ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4-99-121

А.П.Северюхин, В.В.Воронов, Д.Караджов*

ВЛИЯНИЕ КАНАЛА ЧАСТИЦА–ЧАСТИЦА НА КОРРЕЛЯЦИИ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

*ИЯИЯЭ, София, Болгария

1999

Многие характеристики вибрационных состояний сферических ядер успешно описываются в приближении случайных фаз (ПСФ), которое позволяет определенным образом учесть корреляции в основном состоянии. Известно, что ПСФ нарушает принцип Паули и начиная с [1] было сделано много попыток улучшить ПСФ [2-16]. Как показано в [11, 12], корреляции в основном состоянии могут существенно влиять на характеристики вибрационных уровней сферических ядер. Учет ангармоничности вибрационных состояний ведет к появлению связи между однофононными и более сложными конфигурациями [17, 18]. Помимо структуры однофононных состояний корреляции в основном состоянии перенормируют матричные элементы, описывающие такую связь [16]. Для описания структуры нижайших вибрационных возбуждений во многих случаях достаточно ограничиться включением одно- и двухфононных компонент волновых функций [19]. В наших предыдущих работах эффекты корреляций в основном состоянии с выходом за ПСФ рассматривались только для частично-дырочного канала остаточного взаимодействия. В общем случае эффективный ядерный гамильтониан должен включать и силы в канале частица-частица с отличным от нуля моментом [20]. Влияние данного канала на структуру низколежащих состояний исследовалось, например, в рамках КФМ [19,21-24]. При этом в качестве базисных состояний использовались фононы ПСФ. Следует также отметить работы, в которых показана важность учета корреляций в основном состоянии с выходом за рамки ПСФ для зарядово-обменной ветви возбуждений [25, 26] с включением взаимодействия в канале частица-частица и в ядрах при конечной температуре [27].

В данной работе основные уравнения КФМ для коллективных возбуждений электрического типа обобщены на случай учета корреляций в основном состоянии за рамками ПСФ при одновременном включении каналов частица-дырка и частица-частица. На примере модели с одной вырожденной оболочкой сделаны численные оценки влияния частично-частичного канала и корреляций в основном состоянии на характеристики вибрационных возбуждений.

Мы используем гамильтониан КФМ [19, 21, 28], который включает в себя среднее поле в форме потенциала Вудса–Саксона, спаривательное взаимодействие, изоскалярные и изовекторные мультипольные силы в каналах частица-дырка и частица-частица.

$$H = \sum_\tau \left(\sum_{jm}^{\tau} (E_j - \lambda_\tau) a^\dagger_{jm} a_{jm} - \frac{1}{4} G_\tau^{(0)} : P_0^\dagger(\tau) P_0(\tau) : - \right.$$
$$\left. \frac{1}{2} \sum_a \sum_{\sigma=\pm1} \sum_{\lambda\mu} \left[\left(\kappa_0^{(\lambda,a)} + \sigma \kappa_1^{(\lambda,a)} \right) : M_{\lambda\mu}^{(a)+}(\tau) M_{\lambda\mu}^{(a)}(\sigma\tau) : \right] \right), \quad (1)$$

$$P_0^+(\tau) = \sum_{jm}^{\tau} (-1)^{j-m} a^+_{jm} a^+_{j-m},$$

$$M_{\lambda\mu}^{(ph)+}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{jj'mm'}^{\tau} (-1)^{j+m} \langle jmj' - m' \mid \lambda\mu \rangle f_{j'j}^{(\lambda)} a^+_{jm} a_{j'm'},$$

$$M_{\lambda\mu}^{(pp)+}(\tau) = \frac{(-1)^{\lambda-\mu}}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{jj'mm'}^{\tau} \langle jmj'm' \mid \lambda\mu \rangle f_{jj'}^{(\lambda)} a^+_{jm} a^+_{j'm'},$$

где τ- изотопический индекс $\tau = \{n, p\}$ и $-\tau = \{p, n\}$ (n- нейтрон, p- протон); a- индекс канала $a = \{ph, pp\}$ (ph- канал частица-дырка, pp- канал частица-частица); E_j- энергии одночастичных состояний, характеризуемых квантовыми числами jm (через j обозначена совокупность квантовых чисел nlj); λ_τ- химические потенциалы, которые определяются из условия сохранения числа нейтронов и протонов в среднем; $G_\tau^{(0)}$- константы монопольного спаривания; $\kappa_0^{(\lambda,a)}$ и $\kappa_1^{(\lambda,a)}$ - изоскалярные и изовекторные константы мультипольного взаимодействия; $f_{jj'}^{(\lambda)}$- одночастичные матричные элементы мультипольного взаимодействия. Мы работаем в представлении квазичастиц, которые определяем используя каноническое преобразование Боголюбова:

$$a^+_{jm} = u_j \alpha^+_{jm} + (-1)^{j-m} v_j \alpha_{j-m}.$$

Гамильтониан (1) может быть представлен через двухквазичастичные операторы и эрмитово-сопряженные к ним [19, 21, 28]:

$$B(jj'; \lambda\mu) = \sum_{mm'} (-1)^{j'+m'} \langle jmj'm' \mid \lambda\mu \rangle \alpha^+_{jm} \alpha_{j'-m'},$$

$$A^+(jj'; \lambda\mu) = \sum_{mm'} \langle jmj'm' \mid \lambda\mu \rangle \alpha^+_{jm} \alpha^+_{j'm'}.$$

