# МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ВЕРСИЯ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ БОЗОНОВ

А. Д. Ефимов
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург.

# Бозонное представление парных фермионных операторов

Основа: Беляев, Зелевинский [1962, 1964]
Соренсен [1966-73]

$$(a_j^+ a_j^+)^{(2)} \sim \sqrt{2 - 4y(j)}\, d^+$$

$$B_\mu^+ = \sum_{12} \psi(\mu 12) a_1^+ a_2^+; \quad A_{\mu\nu}^+ = \sum_{123} \psi(\mu 13) \psi(\nu 23) a_1^+ a_2,$$

$$B_\mu^+ \to \sum_\alpha x_{\mu\alpha}^{(1)} b_\alpha^+ + \sum_{\alpha\beta\gamma} x_{\mu\alpha\beta\gamma}^{(3)} b_\alpha^+ b_\beta^+ b_\gamma^+ + \ldots,$$

$$A_{\mu\nu}^+ \to y^{(0)} \delta_{J,0} + \sum_{\alpha\beta} y_{\mu\nu\alpha\beta}^{(2)} b_\alpha^+ b_\beta + \ldots.$$

Коэффициенты $x^{(i)}$, $y^{(i)}$ определяются из условия, что коммутационные соотношения фононных и бозонных операторов одинаковы. Это дает цепочку зацепляющихся нелинейных уравнений для коэффициентов разложения $x$, $y$ , которые начинаются с $y^{(0)}$. Например, в случае только одного бозона, например, $d^+$,

# Бозонное представление парных фермионных операторов

$$x^{(1)} = \sqrt{2 - 2y^{(0)}}, \quad y^{(2)} = -(x^{(3)2} + 2x^{(1)}x^{(3)}), \ \dots \ .$$

$$H = w^{20}d^+d^+ + w^{21}d^+d + w^{30}d^+d^+d^+ + w^{31}d^+d^+d$$
$$+w^{40}d^+d^+d^+d^+w^{41}d^+d^+d^+d + w^{42}d^+d^+dd + \text{Н.с.} \ .$$

<u>Кишимото и Тамура [1971-81]</u>

+ квадрупольное спаривание
+ разложение до 6 порядка в бозонном гамильтониане
+ вычисления доводились до 30 бозонов и до $I = 8^+$
$(SU(5) \subset R(5) \subset R(3))$
+ учет связи коллективных и неколлективных фононов
$|B^+_{J=2}(D^+)^n >$ по теории возмущения в варианте Вигнера

# Бозонное представление парных фермионных операторов

Маршалек [1980] $\longrightarrow$ Кишимото и Тамура [1983]
+ на бозоны необходимо отображать именно коллективные фононные моды, а неколлективные учитывать уже по теории возмущений

Tazaki, Takada, Kaneko, Sakata [1981]
+ доказана жесткая необходимость учета связи коллективных и неколлективных мод возбуждений (учет с $J = 2^+,\ 4^+$)

Yamada, Takada, Tsukuma [1989] (учет с $J = 0^+,\ 2^+,\ 4^+$), но описание только до $I = 2^+,\ 4^+$, далее состояния не описываются.

+ Yamada, Tsukuma [1989] необходимость модификации QRPA ($\sum \varphi^2 \leq 0.05$)

# Бозонное представление парных фермионных операторов

Джолос, Янссен, Дэнау [1974-75]

+ Реализация конечного бозонного представлениян.

Приближение в том, что фононные операторы $D^+_\mu$, $D_\mu$, $[D_{\mu 1},\ D^+_{\mu 2}]$ — 35 элементов, реализуют замкнутую SU(6)-алгебру, если выполняется условие

$$[[D_{\mu 1},\ D^+_{\mu 2}],\ D^+_{\mu 3}] = -\frac{1}{\Omega}(\delta_{\mu 1,\ \mu 2} D^+_{\mu 3} + \delta_{\mu 1,\ \mu 3} D^+_{\mu 2}),$$

$$\begin{aligned}
D^+_\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{1,2;\tau=n,p} [\psi_{12} a^+_1 a^+_2 + \varphi_{12} a_{\bar{2}} a_{\bar{1}}](j_1 j_2 m_1 m_2 | 2\mu)_\tau \\
&= \frac{1}{\sqrt{8}} \sum_{1,2;\tau=n,p;\eta=0;1} z^{(\eta)}_{12} [a^+_1 a^+_2 + (-1)^\eta a_{\bar{2}} a_{\bar{1}}](j_1 j_2 m_1 m_2 | 2\mu)_\tau; \\
&< \ [D_\mu,\ D^+_\mu] >= \sum_{1,2;\tau=n,p} (\psi^2_{12} - \varphi^2_{12}) = \sum_{1,2;\tau=n,p} z^{(0)}_{12} z^{(1)}_{12} = 1,
\end{aligned}$$

которое позволяет найти выражение для $\Omega$, и как оказывается, оно соответствует максимальному числу квадрупольных бозонов.

