

# КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА. IV. ФРАГМЕНТАЦИЯ ОДНОФОНОННЫХ И ДВУХКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

*В. В. Воронов, В. Г. Соловьев*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дано последовательное изложение аппарата квазичастично-фононной модели ядра в применении к четно-четным сферическим ядрам, когда волновые функции состояний представляются в виде суперпозиции одно- и двухфононных компонент. Получены точные и приближенные системы уравнений для определения энергий и коэффициентов волновых функций, выведены выражения для различных силовых функций. Приведены результаты расчетов характеристик электрических гигантских мультипольных резонансов, нейтронных и радиационных силовых функций, фрагментации двухквазичастичных состояний. Сравнение с экспериментом показало, что достигнуто хорошее описание перечисленных характеристик.

General assumptions of the quasiparticle-phonon nuclear model for even-even spherical nuclei are given. The model wave functions include one- and two-phonon components. The system of basic equations and their approximate form for eigen energies and wave functions are obtained. The expressions for different strength functions are derived. The calculations of the electric giant multipole resonances characteristics, neutron and radiative strength functions and of the two-quasiparticle state fragmentation are presented. They are in a good agreement with the experimental data.

## ВВЕДЕНИЕ

Проблема описания фрагментации малоквазичастичных компонент волновых функций сферических и деформированных ядер в широком интервале энергий возбуждения является в настоящее время одной из основных в теории атомного ядра. Построение квазичастично-фононной модели ядра создало базис для последовательного исследования фрагментации. В рамках квазичастично-фононной модели ядра изучаются те характеристики сложных ядер, которые обусловлены фрагментацией одноквазичастичных, однофононных и «квазичастица плюс фонон» состояний. К ним относятся нейтронные и радиационные силовые функции, сечения фотопоглощения, гигантские мультипольные и спин-мультипольные, а также зарядово-обменные резонансы. И, конечно, фрагментация одноквазичастичных и двухквазичастичных состояний, проявляющихся в реакциях одно- и двухнуклонных передач. Описываются неротационные низколежащие состояния в деформированных ядрах.

Квазичастично-фононная модель ядра появилась в результате развития и обобщения сверхтекучей модели ядра [1—4]. Ее основы заложены в 1971—1974 гг. в [5—10]. Общие положения модели и часть результатов изложены в [11—17]. Результаты вычислений и сравнения с экспериментальными данными приведены в многочисленных статьях (см., например, [18—35]).

Развитие квазичастично-фононной модели ядра и ее использование для вычисления свойств сложных ядер достигли такой стадии, когда стало необходимым изложить детально математический аппарат модели и систематизировать полученные результаты. Эта задача выполняется в серии обзоров. Некоторые результаты исследований деформированных ядер даны в [11, 14], положение с однофононными состояниями в сферических ядрах подробно описано в [17]. Данная статья продолжает эту серию обзоров. Она посвящена изложению математического аппарата модели и систематизации полученных результатов для четно-четных сферических ядер.

## 1. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГАМИЛЬТониАНА МОДЕЛИ

Гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра включает члены, описывающие среднее поле ядра в форме потенциала Саксона — Вудса, взаимодействия, приводящие к спариванию, мультиполь-мультипольные, спин-мультиполь — спин-мультипольные изоскалярные и изовекторные, включая зарядово-обменные, взаимодействия. Общая характеристика гамильтониана модели дана в [10] для деформированных и в [16] для сферических ядер. В данной работе мы ограничимся рассмотрением взаимодействий в канале частица — дырка и монопольным спариванием, пренебрегая взаимодействиями в канале частица — частица.

Гамильтониан модели запишем в следующем виде:

$$H = H_{av} + H_{PAIR} + H_M^{ph} + H_{SM}^{ph}. \quad (1)$$

Поскольку среднее поле дается отдельно для нейтронной и протонной систем и спаривание действует только между нейтронами и между протонами, то члены  $H_{av} + H_{PAIR}$  записываются отдельно для нейтронной и протонной систем. Так, для нейтронной системы имеем:

$$H_{av}^n + H_{PAIR}^n = \sum_{jm} (E_j - \lambda_n) a_{jm}^\dagger a_{jm} - \frac{G_N}{4} \sum_{jj'} \sum_{mm'} (-)^{j+j'-m-m'} a_{jm}^\dagger a_{j'-m}^\dagger a_{j'-m} a_{jm}, \quad (2)$$

где  $E_j$  — энергии одночастичных состояний, характеризуемых квантовыми числами  $jm$  (для краткости через  $j$  обозначена совокупность квантовых чисел  $nlj$ );  $a_{jm}$ ,  $a_{jm}^\dagger$  — операторы рождения и уничтожения нуклонов;  $G_N$ ,  $G_z$  — константы спаривания. Химические потен-

циалы  $\lambda_n, \lambda_p$  определяются из условия сохранения числа нейтронов и протонов в среднем.

Изоэскалярные и изовекторные сепарабельные мультипольные  $H_M^{ph}$  и спин-мультипольные  $H_{SM}^{ph}$  взаимодействия в канале частица — дырка запишем в виде

$$H_M^{ph} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda} (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)} \tau_1 \tau_2) \sum_{\mu} M_{\lambda\mu}^+ M_{\lambda\mu}; \quad (3)$$

$$H_{SM}^{ph} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda} \sum_{L=\lambda, \lambda \pm 1} (\kappa_0^{(\lambda L)} + \kappa_1^{(\lambda L)} \tau_1 \tau_2) \sum_M (S_{LM}^{\lambda})^+ S_{LM}^{\lambda}, \quad (4)$$

где

$$M_{\lambda\mu}^+ = \sum_{jmj'm'} \langle jm | i^{\lambda} R_{\lambda}(r) Y_{\lambda\mu} | j'm' \rangle a_{j'm}^{\dagger} a_{jm}; \quad (5)$$

$$(S_{LM}^{\lambda})^+ = \sum_{jmj'm'} \langle jm | i^{\lambda} R_{\lambda}(r) [\sigma Y_{\lambda}(\Omega)]_{LM} | j'm' \rangle a_{j'm}^{\dagger} a_{jm}; \quad (6)$$

$$[\sigma Y_{\lambda}(\Omega)]_{LM} = \sum_{\mu} \sum_{\rho=0, \pm 1} \langle 1\rho\lambda\mu | LM \rangle \sigma_{\rho} Y_{\lambda\mu}(\Omega).$$

Здесь  $\kappa_0^{(\lambda)}, \kappa_1^{(\lambda)}$  и  $\kappa_0^{(\alpha L)}, \kappa_1^{(\alpha L)}$  — константы мультипольных и спин-мультипольных изовекторных и изоэскалярных сил. Для описания зарядово-обменных фононов используются части взаимодействий (3) и (4), пропорциональные

$$\kappa_1^{(\lambda)} (\tau_1^{(+)} \tau_2^{(-)} + \tau_1^{(-)} \tau_2^{(+)}) , \quad \kappa_1^{(\lambda L)} (\tau_1^{(+)} \tau_2^{(-)} + \tau_1^{(-)} \tau_2^{(+)}) .$$

Радиальная зависимость  $R_{\lambda}(r) = r^{\lambda}$  или  $R_{\lambda}(r) \sim \partial V / \partial r$ , где  $V$  — центральная часть одночастичного потенциала, подробно обсуждена в [16].

Для диагонализации гамильтониана (2) проведем каноническое преобразование Боголюбова

$$a_{jm} = u_j \alpha_{jm} + (-)^{j-m} v_j \alpha_{j-m}^{\dagger},$$

т. е. перейдем к операторам рождения  $\alpha_{jm}^{\dagger}$  и поглощения  $\alpha_{jm}$  квази-частиц. Корреляционные функции  $C_n, C_p$  и химические потенциалы  $\lambda_n, \lambda_p$  (а тем самым и функции  $u_j$  и  $v_j$ ) находятся из соответствующих уравнений (см. [4, 35]). Из слагаемых  $H_{av} + H_{PAIR}$  сохраним члены (см. [4, 35])

$$\sum_{jm} \epsilon_j \alpha_{jm}^{\dagger} \alpha_{jm}, \quad \epsilon_j = \sqrt{C^2 + (E_j - \lambda)^2} \quad (7)$$

и пренебрежем остальными членами, в том числе ответственными за парно-вибрационные  $0^+$ -состояния. Так как в последующих формулах часто будет встречаться суммирование по квантовым числам нейтронных ( $n$ ) и протонных ( $p$ ) уровней, удобно ввести обозначение

$$\sum_{\tau} A(\tau) = A(n) + A(p),$$

где  $\tau = \{n, p\}$  и замена  $\tau \leftrightarrow -\tau$  означает замену  $p \leftrightarrow n$ . Тогда

$$\begin{aligned} \sum_{\tau} A(\tau) B(\tau) &= A(p) B(p) + A(n) B(n); \\ \sum_{\tau} A(\tau) B(-\tau) &= A(p) B(n) + A(n) B(p); \\ \sum_{\tau, \rho=\pm 1} A(\tau) B(\rho\tau) &= \sum_{\tau} [A(\tau) B(\tau) + A(\tau) B(-\tau)]. \end{aligned}$$

Мультиполь-мультипольное взаимодействие запишем в виде

$$H_M^{ph} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} \sum_{\tau\rho=\pm 1} (\kappa_0^{(\lambda)} + \rho\kappa_1^{(\lambda)}) M_{\lambda\mu}^{\dagger}(\tau) M_{\lambda\mu}(\rho\tau), \quad (8)$$

где

$$\left. \begin{aligned} M_{\lambda\mu}^{\dagger}(\tau) &= \frac{(-)^{\lambda-\mu}}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{jj'}^{\tau} f_{jj'}^{\lambda} \left\{ \frac{1}{2} u_{jj'}^{\lambda} [A^{\dagger}(jj'; \lambda\mu) + \right. \\ &+ (-)^{\lambda-\mu} A(jj'; \lambda-\mu)] + v_{jj'}^{\lambda} B_{\tau}(jj'; \lambda\mu) \left. \right\}; \\ M_{\lambda\mu}^{\dagger} &= (-)^{\lambda-\mu} M_{\lambda-\mu}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

В настоящей работе мы не рассматриваем состояния магнитного типа и нам нужна только та часть спин-мультипольных сил, которая необходима для формирования фононного базиса. Поэтому мы ограничились следующей частью спин-мультиполь — спин-мультипольного взаимодействия:

$$\begin{aligned} H_{SM}^{ph} &= -\frac{1}{2} \sum_{LM} (\kappa_0^{(L-1, L)} + \kappa_1^{(L-1, L)} \tau_1 \tau_2) (S_{LM}^{L-1})^{\dagger} S_{ML}^{L-1} = \\ &= -\frac{1}{2} \sum_{LM} \sum_{\rho\tau} (\kappa_0^{(L-1, L)} + \rho\kappa_1^{(L-1, L)}) (S_{LM}^{L-1}(\tau))^{\dagger} S_{LM}^{L-1}(\rho\tau); \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} S_{LM}^{L-1}(\tau) &= \frac{1}{\sqrt{2L+1}} \sum_{jj'}^{\tau} f_{jj'}^{(L-1, L)} \left\{ \frac{1}{2} u_{jj'}^{\lambda} [A^{\dagger}(jj'; L-M) + \right. \\ &+ (-)^{L-M-1} A(jj'; LM)] + v_{jj'}^{\lambda} B_{\tau}(jj'; L-M); \\ (S_{LM}^{L-1})^{\dagger} &= (-)^{L-M-1} S_{L-M}^{L-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

В (9) и (11) введены следующие обозначения:

$$A^{\dagger}(jj'; \lambda\mu) = \sum_{mm'} \langle jmj'm' | \lambda\mu \rangle \alpha_{jm}^{\dagger} \alpha_{j'm'};$$

$$B(jj'; \lambda\mu) = \sum_{mm'} (-)^{j'+m'} \langle jmj'm' | \lambda\mu \rangle \alpha_{jm}^\dagger \alpha_{j'-m'}$$

$$u_{jj'}^{(\pm)} = u_j v_{j'} \pm u_{j'} v_j; \quad v_{jj'}^{(\pm)} = u_j u_{j'} \pm v_j v_{j'}$$

$$f_{jj'}^{(\lambda)} = \langle j \| R_\lambda(r) i^\lambda Y_{\lambda\mu} \| j' \rangle f_{jj'}^{(\lambda L)} = \langle j \| R_\lambda(r) i^\lambda \{ \sigma Y_{\lambda\mu} \}_{LM} \| j' \rangle.$$

Для спин-мультипольных сил в нашем случае  $\lambda = L - 1$ .

При описании зарядово-обменных взаимодействий в канале частица — дырка используются следующие части гамильтонианов (3) и (4):

$$H_{CM}^{ph} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} \kappa_1^{(\lambda)} M_{\lambda\mu}^\dagger(np) M_{\lambda\mu}(np); \tag{12}$$

$$H_{CSM}^{ph} = -\frac{1}{2} \sum_{LM} \kappa_1^{(L-1, L)} (S_{LM}^{L-1}(np))^\dagger S_{LM}^{L-1}(np); \tag{13}$$

$$\begin{aligned} M_{\lambda\mu}(np) &= \sum_{j_p m_p j_n m_n} \langle j_p m_p | i^\lambda R_\lambda(r) Y_{\lambda\mu} \tau^{(-)} | j_n m_n \rangle a_{j_p m_p}^\dagger a_{j_n m_n} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{j_p j_n} f_{j_p j_n}^{(\lambda)} \{ u_{j_p} v_{j_n} A^+(j_p j_n; \lambda - \mu) + \\ &\quad + (-)^{\lambda - \mu} v_{j_p} u_{j_n} A(j_p j_n; \lambda\mu) + \\ &\quad + u_{j_p} u_{j_n} B(j_p j_n; \lambda - \mu) + (-)^{j_p + j_n - \lambda} v_{j_p} v_{j_n} B(j_n j_p; \lambda - \mu) \}; \end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned} S_{LM}^{L-1}(np) &= \sum_{j_p m_p j_n m_n} \langle j_p m_p | i^\lambda R_\lambda(r) \times \\ &\quad \times [\sigma Y_{\lambda\mu}]_{LM} \tau^{(-)} | j_n m_n \rangle a_{j_p m_p}^\dagger a_{j_n m_n}. \end{aligned} \tag{15}$$

Здесь

$$\begin{aligned} A^+(j_p j_n; \lambda - \mu) &= \sum_{m_p m_n} \langle j_p m_p j_n m_n | \lambda - \mu \rangle \alpha_{j_p m_p}^\dagger \alpha_{j_n m_n}^\dagger; \\ B(j_p j_n; \lambda\mu) &= \\ &= \sum_{m_p m_n} (-)^{j_n + m_n} \langle j_p m_p j_n m_n | \lambda\mu \rangle \alpha_{j_p m_p}^\dagger \alpha_{j_n -m_n}; \\ f_{j_p j_n}^{(\lambda)} &= \langle j_p \| R_\lambda(r) i^\lambda Y_{\lambda\mu} \tau^{(-)} \| j_n \rangle f_{j_p j_n}^{(\lambda L)} = \langle j_p \| R_\lambda(r) i^\lambda \times \\ &\quad \times [\sigma Y_{\lambda\mu}]_{LM} \tau^{(-)} \| j_n \rangle. \end{aligned}$$

Введем операторы фононов. Оператор рождения фонона мультипольности  $\lambda$  запишем в виде

$$Q_{\lambda\mu}^\dagger = \frac{1}{2} \sum_{jj'} \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} A^+(jj'; \lambda\mu) - (-)^{\lambda - \mu} \phi_{jj'}^{\lambda i} A(jj'; \lambda - \mu) \}, \tag{16}$$

суммирование  $jj'$  проводится по нейтронным и протонным одночастичным состояниям. Операторы  $Q_{\lambda\mu i}$  и  $Q_{\lambda\mu i}^+$  удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$\begin{aligned}
 & [Q_{\lambda\mu i}, Q_{\lambda'\mu' i'}^+] = \\
 & = \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'} \frac{1}{i^2} \sum_{jj'} (\psi_{jj'}^{\lambda i} \psi_{jj'}^{\lambda' i'} - \varphi_{jj'}^{\lambda i} \varphi_{jj'}^{\lambda' i'}) - \\
 & - \sum_{jj_2} \sum_{mm'm_2} \{ \psi_{jj_2}^{\lambda i} \psi_{jj_2}^{\lambda' i'} \langle j'm'j_2m_2 | \lambda\mu \rangle \times \\
 & \times \langle jmj_2m_2 | \lambda'\mu' \rangle - (-)^{\lambda+\lambda'-\mu-\mu'} \varphi_{jj_2}^{\lambda i} \varphi_{jj_2}^{\lambda' i'} \times \\
 & \times \langle jmj_2m_2 | \lambda-\mu \rangle \langle j'm'j_2m_2 | \lambda'-\mu' \rangle \} \alpha_{jm}^+ \alpha_{j'm'}^*. \quad (17)
 \end{aligned}$$

Волновая функция однофононного состояния имеет вид:

$$Q_{\lambda\mu}^+ \Psi_{0i} \quad (18)$$

волновая функция  $\Psi_0 \equiv | \rangle$  основного состояния четно-четного ядра является фононным вакуумом

$$Q_{\lambda\mu i} \Psi_0 = 0. \quad (19)$$

Условия ортонормировки волновых функций имеют вид:

$$\langle [Q_{\lambda\mu i}, Q_{\lambda'\mu' i'}^+] | \rangle = \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'} \delta_{ii'}. \quad (20)$$

Обычно считается, что число квазичастиц в основных состояниях четно-четных ядер невелико, поэтому полагают

$$\langle \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} \rangle = 0. \quad (21)$$

Справедливость применимости условия (21) в различных ядрах исследована в [30]. В этом случае условие (20) принимает простой вид:

$$\frac{1}{2} \sum_{jj'} \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} \psi_{jj'}^{\lambda' i'} - \varphi_{jj'}^{\lambda i} \varphi_{jj'}^{\lambda' i'} \} = \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{ii'}; \quad (22)$$

операторы  $A$  и  $A^+$  выражаются через операторы фононов следующим образом:

$$A(jj'; \lambda\mu) = \sum_i \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} Q_{\lambda\mu i} + (-)^{\lambda-\mu} \varphi_{jj'}^{\lambda i} Q_{\lambda-\mu i}^+ \}, \quad (23)$$

причем

$$\begin{aligned}
 & A^+(jj'; \lambda\mu) + (-)^{\lambda-\mu} A(jj'; \lambda-\mu) = \\
 & = \sum_i (\psi_{jj'}^{\lambda i} + \varphi_{jj'}^{\lambda i}) (Q_{\lambda\mu i}^+ + (-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda-\mu i}). \quad (23')
 \end{aligned}$$

Таким образом, все операторы  $A$  и  $A^+$  заменяются операторами фононов, а квазичастицы в гамильтониане входят только в виде  $\alpha^+\alpha$ .

Выведем уравнения для определения энергии и структуры мультипольных однофононных состояний. Подставив выражение (23') в (9) и опустив члены, содержащие операторы  $B$ , после замены (2) на (7) получим:

$$H_I = \sum_{jm} \varepsilon_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} - \frac{1}{8} \sum_{\substack{\lambda\mu\rho \\ \tau ii'}} \frac{1}{2\lambda+1} [\kappa_0^{(\lambda)} + \rho\kappa_1^{(\lambda)}] D_\tau^{\lambda i} D_{\rho\tau}^{\lambda i'} \times \\ \times (Q_{\lambda-\mu i} + (-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu i}^+) (Q_{\lambda-\mu i'}^+ + (-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu i'}), \quad (24)$$

где  $D_{\rho\tau}^{\lambda i} = \sum_{jj'}^{\rho\tau} f_{jj'}^{\lambda} u_{jj'}^{(+)} g_{ij'}^{\lambda i}$ ;

$$g_{jj'}^{\lambda i} = \psi_{jj'}^{\lambda i} + \Phi_{ij'}^{\lambda i}; \quad \omega_{jj'}^{\lambda i} = \psi_{jj'}^{\lambda i} - \Phi_{ij'}^{\lambda i}; \quad \varepsilon_{jj'} = \varepsilon_j + \varepsilon_{j'}.$$

Для нахождения секулярного уравнения для энергий  $\omega_{\lambda i}$  однофононных состояний, описываемых волновой функцией (18), вычислим

$$\langle | Q_{\lambda\mu i} H_I Q_{\lambda\mu i}^+ | \rangle = \\ = \frac{1}{4} \sum_{jj'} \varepsilon_{jj'} [(g_{jj'}^{\lambda i})^2 + (\omega_{jj'}^{\lambda i})^2] - \\ - \frac{1}{4} \frac{1}{2\lambda+1} \sum_{\rho\tau} (\kappa_0^{(\lambda)} + \rho\kappa_1^{(\lambda)}) D_\tau^{\lambda i} D_{\rho\tau}^{\lambda i} \quad (25)$$

и воспользуемся вариационным принципом в виде

$$\delta \left\{ \langle | Q_{\lambda\mu i} H_I Q_{\lambda\mu i}^+ | \rangle - \frac{i\omega_{\lambda i}}{2} \left[ \sum_{jj'} g_{jj'}^{\lambda i} \omega_{jj'}^{\lambda i} - 2 \right] \right\} = 0. \quad (26)$$

В результате получим секулярное уравнение и выражения для фононных амплитуд  $\psi$  и  $\Phi$ :

$$(\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) (X_M^{\lambda i}(n) + X_M^{\lambda i}(p)) - \\ - 4\kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)} X_M^{\lambda i}(n) X_M^{\lambda i}(p) = 1. \quad (27)$$

Это хорошо известное уравнение приближения случайных фаз (ПСФ)

$$X_M^{\lambda i}(\tau) = \frac{1}{2\lambda+1} \sum_{jj'}^{\tau} \frac{(f_{jj'}^{\lambda} u_{jj'}^{(+)})^2 \varepsilon_{jj'}}{\varepsilon_{jj'}^2 - \omega_{\lambda i}^2}; \quad (28)$$

$$\psi_{jj'}^{\lambda i}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_{jj'}^{\lambda i}}} \frac{f_{jj'}^{\lambda} u_{jj'}^{(+)}}{\varepsilon_{jj'} - \omega_{\lambda i}}; \quad \Phi_{ij'}^{\lambda i}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_{jj'}^{\lambda i}}} \frac{f_{jj'}^{\lambda} u_{jj'}^{(+)}}{\varepsilon_{jj'} + \omega_{\lambda i}}; \quad (29)$$

$$\left. \begin{aligned}
 y_{\tau}^{\lambda i} &= Y_{\tau}^{\lambda i} + Y_{-\tau}^{\lambda i} \left\{ \frac{1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) X_M^{\lambda i}(\tau)}{(\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) X_M^{\lambda i}(-\tau)} \right\}^2; \\
 Y_{\tau}^{\lambda i} &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \omega} X_M^{\lambda i}(\tau) \Big|_{\omega = \omega_{\lambda i}} = \\
 &= \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{jj'} \tau \frac{(j_{jj}^{\lambda} v_{jj'}^{(\pm)})^2 \varepsilon_{jj} \omega_{\lambda i}}{(\varepsilon_{jj}^2 - \omega_{\lambda i}^2)^2}.
 \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

В [4] показано, что для решений (27) имеет место

$$\begin{aligned}
 \langle | Q_{\lambda \mu i'}, H_I Q_{\lambda \mu i}^+ | \rangle &= \omega_{\lambda i} \delta_{ii'}; \\
 \langle Q_{\lambda - \mu' i}, Q_{\lambda \mu i} H_I \rangle &= \langle H_I Q_{\lambda \mu i}^+ Q_{\lambda - \mu i}^+ \rangle = 0.
 \end{aligned}$$

Поэтому  $H_I$  с учетом решений (27) можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 H_I &= \sum_{jm} \varepsilon_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} + H_{Mv}^{ph}; \\
 H_{Mv}^{ph} &= -\frac{1}{4} \sum_{\lambda \mu i i'} \frac{X_M^{\lambda i}(\tau) + X_M^{\lambda i'}(\tau)}{\sqrt{y_{\tau}^{\lambda i} y_{\tau}^{\lambda i'}}} Q_{\lambda \mu i}^+ Q_{\lambda \mu i'}.
 \end{aligned} \quad (31)$$

Воспользовавшись (23'), выделим из гамильтониана (8) часть описывающую взаимодействие квазичастиц с фононами:

$$\begin{aligned}
 H_{Mv}^{ph} &= -\frac{1}{4} \sum_{\lambda \mu i} \sum_{\rho \tau} \left\{ \frac{1}{2\lambda + 1} [Q_{\lambda - \mu i} + (-)^{\lambda - \mu} Q_{\lambda \mu i}^+] (\kappa_0^{(\lambda)} + \right. \\
 &\quad \left. + \rho \kappa_1^{(\lambda)}) D_{\rho \tau}^{\lambda i} \sum_{jj'} \tau j_{jj}^{\lambda} v_{jj'}^{(\pm)} B_{\tau}(jj'; \lambda - \mu) + \text{h.c.} \right\}.
 \end{aligned}$$

Используя соотношения, вытекающие из (27) — (29),

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2\lambda + 1} D_{\tau}^{\lambda i} &= \sqrt{\frac{2}{y_{\tau}^{\lambda i}}} X_M^{\lambda i}(\tau); \\
 y_{\tau}^{\lambda i} &= \left\{ \frac{1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) X_M^{\lambda i}(\tau)}{(\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) X_M^{\lambda i}(-\tau)} \right\}^2 y_{-\tau}^{\lambda i}
 \end{aligned}$$

и секулярное уравнение (27), переписанное в виде

$$\frac{1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) X_M^{\lambda i}(\tau)}{(\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) X_M^{\lambda i}(-\tau)} = \frac{(\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) X_M^{\lambda i}(\tau)}{1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) X_M^{\lambda i}(-\tau)}, \quad (27')$$



после ряда преобразований получаем

$$H_{M\nu q}^{ph} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\lambda\mu i} \left\{ ((-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu i}^+ + Q_{\lambda-\mu i}) \times \right. \\ \left. \times \sum_{jj'\tau} \frac{f_{jj'}^{\lambda} v_{jj'}^{(-)}}{\sqrt{y_{jj'}^{\lambda i}}} B_{\tau}(jj'; \lambda-\mu) + \text{h.c.} \right\}. \quad (32)$$

Поскольку константы  $\kappa_0^{(\lambda)}$  и  $\kappa_1^{(\lambda)}$  фиксируются при решении секулярного уравнения (27), то взаимодействие квазичастиц с фононами

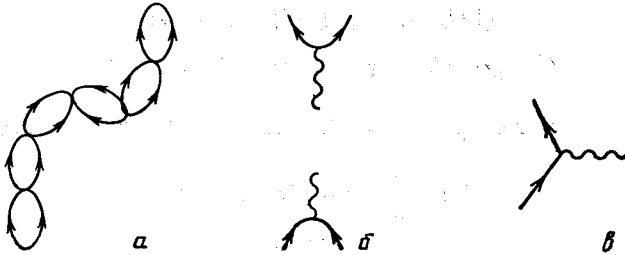


Рис. 1. Диаграммы, учитываемые в ПСФ и во взаимодействии квазичастиц с фононами

описывается без введения новых констант. Из выражения (32) видно, что взаимодействие тем сильнее, чем более коллективизирован соответствующий фонon, т. е. чем меньше функции  $y_n^{\lambda i}$  и  $y_p^{\lambda i}$ .

