ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4-82-740

Нгуен Динь Данг, В.Ю.Пономарев

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОНОНОВ НА ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал
"Теоретическая и математическая физика"

1982

На протяжении ряда последних лет в рамках квазичастично-фононной модели ядра /КФМ/ [1] была выполнена серия работ/см., например, [2] / по учету взаимодействия простых однофононных состояний с более сложными в сферических ядрах. Возбужденные состояния с моментом J и проекцией M описывались волновой функцией:

$$\Psi_\nu (JM) = \Omega^+_{JM\nu}\Psi_0 = \{ \sum_i R^\nu_i (J) Q^+_{JMi} + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)[Q^+_{\lambda_1\mu_1 i_1} Q^+_{\lambda_2\mu_2 i_2}]_{JM} \}\Psi_0 , \qquad /1/$$

содержащей одно- и двухфононные компоненты. Оператор рождения фонона $Q^+_{\lambda\mu i}$ представляет собой суперпозицию двухквазичастичных /a^+ - оператор рождения квазичастицы/ конфигураций:

$$Q^+_{\lambda\mu i} = \frac{1}{2}\sum_{jj'} \{\Psi^{\lambda i}_{jj'}[a^+_{jm} a^+_{j'm'}]_{\lambda\mu} - (-)^{\lambda-\mu}\phi^{\lambda i}_{jj'}[a_{j'm'} a_{jm}]_{\lambda-\mu}\},$$

а Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра. В упомянутых работах [2] в качестве основного состояния выбирался фононный вакуум, т.е. оно описывалось той же самой волновой функцией, что и в случае приближения невзаимодействующих фононов. Однако фононный вакуум не является собственной функцией гамильтониана, который содержит члены, описывающие взаимодействие между фононами. Такое взаимодействие приводит к возникновению корреляций в основном состоянии. Этот эффект был учтен в работе [3], где основные уравнения КФМ получены с использованием аппарата двухвременных функций Грина, при этом, как следствие, в уравнениях возникли дополнительные члены. В настоящей работе будет показано, что при условии корректного определения основного состояния традиционные для КФМ методы дают те же дополнительные члены. Уравнения получены для сферических ядер. Мы также дадим численные оценки некоторых эффектов, которые возникают вследствие учета дополнительных корреляций в основном состоянии*.

*В дальнейшем для краткости будем называть "приближением II" случай, когда в основном состоянии учитываются новые корреляции, в отличие от "приближения I", когда учтены только корреляции между квазичастицами.

Определим волновую функцию возбужденного состояния в виде линейной комбинации операторов $\Omega^+_{JM\nu}$ и $\Omega_{JM\nu}$:

$$\Psi_\tau (JM) = \Theta^+_{JM\tau}\Psi'_0 \equiv \sum_\nu [\xi^{J\tau}_\nu \Omega^+_{JM\nu} - (-)^{J-M}\zeta^{J\tau}_\nu \Omega_{J-M\nu}]\Psi'_0 ,$$

а за основное состояние ядра Ψ'_0 примем вакуум относительно операторов $\Theta_{JM\tau}$:

$$\Theta_{JM\tau}\Psi'_0 = \Psi'_0\Theta^+_{JM\tau} \equiv 0 .$$

Чтобы волновые функции основного и возбужденных состояний были ортонормированы, операторы $\Theta^+_{JM\tau}$ и $\Theta_{J'M'\tau'}$ должны подчиняться следующим коммутационным соотношениям:

$$[\Theta^+_{JM\tau}, \Theta_{J'M'\tau'}] = \delta_{JJ'}\delta_{MM'}\delta_{\tau\tau'} ,$$

$$[\Theta^+_{JM\tau}, \Theta^+_{J'M'\tau'}] = [\Theta_{JM\tau}\,\Theta_{J'M'\tau'}] = 0 . \qquad /2/$$

Подставляя в /2/ явные выражения для операторов $\Theta^+_{JM\tau}$ и $\Theta_{JM\tau}$, получим уравнение, связывающее коэффициенты R , P, ξ и ζ:

$$\sum_\nu \{[\xi^{J\tau}_\nu]^2 - [\zeta^{J\tau}_\nu]^2\}\{\sum_i [R^\nu_i (J)]^2 + \sum_{\substack{\lambda_1\lambda_2 \\ i_1 i_2}} [P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)]^2\} = 1 . \qquad /3/$$