Совершим теперь линейное преобразование от операторов $A^+(jj'; \lambda\mu)$ и $A(jj'; \lambda\mu)$ к операторам рождения и уничтожения фононов:

$$Q^+_{\lambda\mu,i} = \frac{1}{2} \sum_{jj'} \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} A^+(jj'; \lambda\mu) - (-1)^{\lambda-\mu} \varphi_{jj'}^{\lambda i} A(jj'; \lambda - \mu) \}.$$

Основным состоянием четно-четного ядра является фононный вакуум $\mid 0\rangle$ ($Q_{\lambda\mu,i} \mid 0\rangle = 0$), а возбужденные состояния генерируются путем действия $Q^+_{\lambda\mu,i}$ на $\mid 0\rangle$. Учитывая, что разные возбужденные состояния должны быть ортогональны и нормированы ($\langle 0 \mid [Q_{\lambda\mu,i}, Q^+_{\lambda\mu,i'}] \mid 0\rangle = \delta_{ii'}$), получаем

$$\frac{1}{2} \sum_{jj'} (1 - q_{jj'}) \left[\psi_{jj'}^{\lambda i} \psi_{jj'}^{\lambda i'} - \varphi_{jj'}^{\lambda i} \varphi_{jj'}^{\lambda i'} \right] = \delta_{ii'},$$

где $q_{jj'} = q_j + q_{j'}$, $q_j \equiv \langle 0 \mid B(jj; 00) \mid 0\rangle / (2j+1)^{\frac{1}{2}}$- распределение квазичастиц в основном состоянии. Характеристики фононов и квазичастиц определяются из нелинейной системы уравнений, полученной в рамках расширенного ПСФ (РПСФ) [12]:

$$\frac{G_\tau^{(0)}}{2} \sum_j^{\tau} \frac{(j + 1/2)(1 - 2q_j)}{\sqrt{\Delta_\tau^2 + (E_j - \lambda_\tau)^2}} = 1, \quad (2)$$

$$N^{(\tau)} = \sum_j^{\tau} (j + 1/2) \left[1 - \frac{(E_j - \lambda_\tau)(1 - 2q_j)}{\sqrt{\Delta_\tau^2 + (E_j - \lambda_\tau)^2}} \right], \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} M_0^{\kappa^{(\lambda,ph)}}(\tau)-I & M_1^{\kappa^{(\lambda,pp)}}(\tau) & M_2^{\kappa^{(\lambda,pp)}}(\tau) \\ M_1^{\kappa^{(\lambda,ph)}}(\tau) & M_4^{\kappa^{(\lambda,pp)}}(\tau)-I & M_3^{\kappa^{(\lambda,pp)}}(\tau) \\ M_2^{\kappa^{(\lambda,ph)}}(\tau) & M_3^{\kappa^{(\lambda,pp)}}(\tau) & M_5^{\kappa^{(\lambda,pp)}}(\tau)-I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_0(\tau) \\ D_+(\tau) \\ D_-(\tau) \end{pmatrix} = 0, \qquad (4)$$

$$\sum_{jj'}(1-q_{jj'})\left[(\psi_{jj'}^{\lambda i})^2-(\varphi_{jj'}^{\lambda i})^2\right]-2=0, \qquad (5)$$

$$q_j = \frac{1}{2}\sum_{\lambda i,j'}\frac{2\lambda+1}{2j+1}(1-q_{jj'})(\varphi_{jj'}^{\lambda i})^2, \qquad (6)$$

где

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

В этих уравнениях формулы для энергий квазичастиц $\varepsilon_j = \sqrt{\Delta_\tau^2 + (E_j-\lambda_\tau)^2}$ и u_j, v_j остаются такие же, как в теории БКШ, а новыми являются формулы для корреляционных функций $\Delta_\tau \equiv \frac{1}{2}G_\tau^{(0)}\sum_j^\tau(1-2q_j)(2j+1)u_jv_j$ и химических потенциалов λ_τ (2), (3) (смотри [6, 12]).

Введем функции

$$D_n(\tau) = \begin{pmatrix} D_n^{\lambda i}(\tau) \\ D_n^{\lambda i}(-\tau) \end{pmatrix},$$

$$D_0^{\lambda i}(\tau) = \sum_{jj'}^{\tau} f_{jj'}^{\lambda}(1-q_{jj'})u_{jj'}^{(+)}\left(\psi_{jj'}^{\lambda i}+\varphi_{jj'}^{\lambda i}\right),$$

$$D_\pm^{\lambda i}(\tau) = \sum_{jj'}^{\tau} f_{jj'}^{\lambda}(1-q_{jj'})v_{jj'}^{(\pm)}\left(\psi_{jj'}^{\lambda i}\mp\varphi_{jj'}^{\lambda i}\right),$$

где $n=\{0,+,-\}$, $v_{jj'}^{(\pm)} = u_ju_{j'} \pm v_jv_{j'}$, $u_{jj'}^{(\pm)} = u_jv_{j'} \pm v_ju_{j'}$.

