

C-829

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 8343

СТОЯНОВ  
Чавдар Пенев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ  
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук  
профессор

В.Г.СОЛОВЬЕВ

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук  
доктор физико-математических наук

С.И.ДРОЗДОВ

Е.П.ГРИГОРЬЕВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение - Институт теоретической физики АН УССР, Киев

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1974 года

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 1974 года  
в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

4 - 8343

СТОЯНОВ  
Чавдар Пенев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ  
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В последнее десятилетие при описании структуры ядра широко используется полумикроскопическая сверхтекучая модель атомного ядра, интенсивная разработка которой началась после работ В.Г.Соловьева<sup>/1/</sup> и С.Т.Беляева<sup>/2/</sup>. Сверхтекучая модель атомного ядра, как впрочем и весь полумикроскопический подход, возникла в результате синтеза мощных математических методов и новых физических идей. Большую роль в ее создании и развитии сыграли теории сверхтекучести<sup>/3/</sup>, сверхпроводимости<sup>/4,5/</sup>, теория ферми-жидкости<sup>/6/</sup>. Благодаря им была понята исключительная важность парных корреляций сверхпроводящего типа в ядрах<sup>/7/</sup>, а позднее, используя метод приближенного вторичного квантования<sup>/3/</sup>, удалось учесть дальнюю действующую часть остаточных ядерных сил.

Сверхтекучая модель ядра объяснила огромное количество экспериментальных фактов, касающихся низколежащих ядерных возбуждений<sup>/8/</sup> щель в энергетическом спектре четно-четных атомных ядер, природу вибрационных состояний в четно-четных ядрах, моменты инерции деформированных ядер и многие другие. В последние годы пытаются развить аппарат сверхтекучей модели для описания такой "необычной" для нее области как возбужденные состояния вблизи энергии связи нуклона<sup>/9/</sup>.

Еще много неясностей остается, однако, в свойствах низколежащих состояний, особенно в ядрах сферических. Мы полагаем, что не все возможности сверхтекучей модели в этом отношении использованы.

Настоящая диссертация посвящена исследованию в рамках сверхтекучей модели влияния взаимодействия квазичастиц с фононами на структуру низколежащих состояний в четно-четных сферических ядрах. На первом этапе (глава I) на основе взаимодействия квазичастиц с фононами учитывается перемешивание только коллективных состояний.

В главах II и III учитывается смешивание коллективных и неколлективных состояний. Представлены расчеты некоторых характеристик  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний в изотопах  $Cd$ ,  $Sn$  и  $Te$  и изотонах с  $N=80, 82, 84$ . Исследована также фрагментация коллективных и неколлективных компонент по истинным ядерным уровням (глава II). В главе III рассматривается влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на свойства  $4^+, 6^+, 8^+, 5^-, 7^-$  состояний в изотопах  $Sn$  и изотонах с  $N=82$ .

В первой главе диссертации (§ I) кратко изложены физические и математические приближения, лежащие в основе сверхтекучей модели<sup>/8/</sup>, а также обсуждаются использовавшиеся в расчетах параметры. Как известно, гамильтониан сферического ядра в сверхтекучей модели записывается в виде:

$$H = H_{s.p.} + H_{pair} + H_{coll.} \quad (I)$$

Здесь через  $H_{s.p.}$  обозначено среднее поле ядра; через  $H_{pair}$  - силы, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа, а  $H_{coll}$  - мультиполь-мультипольные силы. После  $U, V$  -преобразования Боголюбова и перехода к операторам фононов, в приближении случайных фаз гамильтониан (I) можно представить в виде:

$$H = H_{ph} + H_{qpph} = \sum_{\lambda\mu i} \omega_{\lambda i} Q_{\lambda\mu}^+ Q_{\lambda\mu} - \sum_{j_1 j_2} \Gamma(j_1 j_2 \lambda i) \times \left\{ [(-1)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu}^+ + Q_{\lambda-\mu}] B(j_1 j_2 \lambda - \mu) + h.c. \right\} \quad (2)$$