Для определения энергии $\eta_{J\tau}$ возбужденных состояний, описываемых волновой функцией $\Psi_\tau (JM)$, воспользуемся методом линеаризации уравнений движения:

$$[H, \Theta^+_{JM\tau}] = \eta_{J\tau}\Theta^+_{JM\tau} ,$$

$$[H, \Theta_{JM\tau}] = \eta_{J\tau}\Theta_{JM\tau} . \qquad /4/$$

Часть гамильтониана КФМ, описывающая взаимодействие фононов, имеет вид:

$$H = \sum_{\lambda\mu i}\omega_{\lambda i} Q^+_{\lambda\mu i} Q_{\lambda\mu i} + \frac{1}{2}\sum_{\substack{\lambda_1\lambda_2\lambda \\ \mu_1\mu_2\mu \\ i_1 i_2 i}} \langle\lambda_1\mu_1\lambda_2\mu_2|\lambda-\mu\rangle \times \qquad /5/$$

$$\times [U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda i) Q^+_{\lambda_1\mu_1 i_1} Q^+_{\lambda_2\mu_2 i_2} Q_{\lambda-\mu i} + (-)^{\lambda-\mu} V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda i) Q^+_{\lambda_1\mu_1 i_1} Q^+_{\lambda_2\mu_2 i_2} Q^+_{\lambda\mu i} + h.c.];$$

его первый член соответствует приближению невзаимодействующих фононов, когда возбужденные состояния рассматриваются как чисто одно-, двух-,...фононные, а второй член описывает взаимодействие конфигураций с различным числом фононов. В принципе, гамильтониан модели имеет более сложный вид - выражение /5/ является точным в том смысле, что отброшенные члены не будут давать вклада во все выражения, полученные с выбранной волновой функцией. Коэффициенты $U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ и $V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ выглядят следующим образом:

$$U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda i) = (-)^{\lambda_1+\lambda_2-\lambda}\sqrt{(2\lambda_1+1)(2\lambda_2+1)}\ \times$$

$$\times \sum_{j_1 j_2 j_3}\Big[\frac{<j_1||f_\lambda(r)Y_\lambda||j_2>V^{(-)}_{j_1 j_2}}{\sqrt{2\mathcal{Y}_{\lambda i}}}\begin{Bmatrix}\lambda_1&\lambda_2&\lambda\\ j_2&j_1&j_3\end{Bmatrix}(\psi^{\lambda_1 i_1}_{j_3 j_1}\phi^{\lambda_2 i_2}_{j_2 j_3}+\psi^{\lambda_2 i_2}_{j_2 j_3}\phi^{\lambda_1 i_1}_{j_3 j_1})\ +$$

$$+\frac{<j_1||f_{\lambda_1}(r)Y_{\lambda_1}||j_2>V^{(-)}_{j_1 j_2}}{\sqrt{2\mathcal{Y}_{\lambda_1 i_1}}}\begin{Bmatrix}\lambda_1&\lambda_2&\lambda\\ j_3&j_2&j_1\end{Bmatrix}(\psi^{\lambda_2 i_2}_{j_3 j_1}\psi^{\lambda i}_{j_2 j_3}+\phi^{\lambda i}_{j_2 j_3}\phi^{\lambda_2 i_2}_{j_3 j_1})\ +$$

$$+\frac{<j_1||f_{\lambda_2}(r)Y_{\lambda_2}||j_2>V^{(-)}_{j_1 j_2}}{\sqrt{2\mathcal{Y}_{\lambda_2 i_2}}}\begin{Bmatrix}\lambda_1&\lambda_2&\lambda\\ j_1&j_3&j_2\end{Bmatrix}(\psi^{\lambda i}_{j_3 j_1}\psi^{\lambda_1 i_1}_{j_2 j_3}+\phi^{\lambda_1 i_1}_{j_2 j_3}\phi^{\lambda i}_{j_3 j_1})\Big]\ ,$$

$$V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda i) = (-)^{\lambda_1+\lambda_2-\lambda}\sqrt{(2\lambda_1+1)(2\lambda_2+1)}\ \times$$

$$\times \sum_{j_1 j_2 j_3}\frac{<j_1||f_\lambda(r)Y_\lambda||j_2>V^{(-)}_{j_1 j_2}}{\sqrt{2\mathcal{Y}_{\lambda i}}}\begin{Bmatrix}\lambda_1&\lambda_2&\lambda\\ j_2&j_1&j_3\end{Bmatrix}(\psi^{\lambda_1 i_1}_{j_3 j_1}\phi^{\lambda_2 i_2}_{j_2 j_3}+\psi^{\lambda_2 i_2}_{j_2 j_3}\phi^{\lambda_1 i_1}_{j_3 j_1})\ ,$$