# Бозонное представление парных фермионных операторов

$$\frac{1}{\Omega} = \frac{5}{3} \sum_{123} \frac{1}{2j_2+1} z_{12}^{(0)} z_{12}^{(1)} (z_{23}^{(1)2} + z_{23}^{(0)2}).$$

$$D_\mu^+ \longrightarrow d_\mu^+ \sqrt{1 - \frac{\hat{n}_d}{\Omega}} = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} d_\mu^+ \sqrt{\Omega - \hat{n}_d} = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} d_\mu^+ s;$$

$$\frac{1}{\aleph_L} (D^+ D^+)^{(L)} \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (d^+ d^+)^{(L)} ss,$$

$$| > \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{\Omega!}} (s^+)^\Omega | \ ); \quad |I > \longrightarrow |I \ ),$$

где $| \ >$ – вакуум фононов, $|I >$ – фононное состояние со спином $I$, $| \ )$ – вакуум бозонов, $|I \ )$ – бозонное коллективное состояние со спином $I$, при этом основное состояние $|0)$ не является вакуум бозонов, т.е. $|0) \neq | \ )$ и аналогично $|0 > \neq | >$.

$$H_{\rm IBM} = \varepsilon_d \ \hat{n}_d + \Big( k_1 d^+ \cdot d^+ ss + k_2 (d^+ d^+)^{(2)} \cdot ds + \text{H.c.} \Big)$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_L C_L (d^+ d^+)^{(L)} \cdot (dd)^{(L)}; \ \ T_{\mu \rm IBM}^{(E2)} = e^* \left( d^+ s + s^+ d + \chi_{\rm E2} d^+ d \right)_\mu^{(2)}$$

# Как решать бозонную задачу

$$
\begin{aligned}
&d^+_{\mu=2} \\
&S_+ \sim (d^+ d^+)_{\mu=0} \\
&(d^+ d^+)_{\mu=2} \\
&\Delta^+_3 \sim (d^+ d^+ d^+)_{\mu=3} \\
&\Delta^+_0 \sim (d^+ d^+ d^+)_{\mu=0}
\end{aligned} \tag{1}
$$

$$
\begin{aligned}
&|\upsilon\ \omega\ L >= (\Delta^+_3)^\delta \sum_{m=0}^{\omega} \sum_{n \geq m} a^m_n (d^+_2)^{\kappa_1 + 2n - 3m} (d^+ d^+)_2^{\kappa_2 - 2n + 3m} \\
&\times (\Delta^+_0)^{\omega - m} S^n_+ |0 > \\
&\kappa_1 = L - \upsilon + 3\omega \\
&\kappa_2 = (2\upsilon - L - 6\omega - 3\delta)/2 \\
&\delta = (1 - (-1)^L)/2 \\
&S_- |\upsilon\ \omega\ L >= 0
\end{aligned}
$$

## Вариационный метод определения энергий коллективных состояний

При построении минимизируемого функционала используется модельный гамильтониан, включающий среднее поле, монопольные и факторизованные квадрупольные частично-частичные и частично-дырочные силы.

После стандартного $(u,\ v)$ – преобразования Боголюбова, переходим от операторов частиц $\alpha_1$ к операторам квазичастиц $a_1$, $\alpha_1^+ = u_1 a_1^+ + v_1 a_{\bar{1}}$.

После этого гамильтониан имеет вид

$$\tilde{H} = H - \sum_{\tau=p,n} \lambda_\tau \hat{N}_\tau = \Phi_{00} + H_{11} + H_{20+02} + V_{22} + V_{40+04} + V_{31+13},$$

$\Phi_{00}$ — энергия квазичастичного вакуума.

$\lambda_p,\ \lambda_n$ — протонный и нейтронный химические потенциалы,

$$h_{RPA} = H_{11} + \hat{V}_{22} + \hat{V}_{40+04},$$

Параметры бозонного гамильтониана будем получать с помощью процедуры Марумори, когда сравниваются м.э. от квазичастичного гамильтониана по фононным функциям с м.э. от бозонного гамильтониана по бозонным функциям, рассматривая только минимальное число фононов и бозонов.

$$\varepsilon_d^{(0)} =< |[D_\mu, [h_{RPA}, D_\mu^+]]| >;$$

$$2\left(k_1\sqrt{\Omega(\Omega-1)}\right)^{(0)} = \frac{1}{5}\sqrt{\frac{2}{\aleph_0}}\sum_\mu < |[[h_{RPA}, D_\mu^+], D_{\bar{\mu}}^+]| >;$$

$$\left(k_2\sqrt{\Omega-1}\right)^{(0)} = \frac{1}{\sqrt{2\aleph_2}}\sum_{m1,m2} < |[[[D_M, H_{20+02} + \hat{V}_{31+13}], D_{m1}^+], D_{m2}^+]| >$$

$$C_L^{(0)} = \sum_{m1,m2,m3,m4}\frac{1}{\aleph_L} < |[D_{m2}, [D_{m1}, [[h_{RPA}, D_{m3}^+], D_{m4}^+]]]| >$$

$$\times(22m_1m_2|LM)(22m_3m_4|LM).$$

Квазичастичный гамильтониан только с учетом $D$–фононов удобно представить в виде:

