

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

СЗ41а2

P4-84-399

4471/84

Л.А.Малов, Ф.М.Мелиев\*, В.Г.Соловьев

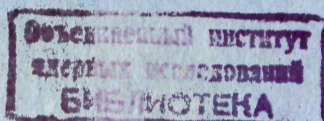
ОПИСАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в журнал "Z. fur Phys. A"

---

\* ИЯФ АН Уз.ССР

1984



## 1. ВВЕДЕНИЕ

В рамках квазичастично-фононной модели ядра<sup>/1/</sup> рассчитаны энергии и волновые функции низколежащих неротационных состояний в четно-четных деформированных ядрах<sup>/2-5/</sup>, а также энергии и ширины гигантских электрических<sup>/6/</sup>, магнитных<sup>/7/</sup> и зарядово-обменных<sup>/8/</sup> резонансов. В модели учитываются взаимодействия квазичастиц с фононами; волновые функции возбужденных состояний содержат суммы однофононных и двухфононных компонент<sup>/1,9/</sup>. Показано, что учет принципа Паули в двухфононных компонентах волновых функций<sup>/10/</sup> оказывает большое влияние на двухфононные коллективные состояния в четно-четных ядрах<sup>/11/</sup> и на отдельные вибрационные состояния в нечетных А-ядрах<sup>/12/</sup>. В<sup>/13/</sup> рассчитаны гигантские резонансы на первых вибрационных состояниях и получены указания на подтверждение гипотезы Акселя-Бринка.

В рамках квазичастично-фононной модели ядра можно рассчитать силовые функции  $E\lambda$ -и  $M\lambda$ -переходов из основных на возбужденные состояния четно-четных деформированных ядер. Наибольший интерес представляют вычисления  $E1$ -и  $M1$ -переходов на состояния при энергии связи нейтрона  $B_n$  и выше ее, т.к. в этом случае имеются соответствующие экспериментальные данные. Систематика дипольных радиационных силовых функций нейтронных резонансов, полученная в<sup>/14/</sup> из  $(n, \gamma)$ ,  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, \gamma')$  реакций облегчит сравнение результатов расчетов с экспериментом. Тщательный анализ радиационных силовых функций выполнен в<sup>/15/</sup>.

В данной работе изучено влияние взаимодействия квазичастиц с фононами и учета принципа Паули на радиационные силовые функции. Рассчитаны силовые функции для  $E1$ -и  $M1$ -переходов в нескольких четно-четных деформированных ядрах и проведено сравнение теории с экспериментом. В разделе 2 даны основные формулы модели и выражения для радиационных силовых функций. В разделе 3 изложены детали численных расчетов и результаты изучения влияния связи однофононных и двухфононных компонент волновых функций /с учетом и без учета принципа Паули/ на радиационные силовые функции. Результаты расчетов и обсуждения даны в разделе 4.

## 2. МОДЕЛЬ

Гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра, основные положения которой изложены в<sup>/1/</sup>, состоит из среднего поля в виде потенциала Саксона-Вудса, взаимодействий, приводящих к парным

корреляциям сверхпроводящего типа, мультиполь-мультипольных и спин-мультиполь - спин-мультипольных взаимодействий. Модельный гамильтониан трансформируем как в /1,16/, с учетом RPA-секулярных уравнений. Следуя /17/, введем оператор рождения фонона

$$Q_{g\rho}^+ = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \{ \psi_{qq'}^g, A^+(qq'; \mu\rho) - \phi_{qq'}^g, A(qq'; \mu-\rho) + \bar{\psi}_{qq'}^g, \bar{A}^+(qq'; \mu\rho) - \bar{\phi}_{qq'}^g, \bar{A}(qq'; \mu-\rho) \}, \quad /1/$$