Здесь  $Q_{\lambda\mu}^+, Q_{\lambda\mu}$  - операторы рождения и уничтожения фонона с моментом и проекцией  $\lambda\mu$ , номером  $i$  и энергией  $\omega_{\lambda i}$ ;

$\Gamma(j_1 j_2 \lambda i)$  зависит от величины одночастичного матричного элемента

мультипольного оператора,  $U, V$  - коэффициентов преобразования Боголюбова и энергии фонона<sup>/8/</sup>. Оператор  $B(j_1 j_2; \lambda\mu)$  имеет вид

$$B(j_1 j_2; \lambda\mu) = \sum_{m_1 m_2} (-1)^{j_2+m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda\mu \rangle a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 - m_2},$$

где  $a_{jm}^+, a_{jm}$  - операторы рождения и уничтожения квазичастицы с моментом  $j$  и проекцией  $m$ , энергию которой обозначим  $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda\mu \rangle$  - коэффициент Клебша-Гордона. Член  $H_{qpph}$  в (2), которым обычно пренебрегают в первом приближении, описывает взаимодействие квазичастиц с фононами.

При описании среднего поля ядра мы использовали потенциал Вудса-Саксона с параметрами, взятыми из<sup>/10/</sup>. Константы парных сил  $G_\nu$  и  $G_\pi$  выбирались, следуя процедуре, описанной в<sup>/11/</sup>. Константы квадруполь-квадрупольных и октуполь-октупольных сил выбирались таким образом, чтобы рассчитанные (с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами) энергии  $2_1^+$ - и  $3_1^-$ - состояний совпадали с экспериментом.

С § 2 первой главы диссертации начинается изучение влияния члена  $H_{qpph}$  на свойства низайших состояний в четно-четных сферических ядрах. Учесть этот член можно, используя метод разложения пар фермионных операторов по бозонам. Мы использовали технику, развитую в<sup>/13/</sup>, ограничившись при этом простейшим вариантом, который приводит к появлению в гамильтониане членов не выше третьего порядка по числу фононов. Тогда оператор  $B(j_1 j_2; \lambda\mu)$  принимает вид:

$$B(j_1 j_2; \lambda \mu) = \sum_{\substack{\lambda_1 \mu_1 \\ \lambda_2 \mu_2 \\ j_3}} (-1)^{j_1 + j_2 + \lambda} [(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)]^{1/2} \times \\ \times (-1)^{\lambda_1 - \mu_1} \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 | \lambda \mu \rangle \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda_1 & \lambda_2 \\ j_3 & j_2 & j_1 \end{matrix} \right\} \times \\ \times A^+(j_1 j_3; \lambda_1 \mu_1) A(j_3 j_2; \lambda_2 - \mu_2), \quad (3)$$

Здесь  $\left\{ \begin{matrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \\ j_1 & j_2 & j_3 \end{matrix} \right\}$  — 6j- символ.  
 Операторы  $A^+$  и  $A$  в (3) имеют вид:

$$A^+(j_1 j_2; \lambda \mu) = [A(j_1 j_2; \lambda \mu)]^+ = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda \mu \rangle \alpha_{j_1 m_1}^+ \alpha_{j_2 m_2}^+ \quad (4)$$

и в рассматриваемом подходе считаются бозонными операторами. Когда момент и четность операторов  $A^+$  и  $A$  в (4) равняются  $2^+$  и  $3^-$ , эти операторы можно выразить через операторы фононов.

В § 2 первой главы мы изучали влияние взаимодействия только коллективных мод возбуждений на свойства  $2^+$  и  $3^-$ -состояний в изотопах Sn и Te /12/. Для этого в бозонном разложении оператора  $B(j_1 j_2; \lambda \mu)$  (3) оставались лишь те операторы  $A^+$  и  $A$ , которые имеют момент и четность  $2^+$  и  $3^-$ . А выражая эти операторы через операторы фононов, мы ограничивались только коллективными фононами (т.е.  $i = I$ ). Рассчитанные затем энергии состояний, квадрупольные моменты и вероятности  $E\lambda$ -переходов в основное состояние продемонстрировали лишь качественное согласие с экспериментом. Сильно завышенными оказались энергии  $2^+$  уровней и  $B(E2, Q_{gs}^+ \rightarrow 2_2^+)$ ; знак  $Q_2(2_1^+)$  совпадает с экспериментом лишь в 50% случаев. Такие результаты вполне согласуются и с расчетами других авторов /14/, использовавших то же самое приближение.