$$\tilde{H} \longrightarrow E_0^{(\mathrm{qp-ph})} + H_{\mathsf{IBM}};$$

$$H_{\mathsf{IBM}} = \varepsilon_d(\underline{\varepsilon_d^{(0)}})\hat{n}_d + 2\left(k_1(\underline{k_1^{(0)}})\sqrt{\Omega(\Omega-1)}\right)\hat{P}_1$$

$$+(k_2\sqrt{\Omega-1})\hat{P}_2 + \sum_L C_L \hat{C}_L,$$

где $E_0^{(\mathrm{qp-ph})}$ есть энергия квазичастичного и фононного вакуумов, а бозонные операторы имеют вид

$$\hat{n}_d = \sum_\mu d_\mu^+ d_\mu; \quad \hat{P}_1 = \frac{1}{2\sqrt{\Omega(\Omega-1)}}(d^+ \cdot d^+ ss + s^+ s^+ d \cdot d);$$

$$\hat{P}_2 = \frac{1}{\sqrt{\Omega-1}}\left((d^+ d^+)^{(2)} \cdot ds + d^+ s^+ \cdot (dd)^{(2)}\right);$$

$$\hat{C}_L = \frac{1}{2}(d^+ d^+)^{(L)} \cdot (dd)^{(L)}.$$

## Вариационный метод определения энергий коллективных состояний

$$n_d(I)=(I|\hat{n}_d|I),\, P_1(I)=(I|\hat{P}_1|I),\, P_2(I)=(I|\hat{P}_2|I),\, <C_L>_I=(I|\hat{C}_L|I).$$

$E_0^{(\mathrm{qp-ph})}$ включает $\Phi_{00}$ и энергию корреляций фононного вакуума $E_0^{(B)}$.

$$E^{(B)}_{0(\lambda=2)}=5\sum_{\tau 12} e_{12}\varphi^2_{12\tau}+\sum_{\eta\tau 12}\frac{(-1)^\eta}{2}|G^{(2)}_\tau|P^{(\eta)}_\tau<1||\widetilde{q}||2>_\tau (-1)^{l_2} M^{(\eta)}_{12}\varphi_{12}$$

$$+\frac{1}{2}\sum_{\tau\tau' 12}|\kappa_{\tau\tau'}|Q_{\tau'}<1||q||2>_\tau (-1)^{l_2} L^{(0)}_{12}\varphi_{12}.$$

Если использовать стандартный вариант КМСФ, то

$$E_0^{(B)}(\lambda=2)\longrightarrow 5/2\varepsilon_d,$$

## Дополнительные условия

1 – это нормировка $D$-фононов.

2 — Бозонные волновые функции представимы в виде

$$|I) = \sum_{n_d, v, \omega_\Delta} \alpha_d(n_d, v, \omega_\Delta, I) \frac{1}{\sqrt{(\Omega - n_d)!}} (s^+)^{\Omega - n_d} |n_d, v, \omega_\Delta, I),$$

где $|n_d, v, \omega_\Delta, I)$ есть нормированные функции квадрупольных бозонов, соответствующие неприводимому представлению группы SU(5) с квантовыми числами, соответствующими числу квадрупольных бозонов ($n_d$), бозонному сениорити ($v$), то есть числу квадрупольных бозонов, не связанных в нулевой угловой момент, число троек $v$, связанных в нулевой угловой момент ($\omega_\Delta$). В этом случае условие нормировки имеет вид

$$(I|I) = \sum_{n_d, v, \omega_\Delta} \alpha_d^2(n_d, v, \omega_\Delta, I) = 1,$$

3 — $u_1^2 + v_1^2 = 1$

4 — число частиц в среднем через $\lambda_\tau(I)$.

5 — Полное число бозонов $\Omega$ – неизменность и целостность

## Дополнительные условия

Таким образом, мы имеем три набора неизвестных величин: параметры преобразования Боголюбова $(u, \ v)$, фононные амплитуды $\psi, \ \varphi$ или $z^{(\eta)}$ и амплитуды $\{\alpha_D\}$, характеризующие фононный состав волновых функций $|I>$.

Такой способ определения этих величин приводит к тому, что все три набора параметров оказываются взаимосвязанными и зависящими от спина состояния $I$.

Возникает задача их взаимного согласования, что оказывается невозможным. Кроме того

$$y_j = 1 - n_j/(j + 1/2),$$

где $n_j$ есть среднее число квазичастиц на уровне сферического поля $j$, $y_j$ есть вероятность того, что уровень $jlm$ свободен от квазичастиц, т.е. $0 < y_j < 1$.