Выражения для функций $M_l^{\kappa^{(\lambda,a)}}(\tau)$ имеют вид

$$M_l^{\kappa^{(\lambda,a)}}(\tau) = \begin{pmatrix} (\kappa_0^{(\lambda,a)}+\kappa_1^{(\lambda,a)})X_l^{\lambda i}(\tau) & (\kappa_0^{(\lambda,a)}-\kappa_1^{(\lambda,a)})X_l^{\lambda i}(\tau) \\ (\kappa_0^{(\lambda,a)}-\kappa_1^{(\lambda,a)})X_l^{\lambda i}(-\tau) & (\kappa_0^{(\lambda,a)}+\kappa_1^{(\lambda,a)})X_l^{\lambda i}(-\tau) \end{pmatrix},$$

где $l=\{0,1,2,3,4,5\}$, $X_0^{\lambda i}(\tau) = \sum_{jj'}{}^{\tau}\mathcal{X}_{jj'}^{\lambda i}\left(u_{jj'}^{(+)}\right)^2\varepsilon_{jj'}$,

$$X_1^{\lambda i}(\tau) = \sum_{jj'}{}^{\tau}\mathcal{X}_{jj'}^{\lambda i}u_{jj'}^{(+)}v_{jj'}^{(+)}\omega_{\lambda i},\ X_2^{\lambda i}(\tau) = \sum_{jj'}{}^{\tau}\mathcal{X}_{jj'}^{\lambda i}u_{jj'}^{(+)}v_{jj'}^{(-)}\varepsilon_{jj'},$$

$$X_3^{\lambda i}(\tau) = \sum_{jj'}{}^{\tau}\mathcal{X}_{jj'}^{\lambda i}v_{jj'}^{(+)}v_{jj'}^{(-)}\omega_{\lambda i},\ X_4^{\lambda i}(\tau) = \sum_{jj'}{}^{\tau}\mathcal{X}_{jj'}^{\lambda i}\left(v_{jj'}^{(+)}\right)^2\varepsilon_{jj'},$$

$$X_5^{\lambda i}(\tau) = \sum_{jj'}{}^{\tau}\mathcal{X}_{jj'}^{\lambda i}\left(v_{jj'}^{(-)}\right)^2\varepsilon_{jj'},\ \varepsilon_{jj'} = \varepsilon_j+\varepsilon_{j'},$$

$$\mathcal{X}_{jj'}^{\lambda i} = \frac{(f_{jj'}^{(\lambda)})^2\,(1-q_{jj'})}{(2\lambda+1)\left(\varepsilon_{jj'}^2-\omega_{\lambda i}^2\right)}.$$

Для фононных амплитуд получаются следующие выражения:

$$\psi_{jj'}^{\lambda i}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\mathcal{Y}_\tau^{\lambda i}}}\frac{f_{jj'}^{\lambda}}{(\varepsilon_{jj'}-\omega_{\lambda i})}\left(u_{jj'}^{(+)}+v_{jj'}^{(+)}z_+^{\lambda i}(\tau)+v_{jj'}^{(-)}z_-^{\lambda i}(\tau)\right), \qquad (7)$$

$$\varphi_{jj'}^{\lambda i}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\mathcal{Y}_\tau^{\lambda i}}}\frac{f_{jj'}^{\lambda}}{(\varepsilon_{jj'}+\omega_{\lambda i})}\left(u_{jj'}^{(+)}-v_{jj'}^{(+)}z_+^{\lambda i}(\tau)+v_{jj'}^{(-)}z_-^{\lambda i}(\tau)\right), \qquad (8)$$

где

$$\mathcal{Y}_\tau^{\lambda i} = \frac{2\,(2\lambda+1)^2}{\left(D_0^{\lambda i}(\tau)\left(\kappa_0^{(\lambda,ph)}+\kappa_1^{(\lambda,ph)}\right)+D_0^{\lambda i}(-\tau)\left(\kappa_0^{(\lambda,ph)}-\kappa_1^{(\lambda,ph)}\right)\right)^2},$$

$$z_n^{\lambda i}(\tau) = \frac{D_n^{\lambda i}(\tau)\left(\kappa_0^{(\lambda,pp)}+\kappa_1^{(\lambda,pp)}\right)+D_n^{\lambda i}(-\tau)\left(\kappa_0^{(\lambda,pp)}-\kappa_1^{(\lambda,pp)}\right)}{D_0^{\lambda i}(\tau)\left(\kappa_0^{(\lambda,ph)}+\kappa_1^{(\lambda,ph)}\right)+D_0^{\lambda i}(-\tau)\left(\kappa_0^{(\lambda,ph)}-\kappa_1^{(\lambda,ph)}\right)},$$

где $n=\{+,-\}$. Если не учитывать канал частица-частица, то уравнение (4) и выражения (7), (8) заметно упрощаются [16]. Условие $q_{jj'}=0$ сводит систему уравнений (2)-(6) к уравнениям теории БКШ и ПСФ с учетом канала частица-частица [21].

Используя условие полноты и ортогональности возбужденных состояний РПСФ, операторы $A^+(jj';\lambda\mu)$ и $A(jj';\lambda\mu)$ выражаются через операторы фононов РПСФ следующим образом:

$$A^+(jj';\lambda\mu) + (-)^{\lambda-\mu}A(jj';\lambda-\mu) = (1-q_{jj'}) \times \\ \times\sum_i\left(\psi_{jj'}^{\lambda i}+\phi_{jj'}^{\lambda i}\right)\left(Q_{\lambda\mu i}^+ + (-)^{\lambda-\mu}Q_{\lambda-\mu i}\right).$$

Запишем гамильтониан (1) через операторы квазичастиц и фононов

$$H \;=\; h_0 \,+\, h_0^{pp} \,+\, h_{QQ} \,+\, h_{QB},$$

$$h_0 \,+\, h_0^{pp} \;=\; \sum_{jm} \varepsilon_j\, \alpha_{jm}^{+}\, \alpha_{jm},$$

$$h_{QQ} = -\frac{1}{4}\sum_{\lambda\mu i i'\tau} \frac{\overline{X}^{\lambda i i'}(\tau) + \overline{X}^{\lambda i' i}(\tau)}{\sqrt{\mathcal{Y}_\tau^{\lambda i}\mathcal{Y}_\tau^{\lambda i'}}} Q^{+}_{\lambda\mu i} Q_{\lambda\mu i'},$$

$$h_{QB} \;=\; -\frac{1}{2\sqrt{2}}\sum_{\lambda\mu i\tau}\sum_{jj'}{}^{\tau} \frac{f_{jj'}^{(\lambda)}}{\sqrt{\mathcal{Y}_\tau^{\lambda i}}}\Big((-)^{\lambda-\mu} Q^{+}_{\lambda\mu i} L_{jj'}^{\lambda i (+)}(\tau) + Q_{\lambda -\mu i} L_{jj'}^{\lambda i(-)}(\tau)\Big) B(jj'; \lambda-\mu) + h.c.,$$