зависящий явно от знака  $\rho$  проекции К углового момента на ось симметрии ядра,  $\rho = \pm 1$ ,

$$A^+(qq'; \mu\rho) = \sum_{\rho'} \delta_{\rho'(\mathbf{K}-\mathbf{K}'), \rho\mu} \rho' a_{q\rho'}^+ a_{q'-\rho'}^+,$$

$$\bar{A}^+(qq'; \mu\rho) = \sum_{\rho'} \delta_{\rho'(\mathbf{K}+\mathbf{K}'), \rho\mu} a_{q\rho'}^+ a_{q'\rho'}^+.$$

Здесь  $a_{q\rho}^+$  - оператор рождения квазичастицы,  $Q_\rho$  - квантовые числа одночастичных состояний,  $g = \lambda\mu i$  для состояний электрического типа и  $g = LMi$  для состояний магнитного типа,  $i$  - номер корня секулярного RPA-уравнения. RPA-секулярное уравнение для определения энергий  $\omega_g$  имеет вид

$$F(\omega_g) = -(\kappa_0 + \kappa_1)(X^g(n) + X^g(p)) + 4\kappa_0\kappa_1 X^g(n)X^g(p) + 1 = 0. \quad /2/$$

Для состояний электрического типа  $\kappa_0^{\lambda\mu}, \kappa_1^{\lambda\mu}$  - изоскалярная и изовекторная константы мультиполь-мультипольного взаимодействия,

$$X_M^{\lambda\mu i}(n) = 2 \sum_{ss'} \frac{(f^{\lambda\mu}(ss') u_{ss'}^{(\pm)})^2 \epsilon(ss')}{\epsilon^2(ss') - \omega_{\lambda\mu i}^2},$$

суммирование по  $ss'$  проводится по уровням нейтронной системы,  $\epsilon(ss') = \epsilon(s) + \epsilon(s')$ ,  $\epsilon(s)$  - энергия одноквазичастичного состояния  $u_{qq}^{(\pm)} = u_q v_{q'} \pm u_{q'} v_q$ ,  $v_{qq}^{(\pm)} = u_q u_{q'} \pm v_q v_{q'}$ . где  $u_q, v_q$  - коэффициенты преобразования Боголюбова. Матричный элемент имеет вид

$$f^{\lambda\mu}(qq') = \langle q\rho | R_\lambda(r) \bar{Y}_{\lambda\mu}(\theta\phi) | q'\pm\rho \rangle,$$

$$\bar{Y}_{\lambda\mu}(\theta\phi) = \begin{cases} 1/\sqrt{2}(Y(\theta\phi) + (-1)^\mu Y_{\lambda-\mu}(\theta\phi)), & \mu \neq 0 \\ Y_{\lambda\mu}(\theta\phi), & \mu = 0. \end{cases}$$

Радиальная зависимость  $R_\lambda(r)$  берется в виде  $r^\lambda$  или  $\frac{\partial U(r)}{\partial r}$ , где  $U(r)$  - центральная часть потенциала Саксона-Вудса. Для состояний магнитного типа берутся константы  $\kappa_0^L, \kappa_1^L$

$$X_s^{LMi}(n) = 2 \sum_{ss'} \frac{(f^{LM}(ss') u_{ss'}^{(-)})^2 \epsilon(ss')}{\epsilon^2(ss') - \omega_{LMi}^2},$$

матричный элемент имеет вид

$$f^{LM}(qq') = \langle q\rho | R_{L-1}(r) (\bar{\sigma}^z \bar{Y}_{L-1}(\theta\phi))_{LM} | q'\pm\rho \rangle,$$

$$(\bar{\sigma}^z \bar{Y}_{L-1}(\theta\phi))_{LM} = \sum_{\nu=0, \pm 1} \langle 1\nu L-1 M-1 | LM \rangle \sigma_\nu \bar{Y}_{L-1 M-\nu}(\theta\phi).$$