## Дополнительные условия

Достичь самосогласования всех трех определяемых амплитуд ($z^{(\eta)}$, $u(v)$, $\{\alpha_d\}$) оказывается невозможно как при использовании стандартного варианта КМСФ, где амплитуды $\varphi$ часто оказываются значительными, так и в приближении ТД. Чтобы самосогласование стало возможным, необходимо оставаясь в рамках КМСФ, обеспечить малость амплитуд $\varphi$. Выполнение этого условия при фиксированных значениях силовых констант осуществляется введением слагаемого, регулирующего величину суммы квадратов $\varphi$:

$$\Phi_\varphi \sim \chi\Big(\sum_{\tau 12}\varphi^2_{12\tau} + \frac{1}{2}\Big) \sim \chi\left(\sum_{\tau 12}(z^{(1)2}_{12} + z^{(0)2}_{12})_\tau\right).$$

$$0.03 < \sum \varphi^2 < 0.05$$

## Дополнительные условия

$$\Phi' = -\frac{1}{5}\omega(n_d(I)+5/2)\sum_{\mu} <|[D_\mu, D_\mu^+]|> - \sum_{\tau}\lambda_\tau N_\tau - \sum_{\tau,j} e_{\tau j}(u_j^2+v_j^2)_\tau$$

$$-E_I\sum_{n_d,v,\omega}\alpha_d^2(n_d,v,\omega,I)+\frac{6}{5}\frac{1}{\Omega(z^{(\eta)})}\omega'(n_d+5/2)$$

$$+\frac{1}{2}\chi(n_d(I)+5/2)\sum_{\tau 12}(z_{12}^{(1)2}+z_{12}^{(0)2})_\tau - \frac{1}{2}\sum_{\tau 1}\big((2j_1+1)\eta_1 y_1\big)_\tau$$

$$= -\omega(n_d(I)+5/2)\sum_{\tau 12}(z_{12}^{(1)} z_{12}^{(0)})_\tau - \sum_{\tau}\lambda_\tau N_\tau - \sum_{\tau,j} e_{\tau j}(u_j^2+v_j^2)_\tau -$$

$$-E_I\sum_{n_d,v,\omega_\Delta}\alpha_d^2(n_d,v,\omega_\Delta,I)+2\omega'\sum_{\tau 12}(z_{12}^{(1)} z_{12}^{(0)} n_2^{(1)})_\tau\left(n_d(I)+5/2\right)$$

$$+\frac{1}{2}\chi\big(n_d(I)+5/2\big)\sum_{\tau 12}(z_{12}^{(1)2}+z_{12}^{(0)2})_\tau - \frac{1}{2}\sum_{\tau 1}\big((2j_1+1)\eta_1 y_1\big)_\tau,$$

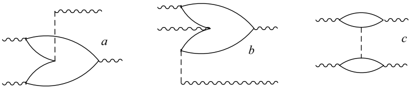



Рис.: Диаграммы, иллюстрирующие члены $C_L^{(0)}$.

Однофононная энергия $E_1$, с учетом рассматриваемых поправок, определяется из уравнения

$$\varepsilon_d^{(0)} - E_1 = R_1(E_1) + R_2(E_1),$$

$$R_1(E_1) = \sum_{iJ} \frac{|v_{iJ}^{(1)}|^2}{\omega_i + \varepsilon_d^{(0)} - E_1}, \quad R_2(E_1) = \sum_{i\lambda J} \frac{|v_{i\lambda J}^{(2)}|^2}{\omega_i + 2\varepsilon_d^{(0)} + C_\lambda^{(0)} - E_1}.$$

$$v_{i,J}^{(1)} =< D|H|B_J^+ D^+ >, \quad v_{i,\lambda,J}^{(2)} =< D|H|B_J^+ (D^+ D^+)^{(\lambda)} >_n,$$

## Связь коллективных и неколлективных состояний

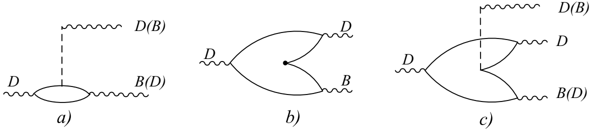



Рис.:

Двухфононная энергия $E_2^{(L)}$

$$2\varepsilon_d^{(0)} + C_L^{(0)} - E_2^{(L)} = R_3^{(L)}(E_2^{(L)}) + R_4^{(L)}(E_2^{(L)}) + R_5^{(L)}(E_2^{(L)}) + R_6^{(L)}(E_2^{(L)}),$$

$$R_3^{(L)}(E_2^{(L)}) = \sum_i \frac{|v_{iL}^{(3)}|^2}{\omega_i - E_2^{(L)}}, \quad R_4^{(L)}(E_2^{(L)}) = \sum_{iJ} \frac{|v_{iLJ}^{(4)}|^2}{\omega_i + \varepsilon_d^{(0)} - E_2^{(L)}},$$

$$R_5^{(L)}(E_2^{(L)}) = \sum_{i\lambda J} \frac{|v_{iL\lambda J}^{(5)}|^2}{\omega_i + 2\varepsilon_d^{(0)} + C_\lambda^{(0)} - E_2^{(L)}}, \; R_6^{(L)}(E_2^{(L)}) = \sum_{i\lambda J} \frac{|v_{iL\lambda J}^{(6)}|^2}{\omega_i + E_{3\lambda}^{(0)} - E_2^{(L)}},$$

$$v_{i,L}^{(3)} = < (DD)_n^{(L)}|H|B_L^+ >, \; v_{i,L,J}^{(4)} = < (DD)_n^{(L)}|H|(B_J^+ D^+)^{(L)} >_{\perp n},$$

$$v_{i,L,\lambda,J}^{(5)} = < (DD)_n^{(L)}|H|B_J^+(D^+ D^+)_n^{(\lambda)} >,$$

$$v_{i,L,\lambda,J}^{(6)} = < (DD)_n^{(L)}|H|B_J^+(D^+ D^+ D^+)_n^{(\lambda)} >,$$

.