где

$$\overline{X}^{\lambda i i'}(\tau) = \sqrt{\frac{\mathcal{Y}_\tau^{\lambda i}}{2}}\left(D_0^{\lambda i}(\tau) + D_+^{\lambda i}(\tau)\, z_+^{\lambda i'}(\tau) + D_-^{\lambda i}(\tau)\, z_-^{\lambda i'}(\tau)\right),$$

$$L_{jj'}^{\lambda i (\pm)}(\tau) = v_{jj'}^{(-)} + \left(z_-^{\lambda i}(\tau) \pm z_+^{\lambda i}(\tau)\right)\left(u_{jj'}^{(-)} - u_{jj'}^{(+)}\right).$$

Можно показать, что для решений системы уравнений (2)-(6) РПСФ имеет место

$$\langle\, Q_{\lambda\mu i} \mid H \mid Q^{+}_{\lambda\mu i'}\rangle \;=\; \omega_{\lambda i}\delta_{ii'},$$

$$\langle\, H\, Q^{+}_{\lambda\mu i}\, Q^{+}_{\lambda -\mu i}\rangle \;=\; 0.$$

Доказательство этого утверждения для РПСФ можно провести аналогично, как для ПСФ [18, 29]. Член гамильтониана h_{QB} связывает однофононные состояния с более сложными конфигурациями, например двухфононными, и отвечает за фрагментацию однофононных возбужденных состояний четно-четных сферических ядер. Волновая функция возбужденного состояния в рамках КФМ записывается в виде

$$\Psi_\nu(\lambda\mu) = \Big\{\sum_i R_i(\lambda\nu) Q^{+}_{\lambda\mu i} + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda\nu)\left[Q^{+}_{\lambda_1\mu_1 i_1} Q^{+}_{\lambda_2\mu_2 i_2}\right]_{\lambda\mu}\Big\}|0\rangle. \quad (9)$$

Условие нормировки волновой функции (9) имеет вид

$$\langle \Psi_\nu(JM) \;\mid\; \Psi_\nu(JM)\rangle = \sum_i R_i^2(J\nu) + 2\sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}\left(P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu)\right)^2 \times \left(1 + K^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)\right) \;=\; 1, \quad (10)$$

где

$$K^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \equiv K^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2 \mid \lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1),$$

$$K^J(\lambda_2 i_2, \lambda i' \;\mid\; \lambda i, \lambda_2 i_2) = (2\lambda+1)(2\lambda_2+1)\frac{1}{1+\delta_{i,i'}\delta_{\lambda i, \lambda_2 i_2}} \times \sum_{j_1 j_2 j_3 j_4}(1 - \frac{1}{2}q_{j_1 j_2 j_3 j_4})(-1)^{j_2+j_4+J}\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & \lambda_2 \\ j_4 & j_3 & \lambda \\ \lambda & \lambda_2 & J\end{Bmatrix} \times \left(\psi_{j_1 j_4}^{\lambda i'}\psi_{j_3 j_4}^{\lambda i}\psi_{j_3 j_2}^{\lambda_2 i_2}\psi_{j_1 j_2}^{\lambda_2 i_2} - \varphi_{j_3 j_2}^{\lambda_2 i_2}\varphi_{j_1 j_2}^{\lambda_2 i_2}\varphi_{j_3 j_4}^{\lambda i'}\varphi_{j_1 j_4}^{\lambda i}\right),$$

$$q_{j_1 j_2 j_3 j_4} = q_{j_1} + q_{j_2} + q_{j_3} + q_{j_4}.$$

Вычисляя среднее значение гамильтониана (1) по состояниям (9), согласно вариационному принципу, с учетом условия (10)

$$\delta\;\left(\langle\,\Psi_\nu(\lambda\mu)\,|H\mid\,\Psi_\nu(\lambda\mu)\rangle \;-\; E_\nu\left(\langle\,\Psi_\nu(\lambda\mu)\,|\,\Psi_\nu(\lambda\mu)\rangle \;-\; 1\right)\right) \;=\; 0,$$

получаем линейную систему уравнений относительно $R_i(J\nu)$ и $P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu)$

$$(\omega_{Ji} - E_\nu)\, R_i(J\nu) + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji)\left(1 + K^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)\right) = 0, \quad (11)$$

$$2\left(\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} + \Delta\omega^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) - E_\nu\right) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) + \sum_i R_i(J\nu) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) = 0, \quad (12)$$

$$\Delta\omega^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \;=\; -\frac{1}{4}\sum_{i\tau}\left(\frac{\overline{X}^{\lambda i_1 i}(\tau) + \overline{X}^{\lambda i i_1}(\tau)}{\sqrt{\mathcal{Y}_\tau^{\lambda_1 i_1}\mathcal{Y}_\tau^{\lambda_1 i}}} K^J(\lambda_2 i_2, \lambda_1 i \mid \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) + \frac{\overline{X}^{\lambda i_2 i}(\tau) + \overline{X}^{\lambda i i_2}(\tau)}{\sqrt{\mathcal{Y}_\tau^{\lambda_2 i_2}\mathcal{Y}_\tau^{\lambda_2 i}}} K^J(\lambda_2 i, \lambda_1 i_1 \mid \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)\right).$$