Используя секулярное уравнение /2/ и проводя преобразования как в /1,10/, гамильтониан модели получим в следующем виде:

$$H_M = \sum_{q\rho} \epsilon(q) a_{q\rho}^+ a_{q\rho} + H_v + H_{vq}, \quad /3/$$

$$H_v = -\frac{1}{4} \sum_{gg'} \frac{G(gg')}{\sqrt{Y_g Y_{g'}}} Q_{g\rho}^+ Q_{g'\rho}, \quad /4/$$

$$G(gg') = \frac{1}{2} \{ X^g(n) + X^{g'}(n) + y_p^g y_p^{g'} (X^g(p) + X^{g'}(p)) \},$$

причем  $g'$  получается из  $g$  заменой  $i$  на  $i'$ ,

$$H_{vq} = -\frac{\sqrt{2}}{4} \sum_{g\rho q q'} \frac{v_{qq'}^{(\pm)}}{\sqrt{Y_g}} f^g(qq') \{ (Q_g^+ + Q_g) B(qq'; \mu-\rho) + h.c. \}. \quad /5/$$

Здесь

$$B(qq'; \mu\rho) = \sum_{\rho'} \delta_{\rho'(\mathbf{K}-\mathbf{K}'), \rho\mu} a_{q\rho'}^+ a_{q'\rho'} \text{ или } \sum_{\rho'} \delta_{\rho'(\mathbf{K}+\mathbf{K}'), \rho\mu} \rho' a_{q\rho'}^+ a_{q'-\rho'}. \quad /6/$$

$$Y_g = Y_g(n) + (y_p^g)^2 Y_g(p), \quad Y_g(n) = \sum \frac{(f^g(ss') u_{ss'}^{(\pm)})^2 \epsilon(ss') \omega_g}{(\epsilon^2(ss') - \omega_g^2)^2},$$

где  $u_{ss'}^{(\pm)}$ ,  $v_{ss'}^{(-)}$  и  $u_{ss'}^{(-)}$ ,  $v_{ss'}^{(\pm)}$  относятся к взаимодействиям электрического и магнитного типа соответственно,

$$y_p^g = (\kappa_0 - \kappa_1) X^g(n) | (1 - (\kappa_0 + \kappa_1) X^g(p)) |, \quad y_p^g = 1.$$

При использовании точных коммутационных соотношений для операторов фононов в /10/ введена функция  $K^{K_0}(g_2' g_1' | g_1 g_2)$ . Явный вид ее дан в /10,11/. В этих работах показано, что функция  $K^{K_0}(g_2' g_1' | g_1 g_2)$  мала, если  $g_2' \neq g_2$ ,  $g_1' \neq g_1$ . Поэтому во всех случаях, где это возможно, мы оставим только диагональные члены  $K^{K_0}(g_1 g_1 | g_1 g_1)$ .

Волновую функцию возбужденного неротационного состояния четно-четного деформированного ядра запишем в виде

$$\Psi_n(K_0\sigma_0) = | \sum_{i_0} R_{i_0}^n Q_{i_0\sigma_0}^+ + \sum_{\substack{\sigma_1\sigma_2 \\ g_1 g_2}} 1/2 \sqrt{1+\delta_{g_1 g_2}} \delta_{\sigma_1\mu_1 + \sigma_2\mu_2, \sigma_0} K_0 \cdot$$

$$\cdot P_{\sigma_1\sigma_2}^n Q_{\sigma_1\sigma_1}^+ Q_{\sigma_2\sigma_2}^+ \rangle \Psi_0.$$

где  $\Psi_0$  - волновая функция основного состояния,  $n = 1, 2, 3, \dots$  - номер состояния с данным  $K_0$  электрического или магнитного типа. Условие нормировки волновой функции //7// в диагональном по  $K^{K_0}(g_2 g_1 | g_1 g_2)$  приближении имеет вид

$$1 = \langle \Psi_n(K_0 \sigma_0) | \Psi_n(K_0 \sigma_0) \rangle = \sum_{i_0} (R_{i_0}^n)^2 + \sum_{g_1 g_2} 1/2 (1 + \delta_{g_1 g_2}) (P_{g_1 g_2}^n)^2 \{ 1 + 1/2 K^{K_0}(g_2 g_1 | g_1 g_2) \}. \quad /8/$$