# Связь коллективных и неколлективных состояний

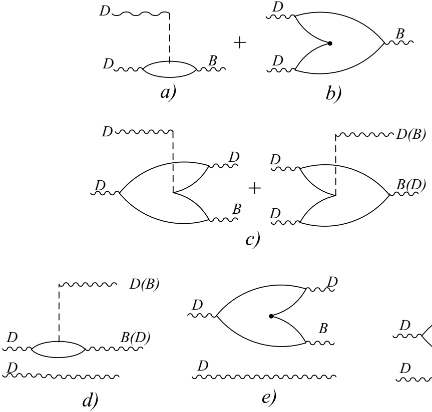
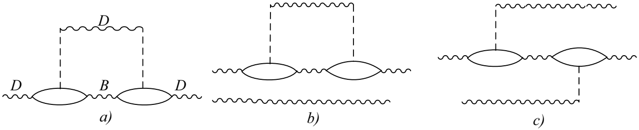



Рис.:



## Бозонное описание пересечения полос

$$\Psi(I) = \psi_c(I) + \sum_{i1,c1} \alpha_{i1,c1} | \left( b_{i1}^{+} \psi_{c1} \right)^{(I)} > + \ldots,$$

$$H_b = H_{b1} + H_{b2};\ H_{b1} = H_{\mathrm{IBM}} + \sum_i \omega_i b_i^{+} b_i + V^{(1)};\ H_{b2} = V^{(2)} + V^{(3)}.$$

$$V^{(1)} \sim \left( d^{+} d + \alpha d^{+} d^{+} \right)^{(J)} \cdot b_J;\ \left( d^{+} dd + \beta d^{+} d^{+} d \right)^{(J)} \cdot b_J;$$

$$V^{(2)} \sim \left( d^{+} d^{+} d^{+} \right)^{(J)} \cdot b_J;\ \ V^{(3)} \sim \left( b_{J1}^{+} b_{J2} \right)^{(L)} \cdot \left( d^{+} + \alpha d^{+} d^{+} + \beta d^{+} d \right)^{(L)}$$

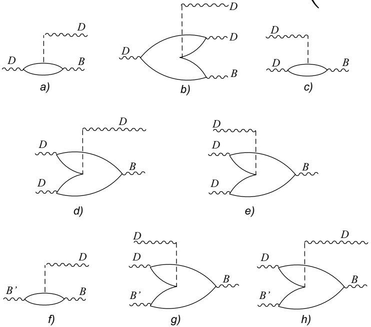



Рис.: Граф. представление матр. элем. взаимод. $D$- и $B$-фононов. Волнистой линией обозначается фонон, тонкой линией – квазичастица, вертикальной – взаимод. $V^{(1)}$ — $(a)$, $(b)$, $(c)$, $(d)$; $V^{(2)}$ — $(e)$; $V^{(3)}$ — $(f)$, $(g)$, $(h)$.

## Сверхтекучие свойства ядра при развитой коллективности

$$2(2j_i+1)y_i\Big(\epsilon_i-\lambda\Big)u_iv_i-\Big((2j_i+1)y_i\widetilde{\Delta}+0.4n_d\bar{Q}_\tau q_{ii}\Big)(u_i^2-v_i^2)=\bar{a}_iu_i-\bar{b}_iv_i,$$

$$\bar{a}_i(\bar{b}_i)=0.4n_d\bar{Q}_\tau\sum\nolimits_{1\neq i}q_{1i}u_1(v_1),\ q_{12}=<1||\frac{\partial V(r)}{\partial r}Y_2(\Omega)||2>(-1)^{l_2}z_{12}^{(1)},$$

$$Q_\tau=\sum\nolimits_{12}q_{12}(u_1v_2+u_2v_1)_\tau,\ \ \bar{Q}_\tau=\sum\nolimits_{\tau'}|\kappa_{\tau\tau'}|Q_{\tau'},\ \widetilde{\Delta}=\frac{G}{2}\sum\nolimits_1(2j_1+1)u_1v_1y_1.$$

$$e_i=(\epsilon_i-\lambda)(u_i^2-v_i^2)+2\Delta u_iv_i,\ \Delta=\frac{G}{2}\sum\nolimits_1(2j_1+1)u_1v_1.$$

Возникает возможность расчета амплитуд $u_i$ и $v_i$ при полной блокировке одночастичного уровня, когда $y_i=0$.

Величины $y_jv_j^2$ являются вероятностью того, что нуклон на уровнях сферического среднего поля $jlm$ участвует в образовании куперовской пары вне всякого условия.

# Сверхтекучие свойства ядра при развитой коллективности

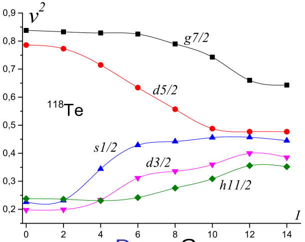



Рис.: Значения $v_i^2$ для $^{118}$Te.