При этом мы используем квазидиагональное приближение для функций $K^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2 \mid \lambda_3 i_3, \lambda_4 i_4)$. Это можно сделать потому, что абсолютные значения диагональных членов $K^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2 \mid \lambda_3 i_3, \lambda_4 i_4)$ значительно больше недиагональных [19, 30]. Матричный элемент взаимодействия между одно- и двухфононными конфигурациями волновой функции (9) принимает вид

$$\langle Q_{J\nu}|h_{QB}|\left[Q^+_{\lambda_1 i_1} Q^+_{\lambda_2 i_2}\right]_J\rangle = U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(J\nu)(1 + K^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)),$$

$$U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(\lambda i) \equiv \sum_\tau U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(\lambda i, \tau),$$

$$\begin{aligned}
U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(\lambda i, \tau) \;=\; & (-1)^{\lambda_1+\lambda_2+\lambda} \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(2\lambda_1+1)(2\lambda_2+1)} \sum_{j_1 j_2 j_3}{}^{\tau} (1 - q_{j_2 j_3}) \times \\
& \left(\frac{f^{\lambda}_{j_1 j_2}}{\sqrt{\mathcal{Y}^{\lambda i}_\tau}} \begin{Bmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{Bmatrix} \left(\mathcal{L}^{\lambda i}_{j_1 j_2}(\tau)\, \psi^{\lambda_2 i_2}_{j_2 j_3} \phi^{\lambda_1 i_1}_{j_3 j_1} + \mathcal{L}^{\lambda i}_{j_2 j_1}(\tau)\, \psi^{\lambda_1 i_1}_{j_3 j_1} \phi^{\lambda_2 i_2}_{j_2 j_3} \right) + \right. \\
& \frac{f^{\lambda_1}_{j_1 j_3}}{\sqrt{\mathcal{Y}^{\lambda_1 i_1}_\tau}} \begin{Bmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda \\ j_3 & j_2 & j_1 \end{Bmatrix} \left(\mathcal{L}^{\lambda_1 i_1}_{j_2 j_1}(\tau)\, \phi^{\lambda_2 i_2}_{j_3 j_1} \phi^{\lambda i}_{j_2 j_3} + \mathcal{L}^{\lambda_1 i_1}_{j_1 j_2}(\tau)\, \psi^{\lambda i}_{j_2 j_3} \psi^{\lambda_2 i_2}_{j_3 j_1} \right) + \\
& \left. \frac{f^{\lambda_2}_{j_1 j_2}}{\sqrt{\mathcal{Y}^{\lambda_2 i_2}_\tau}} \begin{Bmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda \\ j_1 & j_3 & j_2 \end{Bmatrix} \left(\mathcal{L}^{\lambda_2 i_2}_{j_1 j_2}(\tau)\, \phi^{\lambda_1 i_1}_{j_2 j_3} \phi^{\lambda i}_{j_3 j_1} + \mathcal{L}^{\lambda_2 i_2}_{j_2 j_1}(\tau)\, \psi^{\lambda i}_{j_3 j_1} \psi^{\lambda_1 i_1}_{j_2 j_3} \right) \right),
\end{aligned}$$

где

$$\mathcal{L}^{\lambda i}_{j_1 j_2}(\tau) = \frac{1}{2}\left(L^{\lambda i(+)}_{j_1 j_2} + L^{\lambda i(-)}_{j_2 j_1} \right).$$

Эта система (11), (12) имеет решение, если

$$F(E_\nu) \equiv det \left| (\omega_{\lambda i} - E_\nu)\delta_{ii'} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2} \frac{U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(\lambda i) U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(\lambda i') \left(1 + K^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)\right)}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} + \Delta\omega^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) - E_\nu} \right| = 0. \tag{13}$$

Уравнения (11), (12), (13) имеют такую же форму, как основные уравнения КФМ, построенные на базисе фононов ПСФ [19, 28]. Если не принимать во внимание канал частица-частица, тогда получаются обобщенные уравнения КФМ с учетом корреляций в основном состоянии за рамками ПСФ [16]. Если же положить $q_{jj'} = 0$ и $K^J(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) = 0$, приходим к обычной системе уравнений КФМ, описывающих связь однофононных и двухфононных компонент волновой функции (9) без учета принципа Паули.

Как показано в [16], наибольшее влияние корреляции в основном состоянии оказывают на структуру однофононных состояний. Поэтому для оценки взаимосвязи канала частица-частица и корреляций целесообразно начать с рассмотрения случая РПСФ. Рассмотрим модель изолированного уровня, в которой последняя незаполненная оболочка отделена энергетически от других одночастичных уровней и, следовательно, можно считать, что вклад от других одночастичных уровней пренебрежимо мал [1, 6]. Это приближение значительно упрощает нелинейную систему уравнений (2)-(6). Ограничимся одним сортом нуклонов и в формуле (6) учтем в сумме по λ только одну мультипольность, для которой решаем систему уравнений (2)-(6). Как показано в [12], с хорошей точностью можно учитывать вклад только квадрупольной моды. Численные расчеты выполнялись для $\lambda = 2$, $(2j+1) = 40$ и числа нуклонов $N = 18$. Мы исследуем зависимость энергии возбужденного состояния (ω_{21}) (рис.1), приведенной вероятности перехода электрического типа $(B\,(E2, 2 \to 0))$ (рис.2) и распределения квазичастиц в основном состоянии (q_j) (рис.3) от значений силовых констант в каналах частица-дырка $(\kappa^{(ph)})$ и частица-частица $(\kappa^{(pp)})$. Использованы следующие обозначения:

