

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУ1а

В-253

9/iv 73

P4 - 6912

1297/2-73

А.И.Вдовин, Ч.Стоянов

СВЯЗЬ
КОЛЛЕКТИВНЫХ И КВАЗИЧАСТИЧНЫХ
ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

1973

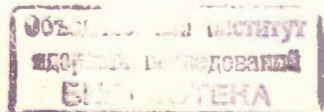
ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 6912

А.И.Вдовин, Ч.Стоянов

СВЯЗЬ
КОЛЛЕКТИВНЫХ И КВАЗИЧАСТИЧНЫХ
ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено в "Известия АН СССР" (сер. физ.)



Вдовин А.И., Стоянов Ч.

P4 - 6912

Связь коллективных и квазичастичных возбуждений
в четно-четных сферических ядрах

В рамках модели "парные + мультиполь-мультипольные силы" с использованием квазибозонного приближения исследовано влияние связи двухквазичастичных и фоонных возбуждений на структуру ряда 4^+ и 5^- состояний четно-четных полумагических ядер. Энергии, волновые функции и $B(E2, 4^+ \rightarrow 2^+)$ величины для этих состояний рассчитаны для ряда изотопов олова и изотопов с числом нейтронов $N = 50, 82$.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1973

Vdovin A.I., Stoyanov Ch.

P4 - 6912

Coupling of Collective and Quasiparticle
Excitations in Even-Even Spherical Nuclei

The effect of coupling of two-quasiparticle and phonon excitations on the structure of a number of 4^+ and 5^- states of even-even semimagic nuclei is studied in the framework of the model "pairing + multipole-multipole forces" using the quasiboson approximation. Energies, wave functions and $B(E2, 4^+ \rightarrow 2^+)$ values for these states are calculated for a series of isotopes of Sn and isotones with neutron number $N = 50, 82$.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

В последнее время появилось немало работ, рассматривающих влияние ангармонических поправок на свойства низколежащих возбужденных состояний четно-четных сферических ядер. Речь в них идет, как правило, о квадруполь-квадрупольном триплете состояний $0_1^+, 4_1^+, 2_2^+ / 1, 2 /$, хотя некоторые посвящены квадруполь-октупольному квинтету $(5^- - 1^-) / 3, 4 /$. Несмотря на значительные успехи в понимании существа многих вопросов, работы эти в целом не достигли пока желаемого результата. Причины неудач не ясны сейчас, пожалуй, в полной мере, но думается, что одна из них в некоторых случаях заключается в пренебрежении связью с неколлективными возбуждениями. Необходимость учитывать связь коллективных и неколлективных возбуждений в четно-четных ядрах очевидна для ядер полумагических. Действительно, в них состояния вышеупомянутых триплета и квинтета лежат в той же области энергий возбуждения, что и двухквазичастичные состояния с соответствующими моментами и четностями /для состояний квинтета это утверждение относится практически ко всем ядрам/. Кроме того, существуют экспериментальные факты, касающиеся двухфоонных состояний, которые, по-видимому, нельзя объяснить, используя только коллективные степени свободы. Именно: во многих полумагических ядрах /изотопы Sn, ^{138}Ba , ^{140}Ce / при энергиях порядка энергии "двухфоонного" триплета наблюдаются целые серии близко расположенных /интервал 100-300 кэв/ 4^+ -уровней. Эти уровни видят в реакциях $(\alpha, 2n)$, (p, t) , (p, p') , в β -распаде 97 . При этом, например, в переходе типа Гамова-Теллера с 5^+ состояния $^{116, 118}\text{In}$ на серии 4^+ состояний в $^{116, 118}\text{Sn}$ значения $\log ft$ практически одинаковы для разных состояний, что указывает на схожесть структуры их волновых функций. Все это наводит на мысль, что утверждение о важности взаимодействия квазичастичных и фоонных возбуждений, давно ставшее общим местом при рассмотрении нечетных ядер, окажется справедливым и для четно-четных.