При решении уравнения (27) учитываются диаграммы, приведенные на рис. 1, а. Диаграммы типа рис. 1, б учитываются в  $H_{M\nu}^{ph}$  при решении уравнения (31). Взаимодействие квазичастиц с фононами  $H_{H\nu q}^{ph}$  описывает диаграмма рис. 1, в.

Получим секулярное уравнение для случая спин-мультипольных фононов и преобразуем соответствующую часть гамильтониана модели. Так же, как в случае мультипольных фононов, запишем

$$H_{II} = \sum_{im} \varepsilon_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} - \frac{1}{8} \sum_{LM\rho} \sum_{\tau ii'} \frac{1}{2L+1} [\kappa_0^{(L-1, L)} + \\ + \rho \kappa_1^{(L-1, L)}] D_{\tau}^{Li} D_{\rho\tau}^{Li'} (Q_{L-Mi} + (-)^{L-M-1} Q_{LMi}^+) ((-)^{L-M-1} Q_{LMi'} + Q_{L-Mi'}^+) \quad (33)$$

где

$$D_{\tau}^{Li} = \sum_{jj'}^{\tau} f_{jj'}^{(L-1, L)} u_{jj'}^{(-)} \omega_{jj'}^{Li}$$

Так же, как в случае мультипольных фононов, получим секулярное уравнение и коэффициенты волновой функции для однофононных

СПИН-МУЛЬТИПОЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

$$(\kappa_0^{(L-1, L)} + \kappa_1^{(L-1, L)}) [X_S^{Li}(n) + X_S^L(p)] - 4\kappa_0^{(L-1, L)} \kappa_1^{(L-1, L)} X_S^{Li}(n) X_S^L(p) = 1; \tag{34}$$

$$X_S^{Li}(\tau) = \frac{1}{2L+1} \sum_{jj'} \tau \frac{(f_{jj'}^{(L-1, L)} u_{jj'}^{(-)})^2 \varepsilon_{jj'}}{\varepsilon_{jj'}^2 - \omega_{Li}^2}; \tag{35}$$

$$\psi_{jj'}^{Li} = \frac{1}{\sqrt{2y_{\tau}^{Li}}} \frac{f_{jj'}^{(L-1, L)} u_{jj'}^{(-)}}{\varepsilon_{jj'} - \omega_{Li}} \quad \varphi_{jj'}^{Li} = \frac{-1}{\sqrt{2y_{\tau}^{Li}}} \frac{f_{jj'}^{(L-1, L)} u_{jj'}^{(-)}}{\varepsilon_{jj'} + \omega_{Li}}; \tag{36}$$

$$\left. \begin{aligned} & y_{\tau}^{Li} = Y_{\tau}^{Li} + \\ & + Y_{-\tau}^{Li} \left\{ \frac{1 - (\kappa_0^{(L-1, L)} + \kappa_1^{(L-1, L)}) X_S^{Li}(\tau)}{(\kappa_0^{(L-1, L)} - \kappa_1^{(L-1, L)}) X_S^{Li}(-\tau)} \right\}^2; \\ & Y_{\tau}^{Li} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \omega} X_S^{Li}(\tau) \Big|_{\omega=\omega_{Li}} = \\ & = \frac{1}{2L+1} \sum_{jj'} \tau \frac{(f_{jj'}^{(L-1, L)} u_{jj'}^{(-)})^2 \varepsilon_{jj'} \omega_{Li}}{(\varepsilon_{jj'}^2 - \omega_{Li}^2)^2}. \end{aligned} \right\} \tag{37}$$

Проведя такие же преобразования, как для случая мультипольного взаимодействия, получим:

$$H_{Sv}^{ph} = -\frac{1}{4} \sum_{LMii'\tau} \frac{X_S^{Li}(\tau) + X_S^{Li'}(\tau)}{\sqrt{y_{\tau}^{Li} y_{\tau}^{Li'}}} Q_{LMi}^{\dagger} Q_{LMi'}; \tag{38}$$

$$\begin{aligned} H_{Svq}^{ph} = & -\frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{LMi} \left\{ (Q_{L-Mi} + (-)^{L-M-1} Q_{LMi}^{\dagger}) \times \right. \\ & \left. \times \sum_{jj'\tau} \frac{f_{jj'}^{(L-1, L)} u_{jj'}^{(+)}}{\sqrt{y_{\tau}^{Li}}} B_{\tau}(jj'; L-M) + \text{h.c.} \right\}. \end{aligned} \tag{39}$$

Рассмотрим однофононные зарядово-обменные мультипольные состояния и преобразуем соответствующую часть гамильтониана модели. Оператор рождения зарядово-обменного мультипольного фона запишем в виде

$$\Omega_{\lambda\mu i}^{\dagger} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{j_p j_n} \left\{ \psi_{j_p j_n}^{\lambda i} A^{\dagger}(j_p j_n; \lambda\mu) - (-)^{\lambda-\mu} A(j_p j_n; \lambda-\mu) \varphi_{j_p j_n}^{\lambda i} \right\}. \tag{40}$$

Сумму (7) и соответствующую часть (12) запишем в виде

$$H_{III} = \sum_{jm} \varepsilon_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} - \frac{1}{16} \sum_{\lambda\mu i i'} \frac{\kappa_i^{(\lambda)}}{2\lambda+1} \{ (D_+^{\lambda i} - D_-^{\lambda i}) (-)^{\lambda-\mu} \Omega_{\lambda\mu i}^+ + (D_+^{\lambda i} + D_-^{\lambda i}) \Omega_{\lambda-\mu i} \} \{ (D_+^{\lambda i'} - D_-^{\lambda i'}) (-)^{\lambda-\mu} \Omega_{\lambda\mu i'} + (D_+^{\lambda i'} + D_-^{\lambda i'}) \Omega_{\lambda-\mu i'}^* \},$$

где  $D_+^{\lambda i} = \sum_{j p^n} f_{j p^n}^{(\lambda)} u_{j p^n}^{(+)} g_{j p^n}^{\lambda i} D_-^{\lambda i} = \sum_{j p^n} f_{j p^n}^{(\lambda)} u_{j p^n}^{(-)} \omega_{j p^n}^{\lambda i}$ .

Найдем среднее значение  $H_{III}$  по однофоновному состоянию

$$\Omega_{\lambda\mu i}^+ \Psi_0 \tag{41}$$

и с помощью вариационного принципа получим секулярное уравнение для нахождения энергий  $\Omega_{\lambda i}$

$$\mathcal{F}_{CM}(\Omega) \equiv (1 - \kappa_1^{(\lambda)} X_M^{(+)}) (1 - \kappa_1^{(\lambda)} X_M^{(-)}) - (\kappa_1^{(\lambda)})^2 (X_M^{(+ -)})^2 = 0, \tag{42}$$

где

$$X_M^{(\pm)} = \frac{2}{2\lambda+1} \sum_{j p^n} \frac{(f_{j p^n}^{(\lambda)} u_{j p^n}^{(\pm)})^2 \varepsilon_{j p^n}}{\varepsilon_{j p^n}^2 - \Omega_{\lambda i}^2};$$

$$X_M^{(+ -)} = \frac{2}{2\lambda+1} \sum_{j p^n} \frac{(f_{j p^n}^{(\lambda)})^2 u_{j p^n}^{(+)} u_{j p^n}^{(-)} \Omega_{\lambda i}}{\varepsilon_{j p^n}^2 - \Omega_{\lambda i}^2};$$

$$\Psi_{j p^n}^{\lambda i} = \sqrt{\frac{\kappa_1^{(\lambda)}}{2\lambda+1}} \frac{1}{\sqrt{\partial \mathcal{F}_{CM} / \partial \Omega_{\lambda i}}} \frac{f^{(\lambda)}(j p^n)}{\varepsilon(j p^n) - \Omega_{\lambda i}} (u_{j p^n}^{(+)} + y^{\lambda i} u_{j p^n}^{(-)});$$

$$\Phi_{j p^n}^{\lambda i} = \sqrt{\frac{\kappa_1^{(\lambda)}}{2\lambda+1}} \frac{1}{\sqrt{\partial \mathcal{F}_{CM} / \partial \Omega_{\lambda i}}} \frac{f^{(\lambda)}(j p^n)}{\varepsilon(j p^n) + \Omega_{\lambda i}} (u_{j p^n}^{(+)} - y^{\lambda i} u_{j p^n}^{(-)});$$

$$\frac{1}{\sqrt{\partial \mathcal{F}_{CM} / \partial \Omega_{\lambda i}}} = \left\{ \frac{1 - X_M^{\lambda i(-)}}{-\partial \mathcal{F}_{CM} / \partial \Omega_{\lambda i}} \right\}^{1/2}; \quad y^{\lambda i} = \frac{X^{\lambda i(+ -)}}{1 - X_M^{\lambda i(-)}} = \frac{1 - X_M^{\lambda i(+)}}{X_M^{\lambda i(+ -)}},$$

(43)

где  $\partial \mathcal{F}_{CM} / \partial \Omega_{\lambda i}$  — значение производной по  $\Omega$  от левой части (42) при  $\Omega = \Omega_{\lambda i}$ .

В этом случае с учетом решений (42) имеем

$$\langle | \Omega_{\lambda\mu i} H_{III} \Omega_{\lambda\mu i}^+ | \rangle = \Omega_{\lambda i},$$

коэффициенты в  $H_{III}$  равны нулю при  $\Omega_{\lambda\mu i}^+ \Omega_{\lambda-\mu i'}^+$ ,  $\Omega_{\lambda-\mu i} \Omega_{\lambda\mu i}$ , а также в случае  $i \neq i'$  при  $\Omega_{\lambda\mu i}^+ \Omega_{\lambda\mu i'}$ . Далее

$$H_{CMv} = - \sum_{\lambda\mu i i'} \frac{1 + y^{\lambda_i} y^{\lambda_{i'}}}{\sqrt{y_{\lambda_i} y_{\lambda_{i'}}}} \Omega_{\lambda\mu i}^+ \Omega_{\lambda\mu i'}; \quad (44)$$

$$\begin{aligned} H_{CMvq} = & - \sum_{\lambda\mu i} \sqrt{\frac{x_1^{(\lambda)}}{y_{\lambda i}}} \sum_{j_p j_n} \frac{j^\lambda (j_p j_n)}{\sqrt{2\lambda + 1}} \{ ((-)^{\lambda-\mu} (1 - y^{\lambda_i}) \Omega_{\lambda\mu i}^+ + \\ & + (1 + y^{\lambda_i}) \Omega_{\lambda-\mu i} \} [u_{j_p} u_{j_n} B(j_p j_n; \lambda - \mu) + \\ & + (-)^{j_p + j_n - \lambda} v_{j_p} v_{j_n} B(j_n j_p; \lambda - \mu)] + \text{h.c.} \}. \end{aligned} \quad (45)$$

Выражения для  $H_{CSv}$  и  $H_{CSvq}$  для зарядово-обменных спин-мультипольных взаимодействий отличаются от формул (44) и (45) тем, что в них вместо приведенных матричных элементов от мультипольных операторов стоят матричные элементы от спин-мультипольных операторов.

Таким образом, гамильтониан модели с учетом секулярных уравнений (27), (34) и (42), определяющих энергии однофононных состояний, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H_M = & \sum_{jm} e_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} + H_{Mv}^{ph} + H_{Mvq}^{ph} + H_{Sv}^{ph} + \\ & + H_{Svq}^{ph} + H_{CMv}^{ph} + H_{CMvq}^{ph} + H_{CSv}^{ph} + H_{CSvq}^{ph}. \end{aligned} \quad (46)$$

## 2. СИСТЕМЫ ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ И ИХ РЕШЕНИЯ

В квазичастично-фононной модели ядра описываются те свойства четно-четных сферических ядер, которые обусловлены фрагментацией однофононных или двухквазичастичных состояний. Волновая функция возбужденных состояний записывается в виде

$$\begin{aligned} \Psi_v(JM) = & \left\{ \sum_i R_i(Jv) Q_{Mi}^+ + \right. \\ & \left. + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Jv) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \right\} \Psi_0, \end{aligned} \quad (47)$$

где  $[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} = \sum_{\mu_1 \mu_2} \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 | JM \rangle Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+$ .

Здесь  $JMi$  и  $\lambda\mu i$  обозначают квантовые числа мультипольных и спин-мультипольных фононов. Мы ограничились в (47) двухфононными членами, в дальнейшем следует добавить трехфононные члены.

Условие нормировки записывается так:

$$\sum_i (R_i(J\nu))^2 + 2 \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} (P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu))^2 + \\ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} \sum_{\lambda_1' i_1' \lambda_2' i_2'} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) P_{\lambda_2' i_2'}^{\lambda_1' i_1'}(J\nu) \times \\ \times K^J(\lambda_2' i_2', \lambda_1' i_1' | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) = 1. \quad (48)$$

Здесь

$$\sum_{\substack{\mu \mu_2 \\ \mu' \mu_2'}} \langle \lambda' \mu' \lambda_2' \mu_2' | JM \rangle \langle \lambda \mu \lambda_2 \mu_2 | J\mu \rangle \times \\ \times \langle Q_{\lambda_2' \mu_2' i_2'} Q_{\lambda' \mu' i_1'} Q_{\lambda \mu i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \rangle = \delta_{\lambda \lambda'} \delta_{i_1 i_1'} \delta_{\lambda_2 \lambda_2'} \delta_{i_2 i_2'} + \\ + \delta_{\lambda \lambda_2} \delta_{i_1 i_2} \delta_{\lambda_2 \lambda'} \delta_{i_2 i_1'} + K^J(\lambda_2' i_2', \lambda' i_1' | \lambda i_1, \lambda_2 i_2), \quad (49)$$

где

$$K^J(\lambda_2' i_2', \lambda' i_1' | \lambda i_1, \lambda_2 i_2) = \\ = \sum_{\substack{\mu \mu_2 \\ \mu' \mu_2'}} \langle \lambda' \mu' \lambda_2' \mu_2' | JM \rangle \langle \lambda \mu \lambda_2 \mu_2 | JM \rangle K(\lambda_2' \mu_2' i_2', \lambda' \mu' i_1' | \lambda \mu i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2); \quad (50)$$

$$K(\lambda_2' \mu_2' i_2', \lambda' \mu' i_1' | \lambda \mu i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2) = \\ = \sum_{\substack{j_1 j_2 j_3 j_4 \\ m_1 m_2 m_3 m_4}} \{ \Psi_{j_3 j_4}^{\lambda' i_1'} \Psi_{j_1 j_4}^{\lambda i_1} \langle j_3 m_3 j_4 m_4 | \lambda' \mu' \rangle \langle j_1 m_1 j_4 m_4 | \lambda \mu \rangle - \\ - (-)^{\lambda + \lambda' - \mu - \mu'} \varphi_{j_1 j_4}^{\lambda' i_1'} \varphi_{j_3 j_4}^{\lambda i_1} \langle j_1 m_1 j_4 m_4 | \lambda' - \mu' \rangle \langle j_3 m_3 j_4 m_4 | \lambda - \mu \rangle \} \times \\ \times \{ \Psi_{j_3 j_2}^{\lambda_2' i_2'} \Psi_{j_1 j_2}^{\lambda_2 i_2} \langle j_3 m_3 j_2 m_2 | \lambda_2 \mu_2 \rangle \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda_2' \mu_2' \rangle + \\ + (-)^{\lambda_2 + \lambda_2' - \mu_2 - \mu_2'} \varphi_{j_1 j_2}^{\lambda_2 i_2} \varphi_{j_3 j_2}^{\lambda_2' i_2'} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda_2 - \mu_2 \rangle \langle j_3 m_3 j_2 m_2 | \lambda_2' - \mu_2' \rangle \}. \quad (51)$$

Найдем наиболее общий вид уравнений модели. Для простоты ограничимся мультиполь-мультипольными взаимодействиями, т. е. в гамильтониане модели (46) возьмем первые три члена. Потом добавим другие. Вычислим среднее значение  $H_I$  по (47) и в результате получим

$$(\Psi_{\nu}^*(JM) H_I \Psi_{\nu}(JM)) = \\ = \sum_i \omega_{Ji} R_i^2(J\nu) + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2 \\ \lambda_1' i_1' \lambda_2' i_2'}} P_{\lambda_2' i_2'}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1' i_1'}(J\nu) \left\{ (\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2}) \times \right. \\ \times [\delta_{\lambda_1 \lambda_1'} \delta_{i_1 i_1'} \delta_{\lambda_2 \lambda_2'} \delta_{i_2 i_2'} + \delta_{\lambda_1 \lambda_2} \delta_{i_1 i_2} \delta_{\lambda_2 \lambda_1'} \delta_{i_2 i_1'} + K^J(\lambda_2' i_2', \lambda_1' i_1' | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)] - \\ \left. - \frac{1}{4} \sum_{i_3 \tau} \left[ \frac{X_M^{\lambda_1' i_1'}(\tau) + X_M^{\lambda_1 i_1}(\tau)}{\sqrt{y_{\tau}^{\lambda_1' i_1'} y_{\tau}^{\lambda_1 i_1}}} K^J(\lambda_2' i_2', \lambda_1' i_3 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) + \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{X_M^{\lambda_2' i_2}(\tau) + X_M^{\lambda_2' i_3}(\tau)}{\sqrt{\varrho_{\lambda_2' i_2} \varrho_{\lambda_2' i_3}}} K^J (\lambda_2' i_3, \lambda_1' i_1' | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \Big] - \\
 & - \frac{1}{4} \sum_{\substack{\lambda_3 i_3 i_3' \\ \lambda_4 i_4 i_4'}} \frac{X_M^{\lambda_3 i_3}(\tau) + X_M^{\lambda_3 i_3'}(\tau)}{\sqrt{\varrho_{\lambda_3 i_3} \varrho_{\lambda_3 i_3'}}} \times \\
 & \times K^J (\lambda_4 i_4, \lambda_3 i_3' | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) K^J (\lambda_2' i_2, \lambda_1' i_1' | \lambda_3 i_3, \lambda_4 i_4) \Big\} + \\
 & + 2 \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} R_i(J\nu) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) \{U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) + V_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji)\}, \quad (52)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) & = \langle | Q_{JM} i (H_{M\nu q}^{ph} + H_{S\nu q}^{ph}) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} | \rangle \equiv \\
 & \equiv \sum_{\tau} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji, \tau); \quad (53)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji, \tau) & = (-)^{\lambda_1 + \lambda_2 - J} \frac{1}{\sqrt{2}} [(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)]^{1/2} \times \\
 & + \sum_{j_1 j_2 j_3}^{\tau} \left[ \frac{f_{j_1 j_2}^J v_{j_1 j_2}^{(\mp)}}{\sqrt{\varrho_{\lambda_2 i_2}^J}} \left\{ \lambda_1 \lambda_2 J \right\} \left( \psi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} \varphi_{j_2 j_3}^{\lambda_2 i_2} + (-)^{b_J} \psi_{j_2 j_3}^{\lambda_2 i_2} \varphi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} \right) + \right. \\
 & + \frac{f_{j_1 j_2}^J v_{j_1 j_2}^{(\mp)}}{\sqrt{\varrho_{\lambda_1 i_1}^J}} \left\{ \lambda_1 \lambda_2 J \right\} \left( \varphi_{j_3 j_2}^{Ji} \varphi_{j_3 j_1}^{\lambda_2 i_2} + (-)^{b_1} \psi_{j_2 j_3}^{Ji} \varphi_{j_2 j_1}^{\lambda_2 i_2} \right) + \\
 & \left. + \frac{f_{j_1 j_2}^J v_{j_1 j_2}^{(\mp)}}{\sqrt{\varrho_{\lambda_2 i_2}^J}} \left\{ \lambda_1 \lambda_2 J \right\} \left( \psi_{j_3 j_1}^{Ji} \psi_{j_2 j_3}^{\lambda_1 i_1} + (-)^{b_2} \varphi_{j_3 j_1}^{Ji} \varphi_{j_2 j_3}^{\lambda_1 i_1} \right) \right], \quad (53')
 \end{aligned}$$

где  $v_{j_1 j_2}^{(\pm)}$  появляется в сочетании с мультипольными матричными элементами  $f_{j_1 j_2}^J$ ,  $f_{j_1 j_2}^{\lambda}$ , а  $v_{j_1 j_2}^{(\pm)}$  — со спин-мультипольными; числа  $b_J$  и  $b_k$  принимают значение 0 в случае мультипольных матричных элементов  $f_{j_1 j_2}^J$ ,  $f_{j_1 j_2}^{\lambda}$  и 1 в случае спин-мультипольных. Функции  $U$  соответствует диаграмма на рис. 2, а. Функция  $V$  обращается в нуль при  $K^J = 0$ , ей соответствуют диаграммы б и в на рис. 2.

Воспользуемся вариационным принципом в форме

$$\delta \{ (\Psi_v^*(JM) H_M \Psi_v(JM)) - \eta_v [(\Psi_v^*(JM) \Psi_v(JM)) - 1] \} = 0 \quad (54)$$

и получим систему двух уравнений. Из первого уравнения

$$(\omega_{Ji} - \eta_v) R_i(J\nu) + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) \{U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) + V_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji)\} = 0$$

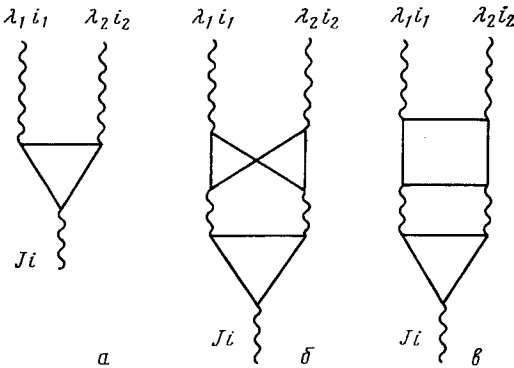


Рис. 2. Диаграммы, учитывающие связь одно- и двухфононных состояний

найдем  $R_i(J\nu)$ , подставим во второе и получим секулярное уравнение для определения энергий  $\eta_\nu$  в виде детерминанта в пространстве двухфононных состояний

$$\det \left\| (\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta) [\delta_{\lambda_1 \lambda_1'} \delta_{i_1 i_1'} \delta_{\lambda_2 \lambda_2'} \delta_{i_2 i_2'} + \right. \\
+ \delta_{\lambda_1 \lambda_2'} \delta_{i_1 i_2'} \delta_{\lambda_2 \lambda_1'} \delta_{i_2 i_1'} + K^J (\lambda_2' i_2', \lambda_1' i_1' | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)] - \\
- \frac{1}{4} \sum_{i_3 \tau} \left[ \frac{X_M^{\lambda_1' i_1'}(\tau) + X_M^{\lambda_1' i_3}(\tau)}{\sqrt{y_{\tau}^{\lambda_1' i_1'} y_{\tau}^{\lambda_1' i_3}}} K^J (\lambda_2' i_2', \lambda_1' i_3 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) + \right. \\
+ \left. \frac{X_M^{\lambda_2' i_2'}(\tau) + X_M^{\lambda_2' i_3}(\tau)}{\sqrt{y_{\tau}^{\lambda_2' i_2'} y_{\tau}^{\lambda_2' i_3}}} K^J (\lambda_2' i_3, \lambda_1' i_1' | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \right] - \\
- \frac{1}{4} \sum_{\substack{\lambda_3 i_3 \\ \lambda_4 i_4 \tau}} \frac{X_M^{\lambda_3 i_3}(\tau) + X_M^{\lambda_4 i_3}(\tau)}{\sqrt{y_{\tau}^{\lambda_3 i_3} y_{\tau}^{\lambda_4 i_3}}} \times \\
\times K^J (\lambda_4 i_4, \lambda_3 i_3 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) K^J (\lambda_2' i_2', \lambda_1' i_1' | \lambda_3 i_3, \lambda_4 i_4) - \\
- \sum_i \frac{(U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J) + V_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J)) (U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1' i_1'}(J) + V_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1' i_1'}(J))}{\omega_{Ji} - \eta_\nu} \Big\| = 0. \quad (55)$$

Ранг этого детерминанта равен числу двухфононных членов в волновой функции (47).