$$\kappa^{(a)} = \frac{2\left(f^{(2)}_{jj}\right)^2 \left(\kappa^{(2,a)}_0 + \kappa^{(2,a)}_1\right)}{5\,(2j+1)\,G^{(0)}};$$

$$\omega = \frac{2\omega_{21}}{(2j+1)\,G^{(0)}};$$

$$B\,(E2) = \frac{10B\,(E2, 2 \to 0)}{\left(\Gamma^{(2)}_{jj}\right)^2},$$

где $\left(\Gamma^{(2)}_{jj}\right)^2$ - одночастичный матричный элемент перехода электрического типа. Как видно из рис.1, учет взаимодействия в канале частица-частица мало влияет на разницу в энергиях возбужденного состояния, вычисленных в РПСФ и ПСФ, по сравнению с тем, какое влияние оказывает само включение исследуемого канала. Второй особенностью, на которую стоит обратить внимание, является то, что при включении канала частица-частица решение для РПСФ становится ближе к решению ПСФ в области до критической точки, в которой $\omega_{\text{ПСФ}} = 0$, хотя следует отметить, критической точки в РПСФ нет. Таким образом, можно сделать вывод о том, что включение канала частица-частица приводит к ослаблению роли корреляций в основном состоянии. Это объясняется уменьшением числа квазичастиц в основном состоянии (q_j) при включении канала частица-частица в области до критической точки (рис.3). Для того, чтобы нагляднее представить этот результат, выберем и зафиксируем ω в области, где роль корреляций заметна (рис.1), например $\omega = 0,3$, и посмотрим, как изменяется $B\,(E2)$ в зависимости от $\kappa^{(pp)}$. Из рис.4 следует, что при увеличении $\kappa^{(pp)}$ величина $B\,(E2)$, посчитанная в РПСФ, приближается к значению, вычисленному в обычном ПСФ. Следует отметить, что в структуре низколежащих вибрационных состояний доминирует канал частица-дырка. В рассматриваемой модели это означает, что область, например $\kappa^{(pp)} > 0,7$, не является интересной для этих исследований. Поведение приведенной вероятности перехода (рис.2) подтверждает сделанные выше выводы.

В данной работе показано, что основные уравнения квазичастично-фононной модели для четно-четных сферических ядер могут быть обобщены на случай учета корреляций в основном состоянии за рамками приближения случайных фаз при одновременном включении каналов частица-дырка и частица-частица. Уравнения КФМ получаются предельным переходом к приближению случайных фаз. На примере простой модели продемонстрировано, что подключение канала частица-частица приводит к небольшому ослаблению корреляций в основном состоянии.

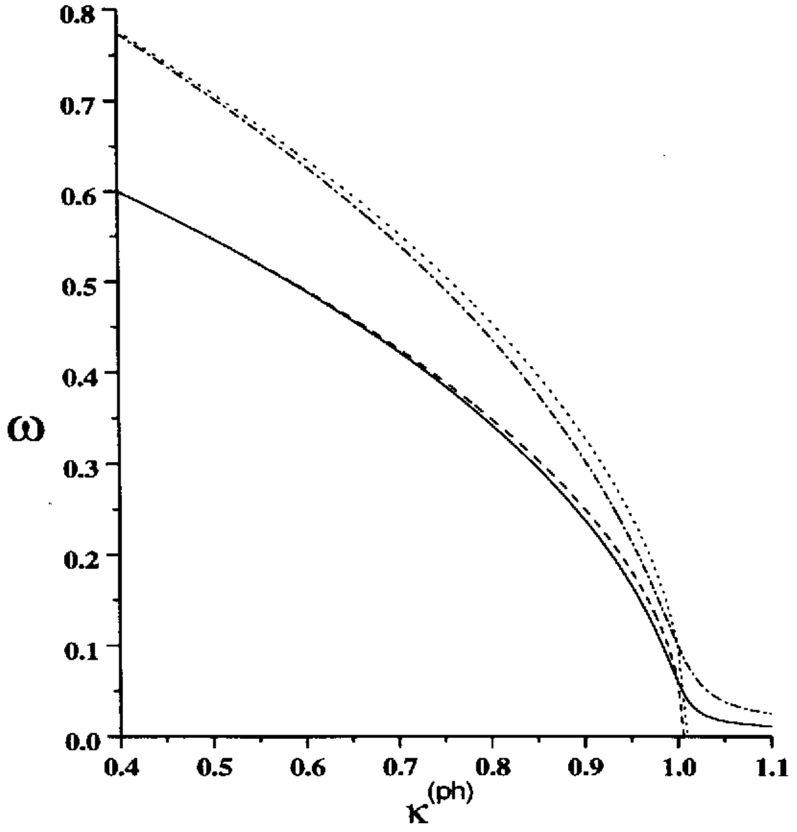

Рис. 1. Поведение энергии возбужденного состояния в зависимости от $\kappa^{(ph)}$. Пунктирная кривая и штриховая кривая являются решениями ПСФ при $\kappa^{(pp)} = 0$ и $\kappa^{(pp)} = 0,4$ соответственно. Штрихпунктирная кривая и сплошная кривая являются решениями РПСФ, где $\kappa^{(pp)} = 0$ и $\kappa^{(pp)} = 0,4$ соответственно