Собственно говоря, высказанная выше идея не так уж нова. Можно указать хотя бы на работы В.Г.Соловьева, который на примере деформированных ядер рассматривал этот вопрос еще в 1966 г. 14 . Однако для сферических ядер результаты пока были получены только в чисто феноменологическом подходе Г.Алагой и его сотрудниками /см., например, 12 /, причем их

модель непригодна как раз для полумагических ядер. Существуют попытки и более последовательного решения задачи о "двух-фононных" состояниях (^{15/}), однако они пока еще далеки от конкретных результатов.

В настоящей работе используется /модифицированный для сферических ядер/ полумикроскопический подход В.Г.Соловьева. Вот как вкратце он выглядит.

Гамильтониан сферического ядра в модели "парные + мультиполь-мультипольные силы" после u, v - преобразования Боголюбова и перехода к операторам фононов /см., например, ^{14/} / имеет вид

$$H = H_{cp} + H_{ph} + H_{cpph} =$$

$$= \sum_{jm} E_j a_{jm}^+ a_{jm} - \frac{1}{4} \sum_{\lambda\mu} \frac{2\lambda+1}{\kappa_\lambda} \frac{1}{\sqrt{Y(\lambda i)}} \frac{1}{\sqrt{Y(\lambda i')}} [Q_{\lambda-\mu i}^+ + (-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu i}] \times$$

$$\times [Q_{\lambda\mu i}^+ (-)^{\lambda-\mu} + Q_{\lambda-\mu i}^-] - \quad /1/$$

$$- \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\lambda\mu i} \sum_{j'j} \frac{1}{\sqrt{Y(\lambda i)}} F_{j'j}^\lambda v_{j'j} \{ [(-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu i}^+ + Q_{\lambda-\mu i}^-] \times$$

$$\times B(j'j\lambda-\mu) + h.c. \}.$$

Здесь использованы следующие обозначения:

a_{jm}^+, a_{jm} - операторы рождения и уничтожения квазичастиц

на уровне среднего поля с квантовыми числами $j = n\ell j$ и проекцией момента m .

$Q_{\lambda\mu i}^+, Q_{\lambda\mu i}$ - операторы рождения и уничтожения фонона

мультипольности λ /с проекцией μ / и номером i ; $\lambda = 2, 3$.

$$B(j'j\lambda\mu) = \sum_{m'm} (-)^{j'+m} \langle j'm'jm | \lambda\mu \rangle a_{j'm'}^+ a_{j-m}$$

E_j - энергия квазичастицы с квантовыми числами $j = n\ell j$.

$F_{j'j}^\lambda$ - приведенный одночастичный матричный элемент мультипольного оператора

$$Y(\lambda i) = \sum_{j'j} \frac{\omega_{\lambda i} (E_j + E_{j'}) [F_{j'j}^\lambda]^2 u_{j'j}^2}{[(E_{j'} + E_j)^2 - \omega_{\lambda i}^2]}$$

$\omega_{\lambda i}$ - энергия фонона λi .

$$v_{j'j} = u_{j'} u_j - v_{j'} v_j, \quad u_{j'j} = u_{j'} v_j + u_j v_{j'}$$

$$\frac{2\lambda+1}{\kappa_\lambda} = \sum \frac{(E_j + E_{j'}) (F_{j'j}^\lambda u_{j'j})^2}{(E_{j'} + E_j)^2 - \omega_{\lambda i}^2} - \text{величина, обратная константе}$$

мультиполь-мультипольного взаимодействия (κ_λ).

Член H_{cpph} описывает взаимодействие квазичастиц с фононами. При расчетах в четно-четных ядрах в гармоническом приближении им пренебрегают, но учитывают при вычислении ангармонических поправок. H_{cpph} может смешивать также двухквазичастичные и фононные возбуждения. Тогда волновую функцию некоторого состояния /с моментом J и проекцией M / четно-четного сферического ядра можно записать в виде

$$\Psi(JM) = R(J) \{ A^+(j'_0 j_0 JM) + \sum_{j_1 j_2 \Lambda_1} S_{j_1 j_2 \Lambda_1}^{\Lambda_2 j_2} (j'_0 j_0 J) \times$$

$$\times \sum_{M_1 M_2} \langle \Lambda_1 M_1 \Lambda_2 M_2 | JM \rangle A^+(j_1 j_2 \Lambda_1 M_1) Q_{\Lambda_2 M_2 j_2}^+ + \sum_{\Lambda_1 j_1} P_{\Lambda_1 j_1}^{\Lambda_2 j_2} (j'_0 j_0 J) \times$$

$$\times \sum_{M_1 M_2} \langle \Lambda_1 M_1 \Lambda_2 M_2 | JM \rangle Q_{\Lambda_1 M_1 j_1}^+ Q_{\Lambda_2 M_2 j_2}^+ \} |0\rangle_{cp} |0\rangle_{ph}, \quad /2/$$