Вычислим среднее значение  $H_M$  по состоянию //7// и с помощью вариационного принципа получим уравнения для нахождения энергий  $\eta_n$  и коэффициентов  $R_{i_0}^n$  и  $P_{g_1 g_2}^n$ :

$$(\omega_{g_0} - \eta_n) R_{i_0}^n - \sum_{g_1 \geq g_2} (1 + \delta_{g_1 g_2})^{-1/2} U_{g_1 g_2}(g_0) P_{g_1 g_2}^n \{ 1 + 1/2 K^{K_0}(g_2 g_1 | g_1 g_2) \} = 0. \quad /9/$$

$$(\omega_{g_1} + \omega_{g_2} + \Delta\omega_{g_1 g_2} - \eta_n) P_{g_1 g_2}^n - (1 + \delta_{g_1 g_2})^{-1/2} \sum_{i_0} U_{g_1 g_2}(g_0') R_{i_0}^n = 0. \quad /10/$$

где

$$\Delta\omega_{g_1 g_2} = - \frac{1}{4(1 + \delta_{g_1 g_2})} \sum_{i_3} \left\{ \frac{G(\lambda_1 \mu_1 i_3, g_1)}{\sqrt{Y_{\lambda_1 \mu_1 i_3} Y_{g_1}}} K^{K_0}(g_2 \lambda_1 \mu_1 i_3 | g_1 g_2) + \frac{G(\lambda_2 \mu_2 i_3, g_2)}{\sqrt{Y_{\lambda_2 \mu_2 i_3} Y_{g_2}}} K^{K_0}(\lambda_2 \mu_2 i_3 g_1 | g_1 g_2) \right\}. \quad /11/$$

$$U_{g_1 g_2}(g_0) \{ 1 + 1/2 K^{K_0}(g_2 g_1 | g_1 g_2) \} = \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \delta_{\sigma_1 \mu_1 + \sigma_2 \mu_2, \sigma_0} K_0 \quad /12/$$

$$\langle \Psi_0 | Q_{g_0 \sigma_0} H_{vq} Q_{g_1 \sigma_1}^+ Q_{g_2 \sigma_2}^+ | \Psi_0 \rangle$$

Явный вид функций  $U_{g_1 g_2}(g_0)$  дан в //18//, он совпадает /с точностью до множителя/ в основных членах с выражениями, приведенными в //2,10//.

Найдем  $P_{g_1 g_2}^n$  из уравнения //10//, подставим в уравнение //9// и получим следующее секулярное уравнение для нахождения энергий  $\eta_n$ :

$$\theta(\eta_n) = \det \| (\omega_i - \eta_n) \delta_{ii_0} - \sum_{g_1 \geq g_2} \frac{1}{1 + \delta_{g_1 g_2}} \frac{U_{g_1 g_2}(\lambda \mu i) U_{g_1 g_2}(\lambda \mu i) \{ 1 + 1/2 K^{K_0}(g_2 g_1 | g_1 g_2) \}}{\omega_{g_1} + \omega_{g_2} + \Delta\omega_{g_1 g_2} - \eta_n} \| = 0. \quad /13/$$

В этом случае суммируются диаграммы, приведенные на рис.1. Учет принципа Паули сводится к добавлению к диаграмме а/ диаграмм