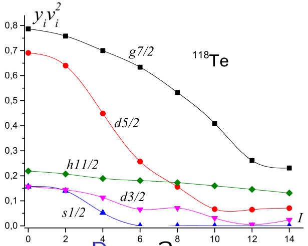



Рис.: Значения $y_i v_i^2$ для $^{118}$Te.

Асимптотически, по мере заполнения уровней квазичастицами, формирующими многофононное состояние, они выпадают из формирования сверхтекучести, но при этом сохранятся ненулевые значения параметров $u_j$ и $v_j$, необходимые для сохранения частично-дырочного характера коллективных фононов, формирующих многофононное состояние.

## Финальные параметры бозонного гамильтониана

В описанном подходе энергия квазичастично-фононного вакуума $E_0^{(\mathrm{qp-ph})}$ и параметры $H_{\mathrm{IBM}}$ ( $\widetilde{\varepsilon}_d,\ \widetilde{k}_1,\ k_2,\ C_L$) довольно сильно зависят от энергии возбуждения или спина $I$. Были перегруппированы члены в $E_I$ (полная энергия) $\varepsilon_d,\ k_1,\ k_2,\ C_L$.

$$E_I = \overline{E}_I + (I|H_{\mathrm{IBM}}(\tilde{\varepsilon}_d,\ \tilde{k}_1,\ k_2,\ C_L)|I),\ \overline{E}_I = E_I^{(\mathrm{q.p.})} + E_0^{(D)} + \sum\nolimits_\tau (\lambda_\tau - \lambda_{0\tau}) N_\tau,$$

где $E_I^{(\mathrm{q.p.})} = \Phi_{00}$ – энергия квазичастичного вакуума, $E_0^{(D)}$ – корреляционная энергия, определяемая $D$-фононом. Внебозонная энергия $\overline{E}_I$ заметно растет с ростом спина. Для того, чтобы $\overline{E}_I$ оставалась неизменной для всех рассматриваемых состояний ядра, т.е. $\underline{\overline{E}_I = \overline{E}_0}$.

$$\begin{cases} \overline{E}_0 = \overline{E}_I - \xi_1 n_d - \xi_2 P_1,\ I \geq 2^+; \\ \varepsilon_d = \widetilde{\varepsilon}_d + \xi_1;\ 2k_1\sqrt{\Omega(\Omega-1)} = 2\widetilde{k}_1\sqrt{\Omega(\Omega-1)} + \xi_2, \end{cases}$$

## Финальные параметры бозонного гамильтониана. Бозонный оператор $E2$-перехода

$$\xi_2 = (2\widetilde{k}_1\sqrt{\Omega(\Omega-1)})_{(I=0)} - (2\widetilde{k}_1\sqrt{\Omega(\Omega-1)})_{(I)},$$

$\overline{E}_I = \overline{E}_{I=0}$, т.е. $\xi_1 n_d(I) = \overline{E}_I - \overline{E}_{I=0} - \xi_2 P_1(I)$.
Полная энергия, отсчитанная от $\Sigma\lambda_{0\tau}N_\tau$ равна

$$E_I = \overline{E}_0 + (I|H_{\mathrm{IBM}}|I),\ \Delta E_I = E_I - E_0.$$

Рассмотрена совокупность процессов, определяющих параметры бозонного оператора квадрупольных переходов в представлении МВБ1. Учет этих процессов позволил при описании абсолютных значений $B(E2)$ не вводить эффективные заряды. Проведенные численные оценки показали, что разумным оказалось ограничиться одним дополнительным членом к $E2$-оператору по отношению к тому, что традиционно используется в МВБ1. Используемый в расчетах оператор имеет вид

$$\hat{T}(E2) = e^*\left(d^+s + s^+d + \chi_{\mathrm{E2}}d^+d\right)^{(2)} + e_0^*\left(s^+(d^+d)^{(0)}d + d^+(d^+d)^{(0)}s\right)^{(2)}.$$

# Перенормировка параметров гамильтониана МВБ

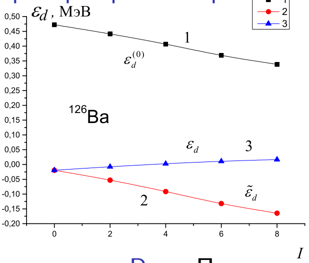



Рис.: Перен. и переопр. $\varepsilon_d$.

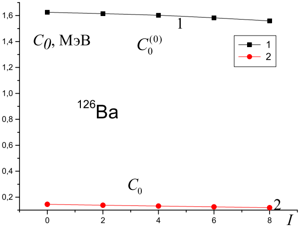



Рис.: Перенор. $C_0$.

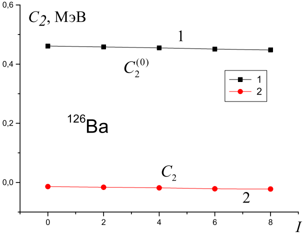



Рис.: Перенор. $C_2$.

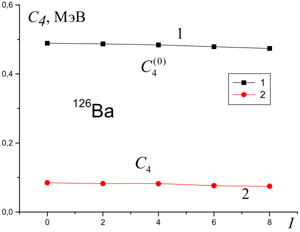



Рис.: Перенор. $C_4$.