где

$$A^+(j_1 j_2 \Lambda_1 M_1) = \sum \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \Lambda_1 M_1 \rangle a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+, \quad \text{а } |0\rangle_{cp}, |0\rangle_{ph} -$$

- квазичастичный и фононный вакуумы. Нормировка волновой функции /2/:

$$R^2(J) \{ 1 + (-)^J \delta_{j'_0 j_0} + 2 \sum [S_{j_1 j_2 \Lambda_1}^{\Lambda_2 j_2} (j'_0 j_0 J)]^2 + 2 \sum [P_{\Lambda_1 j_1}^{\Lambda_2 j_2} (j'_0 j_0 J)]^2 \} = 1. \quad /3/$$

Энергию состояния ($\eta(J)$) и коэффициенты R, P и S можно найти с помощью вариационного принципа.

При вычислении среднего значения гамильтониана $\langle \Psi(JM) | H | \Psi(JM) \rangle$ мы руководствовались следующим правилом: все возможные 2^+ и 3^- двухквазичастичные состояния трактуются как однофононные, соответствующие различным но-

мерам фононов i . Поэтому моменты и четности "чистых" двухквaziчастичных состояний никогда не бывают равными 2^+ -и 3^- и в квазибозонном приближении коммутатор $[A^+(j_1 j_2 JM), Q_{\Lambda \mu i}^+] = 0$. Секулярное уравнение и выражения S , P , R выглядят следующим образом:

$$E_{j'_0} + E_{j_0} - \eta_J = \frac{1}{2(1+\delta_{j'_0 j_0})} \sum_{\Lambda_1 \Lambda_2 J} \frac{(2\Lambda_1+1)(2\Lambda_2+1)}{Y(\Lambda_2 i_2)} \times$$

$$\times \left\{ \sum_s \left[\frac{(F_{s j'_0}^{\Lambda_2} v_{s j'_0})^2}{E_s + E_{j'_0} + \omega_{\Lambda_2 i_2} - \eta_J} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j'_0 j_0 s} \right\}^2 + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{(F_{j_0 s}^{\Lambda_2} v_{j_0 s})^2}{E_{j_0} + E_s + \omega_{\Lambda_2 i_2} - \eta_J} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j'_0 j_0 s} \right\}^2 + \right.$$

$$\left. + (-)^J \delta_{j'_0 j_0} \frac{(F_{s j_0}^{\Lambda_2} v_{s j_0})^2}{E_{j_0} + E_s + \omega_{\Lambda_2 i_2} - \eta_J} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j'_0 j_0 s} \right\}^2 \right\} +$$

$$+ 2 \frac{(-)^{\Lambda_1 + \Lambda_2 - J}}{E_{j_0} + E_{j'_0} + \omega_{\Lambda_2 i_2} - \eta_J} F_{j'_0 j_0}^{\Lambda_2} F_{j_0 j_0}^{\Lambda_2} v_{j'_0 j_0} v_{j_0 j_0} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j'_0 j_0 j_0} \right\} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j_0 j'_0 j_0} \right\} +$$

$$+ (-)^{\Lambda_1} (F_{j'_0 j_0}^{\Lambda_2} v_{j'_0 j_0})^2 \left[\frac{1}{2E_{j_0} + \omega_{\Lambda_2 i_2} - \eta_J} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j'_0 j_0 j_0} \right\}^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2E_{j'_0} + \omega_{\Lambda_2 i_2} - \eta_J} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j_0 j'_0 j_0} \right\}^2 \right] +$$