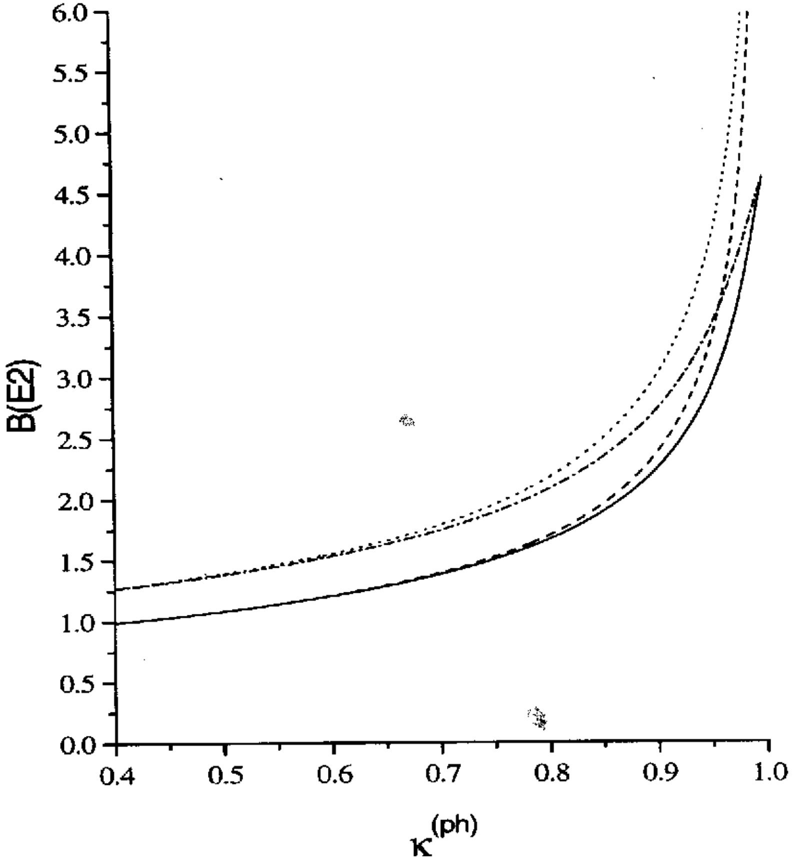

Рис. 2. Поведение $B(E2)$ в зависимости от $\kappa^{(ph)}$. Пунктирная кривая и штриховая кривая являются решениями ПСФ при $\kappa^{(pp)} = 0$ и $\kappa^{(pp)} = 0,4$ соответственно. Штрих-пунктирная кривая и сплошная кривая являются решениями РПСФ, где $\kappa^{(pp)} = 0$ и $\kappa^{(pp)} = 0,4$ соответственно

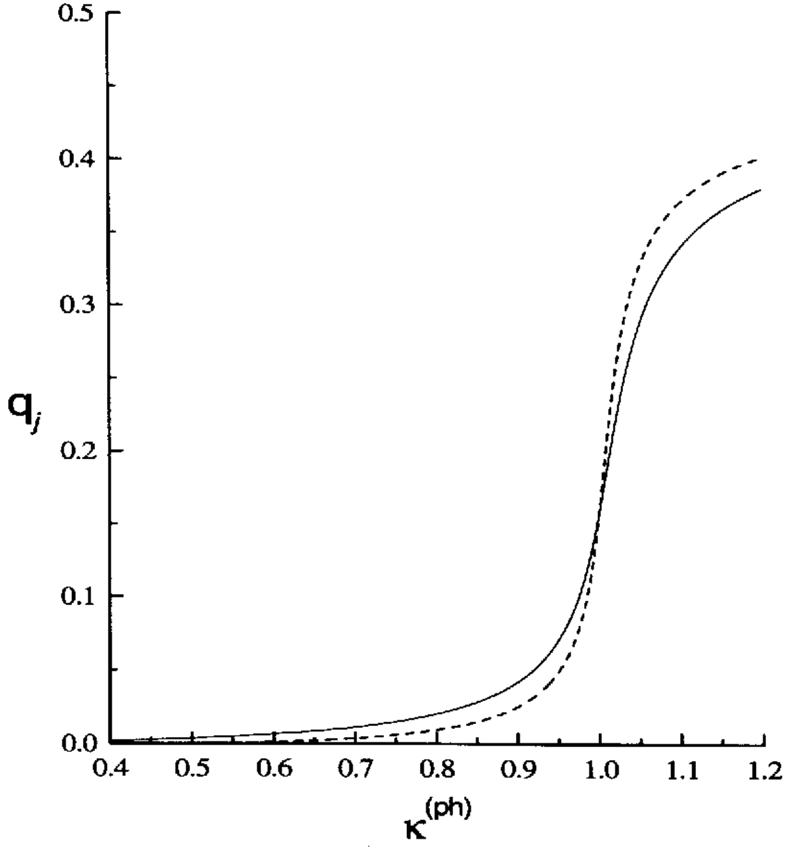

Рис. 3. Распределение квазичастиц в основном состоянии в зависимости от $\kappa^{(ph)}$. Сплошная кривая и штриховая кривая являются решениями РПСФ при $\kappa^{(pp)} = 0$ и $\kappa^{(pp)} = 0,4$ соответственно