Проиллюстрируем уравнение (55) на языке диаграмм. В первом слагаемом учитываются диаграммы на рис. 3, а и б, далее учитываются диаграммы в и г. Членам, содержащим  $U \cdot U$ , соответствует диаграмма д,  $U \cdot V$  — диаграмма е и членам, содержащим  $V \cdot V$ , — диаграмма ж. Кроме того, имеются диаграммы, которые получаются

из диаграмм *в*, *г*, *е* и *ж* заменой части *а* и *б*. Следует иметь в виду условность такой иллюстрации, тем более, что вершинные части в каждом случае разные.

Секулярное уравнение (55) очень сложно, для средних и тяжелых ядер ранг детерминанта равен  $10^3-10^5$ . Оно может быть решено при существенном обрезании однофононного базиса. Здесь учтено много

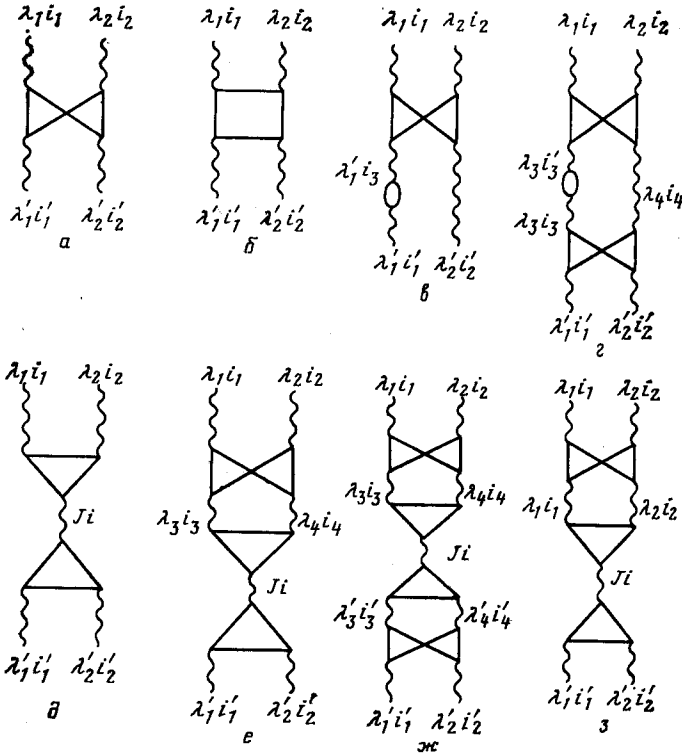


Рис. 3. Диаграммы в пространстве двухфононных состояний

графиков, которые дают очень малый вклад в фрагментацию однофононных состояний. Для вычисления же фрагментации двухфононных состояний необходимо учесть трехфононные члены волновой функции. Поэтому осуществим переход к приближенной системе уравнений. Для этого в выражении (52) ограничимся, во-первых, членами, пропорциональными  $(P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (J\nu))^2$ , и, во-вторых, в квадратичном по  $K^J$  члене одно из  $K^J$  возьмем в диагональном виде. Это ограничение в (52) можно сделать потому, что абсолютные значения диагональных членов  $K^J$  значительно больше недиагональных. Ограничимся также диагональными значениями  $K^J$  в условии нормиров-



ки (48). В результате получим

$$\sum_i (R_i(J\nu))^2 + 2 \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} (P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu))^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} K^J(\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \right\} = 1; \quad (56)$$

$$\begin{aligned} (\Psi_\nu^*(JM) H_M \Psi_\nu(JM)) &= \sum_i \omega_{Ji} R_i^2(J\nu) + \\ &+ 2 \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} (P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu))^2 (1 + K^J(\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)) \times \\ &\quad \times (\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} + \Delta\omega(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)) + \\ &+ 2 \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2 i_3} R_i(J\nu) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) \left( 1 + \frac{1}{2} K^J(\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \right), \end{aligned} \quad (57)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta\omega(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) &= \\ &= -\frac{1}{8} \sum_{i_3 \tau} \left[ \frac{X_M^{\lambda_1 i_1}(\tau) + X_M^{\lambda_1 i_3}(\tau)}{\sqrt{\partial_j^{\lambda_1 i_1} \partial_j^{\lambda_1 i_3}}} K^J(\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_3 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{X_M^{\lambda_2 i_2}(\tau) + X_M^{\lambda_2 i_3}(\tau)}{\sqrt{\partial_j^{\lambda_2 i_2} \partial_j^{\lambda_2 i_3}}} K^J(\lambda_2 i_3, \lambda_1 i_1 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \right], \end{aligned} \quad (58)$$

суммирование по  $i_3$  обусловлено выходом за рамки приближения хаотических фаз.

Воспользуемся вариационным принципом и получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} &(\omega_{Ji} - \eta_\nu) R_i(J\nu) + \\ &+ \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) \left\{ 1 + \frac{1}{2} K^J(\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \right\} = 0; \end{aligned} \quad (59)$$

$$2(\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} + \Delta\omega(\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) - \eta_\nu) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) + \sum_i R_i(J\nu) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) = 0. \quad (60)$$

Теперь секулярное уравнение можно получить как в пространстве двухфонных, так и в пространстве однофонных состояний. Секулярное уравнение в пространстве двухфонных состояний

имеет вид:

$$\det \left\| \left( \omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} + \Delta \omega (\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) - \eta_{\nu} \right) \times \right. \\ \left. \times \left( \delta_{\lambda_1 \lambda_1'} \delta_{i_1 i_1'} \delta_{\lambda_2 \lambda_2'} \delta_{i_2 i_2'} + \delta_{\lambda_1 \lambda_2'} \delta_{i_1 i_2'} \delta_{\lambda_2 \lambda_1'} \delta_{i_2 i_1'} \right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \sum_i \frac{U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (Ji) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1'} (Ji')}{\omega_{Ji} - \eta_{\nu}} \left( 1 + \frac{1}{2} K^J (\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \right) \right\| = 0. \quad (61)$$

В этом случае учитываются диаграммы *a*, *б* и *в* на рис. 3, причем диаграмма *з* отличается от диаграммы *e* тем, что нет суммирования по промежуточным двухфононным состояниям, так как оставлено

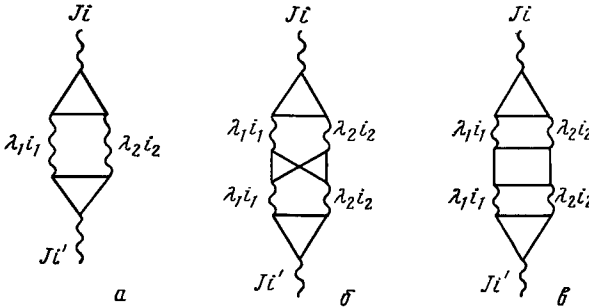


Рис. 4. Диаграммы в пространстве однофононных состояний

только диагональное значение  $K^J$ , т. е. суммируется меньше диаграмм по сравнению с уравнением (55).

Секулярное уравнение в пространстве однофононных состояний имеет следующий вид:

$$\det \left\| \left( \omega_{Ji} - \eta_{\nu} \right) \delta_{ii'} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} \frac{U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (Ji) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1'} (Ji') \left( 1 + \frac{1}{2} K^J (\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \right)}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} + \Delta \omega (\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) - \eta_{\nu}} \right\| = 0. \quad (62)$$

В пространстве однофононных состояний учитываются диаграммы, приведенные на рис. 4. Как показано в [39], в численных расчетах ядерной теории поля учитываются только частные случаи диаграммы на рис. 4, *a*, когда один из промежуточных фононов заменяется двухквaziчастичным состоянием, а в качестве другого берутся сильноколлективизированные фононы.

Рассмотрим уравнение (62). Ранг детерминанта равен количеству однофононных состояний в первом члене волновой функции (47).

Он меняется от 20 до 200 и таким образом оказывается на два порядка меньше ранга детерминантов (55) и (61). Множитель  $(1 + \frac{1}{2} K^J (\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2))$  обусловлен учетом принципа Паули в двухфононных членах волновой функции (47). В случае максимального нарушения принципа Паули  $K^J = -2$  и соответствующее слагаемое исключается из суммы по  $\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2$ . Сдвиг двухфононного полюса  $\Delta\omega (\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)$  связан с учетом диаграмм типа рис. 3, в. Как показано в [33], он велик для первых двухфононных коллективных состояний деформированных ядер. Сдвиг  $\Delta\omega (\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)$  мал для коллективных фононов, образующих разного типа гигантские резонансы. Сдвиг  $\Delta\omega (\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2)$  равен нулю при  $K^J = 0$ . Используя условие нормировки (56), найдем

$$R_i^2 (J\nu) = A_{ii}^2 \left/ \left\{ \sum_{i'} A_{ii'}^2 + \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} \left[ \frac{\sum_{i'} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (Ji') A_{ii'}}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} + \Delta\omega (\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) - \eta\nu} \right]^2 \right\} \right. \times \\ \times \left( 1 + \frac{1}{2} K^J (\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1 | \lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2) \right), \tag{63}$$

где  $A_{ii'}$  — алгебраическое дополнение детерминанта (62).

Если в коммутационном соотношении (17) отбросить члены, пропорциональные  $\alpha^\dagger \alpha$ , то в этом случае  $K^J = 0$  и вместо уравнений (59), (60) имеем

$$(\omega_{Ji} - \eta\nu) R_i (J\nu) + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (Ji) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (J\nu) = 0; \tag{64}$$

$$P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (J\nu) = -\frac{1}{2} \sum_{i'} \frac{U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (Ji') R_{i'} (J\nu)}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta\nu}. \tag{64'}$$

Подставим выражение (64') в (64) и получим систему уравнений

$$\sum_{i'} \left[ (\omega_{Ji} - \eta\nu) \delta_{ii'} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2} \frac{U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (Ji) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (Ji')}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta\nu} \right] R_{i'} (J\nu) = 0. \tag{65}$$

Из условия существования нетривиального решения системы (65) получим секулярное уравнение для определения энергий  $\eta\nu$ :

$$\mathcal{F} (\eta\nu) = \det \left| (\omega_{Ji} - \eta\nu) \delta_{ii'} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2} \frac{U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (Ji) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (Ji')}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta\nu} \right| = 0, \tag{65'}$$

причем ранг детерминанта равен числу однофононных состояний в волновой функции (47). Используя условие нормировки волновой

функции (47) в виде

$$\sum_i (R_i(J\nu))^2 + 2 \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} (P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu))^2 = 1, \quad (66)$$

найдем

$$R_i^2(J\nu) = A_{ii}^2 \left/ \left\{ \sum_{i'} (A_{ii'})^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} \left[ \frac{\sum_{i'} A_{ii'} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji')}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta_\nu} \right]^2 \right. \right\}, \quad (67)$$

где  $A_{ii'}(\eta) = (-)^{i+i'} M_{ii'}(\eta)$ ;  $M_{ii'}(\eta)$  — соответствующий минор определителя (65'). Для решений уравнения (65') справедливы соотношения:

$$R_i^{-2}(J\nu) = - \left[ \frac{1}{M_{ii}} \frac{\partial \mathcal{F}(\eta)}{\partial \eta} \right] \Big|_{\eta=\eta_\nu}; \quad (68)$$

$$R_i(J\nu) = \frac{(-)^{i+i'} M_{ii'}}{M_{ii}} R_{i'}(J\nu). \quad (68')$$

Эти свойства коэффициентов  $R_i$  играют ключевую роль в методе силовых функций, который мы рассмотрим несколько позднее. Приведенные выше выражения (63) — (67) впервые были получены для деформированных ядер в [9], а для сферических в [10]. В этом случае считаем, что операторы фононов являются идеальными бозонами.

Зарядово-обменные состояния нечетно-нечетных сферических ядер описываются волновыми функциями вида

$$\Psi_\nu(JM) = \left\{ \sum_i R_i(J\nu) \Omega_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) [\Omega_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \right\} \Psi_0 \quad (69)$$

с условием нормировки

$$\sum_i (R_i(J\nu))^2 + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} (P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu))^2 = 1. \quad (70)$$

Берется следующая часть гамильтониана модели

$$H_M^C = \sum_{jm} \varepsilon_{jm} \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} + H_{M\nu q}^{ph} + H_{S\nu q}^{ph} + H_{CM\nu}^{ph} + H_{CM\nu q}^{ph} \quad (71)$$

и находится среднее значение по волновой функции (69)

$$\begin{aligned} & \langle \Psi_\nu^*(JM) H_M^C \Psi_\nu(JM) \rangle = \\ & = \sum_i \Omega_{\lambda_i} (R_i(J\nu))^2 + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} (\Omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2}) (P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu))^2 + \\ & + 2 \sum_i \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} V_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) R_i(J\nu) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu), \end{aligned} \quad (72)$$

где

$$V_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) = \langle | \Omega_{JM} (H_{Mvq}^{ph} + H_{CMvq}^{ph}) [ \Omega_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ ]_{JM} | \rangle.$$

Используя вариационный принцип, получаем секулярное уравнение для нахождения энергий  $\eta_\nu$  состояний (69) в следующем виде:

$$\mathcal{F}(\eta_\nu) = \det \left| (\Omega_{Ji} - \eta_\nu) \delta_{ii'} - \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} \frac{V_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) V_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji')}{\Omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta_\nu} \right| = 0. \quad (73)$$

Так же, как в случае мультипольных фононов, получим

$$P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) = - \frac{\sum_i R_i(J\nu) V_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji)}{\Omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta_\nu}. \quad (74)$$

Для коэффициентов  $R_i(J\nu)$  по-прежнему справедливо соотношение (68), если вместо (65) использовать (73) и его соответствующий минор.

### 3. МЕТОД СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ И ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

С ростом энергии возбуждения происходят быстрое увеличение плотности уровней и усложнение структуры волновых функций. Большая часть экспериментальной информации о высоковозбужденных состояниях представлена в виде усредненных или просуммированных в определенных энергетических интервалах величин. Поэтому вместо решения уравнений типа (64), (64'), являющегося сложной вычислительной задачей, следует сразу вычислять распределение физических величин в выбранном интервале энергий возбуждений. Процедура усреднения по энергии нашла широкое применение при статистическом описании ядерных реакций [36].

Нас будет интересовать распределение физических величин, обусловленных фрагментацией однофононных состояний. Так как из-за взаимодействия квазичастиц с фононами однофононные состояния непосредственно связаны только с двухфононными, использование в расчетах волновой функции (47) позволяет получить правильное описание распределения силы однофононных состояний. Задачу вычисления усредненных по энергии характеристик можно решить, если воспользоваться методом силовых функций, разработанным в квазичастично-фононной модели ядра [14—29]. Простой пример использования метода силовых функций дан в [37]. В последнее время он стал применяться также в других работах [38—42].

Изложим этот метод. Пусть  $\Phi_{J\nu}$  — амплитуда возбуждения состояния  $\Psi_\nu(JM)$  в некотором физическом процессе. Определим силовую функцию следующим образом:

$$b(\Phi, \eta) = \sum_\nu \rho(\eta - \eta_\nu) |\Phi_{J\nu}|^2, \quad (75)$$

где весовая функция  $\rho(\eta - \eta_v)$ , нормированная на единицу, нами выбрана в виде

$$\rho(\eta - \eta_v) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_v)^2 + \Delta^2/4}. \quad (76)$$

Если возбуждение состояния  $\Psi_v(JM)$  происходит через однофоновые компоненты волновой функции (47), то

$$\Phi_{Jv} = \sum_i R_i(Jv) \Phi_{Ji}. \quad (77)$$

Подставляя (77) в (75) и используя соотношения (68), (68'), перепишем (75) в виде

$$\begin{aligned} b(\Phi, \eta) &= \sum_v \rho(\eta - \eta_v) \sum_{ij} \frac{A_{ij}}{A_{jj}} R_i \Phi_{Ji} \Phi_{Jj} = \\ &= \sum_v \rho(\eta - \eta_v) \Phi^2(\eta_v) \left/ \left( \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \eta} \right) \right|_{\eta=\eta_v}, \end{aligned} \quad (78)$$

где  $\Phi^2(\eta_v) = - \sum_{ij} A_{ij}(\eta_v) \Phi_{Ji} \Phi_{Jj}$ .

Перейдем к интегралу

$$b(\Phi, \eta) = \frac{1}{2\pi i} \oint_{C_z} \frac{\Phi^2(z)}{\mathcal{F}(z)} \rho(\eta - z) dz \quad (79)$$

по контуру (см. рис. 2 в [14])  $C_z$ , содержащему внутри полюсы  $z = \eta_v$  подынтегральной функции  $\mathcal{F}^{-1}(z)$ , являющиеся корнями секулярного уравнения (65'). Выражая (79) через интеграл по бесконечно удаленному контуру (равного нулю, так как подынтегральное выражение убывает по бесконечности, как  $|z|^{-3}$ ) и интегралы по контурам вокруг полюсов функции  $\rho(\eta - z)$ , равных  $z = \eta \pm i\Delta/2$ , и используя теорему о вычетах, получаем:

$$b(\Phi, \eta) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\sum_{ij} A_{ij} \left( \eta + i \frac{\Delta}{2} \right) \Phi_{Ji} \Phi_{Jj}}{\mathcal{F} \left( \eta + i \frac{\Delta}{2} \right)} \right\}, \quad (80)$$

где  $\mathcal{F}(\eta + i\Delta/2)$  — детерминант (65') при комплексных значениях энергии, а  $A_{ij}$  — его алгебраические дополнения. Таким образом, при нахождении усредненных характеристик вместо решения секулярных уравнений вычисляются детерминанты при комплексных энергиях, что гораздо проще. Энергетический интервал усреднения  $\Delta$  определяет способ представления результатов расчетов. При  $\Delta \rightarrow 0$  функция Лоренца  $\rho(\eta - \eta_v)$  переходит в  $\delta$ -функцию Дирака и силовая функция  $b(\Phi, \eta)$  отлична от нуля лишь в точках решения  $\eta = \eta_v$  уравнения (65') и равна  $|\Phi_{Jv}|^2$ . Интервал усред-

нения  $\Delta$  должен быть больше среднего расстояния между состояниями, соответствующими многофононным компонентам, отброшенным в (47). Кроме того,  $\Delta$  должна быть значительно меньше области локализации рассчитываемой физической величины. В сферических ядрах этим критериям удовлетворяет  $0,1 \leq \Delta \leq 1$  МэВ. В [16] была изучена зависимость силовых функций от выбора вида  $\rho$  ( $\eta - \eta_v$ ) и показано, что в большинстве случаев различные формы  $\rho$  дают близкие результаты. Отметим также, что при  $\Delta \rightarrow 0$  можно установить однозначную связь силовых функций с функциями отклика ядра на внешнее возмущение (см. [38]).

Так как подробное описание процедуры выбора констант в квази-частично-фононной модели ядра дано в обзоре [17], мы лишь кратко упомянем о них. При численных расчетах параметры потенциала Саксона—Вудса берутся такими же, как в [17, 43]. Константы монополюсного спаривания подбираются по экспериментальным значениям парных энергий. Константы мультипольных и спин-мультипольных сил определяются на основе экспериментальных данных по энергиям и вероятностям электромагнитных переходов низколежащих уровней. При этом используются волновые функции (47). Более подробные данные о константах можно найти в оригинальных работах, цитируемых ниже. Все расчеты с волновой функцией (47) проделаны с программой GIREС [32].

Возможность одновременного описания низколежащих и высоко-возбужденных состояний с единым набором параметров на примере  $^{208}\text{Pb}$  продемонстрирована в [44]. Результаты расчетов характеристик  $^{208}\text{Pb}$  в квазичастично-фононной модели хорошо согласуются с экспериментальными данными [45] и другими теоретическими расчетами [46—50].

#### 4. ФРАГМЕНТАЦИЯ ОДНОФОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Одним из процессов, в котором ярко проявляется фрагментация однофононных состояний, является фотовозбуждение гигантских мультипольных резонансов (ГМР). В настоящее время накоплена обширная экспериментальная информация о ГМР (см. [51—54]), которая постоянно пополняется новыми данными. Большой объем экспериментальных данных о наиболее хорошо изученном гигантском электрическом дипольном резонансе (ГДР) представлен в [54].

В случае возбуждения состояния  $\Psi_\nu$  ( $JM$ )  $\gamma$ -квантами выражение для  $\Phi_{Ji}$  в формуле (80) имеет вид:

$$\Phi_{Ji} = \langle \Psi_0 \parallel M(EJ(MJ)) Q_{JMi}^\dagger \parallel \Psi_0 \rangle, \quad (81)$$

где  $M(EJ(MJ))$  — оператор электрического (магнитного) перехода мультипольности  $J$ . Например, для  $E\lambda$ -переходов

$$\Phi_{Ji} = \left[ e^{(J)} \frac{X_M^{Ji}(n)}{V_{y_n^{Ji}}} + (1 + e^{(J)}) \frac{X_M^{Ji}(p)}{V_{y_p^{Ji}}} \right] e. \quad (82)$$

Здесь  $e^{(J)}$  — эффективный заряд, причем  $e^{(1)} = -z/A$ ,  $e^{(J)} = 0$  для  $J \geq 2$ ,  $e$  — заряд электрона;  $X_M^{Ji}$  и  $Y_\tau^{Ji}$  определены (28) и (30). При получении (82) мы пренебрегли членами, пропорциональными  $\alpha^{\pm\alpha}$  в операторе  $E\lambda$ -перехода (см. [4]), и использовали радиальную зависимость сил  $R(r) = r^\lambda$ . Подставив (82) в (80), получим силовую функцию, с помощью которой вычисляется распределение силы электромагнитных переходов при различных энергиях возбуждения.

При анализе ГМР используются энергетически взвешенные правила сумм (ЭВПС). Модельно-независимое дипольное ЭВПС имеет вид:

$$S_\Delta^{\lambda=1} = \sum_{\nu \in \Delta} b(E1, \eta_\nu) \eta_\nu = \frac{9}{8\pi} \frac{e^2 \hbar^2}{m} \frac{Nz}{A} = 0,18 \frac{Nz}{A}. \quad (83)$$

Для резонансов мультипольности  $\lambda \geq 2$

$$\begin{aligned} S_\Delta^\lambda &= \sum_{\nu \in \Delta} b(E\lambda, \eta_\nu) \eta_\nu = 1,65\lambda (2\lambda + 1)^2 z \langle r^{2\lambda-2} \rangle = \\ &= 4,95\lambda (2\lambda + 1) (1,2)^{2\lambda-2} z A^{\frac{2\lambda-2}{3}} \cdot 10^{-2\lambda}. \end{aligned} \quad (84)$$

В (84)  $\langle r^{2\lambda-2} \rangle$  оценено для прямоугольной ямы с радиусом  $1,2A^{1/3}$  фм. Для изоскалярной части (84) имеем

$$\sum_{\nu} b(E\lambda, \eta_\nu) \eta_\nu = 4,95\lambda (2\lambda + 1) (1,2)^{2\lambda-2} z^2 A^{\frac{2\lambda-5}{3}} \cdot 10^{-2\lambda}. \quad (85)$$

Все  $S_\Delta^\lambda$  даны в единицах  $e^2 \cdot \bar{\sigma}^\lambda \cdot \text{МэВ}$ .

Наше обсуждение мы начнем с ГДР. На рис. 5, взятом из [55], показано распределение вероятностей  $E1$  переходов в  $^{90}\text{Zr}$ , рассчитанное в ПСФ (рис. 5, а) и с волновой функцией (47) (рис. 5, б)

и  $\Delta = 1$  кэВ. При таком малом  $\Delta$   $\int_{\Delta} b(E1, \eta) d\eta = B(E1, 0_{gs}^+ \rightarrow 1_{\bar{\nu}}^-)$

и воспроизводятся результаты расчетов  $B(E1)$ -величин с волновыми функциями (47) без использования метода силовых функций. Из рис. 5 видно, что учет двухфононных компонент приводит к сильной фрагментации дипольной силы. Расчеты [22] ЭВПС для дипольных переходов в  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Te}$  исчерпывают 90—95% безмодельного ЭВПС (83) и хорошо согласуются с экспериментальными данными [54, 56]. Это указывает на полноту использованного в расчетах конфигурационного пространства.