/4/

$$+ \frac{1}{2(1+\delta_{j'_0 j_0})} \sum_{\Lambda_1 \Lambda_2} \frac{1}{\omega_{\Lambda_1 i_1} + \omega_{\Lambda_2 i_2} - \eta_J} [(U_{\Lambda_1 i_1}^{\Lambda_2 i_2} (j'_0 j_0 J))^2 +$$

$$+ (-)^{\Lambda_1 + \Lambda_2 - J} U_{\Lambda_1 i_1}^{\Lambda_2 i_2} (j'_0 j_0 J) U_{\Lambda_2 i_2}^{\Lambda_1 i_1} (j'_0 j_0 J)].$$

Здесь

$$U_{\Lambda_1 i_1}^{\Lambda_2 i_2} (j'_0 j_0 J) = [(2\Lambda_1 + 1)(2\Lambda_2 + 1)]^{1/2} \sum_s \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j'_0 j_0 s} \right\} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{\sqrt{Y(\Lambda_2 i_2)}} F_{s j'_0}^{\Lambda_2} v_{s j'_0} \Psi_{j_0 s}^{\Lambda_1 i_1} + \frac{1}{\sqrt{Y(\Lambda_1 i_1)}} F_{j_0 s}^{\Lambda_1} v_{j_0 s} \Psi_{s j'_0}^{\Lambda_2 i_2} \right],$$

а $\Psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ - амплитуда двухквaziчастичного состояния $(j_1 j_2)$ в фононе с моментом λ и номером i .

$$P_{\Lambda_1 i_1}^{\Lambda_2 i_2} (j'_0 j_0 J) = - \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{1}{\omega_{\Lambda_1 i_1} + \omega_{\Lambda_2 i_2} - \eta_J} [U_{\Lambda_1 i_1}^{\Lambda_2 i_2} (j'_0 j_0 J) +$$

$$+ (-)^{\Lambda_1 + \Lambda_2 + J} U_{\Lambda_2 i_2}^{\Lambda_1 i_1} (j'_0 j_0 J)],$$

/5/

$$S_{j_1 j_2 \Lambda_1}^{\Lambda_2 i_2} (j'_0 j_0 J) = - \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{[(2\Lambda_1+1)(2\Lambda_2+1)]^{1/2}}{E_{j_1} + E_{j_2} + \omega_{\Lambda_2 i_2} - \eta_J} \frac{1}{\sqrt{Y(\Lambda_2 i_2)}} \times$$

$$\times [\delta_{j_0 j_1} F_{j_2 j'_0}^{\Lambda_2} v_{j_2 j'_0} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j'_0 j_0 j_2} \right\} + (-)^{j_1 - j_2 + \Lambda_1} \delta_{j_0 j_2} F_{j_1 j'_0}^{\Lambda_2} v_{j_1 j'_0} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j'_0 j_0 j_1} \right\} +$$

$$+ (-)^{\Lambda_1 + \Lambda_2 - J} \delta_{j'_0 j_2} F_{j_0 j_1}^{\Lambda_2} v_{j_0 j_1} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j_0 j'_0 j_1} \right\} +$$

$$+ (-)^{\Lambda_1 + \Lambda_2 - J} (-)^{j_1 - j_2 + \Lambda_1} \delta_{j'_0 j_1} F_{j_0 j_2}^{\Lambda_2} v_{j_0 j_2} \left\{ \frac{\Lambda_1 \Lambda_2 J}{j_0 j'_0 j_2} \right\}],$$

/6/

$R(j'_0 j_0 J)$ находится из условия нормировки волновой функции $\Psi(JM)$:

$$R(j'_0 j_0 J) = \{ 1 + (-)^J \delta_{j'_0 j_0} + 2 \sum_{j_1 j_2 \Lambda_1} S_{j_1 j_2 \Lambda_1}^{\Lambda_2 i_2} (j'_0 j_0 J)^2 + 2 \sum_{\Lambda_1 i_1} [P_{\Lambda_1 i_1}^{\Lambda_2 i_2} (j'_0 j_0 J)]^2 \}^{-1/2} \quad /7/$$

Следует подчеркнуть, что гамильтониан /1/ и волновая функция /2/ не могут быть использованы для расчетов энергии и структуры 0^+ -состояний. В этом случае появляются проблемы, связанные с духовым состоянием и т.п. Ни гамильтониан /1/, ни волновая функция /2/ не приспособлены для решения таких задач.