где $<j_1||f_\lambda(r)Y_\lambda||j_2>$ - приведенные матричные элементы одночастичного оператора, генерирующего фононные возбуждения *; $V^{(-)}_{j_1 j_2} = U_{j_1}U_{j_2} - V_{j_1}V_{j_2}$ - комбинация коэффициентов преобразования Боголюбова; $\mathcal{Y}_{\lambda i}$ - нормировочные коэффициенты. Приведенные выражения для коэффициентов $U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ и $V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ соответствуют случаю, когда в волновой функции /1/ учтены только фононы натуральной четности. Обобщение на случай, где учитываются фононы как натуральной, так и аномальной четности, приводит только к изменению знаков перед некоторыми членами /см., например, /4/ /. Для подавляющего большинства двухквазичастичных амплитуд выполняется условие: $\psi^{\lambda i}_{j_1 j_2} \gg \phi^{\lambda i}_{j_1 j_2}$, поэтому главным в выражении для $U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ является член $\sim\psi\psi$. Коэффициенты $V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ содержат только более слабые члены $\sim\psi\phi$.

---

* В КФМ фононные возбуждения генерируются сепарабельными мультипольными /фононы натуральной четности/: $V_\lambda(r_1 r_2) \sim$ $\sim f_\lambda(r_1)f_\lambda(r_2)Y_{\lambda\mu}(\Omega_1)Y^*_{\lambda\mu}(\Omega_2)$ и спин-мультипольными /фононы аномальной четности/: $V_{\sigma\lambda}(r_1 r_2) \sim f_\lambda(r_1)f_\lambda(r_2)[\sigma_1 Y_L(\Omega_1)]_{\lambda\mu}[\sigma_2 Y_L(\Omega_2)]^*_{\lambda\mu}$ силами.

В предположении о малости числа фононов в основном состоянии ядра:

$$N^J_i = \frac{1}{2J+1}<\Psi_0'|\sum_M Q^+_{JMi}Q_{JMi}|\Psi_0'> \approx 0 \qquad /6/$$

уравнения движения /4/ приводят к системе уравнений относительно коэффициентов $\xi^{J\tau}_\nu$, $\zeta^{J\tau}_\nu$, $R^\nu_i(J)$ и $P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)$:

$$\left\{\begin{array}{l}
\sum_\nu\{\xi^{J\tau}_\nu[(\omega_{Ji}-\eta)R^\nu_i(J)+\sum\limits_{\substack{\lambda_1\lambda_2\\ i_1 i_2}}U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Ji)P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)]+3\zeta^{J\tau}_\nu\sum\limits_{\substack{\lambda_1\lambda_2\\ i_1 i_2}}V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Ji)P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)\}=0\\
\sum_\nu\{\xi^{J\tau}_\nu[(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}-\eta)P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)+\frac{1}{2}\sum\limits_i U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Ji)R^\nu_i(J)]+\frac{3}{2}\zeta^{J\tau}_\nu\sum\limits_i V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Ji)R^\nu_i(J)\}=0\\
\sum_\nu\{\zeta^{J\tau}_\nu[(\omega_{Ji}+\eta)R^\nu_i(J)+\sum\limits_{\substack{\lambda_1\lambda_2\\ i_1 i_2}}U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Ji)P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)]+3\xi^{J\tau}_\nu\sum\limits_{\substack{\lambda_1\lambda_2\\ i_1 i_2}}V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Ji)P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)\}=0\\
\sum_\nu\{\zeta^{J\tau}_\nu[(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}+\eta)P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)+\frac{1}{2}\sum\limits_i U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Ji)R^\nu_i(J)]+\frac{3}{2}\xi^{J\tau}_\nu\sum\limits_i V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Ji)R^\nu_i(J)\}=0
\end{array}\right. \qquad /7/$$

$$i = 1,2,\ldots,n_1, \qquad \tau,\nu = 1,2,\ldots,(n_1+n_2)\ ,$$

где n_1 и n_2 - полное число соответственно одно- и двухфононных компонент в волновой функции /1/. Систему /7/ можно также получить, воспользовавшись вариационной процедурой:

$$\delta\{<\Psi_0'|\Theta_{JM\tau}H\Theta^+_{JM\tau}|\Psi_0'> - <\Psi_0'|H|\Psi_0'> - \eta<\Psi_0'|\Theta_{JM\tau}\Theta^+_{JM\tau}|\Psi_0'>\} = 0\ ,$$

независимо варьируя переменные R, P, ξ и ζ.