Во второй главе диссертации исследуется влияние на свойства  $2^+$  и  $3^-$  состояний неколлективных примесей. На существование таких примесей указывалось в ряде работ /15/. Их пытались учесть в рамках феноменологической модели (Алага и сотрудники), а для деформированных ядер исследование проводилось и в рамках сверхтекучей модели /16/. В § I были получены все необходимые уравнения, причем использовалась волновая функция следующего вида /17/:

$$\Psi_{\nu}(JM) = \left\{ \sum R(Jiv) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \mu_1 \\ \lambda_2 i_2 \mu_2}} \rho_{\lambda_1 i_1}^{2_1 i_1} (Jv) \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 | \lambda \mu \rangle \times \right. \\ \left. \times Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \right\} |0\rangle_{ph}. \quad (5)$$

Здесь  $|0\rangle_{ph}$  означает фононный вакуум.

Гамильтониан системы имел вид (2), а оператор  $B(j_1 j_2; \lambda \mu)$  — вид (3).

Но теперь, когда мы выражали операторы  $A^+$  и  $A$ , входящие в (3) и имеющие момент и четность  $2^+$  и  $3^-$  через операторы фононов, мы использовали и фононы с  $i > I$  (т.е. и неколлективные). Таким образом, мы получили возможность смешивать коллективные состояния с неколлективными. Используя вариационную процедуру для энергии состояния  $\eta$ , мы получили следующее уравнение:

$$\det \{ (\omega_{\tau i} - \eta) \delta_{ii'} - K(ii') \} = 0. \quad (6)$$

Здесь  $K(ii')$  — некая линейная комбинация матричных элементов оператора  $H_{qpph}$  от фононных волновых функций /17/. Были также получены выражения для коэффициентов  $R$  и  $\rho$ .

Анализ уравнения (6) показал, что учет неколлективных состояний приводит к улучшению описания  $2^+$  и  $3^-$  состояний по сравнению со случаем, когда учитывались только коллективные компоненты.

Кроме того, выяснилось, что смешивание коллективных и неколлективных мод возбуждений в свойствах низколежащих состояний должно проявиться наиболее четко в полумагических и соседних с ними ядрах.

В § 2 и § 3 второй главы представлены результаты расчетов свойств нижайших  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний в рамках описанного формализма. Рассчитаны энергии, квадрупольные моменты и величины

$B(E2, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_i^+)$ , ( $i = 1, 2, 3$ ) ,  $B(E2, 2_i^+ \rightarrow 2_1^+)$ , ( $i = 2, 3$ ) и  $B(E3, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 3_i^-)$  , ( $i = 2, 3$ ) для изотопов  $Cd$ ,  $Sn$  и  $Te$  и изотонов с  $N = 80, 82, 84$ . Часть результатов представлена в таблице I.

В ядрах с  $N = 80, 82, 84 / 18, 20 /$  получилось удовлетворительное согласие с экспериментом для энергий  $2_2^+$  состояний. Энергии  $2_3^+$ -состояний получились в среднем заниженными.

В изотонах с  $N = 82$  структура состояний оказалась довольно простой, она сводится, как правило, к какой-либо одной однофоновной компоненте  $Q_{\pi i}^+$ . Причина этого - слабое взаимодействие квазичастиц с фононами. Двухфононная компонента  $Q_{2i}^+, Q_{2i}^+$  в этих ядрах достигает заметной величины (10-20%) только в волновой функции  $2_3^+$ -состояния, да и то лишь в ядрах  $^{142}Nd$  и  $^{144}Sm$ .

Структура волновой функции  $2^+$ -состояний в изотонах с  $N = 80, 84$  более интересна. Взаимодействие квазичастиц с фононами здесь довольно сильное, и в волновой функции  $2_2^+$ -состояния перемешиваются как неколлективные, так и двухфононные компоненты. В некоторых ядрах, однако, компонента  $Q_{2i}^+, Q_{2i}^+$  оказывается подавленной, что приводит к нереалистически маленькой величине  $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ .

$3^-$ -состояния в изотонах с  $N = 80, 84$  оказываются более чистыми, чем  $2^+$ , хотя в некоторые  $3_1^-$ -состояния дает заметный вклад



Таблица I  
 Расчеты для некоторых состояний с  $J^\pi = 2^+$  и  $3^-$

Ядро	$E(2_1^+) \text{ МэВ}$		$B(E2, 0^+ \rightarrow 2_1^+) e^2 b^2$		$Q_2(2_1^+) e b$		$B(E2, 2_1^+ \rightarrow 2_1^+) e^2 b^3$		$E(3_1^-) \text{ МэВ}$		$B(E3, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 3_1^-) e^2 b^3$		$Q_2(3_1^-) e b$ теор.
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	
$^{120}\text{Sn}$	1.172	1.188	0.20	0.19	0.09	-0.18			2.408	2.423	0.069	0.056	-0.24
	2.361	2.394	0.002	0.001	-	0.08		0.013	3.467	3.382	-	$1 \cdot 10^{-5}$	0.20
	2.735	2.563	-	$3 \cdot 10^{-4}$	-	0.01	-	0.008	-	4.107	-	0.008	0.20
$^{124}\text{Te}$	0.602	0.604	0.53	0.48	-0.08	-0.40			2.294	2.271	-	0.11	0.20
	1.325	1.499	0.017	0.025	-	0.26	0.34	0.13	-	2.536	-	0.002	-0.80
	2.038	1.625	-	$3 \cdot 10^{-5}$	-	-0.44	-	0.005					
$^{126}\text{Te}$	0.666	0.649	0.47	0.46	-0.16	-0.11			2.320	2.288	-	0.10	-0.34
	1.420	1.144	0.004	$3 \cdot 10^{-4}$	-	0.15	0.17	0.15	-	2.591	-	0.01	0.45
	2.190	1.665	-	$4 \cdot 10^{-5}$	-	-0.41	-	0.008					
$^{136}\text{Ba}$	0.818	0.815	0.42	0.42	-0.43	0.46			2.532	2.510	-	0.11	0.67
	1.551	1.711	-	0.06	-	-0.12	-	0.04	-	3.230	-	0.002	0.32
	2.081	1.858	-	$7 \cdot 10^{-4}$	-	-0.15	-	$2 \cdot 10^{-4}$					
$^{142}\text{Nd}$	1.576	1.576	0.39	0.47	-	0.32			2.084	2.041	0.44	0.19	0.59
	2.385	2.380	-	0.003	-	0.02	-	$1 \cdot 10^{-5}$	-	3.149	-	0.001	0.39
	2.583	2.405	-	0.002	-	0.08	-	0.002					
$^{144}\text{Nd}$	0.697	0.704	0.51	0.31	-0.23	-0.39			1.510	1.505	0.26	0.18	0.68
	1.576	1.715	-	0.16	-	0.17	-	0.03	2.776	2.995	-	0.001	0.40

компонента  $Q_{21}^+, Q_{31}^+$ . Экспериментальная информация о  $3_2^-$ -состоянии слишком скудна, чтобы проводить последовательное сравнение с экспериментом. В эти состояния основной вклад дают, по нашим расчетам, неколлективные фононы.

В области  $Cd, Sn$  и  $Te/^{19,20}$  рассчитанные энергии  $2_2^+$ ,  $3_2^-$ -состояний (последние измерены только в  $Sn$ ) находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом.

В изотопах  $Te$  в структуру  $2_2^+$ -состояний неколлективные состояния дают вклад 25-30%. Еще сложнее оказались состояния  $2_2^+$  в изотопах  $Sn$ . Вклад компоненты  $Q_{21}^+, Q_{21}^+$  флуктуирует при переходе от изотопа к изотопу в пределах 20-50%, остальная часть приходится на неколлективные фононы. Несмотря на такие сильные изменения, вклад двухфононной компоненты довольно реалистичен, судя по разумному описанию величин  $B(E2, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_2^+)$  и  $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ .

В области  $Te$  и  $Sn$  взаимодействие квазичастиц с фононами сильно влияет и на структуру  $3^-$  состояний. В  $Te$  состояния  $3_2^-$  оказались сложными, вклад двухфононной компоненты  $Q_{21}^+, Q_{31}^+$  достигает 40-50%. В  $Sn$  вклад этой компоненты в  $3_2^- \leq 10\%$ .

В изотопах  $Cd$  взаимодействие квазичастиц с фононами оказалось слишком сильным, и результаты расчетов в целом неудовлетворительные. В этих ядрах велика энергетическая щель, и в волновую функцию (5) надо, по-видимому, включать и трехфононную компоненту  $Q_{21}^+, Q_{21}^+, Q_{21}^+$ .

Исследовалась также чувствительность результатов к выбору одночастичной схемы. Она оказалась весьма высокой.

Результаты, полученные в § 2 и § 3, сравнивались с расчетами, представленными в § 2-первой главы, где свойства состояний  $2^+$  и  $5^-$  рассчитывались без учета неколлективных компонент. Как и ожи-

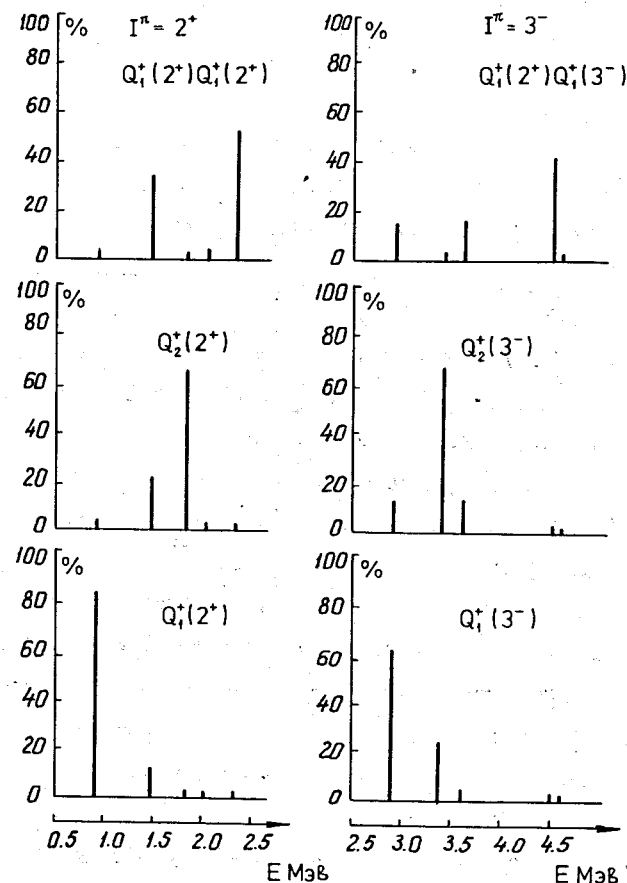


Рис. I. Вклад некоторых компонент волновой функции (5) в первые пять корней уравнения (6) в ядре  $^{136}Xe$



далось, включение неколлективных компонент заметно улучшило согласие с экспериментом.

Сложная структура нижайших  $2^+$ -и  $3^-$ -состояний позволила нам проиллюстрировать начальную стадию процесса, который в последнее время все больше и больше привлекает внимание теоретиков<sup>/9/</sup> - процесса фрагментации. В § 4 второй главы рассматривается распределение (фрагментация) однофононной коллективной компоненты  $Q_1^+(J^\pi)$ , неколлективной компоненты  $Q_2^+(J^\pi)$  и двухфононных компонент  $Q_1^+(2^+)Q_1^+(2^+)$  и  $Q_1^+(2^+)Q_1^+(3^-)$  по первым пяти корням уравнения (6). В качестве примера были выбраны ядра  $^{142}\text{Nd}$ ,  $^{134}\text{Xe}$ ,  $^{124}\text{Te}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{116}\text{Cd}$  /21/. Результат для  $^{134}\text{Xe}$  показан на рис. 1. Для всех рассматривавшихся ядер получилось, что коллективная компонента  $Q_1^+(2^+)$  практически не фрагментирована. Компонента  $Q_1^+(3^-)$  также слабо "размазана" по "истинным" состояниям ядра. Наиболее сильно фрагментированы компоненты  $Q_2(J^\pi)$  и двухфононные. Степень их фрагментации значительно колеблется от ядра к ядру, находясь в прямой зависимости от силы взаимодействия квазичастиц с фононами. Например, в ядре  $^{142}\text{Nd}$  фрагментация очень слабая. Это опять-таки связано с тем, что взаимодействие квазичастиц с фононами ослабевает в изотонах  $N=82$ . В других ядрах эти компоненты сильно фрагментированы.