Большая часть сведений об интегральных характеристиках ГДР получена из сечений фотопоглощения [54]. Сечение дипольного фотопоглощения, мб, связано с силовой функцией  $b(E1, \eta)$  соотноше-



нием [24]:

$$\sigma_{\gamma t}(E) = (4,025E/\Delta) \int_{E-\frac{1}{2}\Delta}^{E+\frac{1}{2}\Delta} b(E1, \eta) d\eta. \quad (86)$$

Здесь  $E$  — энергия  $\gamma$ -перехода в МэВ;  $b(E1, \eta)$  — в единицах  $e^2 \cdot \text{фм}^2/\text{МэВ}$ . Для интегральных сечений [57] имеем:

$$\sigma_0 = \int_{B_n}^{E_u} \sigma_{\gamma t}(E) dE; \quad (87)$$

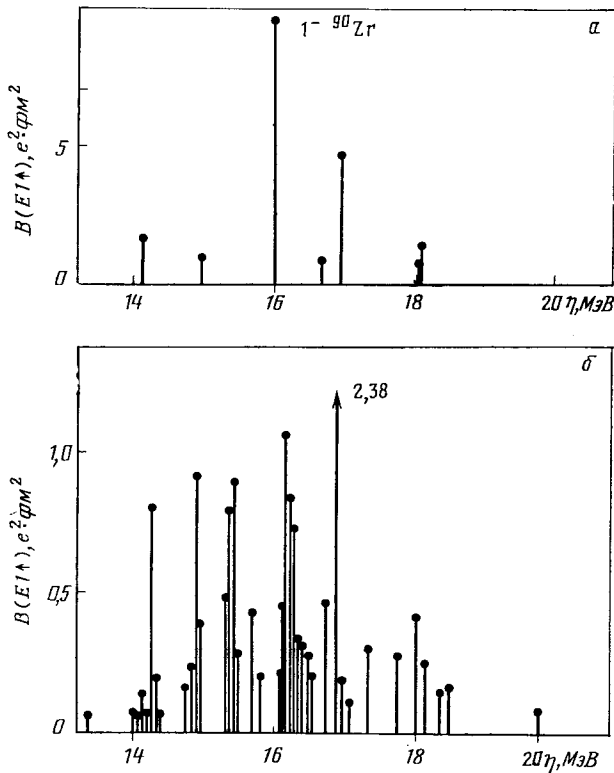


Рис. 5. Рассчитанные величины  $B(E1) e^2 \cdot \text{фм}^2$  в  $^{90}\text{Zr}$ :  
 а — в однофононном приближении; б — с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами

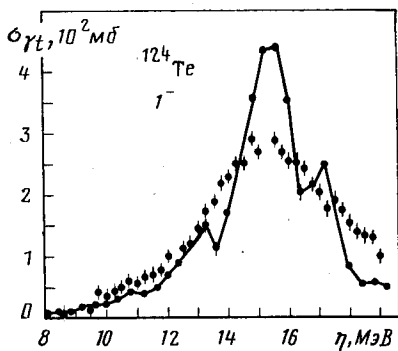


Рис. 6. Сечение фотопоглощения  $\sigma_{\gamma t}$  для  $^{124}\text{Te}$ :  
сплошная кривая — расчет с  $\Lambda = 0,4$  МэВ; точки — экспериментальные данные [57]

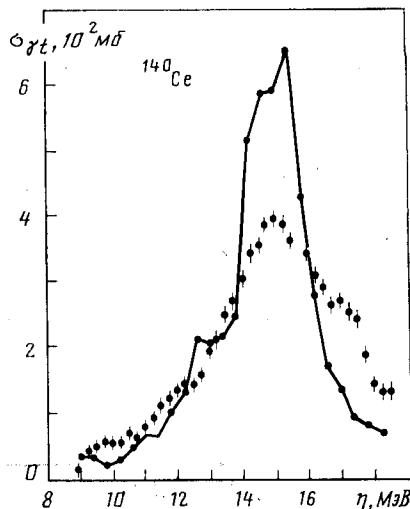


Рис. 7. Сечения фотопоглощения  $\sigma_{\gamma t}$  для  $^{140}\text{Ce}$ . Обозначения те же, что и на рис. 6

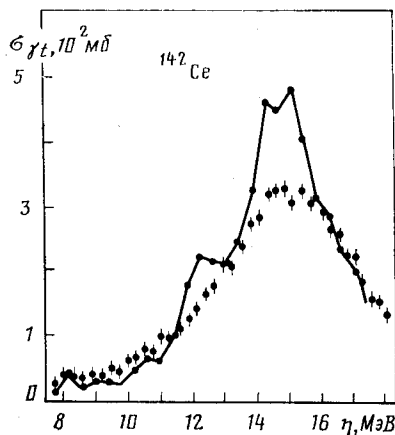


Рис. 8. Сечения фотопоглощения  $\sigma_{\gamma t}$  для  $^{142}\text{Ce}$ . Обозначения те же, что и на рис. 6

$$\sigma_{-1} = \int_{B_n}^{E_u} E^{-1} \sigma_{\gamma t}(E) dE; \quad (88)$$

$$\sigma_{-2} = \int_{B_n}^{E_u} E^{-2} \sigma_{\gamma t}(E) dE, \quad (89)$$

где  $E_u$  — верхний предел интегрирования;  $B_n$  — энергия отделения нейтрона.

Результаты наших расчетов [24]  $\sigma_{\gamma t}$  с  $\Lambda = 0,4$  МэВ для  $^{124}\text{Te}$ ,  $^{140,142}\text{Ce}$  и экспериментальные данные [57] показаны на рис. 6—8. Как видно из этих рисунков, получено качественно правильное описание полных сечений фотопоглощения. В расчетах центральный пик выше экспериментального и тонкая структура ГДР выражена более резко, чем в экспериментальных сечениях. Это, по-видимому, связано с тем, что мы не учитываем более сложные конфигурации в наших волновых функциях. Отметим, что использование микроскопического подхода позволяет естественным образом учесть инди-

Таблица 1. Интегральные сечения дипольного фотопоглощения для различных ядер. В скобках дано значение  $E_{\text{и}}$

Сечение	$^{124}\text{Te}$ (19 МэВ)		$^{140}\text{Ce}$ (18,5 МэВ)		$^{142}\text{Ce}$ (17,4 МэВ)		$^{208}\text{Pb}$ (25 МэВ)	
	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет
$\sigma_0$ , б·МэВ	1,46	1,5	1,77	1,9	1,89	1,96	3,059	2,88
$\sigma_{-1}$ , мб	98,7	102,9	123	137	131,8	142	229	213
$\sigma_{-2}$ , мб·МэВ <sup>-1</sup>	6,6	7,0	8,8	9,8	10,2	10,5	17,6	16,2
$E_{\text{ГДР}}$ , МэВ	15,2	15,5	15,0	15,2	14,9	15,1	13,43	13,4

видуальные свойства отдельных ядер. Например, ширина ГДР в  $^{142}\text{Ce}$  заметно больше, чем в  $^{140}\text{Ce}$ . Как видно из рис. 7, 8, наши расчеты правильно описывают уменьшение пика в  $\sigma_{\gamma t}$  и уширение

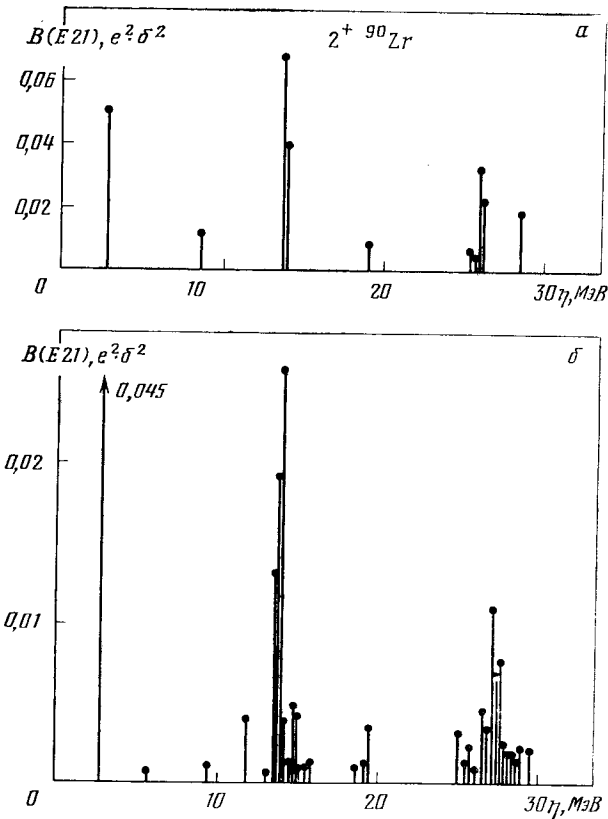


Рис. 9. Рассчитанные величины  $B(E2 \uparrow)$  в  $^{90}\text{Zr}$ :

а — в однофононном приближении; б — с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами

ГДР в  $^{142}\text{Ce}$  по сравнению с  $^{140}\text{Ce}$ . Роль ангармонических эффектов, которые главным образом определяют ширины ГДР, усиливается при переходе от полумагического ядра  $^{140}\text{Ce}$  к немагическому  $^{142}\text{Ce}$ .

Экспериментальные данные [57, 58] и результаты наших вычислений [24, 59] интегральных сечений дипольного фотопоглощения представлены в табл. 1. Видно, что наши расчеты дают для интегральных характеристик ГДР значения, близкие к экспериментальным, и правильно описывают их изменение при переходе от одного ядра к другому.

Гигантский квадрупольный резонанс (ГКР) изучен слабее, чем ГДР, однако его существование твердо установлено [52]. Согласно систематике экспериментальных данных по возбуждению изоскалярного ГКР в ядрах с  $40 \leq A \leq 208$  его энергия  $E_x \sim 63 A^{-1/3}$  МэВ, исчерпывание изоскалярного ЭВПС составляет 50—100%. Сведения о изовекторном ГКР в ядрах с  $A \geq 60$  скудны. Известные энергии изовекторных ГКР согласуются с  $E_x \sim 110 A^{-1/3}$  МэВ.

Распределение сил квадрупольных возбуждений в  $^{90}\text{Zr}$  показано на рис. 9. Из рисунка видно, что фрагментация (особенно для изовекторного ГКР) несомненно имеет место. Однако, например, в  $^{208}\text{Pb}$ , где расчеты [60] в ПСФ дают одно коллективное состояние с энергией возбуждения 10,1 МэВ, исчерпывающее 72% изоскалярного ЭВПС [см. формулу (85)], учет двухфононных компонент приводит к кардинальному перераспределению силы изоскалярного ГКР. Это видно из рис. 10, где показана силовая функция  $b(E2, \eta)$  для  $^{208}\text{Pb}$ . Как происходит распределение силы определяется индивидуальными свойствами ядер. Результаты расчетов [24, 60] и экспериментальные данные для энергий в ЭВПС изоскалярного ГКР в некоторых ядрах даны в табл. 2. Экспериментальные данные из различных реакций дают разброс для энергии ГКР в пределах 1 МэВ. При этом исчерпывание ЭВПС сильно различается.

Наши расчеты распределения  $E2$ -силы в  $^{208}\text{Pb}$  показывают, что основная ее часть (66% ЭВПС) сосредоточена на интервале 8—11 МэВ с центром тяжести  $\bar{E}_x = 9,5$  МэВ. В резонансе наблюдаются подструктуры при энергиях 8,8; 9,5; 10,4 и 10,8 МэВ. Согласно [64, 65] при возбуждении изоскалярного ГКР в реакциях  $(\alpha, \alpha')$  и  $(d, d')$  на  $^{208}\text{Pb}$  получено  $\bar{E}_x = 10,5 \div 10,9$  МэВ и исчерпывание ЭВПС 60—80%. Экспериментально наблюдается тонкая структура ГКР. Большое число отдельных состояний  $2^+$  в интервале энергий возбуждения 8—12 МэВ обнаружено в рассеянии электронов на  $^{208}\text{Pb}$  [66]. Имеется некоторая группировка состояний при энергиях 8,9; 10,2; 10,6 МэВ и, возможно, при 11,2 МэВ. Качественно экспери-

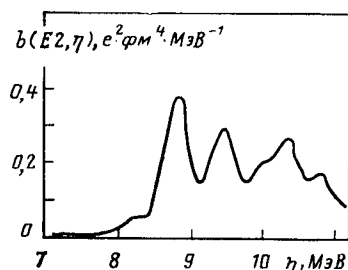


Рис. 10.  $E2$ -силовая функция для  $^{208}\text{Pb}$

Таблица 2. Энергии и исчерпывание безмодельного ЭВПС для изоскалярного ГКР

Ядро	Эксперимент			Теория	
	$E_x$ , МэВ	ЭВПС, %	Литература	$E_x$ , МэВ	ЭВПС, %
$^{90}\text{Zr}$	14,0 $\pm$ 0,3 14,0 $\pm$ 0,2 14,1	40 68 65	[61] [62] [63]	14,0	45
$^{120}\text{Sn}$	12,8 $\pm$ 0,3 13,3	46 70	[61] [63]	12,6	59
$^{208}\text{Pb}$	10,9 10,5	73 60	[63] [64]	9,5	66

ментальные данные по фрагментации  $E2$ -силы очень похожи на рассчитанные нами. Однако из рассеяния электронов получено только  $(29 \pm 8\%)$  ЭВПС. Расчеты, выполненные в [66] по  $MSI$ -модели [67] с учетом  $(2p-2h)$ -конфигураций, дают  $\bar{E}_x \approx 9,6$  МэВ, и исчерпывание ЭВПС равно 30%. Около 45%  $E2$ -силы выталкивается в интервал 12—20 МэВ и распределяется по большому числу слабовозбужденных состояний. Ни наши расчеты, ни данные [39—41] с учетом  $(2p-2h)$ -конфигураций не дают такой сильной фрагментации  $E2$ -силы.

В [68] измерено распределение квадрупольной изоскалярной силы в интервале энергий 4—8,17 МэВ в  $^{208}\text{Pb}$ . Для состояний, лежащих ниже энергии связи нейтрона без учета уровня  $2_1^+$ , сумма приведенных вероятностей  $E2$ -переходов равна  $\Sigma B(E2) = 480 e^2 \cdot \text{фм}^4$ . Наши расчеты дают  $\Sigma B(E2) = 465 e^2 \cdot \text{фм}^4$ . На эксперименте [68] наблюдается также группа состояний с заметными значениями  $B(E2)$ -величины при энергиях 7,8—8,2 МэВ, для них  $\Sigma B(E2) = 541 e^2 \cdot \text{фм}^4$ . Наши расчеты дают некоторую концентрацию  $E2$ -силы в этом интервале, и мы получаем  $\Sigma B(E2) = 240 e^2 \cdot \text{фм}^4$ . Мы получаем правильное в пределах экспериментальных значений распределение силы квадрупольных возбуждений в широкой области энергий.

Для изовекторного ГКР наши расчеты [44] в  $^{208}\text{Pb}$  дают  $\bar{E}_x = 21,3$  МэВ и исчерпывание изовекторного ЭВПС порядка 70%. Согласно экспериментальным данным [64]  $\bar{E}_x = 21,5$  МэВ и исчерпывание ЭВПС 80%.

Еще менее изучено экспериментально распределение октупольной силы в сферических ядрах. Из простых соображений, основанных на оболочечной структуре ядра, можно ожидать существование изоскалярного низкоэнергетического октупольного резонанса (НЭОР),

Таблица 3. Распределение октупольной силы в  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{208}\text{Pb}$

Состояния	$^{58}\text{Ni}$				$^{208}\text{Pb}$			
	$E_x$ , МэВ		ЭВПС, %		$E_x$ , МэВ		ЭВПС, %	
	экспери- мент	теория	экспери- мент	теория	экспери- мент	теория	экспери- мент	теория
$3_1^-$	4,47	4,35	10,0	8,4	2,61	2,4	20	21,3
НЭОР	6,9	7,5	8,0	7,2	4,7 4,96 5,34 5,58	4,8 5,0 5,3 5,8	1,5 1,6 2,5 7,1	0,93 0,3 2,61 3,82
ВЭОР	—	—	—	—	17,5	17,4	60	58,3

соответствующего переходом через одну оболочку, и высокоэнергетического октупольного изоскалярного резонанса (ВЭОР), связанного с переходами через три оболочки. НЭОР был обнаружен при неупругом рассеянии  $\alpha$ -частиц в большом числе сферических ядер [65, 69]. Он расположен при энергиях 4,5—7 МэВ и исчерпывает от 8 до 20% изоскалярного ЭВПС. В качестве примера в табл. 3 показано распределение октупольной силы в  $^{58}\text{Ni}$  [15] и  $^{208}\text{Pb}$  в [60]. Экспериментальные данные для  $^{58}\text{Ni}$  взяты из работы [69]. Расчеты хорошо описывают уровень  $3_1^-$  и НЭОР в  $^{58}\text{Ni}$ . Причем, как показано в [15], учет двухфоонных компонент в  $^{58}\text{Ni}$  для этого принципиально важен. Недавно получены экспериментальные данные из рассеяния  $\alpha$ -частиц на  $^{208}\text{Pb}$  для НЭОР [70] и ВЭОР [65]. В [70] наблюдались четыре уровня  $3^-$  в интервале энергий 4,5—5,7 МэВ. Наши расчеты для НЭОР дают хорошее согласие с экспериментом для энергий уровней, и приблизительно в 1,8 раза меньшее исчерпывание ЭВПС. Результаты наших расчетов для ВЭОР находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [65]. Из рассеяния дейтронов на  $^{208}\text{Pb}$  [64] получено, что для ВЭОР энергия  $\bar{E}_x = 17,8$  МэВ и исчерпывается всего 12% ЭВПС. Такое малое исчерпывание противоречит данным [65] и нашим расчетам. Исследования [24] НЭОР в  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{120}\text{Sn}$  также хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [69].

ГМР по-разному возбуждаются в различных реакциях. Для понимания механизма возбуждения структуры ГМР важно проводить анализ различных процессов в рамках единого теоретического подхода. Отчасти эта программа реализована в квазичастично-фоонной модели [71, 72]. Например, в [71] рассчитаны квадраты форм-факторов неупругого рассеяния электронов с возбуждением ГДР

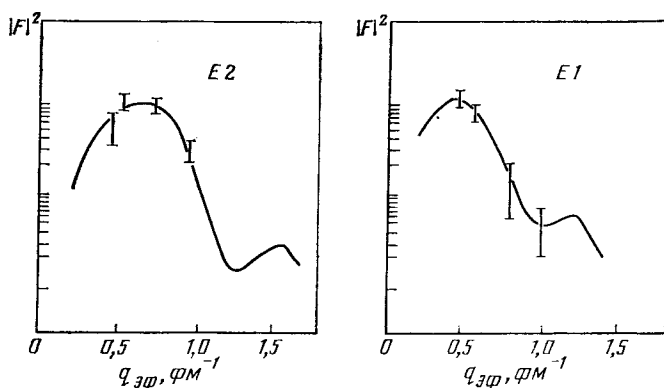


Рис. 11. Квадраты форм-факторов для  $E1$ - и  $E2$ -резонансов, рассчитанные с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами. Точки — экспериментальные данные [73]

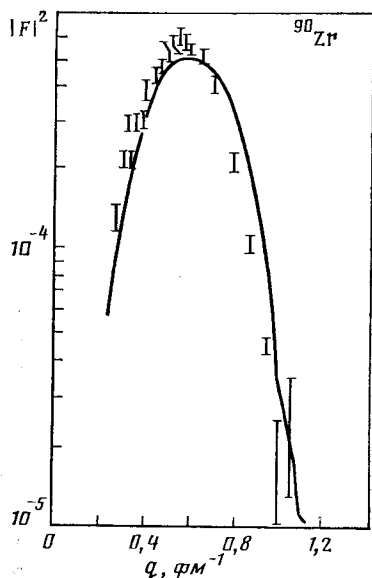


Рис. 12. Квадрат форм-фактора нижайшего уровня  $2^+$  в  $^{90}\text{Zr}$ . Экспериментальные данные взяты из [74]

и ГКР в  $^{90}\text{Zr}$  в зависимости от эффективного переданного момента  $q_{\text{эф}}$ , широко используемого при обработке экспериментальных данных [73] (рис. 11). Расчеты хорошо воспроизводят экспериментальные данные [73]. Одновременно с теми же самыми параметрами описан квадрат форм-фактора для нижайшего уровня  $2^+$  в  $^{90}\text{Zr}$  (рис. 12). Экспериментальные точки взяты из [74]. Рассеяние высокоэнергетических протонов с возбуждением ГКР для ряда сферических ядер исследовано в [72], где показано, что при рассеянии

высокоэнергетических адронов хорошо возбуждается изоскалярный ГКР.

Таким образом, в квазичастично-фононной модели удастся описать характеристики ГМР и исследовать механизмы их возбуждения.

Еще одним источником сведений о фрагментации однофононных компонент волновых функций являются радиационные силовые функции. Наиболее хорошо изучены  $E1$ - и  $M1$ -силовые функции. Радиационные силовые функции и влияние на них ГДР проанализи-

зированы в ряде обзоров [76—80]. Здесь мы ограничимся рассмотрением  $E\lambda$ -переходов, так как магнитные гигантские резонансы и радиационные силовые функции  $M\lambda$ -переходов заслуживают отдельного описания. Радиационные силовые функции равны

$$\langle k(E\lambda) \rangle = \sum_{\nu \in \Delta E} \Gamma_{\nu 0}(E\lambda, \eta_{\nu}) / E_{\nu}^{2\lambda+1} A^{2/3\lambda} \Delta E, \quad (90)$$

где  $\Gamma_{\nu 0}$ , эВ — парциальные ширины  $\gamma$ -переходов из состояний  $\Psi_{\nu}(JM)$  в основные состояния;  $E_{\nu}$  — средняя энергия перехода;  $\Delta E$  — интервал усреднения около энергии  $E_{\nu}$ .  $\Gamma_{\nu 0}$  могут быть выражены через силовые функции, определяемые формулами (80), (81) [23—25]:

$$\sum_{\nu \in \Delta E} \Gamma_{\nu 0}(E1, \eta_{\nu}) = 0,35 \int_{E - \frac{1}{2} \Delta E}^{E + \frac{1}{2} \Delta E} \eta^3 b(E1, \eta) d\eta; \quad (91)$$

$$\sum_{\nu \in \Delta E} \Gamma_{\nu 0}(E2, \eta_{\nu}) = 1,64 \cdot 10^{-7} \int_{E - \frac{1}{2} \Delta E}^{E + \frac{1}{2} \Delta E} \eta^5 b(E2, \eta) d\eta. \quad (92)$$

В этих выражениях  $b(E\lambda, \eta)$  в единицах  $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda} \cdot \text{МэВ}^{-1}$ ,  $\eta$  — в МэВ. Основная часть экспериментальных данных о радиационных силовых функциях получена для энергий возбуждения в области энергии связи нейтрона  $B_n$ . Радиационные силовые функции рассчитаны в [23—25, 28, 81]. Результаты расчетов [23, 24] и экспериментальные данные [82—86] для  $E1$ -силовых функций представлены в табл. 4. Рассчитанные значения  $\langle k(E1) \rangle$  отличаются от соответствующих экспериментальных значений не более чем в 2 раза. Следует подчеркнуть, что в этих расчетах нет свободных параметров, так как они фиксированы при расчетах низколежащих состояний и ГДР. Поэтому получаемые нами распределения дипольной силы свидетельствуют о том, что модель правильно отражает ядерную динамику.

Обсудим влияние ГДР на  $E1$ -силовые функции. При анализе  $E1$ -силовых функций часто используется трактовка Бринка—Акселя, согласно которой зависимость сечений дипольного фотопоглощения от энергии  $\gamma$ -квантов определяется лоренцевой экстраполяцией ГДР в низкоэнергетическую область. В этом случае сечение фотопоглощения имеет вид:

$$\sigma_{\gamma l}(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma_0^2 E^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + E^2 \Gamma_0^2}, \quad (93)$$

где  $E_0$  — энергия и  $\Gamma_0$  — ширина ГДР. Считается, что лоренцева форма неплохо передает энергетическую зависимость в ядрах, удаленных от магических. Однако лоренцева экстраполяция ГДР



Таблица 4.  $E\lambda$ -радиационные силовые функции

Ядро	$E_{\gamma}$ , МэВ	$E\lambda$	$\langle K(E\lambda) \rangle, 10^{-9}$ МэВ $^{-2\lambda+1}$		
			эксперимент	литература	расчет
$^{56}\text{Fe}$	11,2	$E1$	1,7	[82]	1,7
$^{90}\text{Zr}$	8,7	$E1$	3,25	[83]	2,2
	10,0	$E1$	3,25		5,1
	11,3	$E1$	6,24		7,2
	11,9	$E1$	7,1		9,6
Sn	6,4	$E1$	5,02	[83]	3,2
	7,0	$E1$	4,2		4,6
	8,6	$E1$	8,35		9,5
$^{136}\text{Ba}$	9,1	$E2$	$1,02 \cdot 10^{-1}$	[84]	$1,2 \cdot 10^{-1}$
$^{138}\text{Ba}$	8,6	$E1$	4,0	[85]	3,9
$^{140}\text{Ce}$	9,08	$E1$	2,2	[86]	2,1

дает завышенные значения  $E1$ -силовых функций в окрестности  $B_n$  для ядер, близких к ядрам с замкнутыми оболочками. Действительно, для  $^{138}\text{Ba}$  экспериментальное значение  $\langle k(E1) \rangle = 4 \cdot 10^{-9}$ , тогда как согласно (93)  $\langle k(E1) \rangle = 9 \cdot 10^{-9}$ . В  $^{140}\text{Ce}$  экспериментальное значение  $\langle k(E1) \rangle = 2,2 \cdot 10^{-9}$ , тогда как (93) дает  $\langle k(E1) \rangle = 9,8 \cdot 10^{-9}$ .