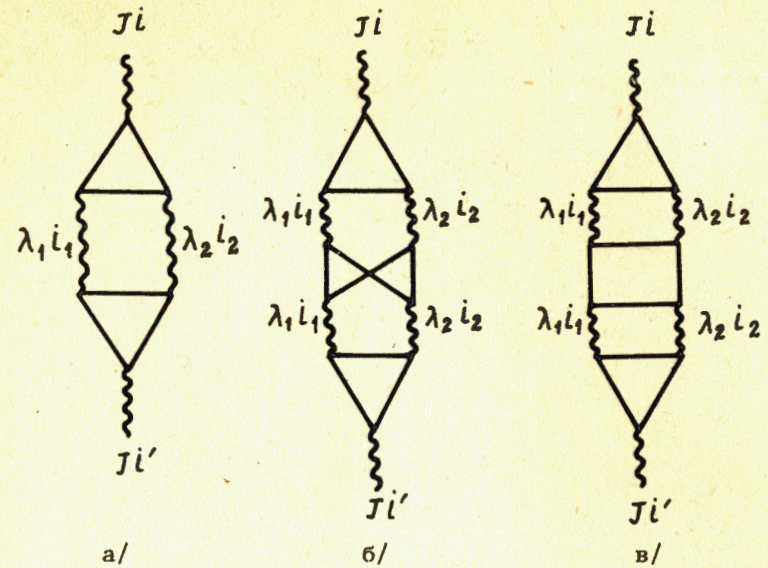


Рис.1. Диаграммы, суммируемые в расчетах. Случай б/ и в/ соответствуют учету принципа Паули. Обозначения: волнистая линия - фотон, сплошная - квазичастица.

б/ и в/. Ранг этого определителя равен числу слагаемых в одно-фононной части волновой функции //7//. Последовательный учет принципа Паули приводит к появлению в секулярном уравнении множителя  $\{ 1 + 1/2 K^{K_0}(g_2 g_1 | g_1 g_2) \}$  и к сдвигу  $\Delta\omega_{g_1 g_2}$  двухфононных полюсов. Если принцип Паули нарушен максимально, то  $K = -2$  и соответствующие члены автоматически исключаются из суммы по  $g_1, g_2$  в уравнении //13//. Сдвиг полюсов  $\Delta\omega_{g_1 g_2}$  оказался большим для двух коллективных низколежащих состояний. Исследования низколежащих состояний, проведенные в //11//, позволили сделать вывод о том, что не должно быть в деформированных ядрах коллективных двухфононных состояний. При  $K = 0$  вышеприведенные функции переходят в ранее полученные выражения для описания ангармоничности вибрационных состояний /см. //1,2//.

Приведенные вероятности для электрических и магнитных переходов запишем в виде

$$W(\lambda; 0^+ \rightarrow I^{\pi f} K_f \pi) = \langle 00\lambda, \mu | I_f K_f \rangle^2 |\langle \Psi_0 | \mathcal{M}(\lambda) | \Psi_n(I_f K_f) \rangle|^2, \quad /14/$$

для основания ротационной полосы  $\Psi_n(I_f K_f)$  совпадает с выражением //7//. Приближенное выражение для оператора  $u$ -перехода имеет вид

$$\mathcal{M}(\lambda) = \sum_{g\rho} L_g(\lambda) (Q_{g\rho}^+ + Q_{g\rho}), \quad /15/$$

где для ЕЛ- и МЛ-переходов:

$$L_{\lambda\mu_i}(E\lambda) = \frac{(2 - \delta_{\mu 0})^{1/2}}{2\sqrt{Y_{\lambda\mu_i}}} \{ e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(\rho) X_M^{\lambda\mu_i}(\rho) Y_p^{\lambda\mu_i} + e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n) X_M^{\lambda\mu_i}(n) \}, \quad /16/$$

$$L_{\lambda\mu_i}(M\lambda) = \frac{(2 - \delta_{\mu 0})^{1/2}}{2\sqrt{Y_{\lambda\mu_i}}} \{ X_s^{-LM_i}(\rho) Y_p^{LM_i} + X_s^{-LM_i}(n) \}. \quad /17/$$

Здесь

$$\tilde{X}_s^{LM_i}(r) = 2 \sum_{ss'} \frac{\tilde{f}^{-LM}(ss') \tilde{f}^{LM}(ss') (u_{ss'})^2 \epsilon(ss')}{\epsilon^2(ss') - \omega_{LM_i}^2}, \quad /18/$$

$$\tilde{f}^{LM}(ss') = \langle s\rho | R_{L-1} \tilde{Y}_{LM}(\theta\phi) | s' \pm \rho \rangle, \quad /19/$$

$$\tilde{Y}_{LM}(\theta\phi) = \frac{e}{4m} [L(2L+1)]^{1/2} [g_s(r) (\tilde{\sigma} \tilde{Y}_{L-1}(\theta\phi))_{LM} + \frac{4g_\ell(r)}{L+1} (\tilde{Y}_{L-1}(\theta\phi))_{LM}]. \quad /20/$$