Третья глава диссертации посвящена изучению состояний с  $J^\pi = 4^+, 6^+, 8^+, 5^-, 7^-$  в четно-четных полумагических ядрах с  $Z=50$  и  $N=82$ . Волновая функция этих состояний разыскивалась в виде<sup>/17/</sup>:

$$\Psi_v(JM) = \left\{ \sum_{j_1 j_2} R(j_1 j_2 Jv) A^+(j_1 j_2 JM) + \sum_{\substack{\lambda_1 \mu_1 i_1 \\ \lambda_2 \mu_2 i_2}} P^{\lambda_2 i_2} (Jv) \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 | JM \rangle Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ + \sum_{\substack{\lambda_2 \mu_2 i_2 \\ s_1 s_2 L_1 M_1}} S^{\lambda_2 i_2} (Jv) \langle L_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 | JM \rangle A^+(s_1 s_2 L_1 M_1) Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \right\} |0\rangle_{ph} |0\rangle_{qp} \quad (7)$$

Здесь  $|0\rangle_{qp}$  - вакуум квазичастиц.

Гамильтониан системы тот же, что и раньше, но операторы  $A^+$  и  $A$ , которые входят в формулу (3), сейчас могут иметь все моменты и четности, разрешенные правилами отбора. Когда их моменты и четности равны  $2^+$  и  $3^-$ , операторы  $A^+$  и  $A$  следует выразить через операторы фононов.

В § 1 третьей главы, пользуясь техникой, развитой в<sup>/16/</sup>, из уравнения (6) мы получим секулярное уравнение для энергии  $\mathcal{E}$  состояния (7). Оно имеет вид<sup>/17/</sup>:

$$\det \left\{ (\epsilon_{j_1} + \epsilon_{j_2} - \mathcal{E}_{Jv}) \delta_{j_1 j_1'} \delta_{j_2 j_2'} - K \left( \begin{matrix} j_1 j_2 \\ j_1' j_2' \end{matrix} \right) \right\} = 0. \quad (8)$$

Член  $K \left( \begin{matrix} j_1 j_2 \\ j_1' j_2' \end{matrix} \right)$  получается из  $K(i i')$  в (6) при предельном переходе  $\omega_{\lambda i} \rightarrow \epsilon_{j_1} + \epsilon_{j_2}$  /16, 17/. Аналогичным образом получают уравнения для коэффициентов  $R$ ,  $S$  и  $P$  волновой функции (7)<sup>/17/</sup>.

В § 2 третьей главы рассчитаны свойства указанных выше состояний  $J^\pi = 4^+, 6^+, 8^+, 5^-, 7^-$ . Часть результатов представлена в таблице 2.

Результаты расчетов для изотопов  $S\pi$  демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными (особенно для  $4^+$ -состояний). Структура  $4^+$ -уровней оказывается весьма сложной. Двухфононная компонента  $Q_{21}^+ Q_{21}^+$  сильно фрагментирована по разным