Изучим влияние ГДР на поведение радиационных силовых функций  $b(E1, \eta)$  в энергетическом интервале 6—10 МэВ. Сначала рассчитаем  $b(E1, \eta)$  с волновой функцией (47), в однофононную часть которой включим только решения ПСФ, лежащие в интервале 6—10 МэВ. В этом случае функции  $b(E1, \eta)$  определяются фрагментацией однофононных состояний с энергией, лежащей в рассматриваемом энергетическом интервале. Результаты этих расчетов, в которых не учитывался ГДР, для  $^{124}\text{Te}$  и  $^{146}\text{Nd}$  представлены на рис. 13, 14. Далее выполним расчеты  $b(E1, \eta)$  в этих же энергетических интервалах с волновой функцией (47), в однофононной части которой в дополнение к ранее учитываемым решениям ПСФ включены однофононные состояния, образующие ГДР (рис. 13, 14). Разница в поведении функций  $b(E1, \eta)$ , рассчитанных с включением ГДР и без него, определяет влияние ГДР на  $E1$ -радиационные силовые функции. Из рисунков видно, что ГДР оказывает большое влияние на  $E1$ -силовые функции, причем его влияние увеличивается с ростом энер-

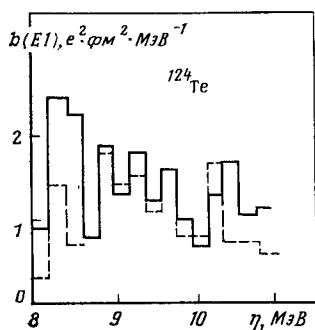


Рис. 13. Гистограмма для силовой функции  $b(E1, \eta)$  в  $^{124}\text{Te}$ : сплошная линия — расчет с учетом ГДР; штриховая — расчет без учета ГДР

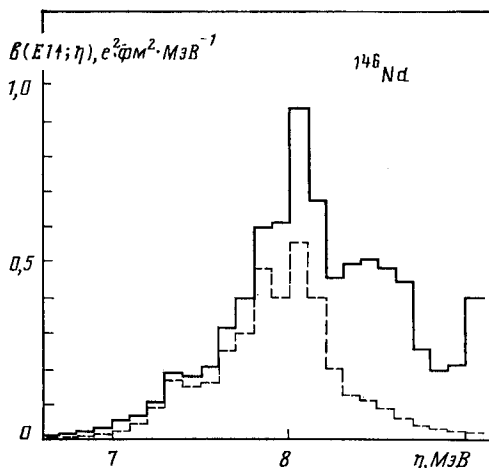


Рис. 14. Гистограмма для силовой функции  $b(E1, \eta)$  в  $^{146}\text{Nd}$ . Обозначения те же, что и на рис. 13

гии возбуждения. Функция  $b(E1, \eta)$  ведет себя немонотонно в зависимости от энергии. Эти подструктуры обусловлены лежащими вблизи однофононными состояниями и выталкиванием части силы ГДР в эту энергетическую область.

Влияние ГДР на радиационные силовые функции для многих ядер исследовалось путем вычисления  $S_{\Delta E}^{\lambda=1}$  [см. (83)] в энергетическом интервале  $\Delta E$  с учетом ГДР и без его учета. Результаты расчетов представлены в табл. 5. Функция  $S_{\Delta E}^{\lambda=1}(0)$  рассчитана с однофононными состояниями, лежащими в интервале  $\Delta E$ . Функция  $S_{\Delta E}^{\lambda=1}$  (ГДР) вычислена с дополнительным учетом фононов, образующих ГДР. Из табл. 5 видно, что в  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{118}\text{Sn}$  влияние ГДР на  $b(E1, \eta)$  мало. Так же мало влияние ГДР в других изотопах олова. В  $^{90}\text{Zr}$  существенное увеличение  $S_{\Delta E}^{\lambda}(0)$  в интервале 8—10 МэВ происходит, если учесть однофононные состояния, лежащие выше 10 МэВ и ниже ГДР. Если нарисовать функции  $b(E1, \eta)$  в виде гистограмм типа рис. 13 для изотопов олова, то линии в случае учета ГДР и без него практически совпадают. Невелико влияние ГДР на радиационные силовые функции в полумагических ядрах  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  и  $^{142}\text{Ce}$ . На основании наших расчетов можно заключить, что влияние ГДР на функции  $b(E1, \eta)$  в области энергии связи нейтрона в полумагических ядрах невелико. В этих ядрах функции  $b(E1, \eta)$  в значительной степени определяются фрагментацией однофононных состояний, лежащих вблизи  $B_n$ . По мере удаления от заполненных оболочек увеличивается влияние ГДР на  $b(E1, \eta)$ , что продемонстрировано в табл. 5. Так, в  $^{144,146}\text{Nd}$  функция  $S_{\Delta E}$  (ГДР) более чем в 2 раза

Таблица 5. Влияние ГДР на функции  $S_{\Delta E}^{\lambda=1}$ 

Ядро	Число одно- фононных компонент в (47)	Энергетический интервал, МэВ, в котором лежат однофононные компоненты	Энергети- ческий интер- вал $\Delta E$ , МэВ	$S_{\Delta E}^{\lambda=1}$ , $e^2 \cdot \text{фм}^2 \cdot \text{МэВ}$	$\frac{S_{\Delta E}^{\lambda=1}(\text{ГДР})}{S_{\Delta E}^{\lambda=1}(0)}$
$^{90}\text{Zr}$	9 10	8—13 8—16	8—13	9,43 11,2	1,19
$^{118}\text{Sn}$	4 14	6—10 6—16	6—10	1,83 1,99	1,09
$^{121}\text{Te}$	6 14	8—11 8—16	8—11	2,95 3,82	1,3
$^{136}\text{Ba}$	8 14	8,3—10,3 8,3—15	8,3—10,3	8,6 14,3	1,67
$^{138}\text{Ba}$	6 14	7—9 7—15	7—9	10,4 15,5	1,5
$^{140}\text{Ce}$	5 14	8—10 8—15	8—10	5,03 6,68	1,33
$^{142}\text{Nd}$	6 14	8,4—11,3 8,4—15,8	8,8—11,3	15,2 23,1	1,52
$^{144}\text{Nd}$	3 14	7—9 7—16	7—9	4,12 9,97	2,4
$^{148}\text{Nd}$	4 14	7,5—9 7,5—15	6,5—9	3,0 6,6	2,2

больше  $S_{\Delta E}(0)$ . Влияние ГДР не сводится к общему подъему функции  $b(E1, \eta)$ . Происходит перераспределение дипольной силы и подъем локальных максимумов. В результате функция  $b(E1, \eta)$  в зависимости от энергии возбуждения сильнее отклоняется от монотонной.

Следует отметить, что при вычислении функций  $b(E1, \eta)$  в энергетическом интервале  $\Delta E$  необходимо учитывать решения ПСФ, лежащие в этом интервале  $\Delta E$ , даже если они дают малый вклад в  $b(E1, \eta)$  и в  $S_{\Delta E}$ . Такие однофононные члены в волновой функции (47) следует учитывать также тогда, когда влияние ГДР на  $b(E1, \eta)$  велико. Это связано с тем, что решения ПСФ, дающие малый вклад в  $b(E1, \eta)$ , оказывают сильное влияние на поведение  $b(E1, \eta)$  в той энергетической области, где они расположены. В ряде случаев слабые однофононные состояния препятствуют проникновению силы ГДР в энергетическую область расположения этих решений.

Нерегулярности в энергетической зависимости  $b(E1, \eta)$  должны проявляться в сечениях фотовозбуждения  $\sigma_{\gamma t}$ . Изучим зависимость сечения  $\sigma_{\gamma t}$  от энергии возбуждения и сравним с поведением лоренцевой кривой. Рассчитанные [24] и измеренные в [83] сечения  $\sigma_{\gamma t}$  для  $^{90}\text{Zr}$  приведены на рис. 15. Из рисунка видно, что общий ход сечения следует за лоренцевой кривой. В зависимости сечений от энергии возбуждения наблюдаются нерегулярности, но они выражены довольно слабо.

Заметные подструктуры наблюдаются в  $\sigma_{\gamma t}$  для  $^{140}\text{Ce}$ . Результаты вычисления сечения  $\sigma_{\gamma t}$  для  $^{140}\text{Ce}$  и экспериментальные данные, полученные в [87] для натурального церия, приведены на рис. 16. Поскольку в натуральном церии содержится 89%  $^{140}\text{Ce}$ , можно провести детальное сравнение теории с экспериментом. В измеренном сечении  $\sigma_{\gamma t}$  наблюдается максимум при энергии 7,8 МэВ, в рассчитанном сечении имеется более высокий максимум при энергии 8 МэВ. В наших расчетах в полумагических ядрах фрагментация однофононных состояний значительно слабее, чем в ядрах, удаленных от замкнутых оболочек. Именно с этим обстоятельством связано

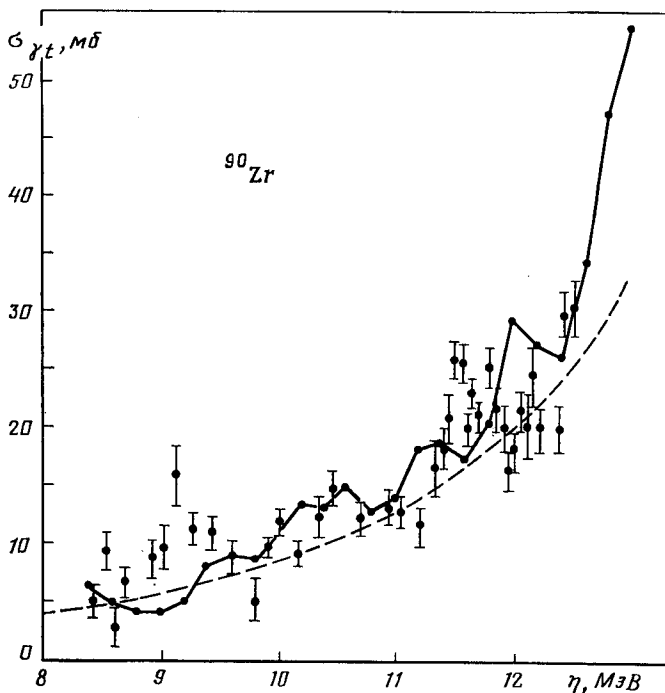


Рис. 15. Сечение дипольного фотопоглощения в  $^{90}\text{Zr}$ : точки — экспериментальные данные [83]; сплошная линия — расчет с волновой функцией (47); штриховая — лоренцева экстраполяция ГДР

появление такого большого пика при энергии 8 МэВ. Расчеты правильно передают подъем сечения при энергии выше 8,2 МэВ. Рассчитанные сечения меньше экспериментальных при энергиях ниже 7,5 МэВ. Возможно, что наблюдаемые в [87] пики при энергиях 6,5 и 7 МэВ связаны с примесями других изотопов церия. На рис. 16 приведены также результаты расчетов, в которых не учитывались фононы, образующие ГДР. Из рисунка видно, что влияние ГДР на сечение  $\sigma_{\gamma t}$  невелико, однако роль ГДР увеличивается при энергиях возбуждения более 8 МэВ. Поведение полного сечения дипольного фотовозбуждения в зависимости от энергии возбуждения сильно отличается от хода лоренцевой кривой в  $^{140}\text{Ce}$ . Аналогичная ситуация имеет место и для сечения фотопоглощения для природного бария [87].

Подструктуры в сечениях дипольного фотопоглощения при энергиях возбуждения ниже порога испускания нейтронов наблюдались

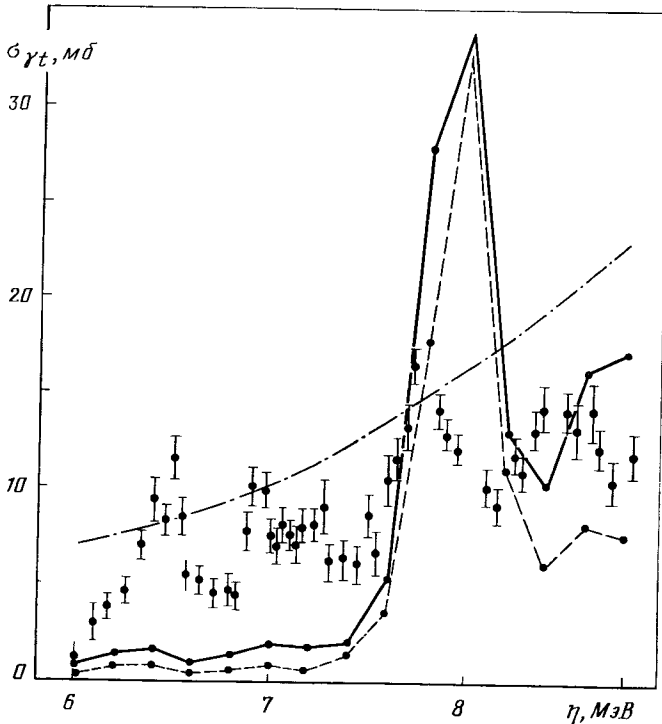


Рис. 16. Сечение дипольного фотопоглощения в  $^{140}\text{Ce}$ :

точки — экспериментальные данные [87] для природного Ce; сплошная линия — расчеты по квазичастично-фонной модели с учетом ГДР; штриховая — расчеты без учета ГДР; штрихпунктирная линия — лоренцева экстраполяция ГДР

экспериментально [88] во многих соседних с  $^{208}\text{Pb}$  ядрах. Обсудим влияние ГДР на поведение  $E1$ -силовых функций, которое продемонстрировано на рис. 17.  $E1$ -силовая функция в  $^{208}\text{Pb}$ , рассчитанная с волновой функцией (47) без учета однофононных состояний  $1^-$  в интервале энергий 5—8,3 МэВ, ведет себя подобно лоренцевой экстраполяции ГДР. Интегральная дипольная сила  $\Sigma B(E1)$  в этом случае равна  $0,49 e^2 \cdot \text{фм}^2$ . Учет однофононных состояний  $1^-$ , лежащих в интервале энергий 5—8,3 МэВ, резко изменяет поведение силовой функции  $b(E1, \eta)$  и увеличивает интегральную силу  $\Sigma B(E1) = 0,92 e^2 \cdot \text{фм}^2$ . Однофононные состояния  $1^-$  из интервала 5—8,3 МэВ проявляются в виде подструктур в  $\sigma_{\gamma t}$ . Для  $^{206}\text{Pb}$  наши расчеты с учетом только состояний, формирующих ГДР, дают  $\Sigma B(E1) = 0,71 e^2 \cdot \text{фм}^2$  для интервала 5—8 МэВ. Силовая функция  $b(E1, \eta)$  имеет подструктуры на этом энергетическом интервале. Расчеты ПСФ дают  $\Sigma B(E1) = 0,91 e^2 \cdot \text{фм}^2$ . Одновременный учет однофононных состояний  $1^-$  из интервала 5—8 МэВ и состояний ГДР приводит к существенному перераспределению дипольной силы и появлению ярко выраженных подструктур. В этом случае в интервале 5—8 МэВ  $\Sigma B(E1) = 1,2 e^2 \cdot \text{фм}^2$ , что на 30% больше получаемого в расчетах ПСФ. Таким образом, влияние ГДР на  $\sigma_{\gamma t}$  в области 5—8 МэВ в  $^{206}\text{Pb}$  сильнее, чем в  $^{208}\text{Pb}$ .

Обсудим поведение сечений  $\sigma_{\gamma t}$  в  $^{206}, ^{208}\text{Pb}$  в энергетическом интервале 4,5—8 МэВ. Наши расчеты корректно описывают подструктуру в  $\sigma_{\gamma t}$  в  $^{208}\text{Pb}$  при энергии около 7,3 МэВ, но не воспроизводят подструктуру около 5,5 МэВ, как это видно из рис. 18. Рассчитанные для  $^{206}\text{Pb}$   $\sigma_{\gamma t}$  показывают несколько подструктур, что согласуется с экспериментальными данными [88]. Согласно расчетам в  $^{206}\text{Pb}$  имеется подструктура при энергии около 5,5 МэВ, что несколько ниже экспериментального значения 5,8 МэВ. Наши расчеты ПСФ показывают, что в  $^{208}\text{Pb}$  ниже энергии 6,2 МэВ нет однофононных состояний  $1^-$ . Первое коллективное однофононное состояние  $1^-$  лежит при энергии 7,3 МэВ. Взаимодействие квазичастиц с фононами в  $^{208}\text{Pb}$  слабо изменяет распределение дипольной силы при энергиях возбуждения ниже 8 МэВ. Поэтому в наших расчетах в  $\sigma_{\gamma t}$  нет подструктуры при энергии 5,5 МэВ. Однофононное коллективное состояние  $1^-$  проявляется в  $\sigma_{\gamma t}$  при энергии 7,3 МэВ. Низколежащие однофононные состояния  $1^-$  могут появиться, если только изменить одночастичный спектр. Распределение дипольной силы в  $^{206}\text{Pb}$  кардинально отличается от  $^{208}\text{Pb}$ . Нижайшее однофононное состояние  $1^-$  лежит при энергии 6,2 МэВ, а в районе 7,3 МэВ есть четыре однофононных состояния  $1^-$ . Взаимодействие квазичастиц с фононами заметно влияет на фрагментацию состояний  $1^-$  в  $^{206}\text{Pb}$  из-за более высокой плотности по сравнению с  $^{208}\text{Pb}$  двухфононных состояний и их сильной связи с однофононными. Благодаря этому часть дипольной силы выталкивается вниз и образует в  $^{206}\text{Pb}$  подструктуру в  $\sigma_{\gamma t}$  в районе 5,5 МэВ. Присутствие однофононных состояний  $1^-$  и влияние ГДР приводят к появлению нескольких подструктур

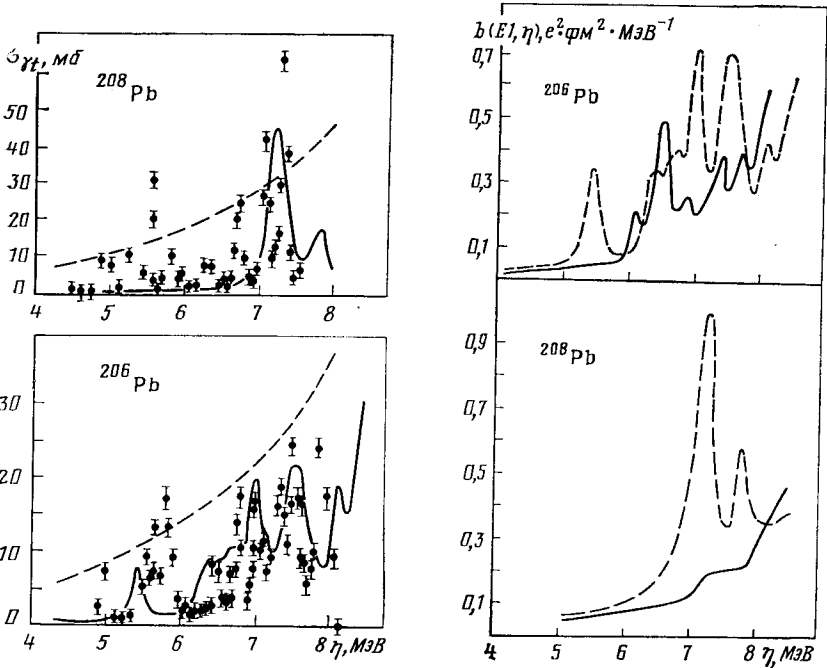


Рис. 17. Сечения фотопоглощения для  $^{206}, ^{208}\text{Pb}$ :

точки — экспериментальные данные [88]; сплошная кривая — наши расчеты; штриховая — лоренцева экстраполяция ГДР

Рис. 18. Рассчитанные  $E1$ -силовые функции в  $^{206}, ^{208}\text{Pb}$ :

сплошная кривая — расчет без учета однофоновых состояний из интервала 5—8 МэВ; штриховая — расчет с учетом всех однофоновых состояний, включая ГДР

в сечениях  $^{206}\text{Pb}$  в энергетическом интервале 5—8 МэВ, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [88].

Исследование упругого рассеяния фотонов на  $^{208}\text{Pb}$  показывает [89] существование подструктур в сечениях при энергиях  $E = 10,04; 10,6$  и  $11,27$  МэВ. Анализ сечений фотопоглощения [90] в  $^{208}\text{Pb}$  в интервале энергий 9,9—11,2 МэВ подтверждает существование подструктур при  $E = 10,04$  и  $10,6$  МэВ. В  $^{206}\text{Pb}$  в интервале 9,6—12 МэВ таких подструктур не наблюдалось. Рассчитанные для интервала 9—12 МэВ  $E1$ -силовые функции показаны на рис. 19. Как видно из рис. 19, в  $^{208}\text{Pb}$  есть подструктуры при  $E = 9,7; 10,5$  и  $11,3$  МэВ. Согласно расчетам поведение  $b(E1, \eta)$  при энергиях возбуждения ниже 10,5 МэВ в  $^{206}\text{Pb}$  близко к лоренцевой экстраполяции ГДР. При 11,2 МэВ имеется ярко выраженный пик. Таким образом, различие в распределении дипольной силы в полумагическом ядре  $^{206}\text{Pb}$  и магическом  $^{208}\text{Pb}$  может быть понято как результат квазичастично-фонного взаимодействия.

Даже в ядрах, удаленных от магических, проявляются нерегулярности в сечениях поглощения. На рис. 20 показаны экспериментальное [91] и рассчитанное нами сечения дипольного фотопоглощения для  $^{64}\text{Zn}$ . В экспериментальном сечении имеются нерегулярности в районе 13 МэВ и теория хорошо воспроизводит их. В экспериментальных и в рассчитанных сечениях имеются два максимума, хотя в расчетах они более резко выражены и лежат на 1 МэВ ниже экспериментальных значений. Как уже отмечалось выше, при таких энергиях необходимо учитывать более сложные конфигурации. В целом расчет хорошо передает ход экспериментального сечения.

Интересную информацию о радиационных силовых функциях получают

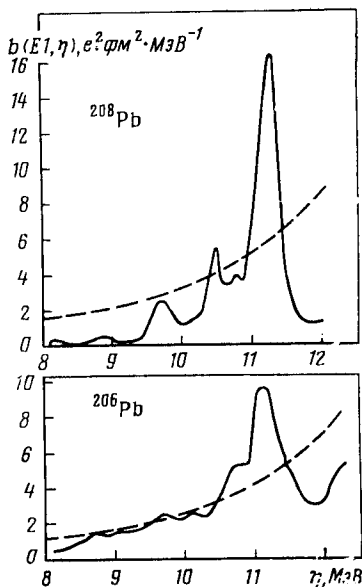


Рис. 19.  $b(E1, \eta)$ -силовая функция для  $^{206}, ^{208}\text{Pb}$ ;

сплошная кривая — наши расчеты; штриховая — лоренцева экстраполяция ГДР с параметрами из [58]

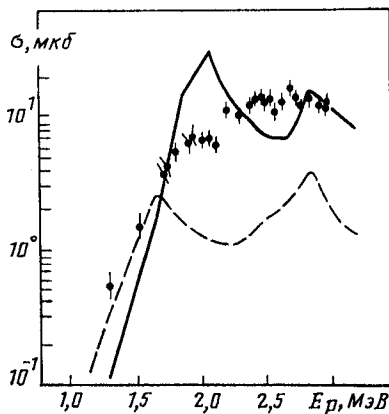
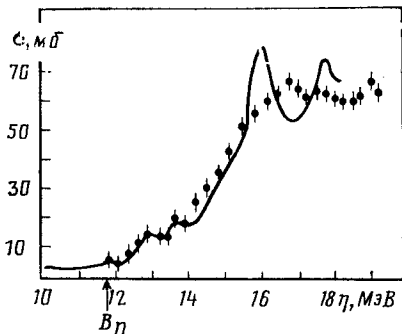


Рис. 20. Сечение фотопоглощения в  $^{64}\text{Zn}$ :

точки — экспериментальные данные [91]; сплошная кривая — наши расчеты

Рис. 21. Функция возбуждения прямых  $\gamma$ -переходов в  $^{64}\text{Zn}$  в основное состояние: точки — экспериментальные данные [93]; сплошная кривая — расчет по квазичастично-фононной модели для  $E1$ -переходов; штриховая кривая — расчет по квазичастично-фононной модели для  $M1$ -переходов



при исследовании  $(p, \gamma)$ -реакций [92, 93]. В [93] исследован радиационный захват протонов ядром  $^{63}\text{Cu}$  и получена информация о радиационной силовой функции  $^{64}\text{Zn}$  при энергиях на 1—3 МэВ выше энергии отделения протона. Это соответствует энергии  $\gamma$ -переходов 7—10 МэВ. Функции возбуждения прямых  $\gamma$ -переходов в основном состоянии в  $^{64}\text{Zn}$ , измеренные в [93] и рассчитанные в квазичастично-фононной модели, даны на рис. 21. Рассчитанные значения по абсолютной величине близки к наблюдаемым. Наши расчеты обнаруживают резко выраженную подструктуру в области  $E_\gamma \approx 9,5$  МэВ. Экспериментально вблизи  $E_\gamma = 9,5$  МэВ можно выделить некоторую область [93], где имеется отклонение функции возбуждения от плавной энергетической зависимости. В полном сечении реакции  $^{63}\text{Cu}(p, \gamma)^{64}\text{Zn}$ , измеренном по выходу  $\gamma$ -лучей с энергиями выше 3 МэВ, отклонение вблизи  $E_\gamma = 9,5$  МэВ выражено более отчетливо и имеет резонансный вид с шириной около 0,4 МэВ. Однако экспериментальная сила этого состояния меньше расчетной. Вклад  $M1$ -переходов составляет примерно 10% измеренного сечения, т. е. примерно такой же, как и по статистическим оценкам, однако энергетическая зависимость  $\sigma^{M1}(p, \gamma)$  носит нерегулярный характер (рис. 21).