Существует и еще одна трудность. Именно: взаимодействие квазичастиц с фононами будет приводить к смешиванию разных "базовых" двухквазичастичных состояний с одинаковыми моментами. То есть волновую функцию следует брать в виде

$$\begin{aligned} \Psi(JM) = & \{ \sum_{j'_0 j_0} R(j'_0 j_0 J) A^+(j'_0 j_0 JM) + \sum_{j_1 j_2 \Lambda_1} S_{j_1 j_2 \Lambda_1}^{\Lambda_2 i_2} (J) + \\ & + \sum_{M_1 M_2} \langle \Lambda_1 M_1 \Lambda_2 M_2 | JM \rangle A^+(j_1 j_2 \Lambda_1 M_1) Q_{\Lambda_2 M_2 i_2}^+ + \\ & + \sum_{\Lambda_1 i_1} P_{\Lambda_1 i_1}^{\Lambda_2 i_2} (J) \sum_{M_1 M_2} \langle \Lambda_1 M_1 \Lambda_2 M_2 | JM \rangle \times \\ & \times Q_{\Lambda_1 M_1 i_1}^+ Q_{\Lambda_2 M_2 i_2}^+ \} |0\rangle_{sp} |0\rangle_{ph} \quad /8/ \end{aligned}$$

Иногда смешивание оказывается несущественным/ как, например, в изотопах с $N=82$ / и заведомо можно ограничиться рассмотрением, основанным на более простой волновой функции /2/, в других же случаях такое упрощение нежелательно.

В расчетах использовались схемы уровней среднего поля, полученные с помощью потенциала Саксона-Вудса. Параметры потенциала взяты из работы /6/. Из этой же работы брались сверхтекучие характеристики ядер: химические потенциалы и корреляционные функции. Константы квадруполь-квадрупольного и октуполь-октупольного взаимодействий выбирались так, чтобы в ангармоническом приближении энергии 2_1^+ и 3_1^- состояний были близки к экспериментальным. В суммах по состояниям среднего поля во внимание принимались уровни незапол-

ненной оболочки, к которым добавлялись ближайшие уровни соседних оболочек. В суммах по номерам фононов i учитывались только $i=1$, т.е. только коллективные фононы.

Как уже указывалось, энергетически "двухфононные" и двухквазичастичные состояния наиболее близки в полумагических ядрах. Руководствуясь этим фактом, мы рассчитали энергии и структуру низких 4^+ и 5^- состояний для ряда изотопов Sn , а также для изотопов с $N=82$ и $N=50$. Помимо этого, вычислялись $B(E2, 4^+ \rightarrow 2_1^+)$, причем структура 2_1^+ состояния описывалась в ангармоническом приближении /6/. Результаты приведены в таблицах 1 ($N=82$), 2 (Sn) и 3 ($N=50$). В них можно найти энергии /экспериментальные и теоретические ($\eta(J)$)/ состояний 4^+ и 5^- , указаны индексы "базового" двухквазичастичного состояния и его вклад в нормировку волновой функции $|R^2(j'_0 j_0 J)|$, в %, приведены вклады коллективных компонент $[R P_{21}^{21}(4^+)]^2$ или $[R P_{31}^{21}(5^-)]^2$ и в некоторых случаях особенно больших компонент $a^+ a^+ Q^+ ([RS]^2)$. Вероятности электрических переходов записаны в одночастичных единицах

$$[B(E\lambda)] = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{3+\lambda} \right)^2 R^{2\lambda}, \quad R = 1,2 A^{1/3} fm$$

при $e_{eff}=0,5$. Экспериментальные данные взяты из работ /7-10/.