Таблица 2  
Некоторые результаты для ядра с  $N=82$  и  $Z=50$

Ядро	Энергия $4_1^+$ МэВ		Энергия $6_1^+$ МэВ		$B(E2, 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) e^2 \text{ фм}^4$	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
$^{136}\text{Xe}$	1.695	1.774	1.892	1.836	0.53	39.2
$^{138}\text{Ba}$	1.898	2.040	2.091	2.050	2.0	1.28
$^{140}\text{Ce}$	2.083	2.068	2.108	2.147	16.6	0.17
$^{142}\text{Nd}$	2.101	2.101	2.209	2.255	0.90	1.12
$^{144}\text{Sm}$	2.191	2.255	2.32	2.425	5.35	5.05
$^{146}\text{Gd}$	2.658	2.348	2.982	2.600	11.3	2.70
	Энергия $4^+$ МэВ		Энергия $5^-$ МэВ		Энергия $7^-$ МэВ	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
$^{122}\text{Sn}$	2.142	2.181	2.245	2.191	2.390	2.237
	2.528	2.328		2.270	3.478	3.199
	3.081	3.222	3.084	3.204	-	3.266
	3.237	3.269				
	3.513	3.444				
$^{116}\text{Sn}$	2.390	2.285	2.367	2.321	2.890	2.690
	2.526	2.463	-	2.791	2.977	2.725
	2.787	2.926				
	3.020	3.306				
	3.436	3.587				

решениям уравнения (8), замечен также вклад состояний типа  $\alpha^+ \alpha^+ Q^+$ . В структуре низких  $4^+$  преобладает вклад двухквази-частичных возбуждений. Только в  $^{122}\text{Sn}$   $4_2^+$ - состояние оказывается на 80% двухфононным. Структура состояний  $6^+, 8^+$  двухквазичастичная, лишь в структуре  $6_2^+$  состояний ядер  $^{120-124}\text{Sn}$  велика примесь смешанной компоненты. Также практически чисто двухквазичастичными оказались и состояния  $5^-, 7^-$ , только в структуре волновых функций, соответствующих третьим и более высоким корням (8), появляются существенные компоненты типа  $\alpha^+ \alpha^+ Q^+$ . Для изотопов  $\text{Sn}$  рассчитывались также вероятности  $E2$  и  $E4$  переходов.

В изотопах с  $N=82$  структура состояний существенно более проста, чем в изотопах олова. Изучавшиеся здесь состояния ( $J^\pi = 4^+, 6^+, 5^-, 7^-$ ) оказываются преимущественно двухквазичастичными. Примесь двухфононной компоненты становится заметной лишь для высоких корней. Причина этому - большая энергия ( $\sim 1.5$  МэВ) и слабая коллективность  $2_1^+$ -состояния в этих ядрах. Только в  $^{146}\text{Gd}$  примесь компоненты  $Q_{21}^+ Q_{21}^+$  в структуре первого  $4^+$ -состояния достигает 10-20%. Согласие энергий  $4^+$  и  $6^+$  уровней с экспериментальными удовлетворительное, чего нельзя сказать о  $5^-$  и  $7^-$  уровнях. Это связано, по-видимому, с ненадежностью экспериментальной информации, хотя некоторое улучшение теоретических результатов можно получить за счет изменения одночастичной схемы.

Для изотопов с  $N=82$  рассчитаны также величины  $B(E2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  и  $B(E2, 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ , ( $i=1,2$ ). Согласие рассчитанных величин с экспериментом носит нерегулярный характер. Так, если в  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{142}\text{Nd}$ ,  $^{144}\text{Sm}$  согласие хорошее, то в  $^{136}\text{Xe}$  и  $^{140}\text{Ce}$  различие экспериментальных значений достигает порядка величины.

Решение уравнения (8) является довольно трудоемкой численной проблемой. В отдельных случаях ее можно упростить, пренебрегая в (8) недиагональными элементами  $K \begin{pmatrix} j_1 j_2 \\ j_1' j_2' \end{pmatrix}$ . В этом случае мы получаем вместо (8) следующее, гораздо более простое, уравнение:

$$\prod_{j_1 j_2} \left\{ (\xi_{j_1} + \xi_{j_2} - \eta_{j_1 j_2}) - K \begin{pmatrix} j_1 j_2 \\ j_1' j_2' \end{pmatrix} \right\} = 0, \quad (9)$$

В конце § 2 третьей главы проведено сравнение результатов, полученных путем решения (8) и упрощенного (9) уравнений<sup>/23,24/</sup>. Получено, что в изотонах с  $N = 82$  решения уравнения (9) правильно передают главные компоненты волновых функций. В изотопах  $Sn$  ситуация хуже. Здесь необходимо использовать уравнение (8).