Проведенные нами исследования показали, что квазичастично-фононная модель дает качественно правильное описание распределения электромагнитной силы в широком интервале энергий возбуждений и позволяет объяснить и предсказывать характерные для конкретных ядер особенности такого распределения. Лоренцева экстраполяция ГДР в низкоэнергетическую область дает довольно грубое описание сечений фотопоглощения, особенно в околomagических ядрах. Неправомерность использования формулы Лоренца для энергий меньше  $B_n$  показана в [78].

## 5. ФРАГМЕНТАЦИЯ ДВУХКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ

Экспериментальную информацию о фрагментации двухквазичастичных состояний получают из спектроскопических факторов реакций однонуклонных передач. Однако эта информация только о тех двухквазичастичных состояниях, у которых одна из квазичастиц валентная, т. е. находится на одночастичном уровне, соответствующем основному состоянию нечетного  $A$  ядра-мишени. В [94, 95] показано, что реакции двухнуклонных передач типа  $(p, t)$  могут дать более полные сведения о фрагментации двухквазичастичных состояний в сферических ядрах. В настоящее время экспериментальные данные из реакции двухнуклонных передач постоянно пополняются [96—98]. В ПСФ величина двухквазичастичной компоненты  $\{j_1 j_2\}$  в однофононном состоянии со спином  $J$  определяется  $\frac{1}{2} |\psi_{j_1 j_2}^J|^2$ , где  $\psi_{j_1 j_2}^J$  дается формулой (29). При учете взаимодействия

квазичастиц с фононами однофононные состояния фрагментированы. Двухквазичастичная компонента  $\{j_1 j_2\}$  со спином  $J$  состояния  $\nu$ , описываемого волновой функцией (47), равна

$$\Phi_{j_1 j_2}(J; \eta_\nu) = \frac{1}{2} \left| \sum_i R_i(J\nu) \Psi_{j_1 j_2}^{J_i} \right|^2. \quad (94)$$

Приведем выражения для спектроскопических факторов реакций однонуклонных передач на нечетных  $A$  ядрах-мишенях. Волновую функцию ядра-мишени возьмем в виде

$$\Psi_{\nu_0}(j_0 m_0) = C_{j_0 \nu_0} \alpha_{j_0 m_0}^+ \Psi_0. \quad (95)$$

Волновая функция конечного состояния со спином  $J_f$  дается формулой (47). Тогда спектроскопические факторы передачи нуклона на подболочку  $j$  имеют следующий вид [29]:

для реакций типа  $(d, p)$

$$S_{j j_0}(J_f; \eta_\nu) = C_{j_0 \nu_0}^2 u_j^2 \Phi_{j j_0}(J_f; \eta_\nu); \quad (96)$$

для реакций типа  $(d, t)$

$$S_{j j_0}(J_f; \eta_\nu) = C_{j_0 \nu_0}^2 v_j^2 \Phi_{j j_0}(J_f; \eta_\nu). \quad (97)$$

Если просуммировать по всем спином конечных состояний  $J_f$ , которые образуют одночастичные состояния  $j_1$  и  $j_2$ , то имеем:

$$S_{j j_0}(\eta_\nu) = \sum_{J_f} S_{j j_0}(J_f; \eta_\nu). \quad (98)$$

Часто используются выражения

$$S'_{j j_0}(J_f; \eta_\nu) = \frac{2J_f + 1}{2j_0 + 1} S_{j j_0}(J_f; \eta_\nu); \quad (99)$$

$$S'_{j j_0}(\eta_\nu) = \sum_{J_f} \frac{2J_f + 1}{2j_0 + 1} S_{j j_0}(J_f; \eta_\nu). \quad (100)$$

Интегральными характеристиками распределения силы двухквазичастичных состояний в энергетическом интервале  $\Delta E$  являются центроиды энергий

$$\bar{E}_{j j_0} = \sum_{\nu \in \Delta E} \eta_\nu S'_{j j_0}(\eta_\nu) / \sum_{\nu \in \Delta E} S'_{j j_0}(\eta_\nu) \quad (101)$$

и суммарные спектроскопические факторы

$$N_j = \sum_{\nu \in \Delta E} S'_{j j_0}(\eta_\nu). \quad (102)$$

При промежуточных и высоких энергиях возбуждения мы вместо величин (96) — (100) рассчитываем соответствующие силовые функции. Для этого используем формулу (80), в которой  $\Phi_{J_i} = \Psi_{j j_0}^{J_i}$ . Силовые функции для спектроскопических факторов даются выражениями (96) — (100), в которых величина  $\Phi_{j j_0}(J_f; \eta_\nu)$  заменена

соответствующей силовой функцией  $\Phi_{j j_0}(J_j; \eta)$ . Наряду с величинами (101) и (102) из экспериментальных данных часто извлекают ширину распределения состояний:

$$\Gamma_{j j_0} = 2,35\sigma, \quad \sigma^2 = \int_{\Delta E} (\bar{E}_{j j_0} - \eta)^2 S'_{j j_0}(\eta) d\eta / N_j. \quad (103)$$

В [99] рассчитана фрагментация первых двух квадрупольных и октупольных фононов по низколежащим уровням в  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Te}$ ,  $^{134}\text{Xe}$  и  $^{142}\text{Nd}$ . Исследование фрагментации двухквaziчастичных компонент в области энергий возбуждения до 10 МэВ для ряда сферических ядер приведено в [29, 100].

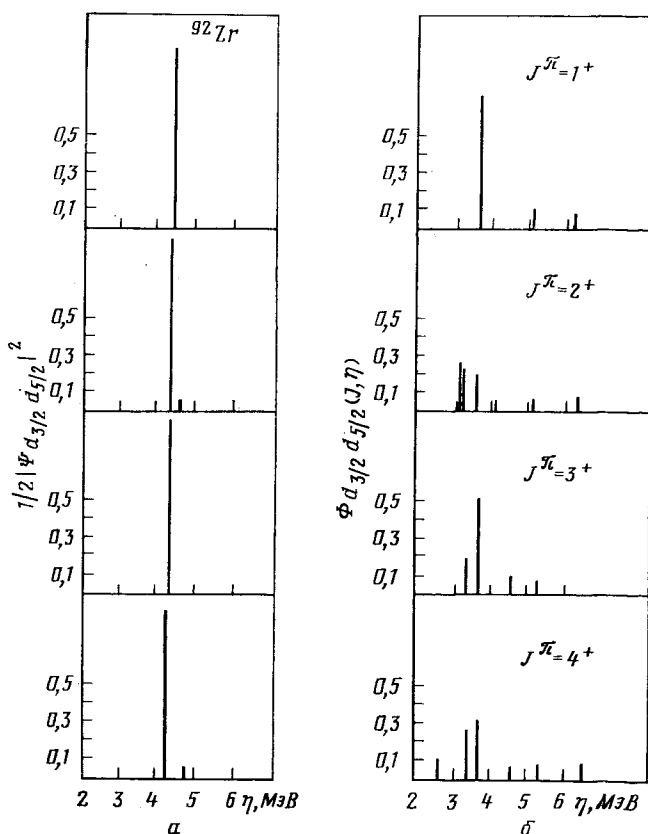


Рис. 22. Фрагментация двухквaziчастичного состояния  $\{2d_{3/2}, 2d_{5/2}\}$  с  $J^\pi = 1^+ - 4^+$  в  $^{92}\text{Zr}$ :

а — расчеты ПСФ; б — расчеты с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами

Мы изучаем фрагментацию двухквазичастичных состояний типа частица — дырка. Имеем в виду также двухквазичастичные состояния типа валентная частица — дырка и частица — валентная частица, причем валентная квазичастица находится на одночастичном уровне, соответствующем основному состоянию нечетного ядрамишени. Для описания фрагментации двухквазичастичных состояний типа частица — частица следует учитывать остаточные взаимодействия в канале частица — частица. Фрагментация двухквазичастичных состояний типа частица — дырка обусловлена, во-первых, взаимодействием между квазичастицами, в результате которого формируются однофононные состояния, и, во-вторых, взаимодействием квазичастиц с фононами.

Изучим влияние каждого из этих двух факторов на фрагментацию двухквазичастичных состояний. На рис. 22 приведена фрагментация двухквазичастичного состояния  $\{2d_{3/2}, 2d_{5/2}\}$  в  $^{92}\text{Zr}$  с  $J^\pi = 1^+, 2^+, 3^+$  и  $4^+$ . Соответствующие фононы имеют энергии в интервале 4—4,5 МэВ, и компонента  $\{2d_{3/2}, 2d_{5/2}\}$  в них является преобладающей. Из рисунка видно, что взаимодействие квазичастиц с фононами существенно усиливает фрагментацию этого двухквазичастичного состояния, и для состояний с  $J^\pi = 2^+, 3^+$  и  $4^+$  она велика.

Фрагментация двухквазичастичных состояний  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}\}$  с  $J^\pi = 3^+, 4^+, 5^+$  и  $6^+$  в  $^{120}\text{Sn}$  приведена на рис. 23. Эти двухквазичастичные состояния заметно фрагментированы уже на стадии образования фононов. Фрагментация двухквазичастичных состояний с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами представлена в виде силовой функции. Суммарная сила состояний на рис. 23, а, б одна и та же. Из рисунка видно, что взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к дальнейшей и более сильной фрагментации двухквазичастичных состояний. Основная часть силы состояний  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}\}$  сконцентрирована в области 7—9 МэВ. Спектроскопические факторы  $S'_{jj_0}(J_f; \eta_\nu)$  для конфигурации  $\{2p_{3/2}, 1g_{9/2}\}$  с  $J_f^\pi = 3^-$  в  $^{62}\text{Ni}$ , рассчитанные в ПСФ и с волновой функцией (47), даны на рис. 24. Основная часть двухквазичастичной силы распределена по трем корням ПСФ в интервале энергий 6—8 МэВ. Учет взаимодействия квазичастиц с фононами усиливает фрагментацию состояния  $\{2p_{3/2}, 1g_{9/2}\}$ .

Рассмотренные примеры показывают, что взаимодействие квазичастиц с фононами существенно влияет на распределение силы двухквазичастичных состояний сферических ядер при энергиях возбуждения, больших 3—4 МэВ.

Рассмотрим фрагментацию двухквазичастичных состояний типа частица — валентная частица в  $^{92}\text{Zr}$  и  $^{62}\text{Ni}$ . Сравним результаты расчетов [29] с экспериментальными данными [101, 102] для спектроскопических факторов реакции  $^{91}\text{Zr}(d, p)^{92}\text{Zr}$ . На эксперименте спины конечных состояний не определялись и спектроскопические факторы  $S'_{jj_0}(\eta_\nu)$  представлены в [101, 102] для всех возможных значений  $J_f$  каждого двухквазичастичного состояния. Рассчитанные

по формуле (100) спектроскопические факторы  $S'_{j_0}(\eta_V)$  и соответствующие экспериментальные данные показаны на рис. 25. Как видно из рис. 25, спектроскопические факторы, полученные в этих экспериментальных работах, сильно различаются. Интегральные

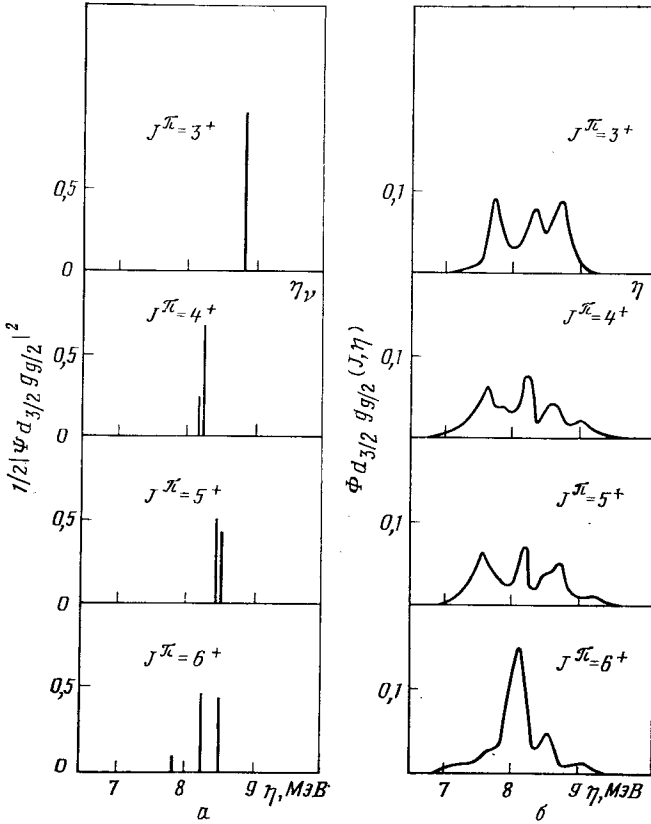


Рис. 23. Фрагментация двухквaziчастичного состояния  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}\}$  с  $J^\pi = 3^+ - 6^+$  в  $^{120}\text{Sn}$ :  
 а — расчеты ПСФ; б — силовые функции, рассчитанные с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами

характеристики распределения силы двухквaziчастичных состояний в  $^{92}\text{Zr}$  приведены в табл. 6. Обсудим специфические черты фрагментации двухквaziчастичных состояний в  $^{92}\text{Zr}$ . Состояние  $\{2d_{5/2}, 2d_{5/2}\}$ , в котором обе квазичастицы находятся на уровне Ферми, фрагментировано в интервале энергий 1—3 МэВ. Экспериментально наблюдается большая часть предела правила сумм для силы этого состояния. В наших расчетах исчерпывание этого правила сумм составляет

Рис. 24. Спектроскопические факторы  $S'_{jj_0}(J_f; \eta_\nu)$  для конфигурации  $\{1g_{9/2}, 2p_{3/2}\}$  с  $J_f^\pi = 3^-$  в  $^{62}\text{Ni}$ : штриховые линии — расчеты ПСФ; сплошные — расчеты с волновой функцией (47)

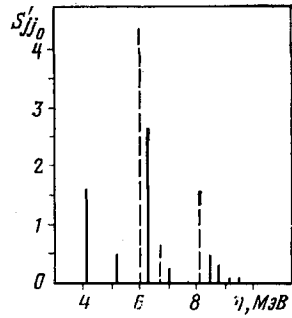


Рис. 25. Спектроскопические факторы для реакции  $^{91}\text{Zr}(d, p)^{92}\text{Zr}$ : а — экспериментальные данные [101]; б — экспериментальные данные [102]; в — расчеты по формуле (100)

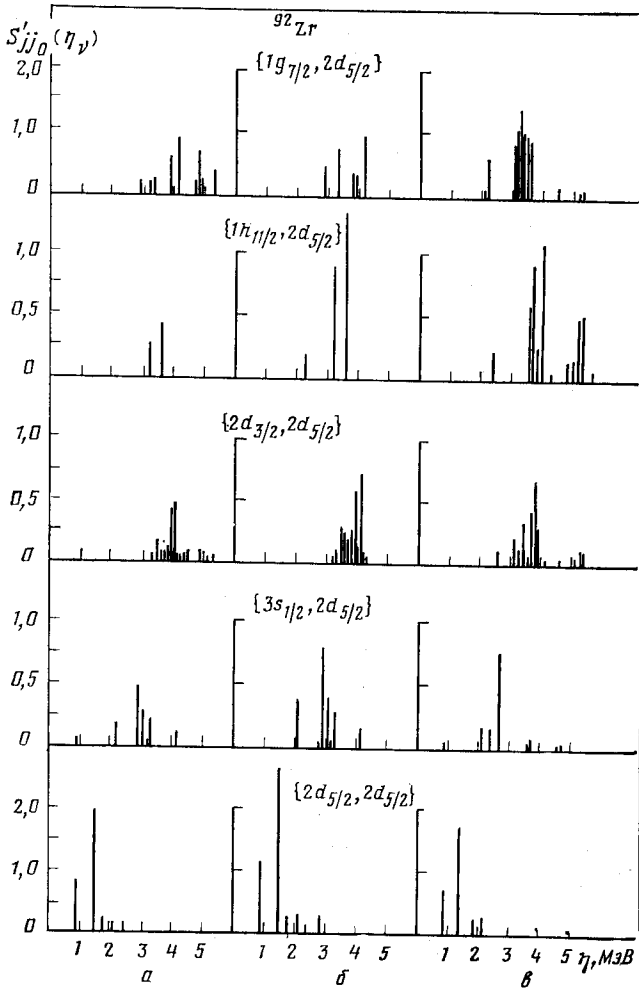


Таблица 6. Интегральные характеристики двухквaziчастичных состояний в  $^{92}\text{Zr}$ 

$(jj_0)$	Эксперимент				Теория	
	$\Delta E=0 \div 5,4$ МэВ [102]		$\Delta E=0 \div 4,9$ МэВ [101]		$\Delta E=0 \div 5,4$ МэВ	
	$\bar{E}_{jj_0}$	$N_j$	$\bar{E}_{jj_0}$	$N_j$	$\bar{E}_{jj_0}$	$N_j$
$\{2d_{5/2}, 2d_{5/2}\}$	1,43	3,79	1,35	4,62	1,5	3,11
$\{3s_{1/2}, 2d_{5/2}\}$	2,94	1,30	2,93	2,28	2,9	1,70
$\{2d_{3/2}, 2d_{5/2}\}$	4,087	2,59	3,763	3,65	3,8	3,0
$\{1g_{7/2}, 2d_{5/2}\}$	4,207	4,55	3,674	2,99	3,3	6,6
$\{1h_{11/2}, 2d_{5/2}\}$	> 3,44	0,66	> 3,31	2,84	4,8	5,2
$\{2f_{7/2}, 2d_{5/2}\}$	> 4,53	0,39	> 3,18	0,23	5,11	1,7

более 50%. Это обусловлено значением коэффициента  $u_{d_{5/2}}^2 = 0,75$ . Теория правильно описывает фрагментацию двухквaziчастичных состояний  $\{3s_{1/2}, 2d_{5/2}\}$  и  $\{2d_{3/2}, 2d_{5/2}\}$ . Более сильная, чем на эксперименте, получается концентрация конфигурации  $\{1g_{7/2}, 2d_{5/2}\}$  в области 3—4 МэВ. С ростом энергии возбуждения наблюдение отдельных состояний становится трудным. Поэтому только малая часть силы состояния  $\{1h_{11/2}, 2d_{5/2}\}$  наблюдается экспериментально. Наши расчеты показывают, что заметная часть силы этого состояния лежит в области энергий, больших 4 МэВ. В целом экспериментальные данные и наши расчеты дают похожую картину фрагментации двухквaziчастичных состояний в  $^{92}\text{Zr}$ . Рассчитанные интегральные характеристики согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

Обсудим распределение силы двухквaziчастичных состояний в  $^{62}\text{Ni}$ . Экспериментальные данные [103, 104] для спектроскопических факторов  $S'_{jj_0}(J_f; \eta_n)$  передачи нейтронов на различные оболочки  $j$  в  $^{62}\text{Ni}$  и расчеты [100] представлены на рис. 26. Как видно из этого рисунка, спектроскопические факторы, полученные в [103 и 104], заметно отличаются. В целом наши расчеты и экспериментальные данные дают похожую картину фрагментации двухквaziчастичных состояний в  $^{62}\text{Ni}$ . Квазичастично-фононная модель правильно описывает процесс усиления фрагментации с ростом энергии возбуждения. Интегральные характеристики распределения силы двухквaziчастичных состояний для  $^{62}\text{Ni}$  даны для экспериментально исследованного [103] энергетического интервала  $\Delta E = 0 \div 8,2$  МэВ в табл. 7. В скобках в табл. 7 приведены также результаты расчетов для  $j1g_{9/2}$  и  $2d_{5/2}$  для интервала энергий вплоть до энергии связи нейтрона  $B_n = 10,6$  МэВ. Экспериментальные данные и наши расчеты показывают, что 50—60% силы конфигурации  $\{2p_{3/2}, 2d_{5/2}\}$  выталкиваются в непрерывный спектр.

Таким образом, квазичастично-фононная модель дает корректное описание фрагментации состояний типа частица — валентная частица.

На примере ядра  $^{206}\text{Pb}$  рассмотрим фрагментацию состояний типа валентная частица — дырка, возбуждаемых в реакциях однонуклон-

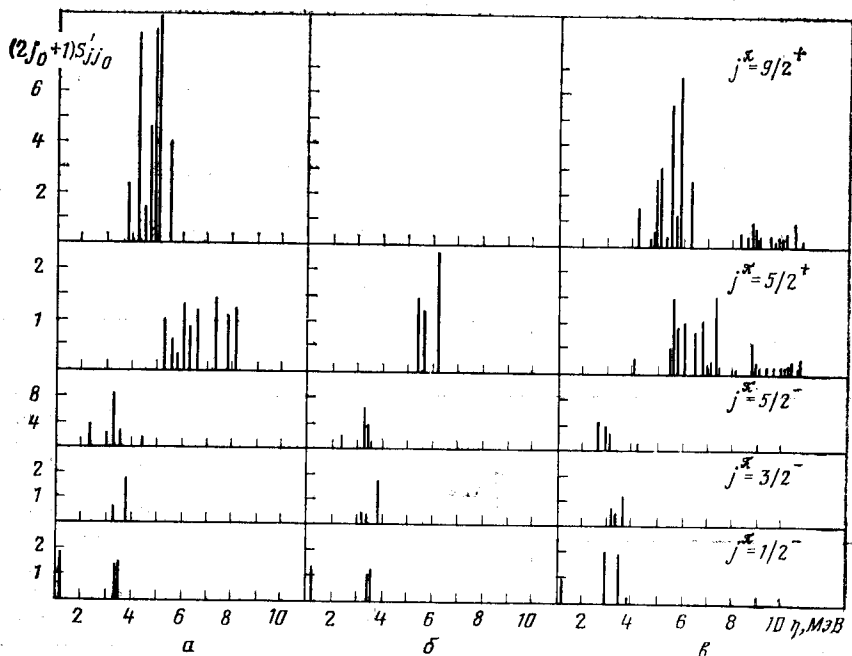


Рис. 26. Спектроскопические факторы передачи нейтрона на подболочки с  $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-, 5/2^+, 9/2^+$  в  $^{206}\text{Pb}$ :

*a* — экспериментальные данные [103]; *б* — экспериментальные данные [104]; *в* — расчеты по формуле (100)

Т а б л и ц а 7. Интегральные характеристики двухквазичастичных состояний в  $^{62}\text{Ni}$

$\{j j_0\}$	$E_{j j_0}$ , МэВ		$N_j$	
	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет
$\{2p_{1/2}, 2p_{3/2}\}$	2,52	2,7	1,14	1,32
$\{1f_{5/2}, 2p_{3/2}\}$	3,14	2,8	4,44	3,3
$\{1g_{9/2}, 2p_{3/2}\}$	4,73	5,2 (6,3)	9,7	6,1 (8,2)
$\{2d_{5/2}, 2p_{3/2}\}$	6,72	6,2 (7,2)	2,26	2,3 (3,2)



ных передач. Экспериментальные данные для спектроскопических факторов реакций  $^{207}\text{Pb}$  ( $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ )  $^{206}\text{Pb}$  в широком интервале энергий были получены в [105]. Анализ сечений [105] в рамках метода искаженных волн позволил идентифицировать квантовые числа нейтронных дырочных подболочек. Однако эта идентификация неоднозначна. Поэтому распределение силы двухкварзичастичных состояний для энергий возбуждения, больших 4,3 МэВ, в  $^{206}\text{Pb}$  в настоящий момент известно только качественно.