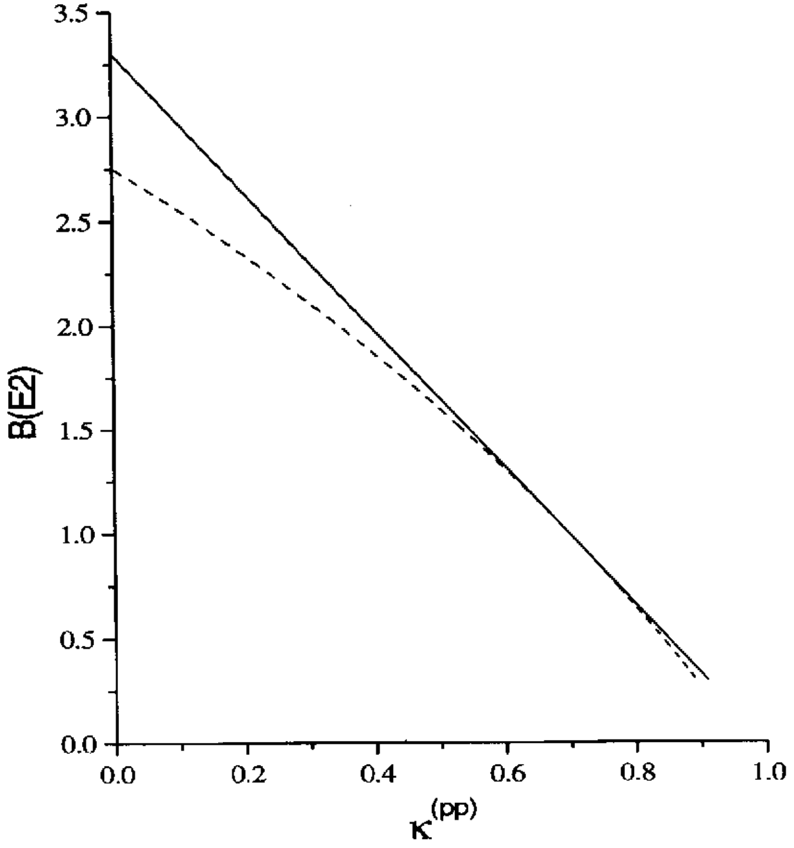

Рис. 4. Поведение $B(E2)$ в зависимости от $\kappa^{(pp)}$ при $\omega = 0,3$. Сплошная кривая соответствует решению ПСФ. Штриховая кривая является решением РПСФ

Авторы благодарны А.И. Вдовину за полезные обсуждения в процессе работы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 96-15-96729) и НФНИ Болгарии (грант Ф-621).

Список литературы

[1] *Hara K.*// Prog. Theor. Phys. 1964. V.32. P.88.

[2] *Ikeda K., Udagawa T. and Yamaura H.*// Prog. Theor. Phys. 1965. V.33. P.22.

[3] *Rowe D.J.*// Phys. Rev. 1968. V.175. P.1283.

[4] *Rowe D.J.*// Rev. Mod. Phys. 1968. V.40. P.153.

[5] *da Providencia J.*// Nucl. Phys. 1968. V.A108. P.589.

[6] *Jolos R.V., Rybarska W.* JINR. E4-5578. Dubna. 1971. *Jolos R.V., Rybarska W.*// Z. Physik. 1980. V.A296. P.73.

[7] *Навроцка-Рыбарска В., Стоянова О., Стоянов Ч.*// ЯФ. 1980. Т.33. С.1494.

[8] *Johnson C.H., Mahaux C.*// Phys. Rev. 1988. V.C38. P.2589

[9] *Lenske H., Wambach J.*// Phys. Lett. 1990. V.B249. P.377.

[10] *Klein A., Walet N.R., Do Dang G.*// Nucl. Phys. 1991. V.A535. P.1.

[11] *Karadjov D., Voronov V.V., Catara F.*// Phys. Lett. 1993. V.B306 P.197.

[12] *Karadjov D., Voronov V.V., Catara F.*// J.Phys. 1994. V.G20. P.1431.

[13] *Catara F., Dang N.D., Sambataro M.,*// Nucl. Phys. 1994. V.A579. P.1.

[14] *Sambataro M., Catara F.//* Phys. Rev. 1995. V.C51. P.3066.

[15] *Dukelsky J., Schuck P.//* Phys. Lett. 1996. V.B387. P.233.

[16] *Karadjov D., Voronov V.V., Catara F., Grinberg M., Severyukhin A.P.//* Nucl. Phys. 1998. V.A643. P.259.

[17] *Бор О., Моттельсон Б.* Структура атомного ядра, Т.2. М.: Мир, 1977.

[18] *Соловьев В.Г.* Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.

[19] *Соловьев В.Г.* Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоиздат, 1989.

[20] *Беляев С.Т.* // ЯФ. 1966. Т.4. С.936.

[21] *Вдовин А.И., Соловьев В.Г.* // ЭЧАЯ. 1983. Т.14. С.237.

[22] *Вдовин А.И., Дамбасурен Д., Соловьев В.Г., Стоянов Ч.* // Изв. АН СССР, Сер. физ. 1976. Т.40. С.2183.

[23] *Дамбасурен Д.* // Изв. АН СССР, Сер. физ. 1977. Т.41. С.1281.

[24] *Гринберг М., Стоянов Ч., Цонева Н.* // ЭЧАЯ. 1998. Т.29. С.1456.

[25] *Toivanen J. and Suhonen J.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V.75. P.410.

[26] *Krmpotic F. et al* // Nucl. Phys. 1997. V.A612. P.223.

[27] *Стороженко А.Н., Косов Д.С., Вдовин А.И.//* ЯФ. 1999. Т.62. С.63.

[28] *Воронов В.В., Соловьев В.Г.* // ЭЧАЯ. 1983. Т.14. С.1380.

[29] *Rowe D.J.* Nuclear collective motion. London: Methuen, 1970.

[30] *Воронов В.В., Соловьев В.Г.//* ТМФ. 1983. Т.57. С.75.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 апреля 1999 года.