# Результаты расчетов в самосогласованной схеме

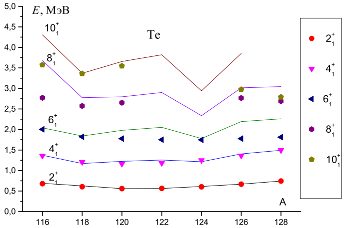



Рис.: Эксп. и расч. зн. эн. сост. ираст-полос в из. Te.

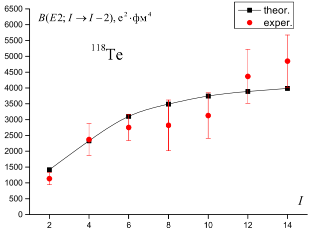



Рис.: Эксп. и расч. зн. $B(E2)$ вдоль ираст-полосы для $^{118}$Te.

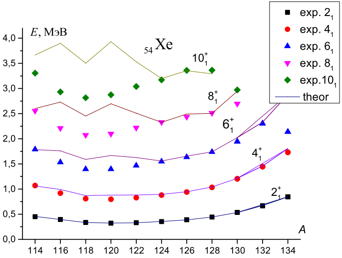



Рис.: Теор. и эксп. эн. ираст-сост. в из. Xe.

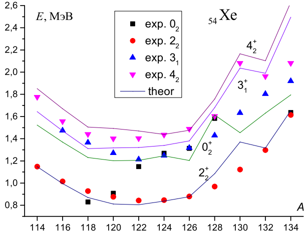



Рис.: Теор. и эксп. эн. вне ир. сост. в из. Xe.

## Бозонное описание пересечения полос

$$\Psi(I) = \psi_c(I) + \sum_{i1,c1} \alpha_{i1,c1} |\left(b^+_{i1}\psi_{c1}\right)^{(I)}> + \ldots,$$

$$H_b = H_{b1} + H_{b2};\ H_{b1} = H_{\mathrm{IBM}} + \sum_i \omega_i b^+_i b_i + V^{(1)};\ H_{b2} = V^{(2)} + V^{(3)}.$$

$$V^{(1)} \sim \left(d^+ d + \alpha d^+ d^+\right)^{(J)} \cdot b_J;\ (d^+ dd + \beta d^+ d^+ d)^{(J)} \cdot b_J;$$

$$V^{(2)} \sim (d^+ d^+ d^+)^{(J)} \cdot b_J;\ V^{(3)} \sim (b^+_{J1} b_{J2})^{(L)} \cdot \left(d^+ + \alpha d^+ d^+ + \beta d^+ d\right)^{(L)}$$

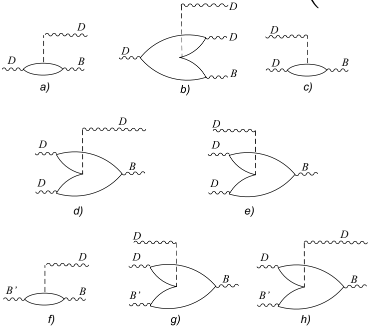
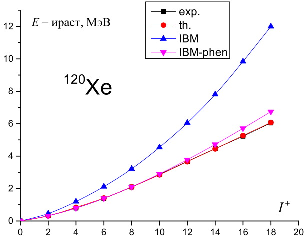



Рис.: Граф. представление матр. элем. взаимод. $D$- и $B$-фононов. Волнистой линией обозначается фонон, тонкой линией – квазичастица, вертикальной – взаимод. $V^{(1)}$ — $(a)$, $(b)$, $(c)$, $(d)$; $V^{(2)}$ — $(e)$; $V^{(3)}$ — $(f)$, $(g)$, $(h)$.

## Бозонное описание пересечения полос



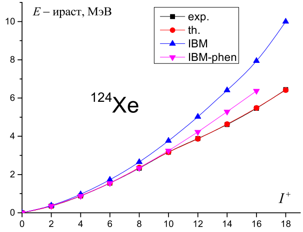




Рис.: Энергии состояний ираст-полосы для $^{120}$Xe и в $^{124}$Xe. "IBM" соответствует без $V^{(2)}$ и $V^{(3)}$.

# Бозонное описание пересечения полос

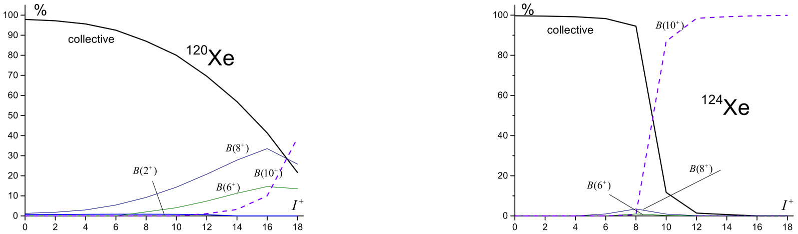



Рис.: Боз. сост.волн. функ. ираст-полос в $^{120}$Xe и в $^{124}$Xe.

