЭТФ, 41, 898, 1961 ;
D.Bes, Z.Szymanski. Nuovo Cim., 26, 787, 1962 ;
Т.Тamura, Т.Удагава. Prog.Theor.Phys., 26, 947, 1961 ;
V.G.Soloviev, P.Vogel. Phys.Lett., 6, 126, 1963 ;
S.T.Belyaev. Selected Topics in Nuclear Theory, p. 291,
IAEA, Vienna, 1963 ;
В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. М., Изд. "Наука", 1971;
В.Л.Бирбраир, К.И.Ерохина, I.Kh.Lemberg. Nucl.Phys., A145,
129, 1970 ;
В.А.Ходель. ЯФ, 23, 282, 1976 ;
С.П.Камерджиев. ЯФ, 9, 324, 1969 ;
Э.Е.Саперштейн, В.А.Ходель. ЯФ, 11, 322, 1970.
21. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЯФ, 16, 1195, 1972 ;
В.Г.Зелевинский. Материалы УП школы ЛИЯФ, ч.П, Л., 1972, стр.94 ;
С.Т.Беляев. В книге "Структура ядра", ОИЯИ, Д-6465,
1972, стр. 491.
22. В.В.Мазепус. ТМФ, 22, 406, 1975.
23. S.T.Belyaev, V.G.Zelevinsky. Proc.Int.Conf.Montreal, 1969, p.674 ;
В.Г.Зелевинский. Ядерное вращение и высокоспиновые состояния.
Конспект лекций МИФИ, М., 1974.
24. И.Н.Михайлов, Е.Наджаков, Д.Караджов. ЭЧАЯ, 4, 311, 1973.
25. F.Döbner, D.Janssen, S.Frauentorf, R.V.Jolos. Nucl.Phys.,
A172, 145, 1971 ;
Р.В.Джолос, В.Рибарска. ЭЧАЯ, 3, 739, 1972.
26. S.T.Belyaev, V.G.Zelevinsky. Nucl.Phys., 39, 582, 1962 ;
С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. Изв. АН СССР, сер.физ., 28,
127, 1964.

27. Р.В.Джолос. ТМФ, 6, 403, 1971; Препринт ОИЯИ, Р4-4775, Дубна, 1969.
28. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко, В.Рыбарска. ТМФ, 20, 353, 1974; Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщения ОИЯИ, Р4-6590, Дубна, 1972.
29. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщения ОИЯИ, Р4-6543, Дубна, 1972.
30. Н.Н.Еголюбов. Украинский математический журнал. 2, 3, 1950; Избранные труды, т.2, стр. 499, Киев, 1970.
31. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ТМФ, 20, II2, 1974; Препринт ОИЯИ, Р4-7144, Дубна, 1973.
32. D.Janssen, R.V.Jolos, F.Dönaу. Nucl.Phys., A224, 93, 1974.
33. R.V.Jolos, F.Dönaу, V.G.Kartavenko, D.Janssen. Proceedings of the International Symposium on Correlations in Nuclei, p. 71, Budapest, 1974.
34. R.V.Jolos, F.Dönaу, D.Janssen. Proceedings of the International School on Nuclear Physics, p. 381, Bucharest, 1976.
35. D.Janssen, R.V.Jolos. Communication of the JINR, E4-8692, Dubna, 1975.
36. Р.В.Джолос, Д.Янссен. Изв. АН СССР, сер.физ., 40, I273, 1976; Препринт ОИЯИ, Р4-9339, Дубна, 1975.
37. G.Holzwarth, D.Janssen, R.V.Jolos. Nucl.Phys., A261, 1, 1976.
38. S.G.Lie, G.Holzwarth. Phys.Rev., C12, 1035, 1975.
39. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ЯФ, 22, 965, 1975; Препринт ОИЯИ, Р4-8326, Дубна, 1974.
40. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ТМФ, 23, 374, 1975; Препринт ОИЯИ, Р4-8077, Дубна, 1974.
41. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен; Препринт ОИЯИ, Р4-8286, Дубна, 1974; Изв. АН СССР, сер.физ., 39, 532, 1975.

42. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. Препринт ОИЯИ, Р4-7533, Дубна, 1973; ЯФ, 20, 310, 1974.
43. S.Iwasaki, T.Marumori, F.Sakata and K.Takada. Preprint INS, 1976.
44. D.Janssen, R.V.Jolos. Communications of JINR, E4-9358, Dubna, 1976.
45. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. Препринт ОИЯИ, E4-7223, Дубна, 1973; Изв. АН СССР, сер.физ., 38, 2059, 1974.
46. D.Janssen, R.V.Jolos. Preprint JINR, E4-9533, Dubna, 1976.
47. M.Sakai. Nucl.Phys., A104, 301, 1967.
48. Р.В.Джолос. Сообщения ОИЯИ, Р4-7967, Дубна, 1974.
49. T.Fenyues, I.Mahunka, Z.Mate, R.V.Jolos, V.Paar. Nucl.Phys., A247, 103, 1975; Р.В.Джолос, Сообщения ОИЯИ, Р4-9357, Дубна, 1975.
50. A.Bohr. Nuclear Structure, Dubna Symposium, 1968, IAEA, Vienna, p. 179.
51. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. Препринт ОИЯИ, E4-6127, Дубна, 1971. ТМФ, 14, 70, 1973.
52. R.V.Jolos. Phys.Lett., 30B, 390, 1969.
53. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщения ОИЯИ, Р4-6782, Дубна, 1972.
54. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщения ОИЯИ, Р4-6781, Дубна, 1972.
55. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Препринт ОИЯИ, Р4-7262, Дубна, 1973; ЯФ, 19, 964, 1974.
56. Г.Н.Афанасьев, Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Препринт ОИЯИ, Р4-7534, Дубна, 1974; Изв. АН СССР, сер.физ., 38, 730, 1974.
57. Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко, В.М.Семенов. Препринт ОИЯИ, Р4-8325, Дубна, 1974; ЯФ, 22, II2I, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 декабря 1976 года