С помощью второго и четвертого уравнений системы /7/ исключим величины $P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)$ из других двух уравнений и перейдем к новым переменным:

$$\mathcal{P}^{J\tau}_i = \sum_\nu \xi^{J\tau}_\nu R^\nu_i(J); \qquad \mathcal{R}^{J\tau}_i = \sum_\nu \zeta^{J\tau}_\nu R^\nu_i(J)\ .$$

Тогда система /7/ переходит в систему линейных однородных уравнений относительно новых переменных:

$$M\cdot\vec{L} = \left(\begin{array}{c|c} \mathrm{I} & \mathrm{II} \\ \hline \mathrm{III} & \mathrm{IV} \end{array}\right)_{M_{kk'}} \begin{pmatrix}\mathcal{P}_1\\ \mathcal{P}_2 \\ \cdots \\ \mathcal{P}_{n_1} \\ \mathcal{R}_1 \\ \mathcal{R}_2 \\ \cdots \\ \mathcal{R}_{n_1}\end{pmatrix} = 0. \qquad /8/$$

Ранг матрицы M равен $2n_1$, а элементы ее /в зависимости от значений индексов k и k' / вычисляются по формулам:

I. $1 \le k,\ k' \le n$

$$M_{kk'} = (\omega_{Jk}-\eta)\delta_{kk'} - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda_1\lambda_2 \\ i_1 i_2}} \left[\frac{U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk)\, U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk')}{(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}-\eta)} + 9\frac{V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk)\, V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk')}{(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}+\eta)}\right],$$

II. $1 \le k \le n_1,\ n_1+1 \le k' \le 2n_1$

$$M_{kk'} = -\frac{3}{2} \sum_{\substack{\lambda_1\lambda_2 \\ i_1 i_2}} \left[\frac{U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk)\, V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk')}{(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}-\eta)} + \frac{U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk')\, V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk)}{(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}+\eta)}\right].$$

III. $n_1+1 \le k \le 2n_1,\ 1 \le k' \le n_1$.

$$M_{kk'} = -\frac{3}{2} \sum_{\substack{\lambda_1\lambda_2 \\ i_1 i_2}} \left[\frac{U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk)\, V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk')}{(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}+\eta)} + \frac{U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk')\, V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk)}{(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}-\eta)}\right].$$

IV. $n_1+1 \le k,\ k' \le 2n_1$

$$M_{kk'} = (\omega_{Jk}+\eta)\delta_{kk'} - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda_1\lambda_2 \\ i_1 i_2}} \left[\frac{U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk)\, U^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk')}{(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}+\eta)} + 9\frac{V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk)\, V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(Jk')}{(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}-\eta)}\right].$$

Условие существования нетривиального решения системы /8/ приводит к уравнению:

$$\det\|M(\eta)\| = 0,$$

решая которое, мы получим энергетический спектр $\eta_{J\tau}$ возбужденных состояний, описываемых волновой функцией $\Psi_\tau(JM)$. Подставляя затем в систему /7/ значение $\eta=\eta_{J\tau}$ и используя условие нормировки /3/, найдем коэффициенты $\xi^{J\tau}_\nu$, $\zeta^{J\tau}_\nu$, $R^\nu_i(J)$ и $P^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(J\nu)$, т.е. определим и саму волновую функцию. Отметим, что в предельном случае $\xi^{J\tau}_\nu \to \delta_{\nu,\tau}$, $\zeta^{J\tau}_\nu \to 0$ уравнения /3/, /7/, /8/ переходят в уравнения, соответствующие приближению I /в этом случае ранг матрицы $M(\eta)$ уменьшается вдвое, а сама матрица имеет вид I, если положить $V^{\lambda_2 i_2}_{\lambda_1 i_1}(\lambda k) = 0$/. Учет фононных корреляций в основном состоянии приводит к тому, что помимо полюсных членов $\sim(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}-\eta)^{-1}$ в уравнениях появляются и неполюсные члены $\sim(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}+\eta)^{-1}$.

Аналогичные неполюсные члены присутствуют и в уравнениях, полученных в рамках теории конечных ферми-систем, когда учтены корреляции в основном состоянии, возникающие из-за взаимодействия 1p 1h- с 2p 2h -конфигурациями [5].