Обсуждение численных результатов начнем с изотопов, для которых $N=82$. Эти ядра (Te, Ba, Xe, Ce, Nd) характеризуются в первую очередь тем, что в них существуют двухквазичастичные 4^+ состояния, энергия которых меньше, и заметно, чем $2\omega_{21}$. В результате вклад $a^+_{j'_0} a^+_{j_0}$ составляет 76-93% для самых низких 4^+ , в то время как компонента $Q^+_{21} Q^+_{21}$ - порядка 4-2% /а в ^{142}Nd - 0,2%/ . Это приводит к очень сильному ослаблению переходов $4^+ \rightarrow 2_1^+$ по сравнению с гармоническим приближением. Теоретические значения $B(E2, 4^+ \rightarrow 2_1^+)$ здесь составляют $1 \div 2$ s.p.u., а в отдельных случаях и меньше. Вероятности переходов сильно меняются от ядра к ядру и от состояния к состоянию. Имеющиеся для ^{138}Ba и ^{140}Ce экспериментальные данные /7/ подтверждают наш вывод о сильном уменьшении $B(E2, 4^+ \rightarrow 2_1^+)$, они оказываются даже меньше, чем теоретические значения. Однако несмотря на свою малость, вероятности электрических переходов вряд

ли могут быть описаны без учета примеси коллективных возбуждений в 4^+ состояниях изотонов с $N=82$. Описание этих состояний путем смешивания только двухквaziчастичных компонент, выполненное в работе /7/, привело к значениям $B(E2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ в 2-4 раза меньшим, чем экспериментальные, при величинах $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$, согласующихся с экспериментом. Энергии 4^+ состояний согласуются у нас с экспериментом хорошо /среднее отклонение для 4_1^+ - 100 кэв/. Для энергий же состояний 5^- результаты хуже, но надо признать также недостаточность и ненадежность экспериментальных данных. По природе своей 5^- оказались преимущественно двухквaziчастичными ($R^2(5^-) \approx 74 \div 94\%$).

Изотопы олова. Здесь расчеты проведены для ¹¹⁴⁻¹²⁴Sn. На структуре 4^+ состояний в этих ядрах сильно сказывается тот факт, что энергии всех двухквaziчастичных 4^+ уровней в них больше $2\omega_{21}$ /единственное исключение - состояние $[1h_{11/2} 1h_{11/2}]_{4^+}$ в ¹²⁴Sn /. Для изотонов же с $N=82$ ситуация /как указывалось выше/ была обратной. В результате в рассчитанной нами структуре 4^+ состояний значителен вклад двухфононной компоненты. Особенно велика она у состояния, построенного на $[1h_{11/2} 1h_{11/2}]_{4^+}$, причем по мере увеличения числа нейтронов в ядрах Sn величина компоненты падает. Это связано с постепенным понижением энергии "базового" состояния и приближением его к значению энергии первого двухфононного плюса. Компоненты типа $Q_{31}^+ Q_{31}^+$ и $a^+ a^+ Q^+$ весьма малы, и их общий вклад в нормировку волновой функции не превышает 10%. Значительность примеси двухфононной компоненты в нижайших состояниях указывает на необходимость использования более реалистической волновой функции /8/. Тогда можно будет с большей определенностью говорить о характере распределения $Q_{21}^+ Q_{21}^+$ по ряду низколежащих 4^+ состояний. Вероятности $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, рассчитанные нами, оказываются на порядок больше, чем в изотонах с $N=82$, но все равно меньше, чем это следует из картины гармонических колебаний. Меньше они и аналогичных величин в таких ядрах, как Cd, Te. Нам представляется интересным экспериментально проверить этот факт. Для энергий 4^+ состояний получены неплохие результаты /среднее отклонение для первых 4^+ - 130 кэв/. Энергии 5^- описываются с той же точностью /150 кэв - среднее отклонение/. Однако структура их, в отличие от 4^+ , практически двухквaziчастичная / $R^2 \approx 88-92\%$ /, компонента $Q_{21}^+ Q_{31}^+$ ничем не выделена среди прочих.

Совсем кратко остановимся на изотонах с $N=50$. Экспери-

ментальные данные здесь весьма скудны, а некоторые ядра имеют необычный спектр возбужденных состояний /например, ⁹⁰Zr /. Кроме того, в ядрах ⁹⁴Ru и ⁹²Mo плохо описываются 2_1^+ состояния в ангармоническом приближении. В результате наши расчеты в этой области не очень надежны. Одночастичные уровни среднего поля в изотонах с $N=50$ расположены с малой плотностью, и поэтому щель и химический потенциал резко изменяются от ядра к ядру. Это, в свою очередь, приводит к сильным изменениям энергий двухквaziчастичных состояний. В результате природа 4^+ состояний оказывается существенно разной для разных ядер, что и видно из табл. 3, а согласно с экспериментальными энергиями очень нерегулярно.