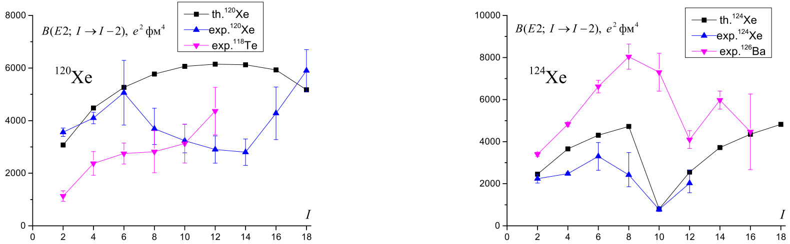



Рис.: Теор. вер. $E2$-переходов в $^{120}$Xe и в $^{124}$Xe.

# Бозонное описание пересечения полос

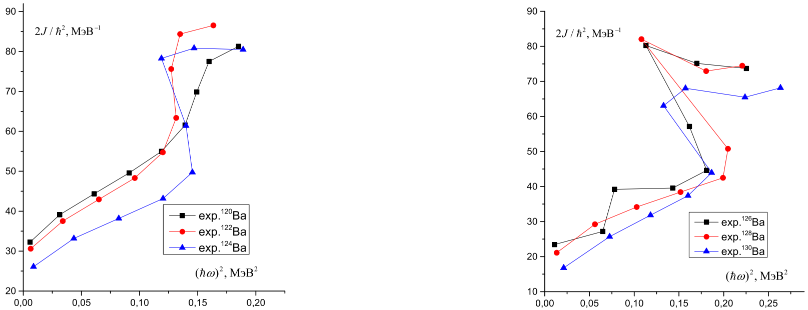



Рис.: Эффект. моменты инерции от $(\hbar\omega)^2$ для $^{120-124}$Ba и для $^{126-130}$Ba.

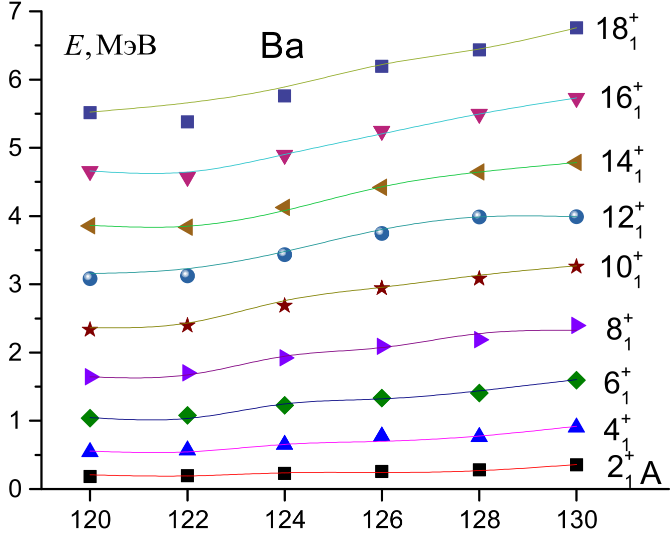
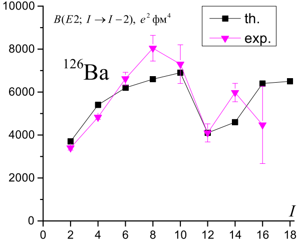



Рис.: Теор. и эксп. знач. энергий в изотопах Ba.

# Бозонное описание пересечения полос



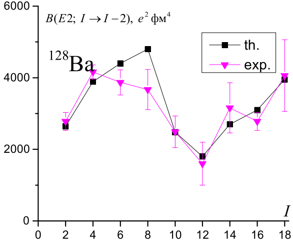




Рис.: Теор. и эксп. зн. $B(E2)$ для $^{126}$Ba и $^{128}$Ba.

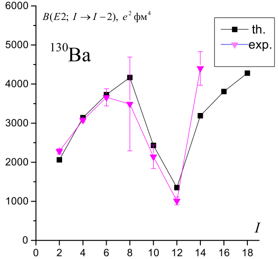



Рис.: То же для $^{130}$Ba.

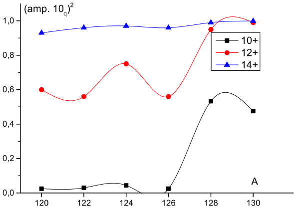



Рис.: Вклад в волн. функ. состояний со спинами $10^+$, $12^+$, $14^+$, содержащих $(h^2_{11/2})^{10+}$ в $^{120-130}$Ba.

Таблица: Параметры, используемые в расчетах для изотопов Ba.

| $A$ | $G^{(2)}$ | $\kappa_{nn}$ | $\kappa_{np}$ | $\zeta$ |
|---|---|---|---|---|
| 120 | 1.50 | 0.390 | 1.56 | 0.975 |
| 122 | 1.55 | 0.390 | 1.56 | 0.960 |
| 124 | 1.50 | 0.393 | 1.57 | 0.920 |
| 126 | 1.50 | 0.393 | 1.57 | 0.906 |
| 128 | 1.80 | 0.375 | 1.50 | 0.837 |
| 130 | 1.82 | 0.395 | 1.58 | 0.814 |