Здесь использованы обозначения:  $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(r)$  - эффективный заряд,  $r = n$  или  $\rho$ ,  $\tilde{\ell}$  - оператор орбитального момента нуклона,  $g_s(r)$ ,  $g_\ell(r)$  - спиновый и орбитальный гироманнитный факторы нуклона. Воспользуемся методом силовых функций и запишем

$$b(\lambda, \eta) = \sum_n \rho_\Delta (\eta - \eta_n) B(\lambda; n), \quad /21/$$

где весовая функция

$$\rho_\Delta (\eta - \eta_n) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_n)^2 + \Delta^2/4}, \quad /22/$$

энергетический интервал усреднения  $\Delta$  определяет способ представления результатов вычислений. Проводя преобразования как в /16/, для RPA-решений получим следующие выражения для силовых функций ЕЛ- и МЛ-переходов:

$$b(E\lambda, \omega) = \frac{1}{\pi} (2 - \delta_{\mu 0}) \langle 00\lambda\mu | I_f K_f \rangle^2 \times \left. \begin{aligned} & (e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n))^2 X_M^g(n) + (e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(\rho))^2 X_M^g(\rho) X_M^g(\rho) - \\ & - X_M^g(n) X_M^g(\rho) [\kappa_0^\lambda (e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(\rho) - e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n))^2 + \kappa_1^\lambda (e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(\rho) + e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n))^2] \end{aligned} \right\} \omega \rightarrow \omega + i \frac{\Delta}{2} \quad /23/$$

$$b(M\lambda, \omega) = \frac{1}{\pi} (2 - \delta_{\mu 0}) \langle 00\lambda\mu | I_f K_f \rangle^2 \times \left. \begin{aligned} & (\tilde{X}_s^g(n))^2 (\kappa_0^L + \kappa_1^L - 4\kappa_0^L \kappa_1^L X_s^g(\rho)) + \\ & \times \left\{ \text{Im} \left[ \frac{+ (\tilde{X}_s^g(\rho))^2 (\kappa_0^L + \kappa_1^L - 4\kappa_0^L \kappa_1^L X_s^g(n)) + 2\tilde{X}_s^g(n) \tilde{X}_s^g(\rho) (\kappa_0^L - \kappa_1^L)}{1 - (\kappa_0^L + \kappa_1^L) (X_s^g(n) + X_s^g(\rho)) + 4\kappa_0^L \kappa_1^L X_s^g(n) X_s^g(\rho)} \right] \omega \rightarrow \omega + i \frac{\Delta}{2} \right. \\ & \left. + \frac{\Delta}{2} \sum_{qq'} (\tilde{f}^g(qq'))^2 \left[ \frac{1}{(\omega - \epsilon(qq'))^2 + (\Delta/2)^2} - \frac{1}{(\omega + \epsilon(qq'))^2 + (\Delta/2)^2} \right] \right\}. \end{aligned} \right\} \quad /24/$$

Силовые функции для ЕЛ- и МЛ-возбуждений состояний, описываемых волновыми функциями /7/, имеют вид

$$b(\lambda; \eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \frac{1}{\theta(\eta)} \begin{vmatrix} 0 & L_g(\lambda) \\ L_g(\lambda) & \|\theta(\eta)\| \end{vmatrix} \right\} \eta \rightarrow \eta + i \frac{\Delta}{2} \quad /25/$$

Здесь  $\theta(\eta)$  - определитель матрицы  $\|\theta(\eta)\|$ , вид которой представлен в /13/. Размерность этой матрицы равна числу однофоновых членов в волновой функции /7/. Числителем /25/ является определитель окаймленной матрицы, размерность которой соответственно на единицу больше размерности  $\theta(\eta)$ .