Мы считаем, что вышеизложенные результаты неоспоримо свидетельствуют о важности связи коллективных и квaziчастичных возбуждений в полумагических ядрах. Это видно из структуры полученных волновых функций 4^+ и 5^- состояний, их энергий, из $B(E2)$ величин. Наши расчеты указывают на неправомочность описания рассматривавшихся состояний только на квaziчастичном или только на фононном языке. Мы понимаем, однако, что рассчитанных нами характеристик недостаточно для однозначной идентификации экспериментально наблюдаемых состояний. Необходимы расчеты процессов, которые связаны с дифференциальной структурой волновых функций - таких, как β -распад, реакции двойного срыва или подхвата. При описании этих явлений может оказаться важным то обстоятельство, что близкое расположение некоторых двухквaziчастичных 4^+ /и 5^- / состояний должно приводить к заметному смешиванию их, которым мы пренебрегаем.

Заканчивая, нам хотелось бы выразить глубокую признательность В.Г.Соловьеву, которому принадлежит идея этой работы, за постоянное внимание и ценные советы. Мы также рады возможности поблагодарить Р.В.Джолоса и В.Е.Митрошина за полезные обсуждения.

Литература

1. S.R.Almoe and J.G.Borse. Nucl.Phys., A171, 660 (1971);
B.Sørensen. Nucl.Phys., A142, 392, 411 (1970);
E.R.Marshalek. Lett.Nuov.Cim., 4, 631 (1972);
Е.Б.Бальбуцев, Р.В.Джолос. ЯФ, 7, 788 /1968/;
R.V.Jolos, V.G.Soloviev, K.M.Zhelezнова. Phys.Lett., 25B, 393 (1967);
R.V.Jolos, V.M.Finer, V.G.Soloviev, K.M.Zhelezнова. Phys.Lett., 27B, 614 (1968).
2. Г.Алага. Структура ядра, ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972.

3. P. Vogel and L. Kocbach. Nucl. Phys., A176, 33 (1971);
A. Raduta, A. Sandulescu, P. O. Lipas. Nucl. Phys., A149, 11 (1970);
A. Raduta, A. Sandulescu. Nucl. Phys., A181, 153 (1972).
4. В. Г. Соловьев. Phys. Lett., 21, 320 (1966);
V. G. Soloviev. Nucl. Struct., Dubna Symposium 1968, p. 101, IAEA, Vienna, 1968.
5. N. Kanesaki et al. Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka, NT-1-1972.
6. А. И. Вдовин, Ч. Стоянов, Н. Ю. Ширикова. ОИЯИ, Р4-6307, Дубна, 1972.
7. M. Waroquier, K. Heyde. Nucl. Phys., A164, 113 (1971).
8. M. Sakai. Institute for Nucl. Study University of Tokio, INS-J-127, June 2, 1971.
9. C. H. Lederer, T. M. Hollander, I. Perlman. Table of Isotopes, Sixth Edition; John Wiley and Sons, New York, 1967.
10. O. Beer et al. Nucl. Phys., A147, 326 (1970);
E. R. Flynn et al. Nucl. Phys. A154, 225 (1970);
A. Kerek. Nucl. Phys. A176, 466 (1971);
J. C. Hill and D. F. Fuller. Phys. Rev. C5, 532 (1972);
Р. Арльп и др. ОИЯИ, Р6-4246, Дубна, 1969;
J. Kowmacki and K. G. Rosenfelt. Phys. Lett., 35B, 153 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 января 1973 года.