Низколежащие состояния  $^{206}\text{Pb}$  исследованы детально в различных реакциях. Экспериментальные значения энергий и спектроскопических факторов, полученных из реакций ( $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ) [105], ( $\vec{d}$ ,  $t$ ) [106] и ( $p$ ,  $d$ ) [107], даны в табл. 8. Здесь же приведены результаты

Таблица 8. Энергии и спектроскопические факторы  $S'_{jj_0}(J_f, \eta_v)$  для низколежащих состояний в  $^{206}\text{Pb}$

$(jj_0)$	$J_f^\pi$	$\eta_v$ , МэВ	$S'_{jj_0}(J_f, \eta_v)$				
			эксперимент	расчет	[105] ( $^3\text{He}$ , $\alpha$ )	[106] ( $\vec{d}$ , $t$ )	[107] ( $p$ , $d$ )
$\{2f_{7/2}, 3p_{1/2}\}$	4 <sup>+</sup>	1,684	1,9	0,22	—	0,17	0,16
	4 <sup>+</sup>	1,998	2,2	0,2	—	0,14	0,23
	4 <sup>+</sup>	2,928	2,9	3,02	3,45	3,97	2,9
	3 <sup>+</sup>	3,122	3,0	2,60	2,69	3,37	2,6
	4 <sup>+</sup>	3,519	3,9	0,23	—	0,21	0,16
$\{1i_{13/2}, 3p_{1/2}\}$	7 <sup>-</sup>	2,200	1,8	4,25	5,5	7,05	6,4
	6 <sup>-</sup>	2,384	2,1	3,60	5,0	6,47	5,4
	7 <sup>-</sup>	2,865	3,0	0,2	—	0,32	0,24
$\{1h_{9/2}, 3p_{1/2}\}$	4 <sup>+</sup>	4,008	3,9	1,85	—	4,3	3,7
	5 <sup>+</sup>	4,116	4,0	2,55	—	5,00	4,8

наших расчетов с волновой функцией (47), которые близки к расчетам по методу ПСФ. Из таблицы видно, что есть заметный разброс между различными экспериментальными данными. Рассчитанные нами энергии низколежащих состояний хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для состояний с большими значениями  $S'_{jj_0}(J_f; \eta_v)$  мы получаем результаты, близкие к другим теоретическим расчетам [108, 109]. Наши результаты и экспериментальные данные для величины  $N_j/(2j+1)$ , которая характеризует исчерпывание предела (равного 1) правила сумм для силы конфигураций, показаны в табл. 9. Анализ данных реакции  $^{207}\text{Pb}$  ( $p$ ,  $d$ )  $^{206}\text{Pb}$  показывает, что для состояний  $\{2f_{7/2}, 3p_{1/2}\}$ ,  $\{1i_{13/2}, 3p_{1/2}\}$ ,  $\{1h_{9/2}, 3p_{1/2}\}$  с энергией, меньшей 4,2 МэВ, с точностью до нескольких процентов исчерпывается предельное правило сумм. Более низкое исчерпывание предела правила сумм наблюдалось в реакции ( $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ). Резуль-

Таблица 9. Исчерпывание предела правила сумм для низколежащих состояний в  $^{206}\text{Pb}$

$\{j_0\}$	$N_j/(2j+1)$			расчет
	эксперимент			
	$(^3\text{He}, \alpha)$	$(d, t)$	$(p, d)$	
$\{2f_{7/2}, 3p_{1/2}\}$	0,78	0,77	0,99	0,76
$\{1i_{13/2}, 3p_{1/2}\}$	0,58	0,75	0,98	0,86
$\{1h_{9/2}, 3p_{1/2}\}$	0,44	—	0,93	0,85

таты наших расчетов ближе всего к данным, полученным из реакции  $(d, t)$ .

Распределение силы более высоколежащих двухквaziчастичных состояний известно только из реакции  $(^3\text{He}, \alpha)$ . Эти экспериментальные данные и результаты расчетов показаны в табл. 10. Исчерпывание предела правила сумм в процессах указано в скобках. Расчеты согласуются качественно с экспериментальными данными [105].

Обсудим фрагментацию конфигурации  $\{3p_{1/2}, 1h_{11/2}\}$  в  $^{206}\text{Pb}$ . В сечении реакции  $^{207}\text{Pb} (^3\text{He}, \alpha) ^{206}\text{Pb}$  в интервале энергий 7,4—10,6 МэВ наблюдается пик, имеющий тонкую структуру. Наличие

Таблица 10. Распределение силы двухквaziчастичных состояний в  $^{206}\text{Pb}$

$\{j_0\}$	$\Delta E, \text{МэВ}$	$N_j$	
		эксперимент	расчет
$\{2f_{7/2}, 3p_{1/2}\}$	0—4,33	6,27	6,2
	4,33—7,4	0,55	1,3
		<u>6,82 (85 %)</u>	<u>7,5 (94 %)</u>
$\{1i_{13/2}, 3p_{1/2}\}$	0—4,33	8,05	12,5
	4,33—7,4	2,8	0,7
		<u>10,85 (78%)</u>	<u>13,2 (94 %)</u>
$\{1h_{9/2}, 3p_{1/2}\}$	0—4,33	4,4	8,5
	4,33—7,4	1,8	1,2
		<u>6,2 (62 %)</u>	<u>9,7 (97 %)</u>
$\{1h_{11/2}, 3p_{1/2}\}$	7,4—7,9	0,69	0,83
	7,9—8,68	1,1	4,56
	8,68—9,29	0,9	2,02
	9,29—10,59	1,35	0,96
		<u>4,04 (34 %)</u>	<u>8,37 (70 %)</u>

этого пика обусловлено фрагментацией конфигурации  $\{3p_{1/2}, 1h_{11/2}\}$ , включающей глубоколежащее дырочное состояние  $1h_{11/2}$ . Спектроскопические факторы, показанные в табл. 10, были получены для состояний тонкой структуры. Суммарная сила этих состояний составляет около 35% полной силы конфигурации  $\{3p_{1/2}, 1h_{11/2}\}$ . Рассчитанная нами сила в 2 раза больше экспериментальной. Практически, измеренная экспериментальная сила является нижней оценкой. Похожая ситуация имеет место для фрагментации подболочки  $1h_{11/2}$  в  $^{207}\text{Pb}$ . Состояния тонкой структуры исчерпывают около 45% предела правила сумм [105]. Однако анализ [95] спектроскопической силы, локализованной во всем пике, дает 71%, что хорошо согласуется с расчетами по квазичастично-фононной модели [44] и другими расчетами [39]. Для центра энергии состояний  $\{3p_{1/2}, 1h_{11/2}\}$  в  $^{206}\text{Pb}$  расчеты дают  $\bar{E}_{jj_0} = 8,6$  МэВ при экспериментальном значе-

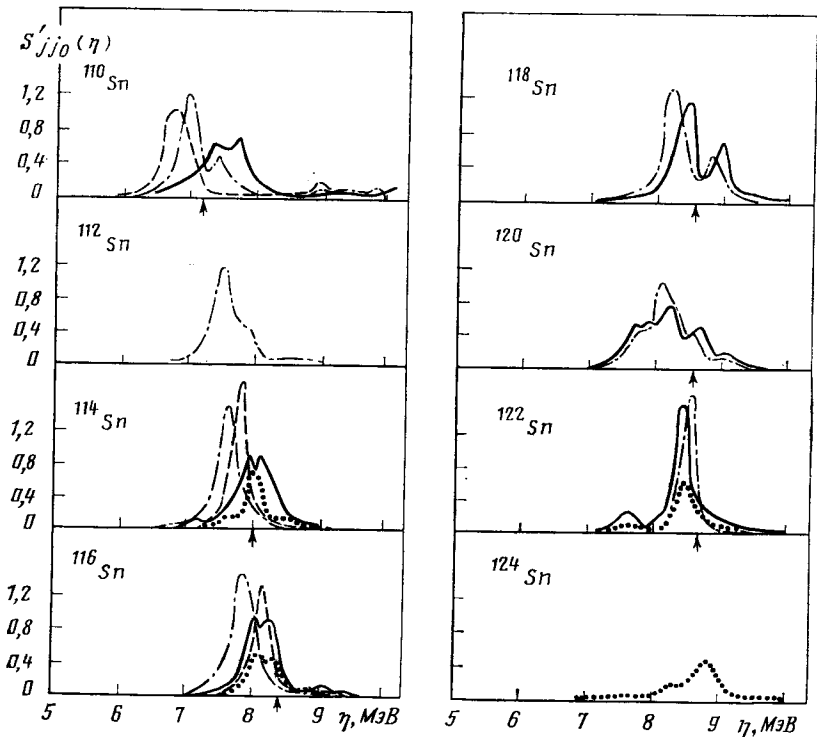


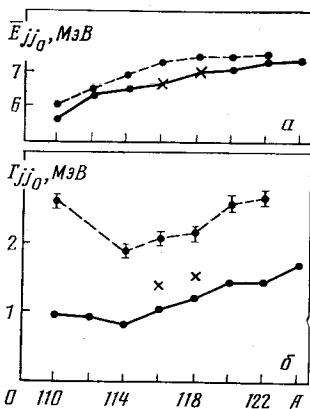
Рис. 27. Силовые функции  $S'_{jj_0}(\eta)$  для четно-четных изотопов Sn: сплошная кривая — для конфигураций  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}\}$ ; штриховая — для конфигураций  $\{1g_{7/2}, 1g_{9/2}\}$ ; штрихпунктирная — для конфигураций  $\{3s_{1/2}, 1g_{9/2}\}$ ; точечная кривая — для конфигурации  $\{1h_{11/2}, 1g_{9/2}\}$

нии  $\bar{E}_{jj_0} = 8,9$  МэВ. Из-за сложной структуры пика трудно определить ширину распределения, аппроксимируя его гауссовой кривой. Экспериментально получена оценка [105]  $\Gamma_{jj_0} \sim 4$  МэВ в  $^{208}\text{Pb}$ . Наши расчеты дают величину  $\Gamma_{jj_0} = 2$  МэВ. В настоящее время фрагментация двухквaziчастичных состояний исследуется в реакции  $^{208}\text{Pb}(\alpha, {}^6\text{He})^{208}\text{Pb}$  в Орсе [110].

В последние годы экспериментальные данные о фрагментации двухквaziчастичных состояний в изотопах Cd и Sn получены при изучении реакций  $(p, d)$  и  $(p, t)$  [95, 111]. В сечениях реакции  $(p, t)$  на четно-четных изотопах Cd и Sn при энергиях возбуждения 7—9 МэВ наблюдаются резонансно-подобные структуры. Пики в сечениях обусловлены возбуждением состояний, включающих валентную частицу и глубокую дырку [112]. Предполагается также, что имеется некоторая примесь двухдырочных состояний. Исследование [111, 112] реакции  $(p, d)$  на  $^{111,113}\text{Cd}$  и  $^{117,119}\text{Sn}$  показывает существование ярко выраженных резонансно-подобных структур в сечениях при энергиях возбуждения 6,7—9,0 МэВ. Зависимости энергий и ширин пиков от массового числа  $A$  в сечениях одно- и двухнуклонных передач очень похожи. При этом ширины таких структур в реакциях  $(p, d)$  существенно меньше наблюдаемых в реакциях  $(p, t)$ . Фрагментация двухквaziчастичных состояний в изотопах Sn в рамках квазичастично-фононной модели исследовалась в [29]. Силовые функции состояний  $\{1g_{7/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ,  $\{3s_{1/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ,  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ,  $\{1h_{11/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  для изотопов Sn показаны на рис. 27. Стрелками отмечены энергии пиков, наблюдавшихся в сечениях реакции  $(p, t)$ . В реакциях однонуклонных передач типа  $(p, d)$  на нечетных  $A$ -мишенях должны возбуждаться двухквaziчастичные состояния типа валентная частица — дырка. К таким конфигурациям относятся: в  $^{110}\text{Sn}$   $\{1g_{7/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ; в  $^{112,114,116,118}\text{Sn}$   $\{3s_{1/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ; в  $^{120}\text{Sn}$   $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ; в  $^{122,124}\text{Sn}$   $\{1h_{11/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ . В реакции  $(p, t)$  дополнительно возбуждаются двухдырочные состояния (например,  $\{1g_{9/2}^{-1}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ) и состояния, включающие частицу на уровне, близком к поверхности Ферми, и глубокую дырку (например,  $\{2d_{5/2}^{-1}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  в  $^{114}\text{Sn}$ ).

Центроиды энергий  $\bar{E}_{jj_0}$  и ширины  $\Gamma_{jj_0}$  для состояний, возбуждаемых в реакциях  $(p, d)$  и  $(p, t)$ , приводящих к образованию одних и тех же конечных четно-четных ядер, для различных изотопов Sn показаны на рис. 28. Расчеты  $\bar{E}_{jj_0}$  и  $\Gamma_{jj_0}$  приведены для реакции  $(p, d)$  для конфигураций, включающих валентную частицу и дырку  $1g_{9/2}$ , для интервала энергий  $\Delta E = 2$  МэВ. Как видно из рис. 28, рассчитанные центроиды энергий  $\bar{E}_{jj_0}$  хорошо согласуются с экспериментальными данными из реакции  $(p, d)$ . Рассчитанные энергии  $\bar{E}_{jj_0}$  лежат немного ниже энергий пиков, возбуждаемых в реакции  $(p, t)$ . Энергия  $\bar{E}_{jj_0}$  растет с увеличением  $A$  из-за понижения дырочного состояния  $1g_{9/2}^{-1}$  относительно поверхности Ферми. Рассчитанные величины  $\bar{E}_{jj_0}$  для двухквaziчастичных состояний  $\{3s_{1/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  в  $^{116}\text{Sn}$  и  $^{118}\text{Sn}$  равны 7,8 и 8,1 МэВ соответственно. Согласно расче-

там [26] энергии состояний  $1g_{9/2}^{-1}$  в  $^{115}\text{Sn}$  и  $^{117}\text{Sn}$  равны 5,5 и 5,6 МэВ. Разница между центроидами энергий в нечетных и четно-четных изотопах равна 2,3 и 2,5 МэВ соответственно, что очень близко к экспериментальным значениям [95, 112]. Таким образом, наши расчеты позволяют объяснить разницу между центроидами энергий дырочных состояний нечетных —  $A$  и четно-четных изотопов Sn. Рассчитанные  $\Gamma_{jj_0}$  для реакции  $(p, d)$  несколько ниже экспериментальных значений. Они имеют характерную зависимость от  $A$ .



Такая зависимость  $\Gamma_{jj_0}$  от  $A$  объясняется, во-первых, изменением положения подболочки  $1g_{9/2}$  относительно поверхности Ферми, а во-вторых, изменением с  $A$  значения спина  $j_0$ , соответствующего основному состоянию нечетного  $A$  ядра-мишени. Если  $j_0$  имеет большую вели-

Рис. 28. Центроиды энергий  $\bar{E}_{jj_0}$  (а) и ширины  $\Gamma_{jj_0}$  (б) для четно-четных изотопов Sn:

$A$  — относится к конечному ядру; точки, связанные птриховой линией, — экспериментальные данные [112] из реакции  $(p, t)$ ;  $\times$  — экспериментальные данные [112] из реакции  $(p, d)$ ; точки, соединенные сплошной линией, — наши расчеты для реакции  $(p, d)$

чину, то возбуждается двухквaziчастичная конфигурация  $\{j, j_0\}$  со многими значениями спина, что приводит к увеличению ширины  $\Gamma_{jj_0}$ . Действительно, в  $^{110}\text{Sn}$  в  $(p, d)$ -реакции возбуждается конфигурация  $\{1g_{7/2}, 1g_{9/2}\}$  со значениями спинов от  $1^+$  до  $8^+$ . Ширина  $\Gamma_{jj_0}$  в  $^{112-116}\text{Sn}$  несколько уменьшается, так как возбуждается конфигурация  $\{3s_{1/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  с двумя значениями спина  $4^+$  и  $5^+$ . В  $^{120}\text{Sn}$  возбуждаемая конфигурация  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  имеет значение спина  $J^\pi = 3^+ - 6^+$ , и величина  $\Gamma_{jj_0}$  несколько увеличивается. В  $^{124}\text{Sn}$  возбуждается конфигурация  $\{1h_{11/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ , которая сильно расфрагментирована в интервале 7—10 МэВ. Увеличение ширины  $\Gamma_{jj_0}$  с ростом  $A$  из-за усиления фрагментации состояний  $\{3s_{1/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  продемонстрировано на рис. 27. Результаты наших вычислений для  $\bar{E}_{jj_0}$  и  $\Gamma_{jj_0}$  и имеющиеся экспериментальные данные для реакции  $(p, d)$  собраны в табл. 11. Рассчитанные нами  $\Gamma_{jj_0}$  несколько ниже экспериментальных значений, но отношения ширины для  $^{118}\text{Sn}$  и  $^{116}\text{Sn}$  описываются хорошо. В четно-четных изотопах Sn 70—80% силы двухквaziчастичных состояний валентная частица — дырка  $1g_{9/2}$  локализовано в интервале 1—2 МэВ при энергиях возбуждения 7—9 МэВ. Как видно из рис. 28, зависимость рассчитанных для реакции  $(p, d)$  на нечетных  $A$  изотопах Sn величин  $\bar{E}_{jj_0}$  и  $\Gamma_{jj_0}$  от массового числа  $A$  весьма похожа на получаемую из экспериментальных данных для реакции  $(p, t)$ . Это объясняется тем, что в реак-

Таблица 11. Центроиды энергий  $\bar{E}_{jj_0}$  и ширины  $\Gamma_{jj_0}$  для конфигураций, возбуждаемых в реакциях  $(p, d)$ 

Ядро	$\bar{E}_{jj_0}$			$\Gamma_{jj_0}$		
	экспери- мент	литера- тура	расчет	экспери- мент	литера- тура	расчет
$^{110}\text{Sn}$	—	—	6,7	—	—	0,94
$^{112}\text{Cd}$	6,95	[113]	7,5	—	—	1,2
$^{112}\text{Sn}$	—	—	7,5	—	—	0,9
$^{114}\text{Sn}$	—	—	7,6	—	—	0,8
$^{116}\text{Sn}$	7,79	[112]	7,8	1,38	[112]	1,0
	8,0	[113]	—	—	—	—
$^{118}\text{Sn}$	8,14	[112]	8,1	1,6	[112]	1,2
	8,25	[113]	—	—	—	—
$^{120}\text{Sn}$	—	—	8,2	—	—	1,4
$^{122}\text{Sn}$	—	—	8,4	—	—	1,5
$^{122}\text{Te}$	—	—	7,6	—	—	1,1
$^{124}\text{Sn}$	—	—	8,5	—	—	1,7

ции  $(p, t)$  также возбуждаются конфигурации типа валентная частица — дырка  $1g_{9/2}$ . На это указывалось в [114]. В  $^{110}\text{Sn}$  конфигурации  $\{3s_{1/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ,  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  и  $\{2d_{5/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  лежат при энергиях 6—8 МэВ, т. е. при тех же энергиях, при которых наблюдается пик в реакции  $(p, t)$ . Возбуждение в реакции  $(p, t)$  этих конфигураций наряду с конфигурацией  $\{1g_{7/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  увеличивает ширину  $\Gamma_{jj_0}$  по сравнению с реакцией  $(p, d)$ . Увеличение ширины  $\Gamma_{jj_0}$  в реакциях  $(p, t)$  на тяжелых изотопах Sn вызвано усилением фрагментации состояний  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  и  $\{1h_{11/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ .

Таким образом, можно сделать заключение, что резонансно-подобные структуры, наблюдаемые в реакциях  $(p, t)$  на изотопах  $^{110-124}\text{Sn}$  при энергиях 7—9 МэВ, обусловлены возбуждением конфигураций  $\{1g_{7/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ,  $\{3s_{1/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ,  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ ,  $\{2d_{5/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$  и  $\{1h_{11/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ . В соответствии с нашими расчетами эти состояния фрагментированы в интервале энергий 6,5—9,0 МэВ. Резонансно-подобные структуры, возбуждаемые в реакциях двухнуклонных передач, могут иметь подструктуру. И действительно, в реакции  $^{116}\text{Sn}(\alpha, {}^6\text{He})^{114}\text{Sn}$  обнаружены [97] широкая структура ( $\Gamma_{jj_0} = 2,2$  МэВ) в районе энергии возбуждения  $E_x \approx 8$  МэВ и две подструктуры при энергиях 7,45 и 8,3 МэВ. Анализ углового распределения показывает, что в этой реакции в основном возбуждаются состояния  $J_f^{\pi} = 6^+$ , причем для хорошего описания углового распределения группы состояний с энергией 7,45 МэВ необходимо предполагать, что среди них также есть состояния с  $J_f^{\pi} = 8^+$ . Расчеты квазичастично-фононной модели [29] дают для центроидов энергий для конфигураций  $\{1g_{7/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$   $E_{jj_0} = 7,6$  МэВ; для  $\{2d_{5/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$   $\bar{E}_{jj_0} = 8,2$  МэВ и для  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}^{-1}\}$   $\bar{E}_{jj_0} = 8,0$  МэВ. В реакции  $(\alpha, {}^6\text{He})$  наиболее сильно возбуждаются [97] состояния, сопровож-

дающиеся передачей двух нейтронов с  $l_1 = 6$ . Нижняя группа состояний отвечает конфигурации  $\{1g_{7/2}^{-1}, 1g_{9/2}^{-1}\}$ , которая может иметь значения  $J_f^\pi = 6^+$  и  $8^+$ . Верхняя группа состояний соответствует конфигурации  $\{1g_{9/2}^{-1}, 2d_{5/2, 3/2}\}$  с  $J_f^\pi = 6^+$ . Таким образом, наблюдение двух групп состояний, причем нижняя группа является смесью состояний с  $J_f^\pi = 6^+$  и  $8^+$ , в  $^{114}\text{Sn}$  имеет естественное объяснение в рамках квазичастично-фононной модели. Экспериментальные значения центроидов энергий 7,45 и 8,3 МэВ хорошо согласуются с предсказанными в [29] (7,6 и 8,2 МэВ).

Помимо изотопов Sn, в [29] рассчитаны  $\bar{E}_{j j_0}$  и  $\Gamma_{j j_0}$  для некоторых изотопов Cd и Te. Они также хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Еще одной характеристикой, определяемой фрагментацией двух-квазичастичных состояний, являются нейтронные силовые функции четно-четных сферических ядер. Нейтронные силовые функции являются важными характеристиками ядер при энергиях возбуждения выше энергии связи нейтрона  $B_n$ . Наиболее полные экспериментальные данные по нейтронным функциям собраны в [115].

В случае, когда нейтрон с орбитальным моментом  $l$  поглощается ядром-мишенью со спином  $I_0$ , нейтронная силовая функция определяется соотношением:

$$S_l = \sum_{Jj} g(J) S_l^{Jj}, \quad (104)$$

где  $g(J) = \frac{2J+1}{2(2I_0+1)(2I+1)}$  — статистический вес;  $S_l^{Jj}$  — значение  $l$ -силовой функции с данным значением спина компаунд-ядра  $J = I_0 + I + 1/2 = I_0 + j$  в канале  $j$

$$S_l^{Jj} = \frac{\Gamma_{s.p}^{0l}}{\Delta E} \int_{\Delta E} d\eta \gamma_{jj}^2(\eta), \quad (105)$$

$$\gamma_{jj}^2(\eta) = b(\Phi, \eta) \quad \text{при} \quad \Phi_{Ji} = \sum_n u_{nlij} \psi_{nlij}^{Ji}, \quad n_0 l_0 I_0. \quad (106)$$

Здесь  $u_{nlij}$  — коэффициент преобразования Боголюбова;  $b(\Phi, \eta)$  определяется по формуле (80);  $\psi^{Ji}$  — фононные амплитуды [формула (29)]. В формуле (106) проведено суммирование по главному квантовому числу одночастичного состояния. Для оценки приведенных одночастичных ширин  $\Gamma_{s.p}^{0l}$  в случае потенциала Саксона—Вудса используем полуэмпирическую формулу, предложенную в [116]:

$$\Gamma_{s.p}^0 = 2kR \frac{\hbar^2}{MR^2 \sqrt{E}} (1 + 6,7d^2), \quad (107)$$

где  $k$  — волновое число нейтрона;  $R$  — радиус ядра;  $d$  — параметр диффузности потенциала Саксона—Вудса. Для рассматриваемых

нами ядер  $\Gamma_{s,p}^0 \sim 50/A^{1/3}$  кэВ. Экспериментальные данные [115, 117] и результаты наших расчетов [81]  $s$ -силовых функций приведены в табл. 12. Расчеты довольно хорошо описывают экспериментальные данные и в целом правильно передают поведение  $S_0$  в зависимости от  $A$ . Результаты наших расчетов для ядер с  $A \approx 90$  весьма близки к результатам [118]. Результаты расчетов для  $p$ -силовых функций  $S_1$ , которые также хорошо согласуются с экспериментом [115, 117], даны в табл. 13. В ядре  $^{54}\text{Cr}$  одновременно описываются и большая величина  $S_0$  и малая величина  $S_1$ .