Резюмируя все представленные в диссертации результаты, можно сделать вывод, что взаимодействие квазичастиц с фононами является существенным фактором в формировании структуры нижайших возбуждений в четно-четных сферических ядрах. При этом абсолютно необходимо учитывать, наряду с взаимодействием только коллективных мод, их смешивание с неколлективными, в данном случае двухквазичастичными, возбуждениями. Удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных результатов подтвердило, что многие характерные черты ядерной структуры правильно отражены сверхтекучей моделью ядра.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /12,17-24/. Они докладывались на семинарах ЛТФ, XIII Сессии по ядерной спектроскопии и теории ядра (1973 г.), У I Летней школе по ядерной физике в Польше (1975 г.), XXIV ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (1974 г.), II национальной конференции молодых физиков в Софии (1974 г.).

## Л и т е р а т у р а

- I. В.Г.Соловьев, ЖЭТФ 35, 823 (1958); 36, 1869 (1959).
2. S.T.Belyaev, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 31, No 11 (1959).
3. Н.Н.Боголюбов "Лекции по квантовой статистике", Киев, Изд-во "Радянська школа", 1947; Избранные труды в 3-х томах, т.2, Изд-во "Наукова Думка", Киев, 1970.
4. Н.Н.Боголюбов ЖЭТФ, 34, 73 (1958).  
Н.Н.Боголюбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков, "Новый метод в теории сверхпроводимости" Изд-во АН СССР, 1958.
5. J.Vardeen, L.Cooper, J.Schrieffer, Phys.Rev., 108, 1175 (1957).
6. Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 35, 97 (1958).
7. Н.Н.Боголюбов. ДАН СССР, 119, 52 (1958).  
A.Vohr, V.Mottelson, D.Pines. Phys.Rev., 110, 936 (1958).
8. В.Г.Соловьев, Теория сложных ядер, М., Наука, 1971.
9. В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер.физ. 35, 616 (1971).  
В.Г.Соловьев, ЭЧАЯ, 3, 770 (1972).
10. В.А.Ченурнов. ЯФ, 6, 955 (1967).  
K.Takeuchi, P.A.Moldauer, Phys.Lett. 28B, 384 (1963).
11. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, И.Д.Христов, ЯФ, 6, 1186 (1967).  
А.И.Вдовин, А.Л.Комов, Л.А.Малов. Сообщение ОИЯИ, P4-5125, Дубна, 1970.
12. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов, Н.Ю.Шурикова. Изв. АН СССР сер. физ. 37, 1543 (1973).
13. S.T.Belyaev, V.G.Zelevinsky. Nucl.Phys., 39, 582 (1962).
14. P.V.Джолос. ОИЯИ, P4-3757, Дубна, 1968.  
S.R.Almouey, J.G.Borse, Nucl.Phys. A171, 660 (1971).
15. Е.П.Григорьев, ЭЧАЯ, 3, 479 (1972).  
К.Александр. ОИЯИ, P6-3785, Дубна, 1968.

16. V.G.Soloviev, Phys.Lett., 21, 320 (1966); Nucl.Struct.,Dubna Symposium, 1968, p.101, IAEA, Vienna, 1968.
17. А.И.Вдовин, Г.Кырчев, Ч.Стоянов. ОИИИ, Р4-7374, Дубна, 1973.
18. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов, ОИИИ, Е4-7812, Дубна, 1974.
19. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов, ОИИИ, Е4-7838, Дубна, 1974.
20. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов. Тезисы II национальной конференции молодых физиков, София, 1974.
21. А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов. ОИИИ, Р4-7814, Дубна, 1974.
22. Ch. Stoyanov, A.I.Vdovin, Proceed.Int.Conf. Nucl.Struct. and Spectr., Amsterdam, vol.1, p.231, 1974.
23. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов. Изв. АН СССР, сер.физ. 37, 1750 (1973).
24. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов. XIII Собрание по ядерной спектроскопии и теории ядра. ОИИИ, Д6-7094, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 октября 1974 года.