Оценим теперь число фононов в основном состоянии ядра, которое полагалось малым при получении уравнений /7/, /8/. Для этого прежде всего выразим волновую функцию нового основного состояния Ψ'_0 через волновую функцию фононного вакуума Ψ_0. Применив процедуру, подробно описанную на стр. 382-384 монографии [6], получим:

$$\Psi'_0 = \frac{1}{\sqrt{N}} \exp\Big\{\frac{1}{2}\sum_{JM\tau}\sum_{\nu\nu'} (\xi^{-1})^{J\tau}_{\nu'}\, \zeta^{J\tau}_{\nu}\, (-)^{J-M}\, \Omega^+_{JM\nu}\Omega^+_{J-M\nu'}\Big\}\Psi_0\ , \qquad /9/$$

где $(\xi^{-1})^{J\tau}_\nu$ - матрица, обратная $\xi^{J\tau}_\nu$ (т.е. $\sum_\nu (\xi^{-1})^{J\tau}_\nu \xi^{J\tau'}_\nu = \delta_{\tau\tau'}$), а N - нормировочный коэффициент, определяемый из условия $\langle\Psi'_0|\Psi'_0\rangle = 1$. Подставляя /9/ в определение N^J_i, мы легко получим выражение для полного числа фононов с моментом J в основном состоянии Ψ'_0:

$$N^J = \sum_i N^J_i = \sum_\tau \Big\{2\sum_\nu (\zeta^{J\tau}_\nu)^2 + \sum_i\Big(\sum_\nu R^\nu_i(J)\zeta^{J\tau}_\nu\Big)^2\Big\},$$

т.е. предположение /6/ хорошо выполняется в случае малости коэффициентов $\zeta^{J\tau}_\nu$.

Решение полученных уравнений представляет собой сложную вычислительную проблему, поскольку необходимо диагонализовать матрицу высокого ранга $M(\eta)$, зависящую от переменной η нелинейным образом. В настоящей работе мы не ставим перед собой такую задачу. Однако, чтобы получить некоторое количественное представление о роли фононных корреляций в основном состоянии, рассмотрим простейший случай. Из всей совокупности фононов, входящих в определение оператора $\Omega^{+}_{JM\nu}$, учтем только нижайший 2^{+}-фонон: $Q^{+}_{JMi}= Q^{+}_{\lambda_1\mu_1 i_1} = Q^{+}_{\lambda_2\mu_2 i_2} = Q^{+}_{2^{+}_1} \equiv Q^{+}$ /с энергией $\omega \equiv \omega_{2^{+}_1}$/. В этом частном случае все уравнения решаются аналитически. В приближении невзаимодействующих фононов система имеет два возбужденных состояния с энергией $\omega\,(\Psi = Q^{+}\Psi_0)$ и $2\omega\,(\Psi = Q^{+}Q^{+}\Psi_0)$. Учет взаимодействия фононов в волновой функции возбужденных состояний /приближение I /:

$$\Psi_\nu = \Omega^{+}_\nu \Psi_0 = \{R^\nu Q^{+} + P(\nu)[Q^{+}Q^{+}]\}\Psi_0\,,\quad \nu = 1,2$$

приводит к известному эффекту для двухуровневой задачи - расталкиванию корней:

$$\eta^{(I)}_1 = \frac{3\omega - \sqrt{\omega^2+2U^2}}{2},\quad \eta^{(I)}_2 = \frac{3\omega + \sqrt{\omega^2+2U^2}}{2}.$$

Первое решение $\eta^{(I)}_1$ - нижайшее 2^{+}-состояние, в волновой функции которого преобладает однофононная компонента, для второго решения $\eta^{(I)}_2$ преобладающей является двухфононная компонента.

Учет взаимодействия фононов в основном состоянии /приближение II / дает следующие решения:

$$\eta^{(II)}_1 = \sqrt{\frac{5\omega^2 + U^2 - 9V^2 - 3\omega\sqrt{\omega^2+2(U^2-V^2)}}{2}},$$

$$\eta^{(II)}_2 = \sqrt{\frac{5\omega^2 + U^2 - 9V^2 + 3\omega\sqrt{\omega^2+2(U^2-V^2)}}{2}}.$$