 Таблица 12.  $s$ -Силовые функции четно-четных сферических ядер

Ядро-мишень	$\Gamma_0^\pi$	$V_n$ , МэВ	$S_0 \cdot 10^4$	
			эксперимент	расчет
$^{53}\text{Cr}$	3/2-	9,72	$5,03 \pm 0,06$	4,5
$^{61}\text{Ni}$	3/2-	10,6	$3,0 \pm 0,8$	2,5
$^{73}\text{Ge}$	9/2+	10,2	$1,5 \pm 0,4$	1,6
$^{87}\text{Sr}$	9/2+	11,1	$0,26 \pm 0,06$	0,88
$^{91}\text{Zr}$	5/2+	8,63	$0,9 \pm 0,3$	9,6
$^{95}\text{Mo}$	5/2+	9,45	$0,48 \pm 0,1$	0,5
$^{97}\text{Mo}$	5/2+	8,64	$0,37 \pm 0,15$	0,8

 Таблица 13.  $p$ -Силовые функции четно-четных сферических ядер

Ядро-мишень	$\Gamma_0^\pi$	$V_n$ , МэВ	$S_1 \cdot 10^4$	
			эксперимент	расчет
$^{53}\text{Cr}$	3/2-	9,72	$0,081 \pm 0,051$	0,08
$^{61}\text{Ni}$	3/2-	10,6	—	0,10
$^{143}\text{Nd}$	7/2-	7,82	$1,2 \pm 0,5$	1,6

Вопрос о спиновой зависимости нейтронных силовых функций неоднократно обсуждался в литературе. Наиболее полные экспериментальные данные содержатся в [122]. В случае, когда  $s$ -нейтрон поглощается ядром с нечетным числом нуклонов со спином  $I_0$ , возбуждаются компаунд-состояния с  $J = I_0 \pm 1/2$ . Для каждого значения спина  $J$  силовая функция может иметь значения  $S^+$  и  $S^-$  ( $S^\pm = S_0^{\pm 1/2, 1/2}$ ), не равные между собой. Статистический анализ экспериментальных данных, проведенный в [119], показывает, что для подавляющего числа ядер  $S^+ = S^-$  и отклонения от этого являются чисто случайными. Однако в некоторых ядрах  $S^+$  заметно отличается от  $S^-$ . Эксперименты по прямому определению разницы  $S^+ - S^-$  были проведены в [120] для ряда ядер редкоземельной области. В пределах экспериментальных погрешностей  $S^+ = S^-$ .



В рамках квазичастично-фононной модели появляется принципиально новая возможность теоретически исследовать спиновую зависимость нейтронных силовых функций. Используя формулы (105), (106), нетрудно рассчитать величины  $S^+$  и  $S^-$ . Как видно из рис. 29, величины  $\gamma_{J1/2}^2(\eta)$  имеют разную форму в зависимости

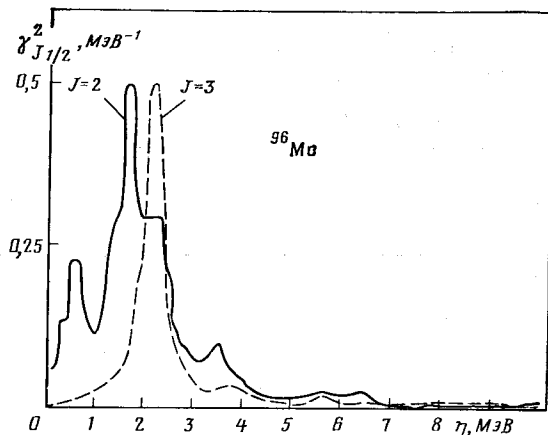


Рис. 29. Силовые функции  $\gamma_{J1/2}^2(\eta)$  для  $^{96}\text{Mo}$

от энергии возбуждения для различных значений  $J$ . Поэтому будут ли совпадать значения  $S^+$  и  $S^-$ , зависит от соотношений  $\gamma_{J1/2}^2(\eta)$  для двух значений  $J$  в области энергии связи нейтрона  $B_n$ . Величины  $\gamma_{J_0 \pm 1/2, 1/2}^2$  определяются различными матричными элементами, и поэтому они могут отличаться друг от друга. В табл. 14 приведены результаты расчетов для  $S^+$  и  $S^-$  и отношения  $2(S^+ - S^-)/(S^+ + S^-)$ , которое характеризует отклонение  $S^+$  от  $S^-$ . Сильного различия в значениях  $S^+$  и  $S^-$  не наблюдается, хотя есть некоторая спиновая зависимость для ядер Zr и Mo. Наиболее сильная спиновая зависимость получается у нас для  $^{88}\text{Sr}$ . На основе существующих экспери-

Таблица 14. Спиновая зависимость  $s$ -силовых функций

Компаунд-ядро	$S^+ \cdot 10^4$	$S^- \cdot 10^4$	$2(S^+ - S^-)/(S^+ + S^-)$
$^{54}\text{Cr}$	4,64	4,37	0,06
$^{62}\text{Ni}$	2,46	2,4	0,025
$^{88}\text{Sr}$	0,7	1,1	-0,44
$^{92}\text{Zr}$	0,65	0,58	0,11
$^{96}\text{Mo}$	0,55	0,42	0,27
$^{98}\text{Mo}$	0,86	0,75	0,24

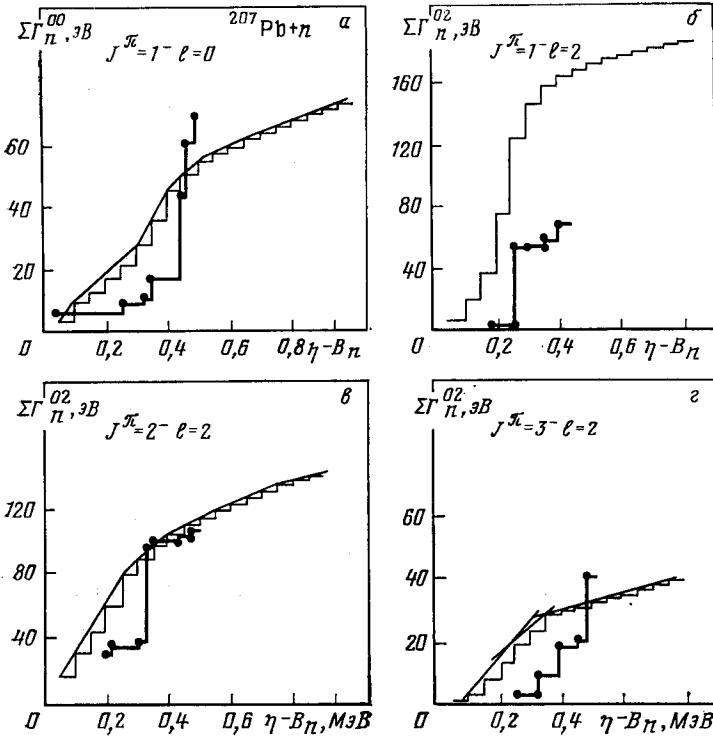


Рис. 30. Энергетическая зависимость суммарных приведенных нейтронных ширин в  $^{208}\text{Pb}$ :

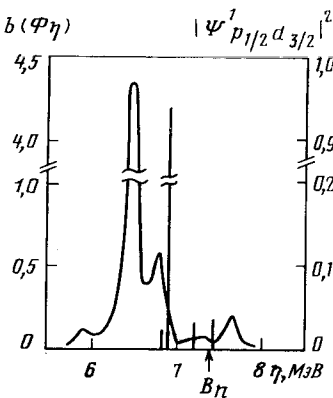
а —  $s$ -волновые резонансы; б —  $d$ -волновые резонансы; в —  $d$ -волновые резонансы; г —  $d$ -волновые резонансы; точки — экспериментальные данные [121]; сплошные линии — наши расчеты

ментальных данных и результатов проведенных расчетов можно утверждать, что для большинства ядер  $S^+ = S^-$ .

В [121] в энергетической зависимости суммарных приведенных нейтронных ширин  $\Sigma \Gamma_{n\nu}^{01}$   $^{208}\text{Pb}$ , измеренных в интервале энергий 0—500 кэВ выше  $B_n$ , обнаружены подструктуры. Имеющиеся экспериментальные данные для  $\Sigma \Gamma_{n\nu}^{01}$  с  $l = 0, 2$  и результаты наших расчетов [60] даны на рис. 30. Для состояний с  $J^\pi = 1^-$ , возбуждаемых  $s$ -волновыми нейтронами, при энергиях нейтрона 500 кэВ имеется резкое возрастание величин  $\Sigma \Gamma_{n\nu}^{00}$ . В рассчитанной энергетической зависимости  $\Sigma \Gamma_{n\nu}^{00}$  также имеется излом, но он менее резок. В случае рассеяния  $d$ -волновых нейтронов также есть указание на наличие подструктур [124]. Расчеты показывают резкое, как и на эксперименте, изменение  $\Sigma \Gamma_{n\nu}^{02}$  при  $E_n \approx 250$  кэВ для состояния  $d_{3/2}$ , но по абсолютной величине рассчитанные  $\Sigma \Gamma_{n\nu}^{02}$  лежат значительно выше экспериментальных данных. В канале с  $J^\pi = 2^-$  и  $3^-$  также

имеет место изменение величины  $S_2^J$  при  $E_n \approx 300$  и  $400$  кэВ соответственно.

Наличие изломов в  $\Sigma \Gamma_{nv}^{01}$  в  $^{208}\text{Pb}$  обусловлено существованием подструктур в фрагментации соответствующих состояний. В  $^{208}\text{Pb}$   $s$ -силовая функция определяется фрагментацией двухквартичного состояния  $\{3p_{1/2}, 4s_{1/2}\}$ , а  $d$ -силовые функции — фрагментацией состояний  $\{3p_{1/2}, 3d_{3/2}\}$  и  $\{3p_{1/2}, 3d_{5/2}\}$ . В распределении силы этих состояний при энергии выше  $B_n$  имеются локальные максимумы. В качестве примера на рис. 31 для двухквартичного состояния



$\{3p_{1/2}, 3d_{3/2}\}$  показаны силовая функция  $b(\Phi, \eta)$ , рассчитанная с волновой функцией (47), и распределение силы по различным корням решений уравнений ПСФ. 92% силы этого состояния сосредоточено на одном уровне с энергией 6,9 МэВ, остальная часть рас-

Рис. 31. Рассчитанное распределение силы двухквартичного нейтронного состояния  $\{3p_{1/2}, 3d_{3/2}\}$  с  $J^\pi = 1^-$  в  $^{208}\text{Pb}$ :

прямые линии — расчеты распределения силы по различным решениям ПСФ (правая шкала); кривая — расчет силовой функции с учетом двухфоонных компонент (левая шкала); стрелка указывает положение энергии связи нейтрона

пределена по трем состояниям. Расчеты с волновой функцией (47) приводят к более широкому энергетическому разбросу силы и появлению локального максимума при  $\eta = 7,45$  МэВ, что на 200 кэВ выше  $B_n$ . Этот локальный максимум проявляется в энергетической зависимости  $\Sigma \Gamma_{nv}^{02}$ . Такие же подструктуры имеются в  $s_{1/2}$ - и  $d_{5/2}$ -каналах. Отщепление силы упомянутых выше двухквартичных конфигураций в  $^{208}\text{Pb}$  происходит в основном благодаря сильной связи с двухфоонными состояниями  $\{2_1^+ \otimes 3_1^-\}$  и  $\{4_1^+ \otimes 3_1^-\}$ , имеющими в наших расчетах энергии 7,31 и 7,48 МэВ соответственно. При игнорировании возможных эффектов подструктур для полной  $d$ -волновой силовой функции в интервале энергий 180—400 кэВ в [124] получено значение  $S_2 \approx 2,8 \cdot 10^{-4}$ . Для интервала энергий 200—500 кэВ наши расчеты дают значения  $S_2 \approx 2,0 \cdot 10^{-4}$ , но если усреднение проводить по интервалу 0—800 кэВ, мы получаем  $S_2 = 1,4 \cdot 10^{-3}$ . Для  $S_0$  расчеты дают значения  $S_0 = 1,1 \cdot 10^{-4}$ , при экспериментальном значении  $S_0 = 1,4 \cdot 10^{-4}$ , если ее оценивать без учета подструктуры.

Предыдущее обсуждение показывает, что применение микроскопического подхода для расчетов нейтронных силовых функций позволяет не только получать их количественное описание без специального подбора параметров, что само по себе ценно, но дает качественно новые возможности (исследование спиновой зависимости и подструктур нейтронных силовых функций), недоступные при стандартных расчетах по оптической модели.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы последовательно изложили аппарат квазичастично-фононной модели, используемый при исследовании физических характеристик, определяемых фрагментацией двухквазичастичных состояний четно-четных сферических ядер. На конкретных физических примерах, таких как проблема описания свойств мультипольных гигантских резонансов, нейтронных и радиационных силовых функций, фрагментации двухквазичастичных состояний, мы продемонстрировали возможность успешного применения этой модели. Ясно, что круг таких примеров может быть в значительной мере расширен, но это привело бы к существенному увеличению объема обзора.

То обстоятельство, что в рамках квазичастично-фононной модели удается с единым набором параметров получать хорошее описание сразу многих ядерных характеристик в достаточно широкой области энергий возбуждения, показывает, что модель правильно схватывает основные черты ядерной динамики. В рамках модели имеется возможность вычисления более широкого круга ядерных характеристик и сечений большого числа реакций для сферических ядер с  $A > 50$ . Имеются большие потенциальные возможности для дальнейшего развития квазичастично-фононной модели ядра.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соловьев В. Г. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. — М.: Госатомиздат, 1963; Soloviev V. G. Selected Topics in Nuclear Theory. Vienna, IAEA, 1963, p. 233.
2. Soloviev V. G. — Atomic Energy Rev., 1965, v. 3, N 2, p. 117.
3. Soloviev V. G. Nuclear Structure. Dubna Symposium 1968, IAEA, Vienna, 1968, p. 101.
4. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1974; Oxford, Pergamon Press, 1976.
5. Соловьев В. Г. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1971, т. 35, с. 666; 1974, т. 38, с. 4580.
6. Soloviev V. G., Malov L. A. — Nucl. Phys. A, 1972, v. 196, p. 433.
7. Соловьев В. Г. — ТМФ, 1973, т. 17, вып. 1 с. 90.
8. Вдовин А. И., Соловьев В. Г. — Там же, 1974, т. 19, вып. 2, с. 275.
9. Кырчев Г., Соловьев В. Г. — Там же, 1975, т. 22, вып. 2, с. 244.
10. Вдовин А. И., Кырчев Г., Стоянов Ч. — Там же, 1974, т. 21, вып. 1, с. 137.
11. Соловьев В. Г. — ЭЧАЯ, 1978, т. 9, вып. 4, с. 580.
12. Soloviev V. G. — Nucleonika, 1979, v. 23, p. 1149.
13. Соловьев В. Г. Избранные вопросы структуры ядра Т. 2. Изд. ОИЯИ Д-9920, Дубна, 1976, с. 146; Структура ядра. Изд. ОИЯИ Д4-80-385, Дубна, 1980, с. 57.
14. Малов Л. А., Соловьев В. Г. — ЭЧАЯ, 1980, т. 11, вып. 2, с. 301.
15. Voponov V. V. — In: Neutron Induced Reactions /Ed. I. Ribansky, E. Betak. Bratislava, 1980, p. 291; Вдовин А. И. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 2018; Стоянов Ч. — Там же, 1981, т. 45, с. 1820.
16. Малов Л. А. Сообщение ОИЯИ Р4-81-816, Р4-81-118, Дубна, 1981.
17. Вдовин А. И., Соловьев В. Г. — ЭЧАЯ, 1983, т. 14, вып. 2, с. 237.
18. Malov L. A., Soloviev V. G. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 270, p. 87.
19. Вдовин А. И. и др. — ЭЧАЯ, 1976, т. 7, вып. 7, с. 952.

20. Dambasuren D. e.a.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1976, v. 2, p. 25.
21. Кырчев Г. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 951.
22. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Vdovin A. I.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 288, p. 376.
23. Воронов В. В., Соловьев В. Г., Стоянов Ч.— Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 459.
24. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Voronov V. V.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 304, p. 503.
25. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Voronov V. V.— Phys. Lett. B, 1978, v. 79, p. 187.
26. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Vdovin A. I.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 342, p. 261.
27. Попомарев В. Ю. е.а.— Ibid., 1979, v. 323, p. 446.
28. Вдовин А. И. и др.— Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 923.
29. Soloviev V. G., Stoyanova O., Voronov V. V.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 370, p. 13.
30. Соловьев В. Г., Стоянова О., Стоянов Ч.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 1938.
31. Стоянова О. Препринт ОИЯИ Р4-81-477, Дубна, 1981.
32. Попомарев В. Ю., Стоянов Ч., Стоянова О. Препринт ОИЯИ Р4-81-704, Дубна, 1981.
33. Jolos R. V. e.a.— Z. Phys., 1980, Bd A295, S. 147; Soloviev V. G., Shirikova N. Yu.— Ibid., 1981, v. A301, p. 263; Ядерная физика, 1982, т. 36, с. 1376.
34. Soloviev V. G., Stoyanov Ch.— Nucl. Phys. A, 1982, v. 382, p. 206.
35. Соловьев В. Г. Теория атомного ядра. Ядерные модели. М.: Энергоиздат, 1981.
36. Lane A. M., Thomas R. G., Wigner E. P.— Phys. Rev., 1955, v. 98, p. 693.
37. Бор О., Мотгелсон Б. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971, т. 1.
38. Bohigas O., Lane A. M., Martorell J.— Phys. Rep., 1979, v. 5, p. 269.
39. Bortignon P. F., Broglia R. A.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 371, p. 405.
40. Wambach J., Mishra V., Li Chu-Hsia.— Ibid., 1982, v. 380, p. 285.
41. De Haro R., Krewald S., Speth J.— Ibid., 1982, v. 388, p. 265.
42. Молна Х. Л., Михайлов И. Н., Назмитдинов Р. Г.— ТМФ, 1980, т. 42, с. 253.
43. Чепурнов В. А.— Ядерная физика, 1967, т. 16, с. 955; Takeuchi K., Moldauer P. A.— Phys. Lett. B, 1969, v. 28, p. 384.
44. Воронов В. В., Чан Зуй Кхьонг.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, № 10, с. 1909.
45. Morsch H. P. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 489; Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 337.
46. Rinker G. A., Speth J.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 306, p. 360.
47. Liu K. F., Brown G. E.— Ibid., 1976, v. 265, p. 385.
48. Бирбраир Б. Л.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 2243.
49. Пальчик В. В., Пятов Н. И., Фаянс С. А.— Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 903.
50. Khodel V. A., Saperstein E. E.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 348, p. 261.
51. Pitthan R. e.a.— Phys. Lett., 1974, v. 33, p. 849.
52. Speth J., Van der Woude A.— Rep. Progr. Phys., 1981, v. 44, p. 719.
53. Bertrand F. E.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 129.
54. Verma V. L., Fultz S. C.— Rev. Mod. Phys., 1975, v. 47, p. 713.
55. Вдовин А. И., Соловьев В. Г., Стоянов Ч. Препринт ОИЯИ Р4-10033, Дубна, 1976.
56. Lepretre A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 219, p. 39.
57. Lepretre A. e.a.— Ibid., 1976, v. 258, p. 350.
58. Veyssiere A. e.a.— Ibid., 1970, v. 159, p. 561.
59. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Voronov V. V. Preprint JINR E4-81-422, Dubna, 1981.
60. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Voronov V. V. Preprint JINR E4-82-389, Dubna, 1982.

61. Веников Н. И. и др.— Препринт ИАЭ-3352/2, М, 1980.
62. Rozsa C. M. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1252.
63. Bertrand F. E. e.a.— Ibid., v. 22, p. 1832.
64. Djalali M. Preprint IPNO-T-81-02, Orsay, 1981.
65. Morsch H. P. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 489; Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 337.
66. Kühner G. e.a.— Phys. Lett. B, 1981, v. 104, p. 189.
67. Knüpfner W., Huber M. G.— Phys. Rev. C, 1976, v. 14, p. 2254.
68. Raman S.— In: Proc. of 3-rd Intern. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, BNL, N. Y., 1978, p. 193.
69. Moss J. M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 816; Phys. Rev., C., 1978, v. 18, p. 741.
70. Haraken M. N. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 327, p. 373.
71. Afanasiev G. N. e.a. Preprint JINR E4-11164, Dubna, 1978.
72. Eramzhyan R. A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 290, p. 397.
73. Fukuda S., Torizuka Y.— Phys. Rev. Lett. B, 1972, v. 29, p. 1109.
74. Singhal R. P. e.a. Preprint Kelvin Univ. of Glasgow, Glasgow, 1975.
75. Bartholomew G. A. e.a.— Advance Nucl. Phys., 1974, v. 7, p. 229.
76. Allen B. J. e.a.— Ibid., 1978, v. 19, p. 129.
77. Урин М. Г.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 4 с. 817; Martsynkevich V. A., Rudak E. A.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 262, p. 261.
78. Каменский С. Г., Маркушев В. П., Фурман В. И. Препринт ОИЯИ P4-82-210, Дубна, 1982.
79. Попов Ю. П.— ЭЧАЯ, 1982, т. 13, вып. 6, с. 1165.
80. Carol M. e.a.— Phys. Rev. C, 1981, v. 23, p. 1394.
81. Воронов В. В., Соловьев В. Г., Стоянова О.— Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 327.
82. Balgman R. J. e.a.— Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 672.
83. Axel P. e.a.— Ibid., 1970, v. 2, p. 689.
84. Chrien R. E. e.a.— Ibid., 1974, v. 9, p. 1622.
85. Holt R. J., Jackson H. E.— Ibid., 1975, v. 12, p. 56.
86. Laszewski R. M. e.a.— Ibid., 1976, v. 13, p. 2257.
87. Nuclear Physics Research with Electrons from MUSL-2 and MUSL-3 (Dept. of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1977).
88. Laszewski R. M., Axel P.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 342.
89. Starr R. D. e.a.— Ibid., 1982, v. 25, p. 780.
90. Bell Z. W. e.a.— Ibid., p. 791.
91. Carlos P. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 258, p. 365.
92. Erlandsson B. e.a.— Ibid., 1980, v. 343, p. 197.
93. Немашкало Б. А. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 1027; Вопросы атомной науки и техники. Сер. общая и ядерная физика, 1981, вып. 2 (16), с. 37; Ядерная физика, 1982, т. 36, с. 280, 1033.
94. Crawley G. M.— In: Proc. 1980 RCNP Intern. Symp. on Highly Excited States in Nuclear Reactions, Osaka, 1980, p. 590.
95. Gales S.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 193.
96. Nakagawa T. e.a.— Ibid., 1982, v. 376, p. 513.
97. Gerlic E. e.a.— Phys. Lett. B, 1982, v. 117, p. 20.
98. Crawley G. M. e.a.— Ibid., v. 109, p. 8.
99. Вдовин А. И., Соловьев В. Г., Стоянов Ч.— Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 1131.
100. Voronov V. V., Zhuravlev I. P. Preprint JINR E4-82-512, Dubna, 1982.
101. Ipson S. S. e.a.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 253, p. 190.
102. Borello-Lewin T. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 2101.
103. Karban O. e.a.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 266, p. 68.
104. Halbert M. L.— Nucl. Data Sheets, 1976, v. 26, p. 5.
105. Guillot J. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 879.
106. Willis J. E. e.a.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 367, p. 8.
107. Lanford W. A., Crawley G. M.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 646.

108. McGroary J. B., Kuo T. T. S.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 247, p. 283.
109. Vary J., Ginocchio J. N.— Ibid., 1971, v. 166, p. 479.
110. Gales S. Preprint IPNO Ph. 81-05, Orsay, 1981.
111. Crawley G. M. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 316.
112. Crawley G. M. e.a.— Ibid., 1981, v. 23, p. 589.
113. Ishimatsu T. e.a.— J. Phys. Soc. Japan, 1973, v. 35, p. 1579.
114. Nomura M.— Progr. Theor. Phys., 1978, v. 59, p. 1771.
115. BNL-325, 3-Ed, Neutron Cross Section. V. 1, Resonance Parameters, 1973.
116. Vogt E.— Rev. Mod. Phys., 1962, v. 34, p. 723.
117. De Musgrove L. A. R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 270, p. 108; Preprint ААЕС/Е401, 1977.
118. Сыроткин В. К., Адамчук Ю. В.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 495.
119. Ласонь Л., Малэцки Х., Файков Х.— Acta Phys. Polonica B, 1977, v.8, p. 1009.
120. Alfimenkov V. P. e.a.— Nucl. Phys. A, 1982, v. 376, p. 229.
121. Horon D. J. e.a.— Phys. Rev. C, 1978, v. 18, p. 722; 1979, v. 20, p. 478; 1981, v. 24, p. 1961.