Таблица 1

Элемент	λ_{exp} $\lambda(4^+)$ к.эб.	Структура волновой функции	$\lambda(2^+)$ к.эб. расп.	$\lambda(2^+)$ к.эб. расп.	$\lambda(2^+)$ к.эб. расп.	$\lambda(2^+)$ к.эб. расп.	$\lambda(2^+)$ к.эб. расп.	Структура волновой функции
Fe ⁵⁶	1576	1430			0.97			2875
	1609	1609			1.1			3000
	1698	1698			1.31			
	1805	1805			3.06			3125
Xe ¹³⁶	1810	1810			1.1			3200
	2052	2052			5.4			
	1974	1974			1.26			3000
	2307?	2064			4.67			3125
Ba ¹³⁸	2415	2154			1.46			
	2084	2168			1.12			3000
	2481	2269			0.15			3250
	2516?	2372			0.43			
Ce ¹⁴⁰	2101?	2231			0.08			2150
		2337			0.02			3000
		2550			3.02			
		2338			0.83			2544
Nd ¹⁴²		2550			0.66			2775
		2816			11.0			
		2368			4.13			2472
		2664			10.4			2768
Sm ¹⁵⁰		2861?			8.6			

Таблица 2

Элемент	Т(4°) К/В	Структура валентной функции	QZ ² -Z ² Т/В	γ(5°) К/В	Структура валентной функции	
						QZ ² -Z ² Т/В
Sn ^{IV}	2189	16.6% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 2.7% G _z G _z	5.63	2817.7	2438	16.6% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 4.9% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 6.4% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 0.4% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 0.2% G _z G _z
	2214	16.5% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 7.9% G _z G _z	19.0		2488	94.1% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 0.2% G _z G _z
Sn ^{IV}	2390	3.9% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 5.8.2% G _z G _z	12.8	2367	2356	0.84% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 0.2% G _z G _z
	2326	6.8% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 3.7% G _z G _z	0.68		2710	90.3% [1p _{xy} 2d _{xy}] + 0.2% G _z G _z
Sn ^{IV}	2787	75.7% [1p _{xy} 2d _{xy}] + 18.5% G _z G _z	3.75			
	2287	41% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 5.64% G _z G _z	11.8	2326	2239	90.3% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 0.9% G _z G _z
Sn ^{IV}	2405.7	60.4% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 5.8% G _z G _z	0.96		2592	94% [1p _{xy} 2d _{xy}] + 0.2% G _z G _z
	2497					
Sn ^{IV}	2295	13.6% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 5.0.3% G _z G _z	10.0	2287	2292	92.2% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 1.6% G _z G _z
	2170.7			2517.7	2533	96% [1p _{xy} 2d _{xy}] + 0.5% G _z G _z
Sn ^{IV}	2653					
	2162	61% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 3.3% G _z G _z	6.1	2245	2349	90.2% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 1.8% G _z G _z
Sn ^{IV}	2328				2472	96% [1p _{xy} 2d _{xy}] + 0.6% G _z G _z
	2107	7.9% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 2.3.1% G _z G _z	4.0	2109.7	2433	88.4% [1p _{xy} 3s _{xy}] + 1.5% G _z G _z
Sn ^{IV}				2273	2453	94% [1p _{xy} 2d _{xy}] + 0.5% G _z G _z

Таблица 3

Элемент	Т(4°) К/В	Структура валентной функции	QZ ² -Z ² Т/В	γ(5°) К/В	Структура валентной функции	
						QZ ² -Z ² Т/В
Ru ^{VI}	2183	39.7% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 5.6% G _z G _z	20.9	2640	2250	81% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 8.2% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 0.7%
	-			-	2150	89% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 0.9% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 0.7% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 0.7%
Mo ^{VI}	2280	41% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 4.6% G _z G _z	15.8	2570	2625	84.6% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 10.8% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 0.7%
	-			-	2875	70.2% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 10.4% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 0.7% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 0.7%
Zr ^{IV}	3077	9.0% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 1.2% G _z G _z	0.68	2319	3700	92% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 4.4% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 0.7%
	4330	94% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 2.2% G _z G _z	1.04	3970	3750	88.4% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 4.2% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 0.7% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 0.7%
S ^{IV}	3990	9.6% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 1.2% G _z G _z	0.01	3585.7	3850	90% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 4.4% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 0.7%
	2188	96% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 0.8% G _z G _z	0.08			82.8% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 1.2% G _z G _z
Kr ^{VI}	1700	84.6% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 3.3% G _z G _z	2.04		3750	64% [1p _{xy} 2p _{xy}] + 2.6% G _z G _z
	2338	86.5% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 6.2% G _z G _z			3938	59% [1p _{xy} 1p _{xy}] + 2.4% G _z G _z
-						