Мы вычислили значения $\eta^{(I)}_{1,2}$ и $\eta^{(II)}_{1,2}$ для некоторых ядер. Расчеты проводились с помощью программы GIRES /4/, параметры модели при этом выбирались такими, чтобы примерно выполнялось условие $\eta^{(I)}_1 = \omega^{\text{эксп}}_{2^{+}_1}$. Полученные результаты представлены в таблице. О силе взаимодействия одно- и двухфононных компонент можно судить по значению коэффициента U. В ядрах, где значение U мало /как правило, это магические и околомагические ядра/, решение $\eta^{(I)}_1 \approx \omega$ и $R \approx 1$ /и соответственно $\eta^{(I)}_2 \approx 2\omega$ и $P(2) \approx 1$ / - примером может служить изотоп ^{118}Sn. В других ядрах взаимодействие одно- и двухфононных компонент приводит к заметному их смешиванию и существенному уменьшению энергии нижайшего возбуждения /см., например, ^{146}Sm /. Энергия второго состояния при этом увеличивается, правда, не столь значительно. Учет фононных корреляций в основном состоянии влечет за собой еще большее опускание нижайшего возбужденного состояния. Уменьшается энергия и второго состояния по сравнению с $\eta^{(I)}_2$ /при этом для всех ядер получается, что $2\omega < \eta^{(II)}_2 < \eta^{(I)}_2$ /. Влияние фононных корреляций на положение нижайших уровней наиболее существенно в ядрах с большими значениями коэффициентов U и V. Величина этих коэффициентов определяется коллективностью фононов. Поэтому в сферических ядрах, далеких по N и Z от магических чисел, 2^{+}_1 и 3^{-}_1 -состояния которых имеют малую энергию и соответственно сильно коллективизированы, фононные корреляции в основном состоянии играют немаловажную роль. С другой стороны, в магических и околомагических ядрах их влиянием можно пренебречь.

Таблица

Энергии состояний, описываемых волновой функцией Ψ_τ (JM) и Ψ_ν(JM), рассчитанные для случая $Q^{+}_{JMi} = Q^{+}_{\lambda_1\mu_1 i_1} = Q^{+}_{\lambda_2\mu_2 i_2} = Q^{+}_{2^{+}_1}$; все значения даны в единицах МэВ

	^{118}Sn	^{120}Te	^{144}Sm	^{146}Sm
U	0,158	0,615	0,690	0,941
V	0,099	0,255	0,165	0,304
ω	1,23	0,72	1,66	1,13
$\eta^{(I)}_1$	1,22	0,52	1,53	0,82
$\eta^{(II)}_1$	1,21	0,19	1,50	0,59
2ω	2,46	1,44	3,32	2,26
$\eta^{(I)}_2$	2,47	1,64	3,45	2,57
$\eta^{(II)}_2$	2,46	1,53	3,43	3,47

Авторы выражают благодарность А.И.Вдовину за ценные советы и помощь при выполнении данной работы, В.В.Воронову, Г.Кырчеву и Ч.Стоянову - за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, вып.4, с.810-852.
2. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1977, A288, No.3, p.376-396; Ponomarev V.Yu. et al. Nucl. Phys., 1979, A323, No.2,3, p.446-460; Воронов В.В., Стоянова О., Соловьев В.Г. ЯФ, 1980, 31, вып.2, с.327-333; Ponomarev V.Ju., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. J.Phys.G: Nucl. Phys., 1982, 8, No.6, p.L77-L83.
3. Кырчев Г. ОИЯИ, Р4-81-788, Дубна, 1981.
4. Пономарев В.Ю., Стоянова О., Стоянов Ч. ОИЯИ, Р4-81-704, Дубна, 1981.
5. Камерджиев С.П., Ткачев В.Н. ЯФ, 1982, 36, вып.1, с.73-86.
6. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 октября 1982 года.

Нгуен Динь Данг, Пономарев В.Ю. Р4-82-740

Влияние взаимодействия фононов
на основное состояние четно-четных сферических ядер

Получены уравнения, позволяющие вычислять энергию и структуру возбужденных состояний, описываемых волновой функцией, содержащей одно- и двухфононные компоненты. При этом учтены фононные корреляции в основном состоянии ядра, возникающие в результате взаимодействия фононных мод возбуждения. Даны численные оценки влияния фононных корреляций на энергию нижайших возбужденных состояний.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Nguyen Din Dang, Ponomarev V.Yu. P4-82-740

The Phonon Interaction Influence
on the Ground State of Even-Even Spherical Nuclei

The equations for calculating the energy and the structure of the excited states with the wave function containing one- and two-phonon components are obtained. The phonon correlations in the ground state of the nucleus due to the interaction of the phonon modes excitation are taken into account. The numerical estimations of the phonon correlations influence on the energy of the lowest excited states are given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.