### 3. ВЛИЯНИЕ АНГАРМОНИЧНОСТИ И УЧЕТА ПРИНЦИПА ПАУЛИ НА РАДИАЦИОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ

Изложим детали численных расчетов. Параметры потенциала Саксона-Вудса взяты такими же, как в /6/. В настоящих расчетах число одночастичных состояний незначительно отличалось от учитываемых в /6/. Поэтому константы спаривания и константы мультиполь-мультипольных взаимодействий близки к используемым в /6/. Магнитные дипольные константы взяты равными

$$\kappa_0 = 0, \quad \kappa_1 = -28/A \text{ МэВ}. \quad /26/$$

В двухфоновых частях волновой функции /7/ используются мультипольные фононы с  $\lambda < 4$ . Для каждой мультипольности учитываются коллективные и слабоколлективные фононы.

Проведем сравнение результатов вычислений силовых функций Е1- и М1-переходов из основных состояний на возбужденные состояния в энергетическом интервале 5-10 МэВ в RPA-приближении и с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами.

В случае Е1-переходов расчеты выполнены в RPA по формуле /23/ с полным числом однофоновых состояний с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$  и с ограниченным, включающим ~20 наиболее коллективных в рассматриваемом энергетическом интервале однофоновых состояний для каждого значения К. Ограничение числа однофоновых состояний в однофоновых частях волновой функции /7/ связано с трудностями расчетов силовых функций по формуле /25/. Отметим, что нет

такого ограничения на число двухфононных слагаемых в волновой функции /7/. Расчеты силовых функций  $b(E1; \eta)$  по формуле /25/ выполнены с учетом принципа Паули и без его точного учета, когда в /13/ положено  $K^{K_0} = 0$   $\Delta\omega_{g_1 g_2} = 0$ . Эти расчеты и RPA-расчеты выполнены с учетом 20 наиболее коллективных однофононных состояний с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$ , входящих в однофононную часть волновой функции /7/.

Результаты вычислений силовых функций  $b(E1; \eta)$  для переходов на состояния с  $I^\pi K = 1^-0$  и  $1^-1$  и их суммы для  $^{158}\text{Gd}$  с  $\Delta = 0,4$  МэВ представлены на рис.2. При энергии 9 МэВ имеется подструктура, которая расположена на хвосте гигантского дипольного резонанса. Силовые функции RPA-расчетов с полным числом однофононных состояний лежат выше силовых функций, рассчитанных с 20  $K^\pi = 0^-$  и с 20  $K^\pi = 1^-$  - однофононными состояниями. Величина

$E = 10$  МэВ

$$\int_{E=5 \text{ МэВ}}^E b(E1; \eta) d\eta$$

/27/

для полного базиса в 1,4 раза больше, чем для ограниченного. Из рис.2 видно, что учет фрагментации однофононных состояний из-за их связи с двухфононными состояниями оказывает небольшое влияние на радиационные E1 силовые функции. Наибольший эффект имеет место для состояний с  $I^\pi K = 1^-0$  в интервале /8,5-9,0/ МэВ, где он составляет около 30%.

На рис.2 видно, что расчеты, в которых строго и приближенно учитывают принцип Паули, в двухфононных слагаемых /7/ дают близкие значения силовых функций. Если в формуле /13/ сдвиг  $\Delta\omega_{g_1 g_2}$  положить равным нулю, но оставить  $K^{K_0} \neq 0$ , то полученные кривые практически совпадают с кривыми, для которых  $\Delta\omega_{g_1 g_2} \neq 0$ . Результаты расчетов  $b(E1; \eta)$  без учета принципа Паули свидетельствуют о сравнительно небольшом влиянии ангармоничности, что согласуется с ранее полученными результатами /19,20/.

Силовые функции M1 переходов в  $^{158}\text{Gd}$  на состояния с  $I^\pi K = 1^+0$  и  $1^+1$  и их сумма даны на рис.3. В деформированных ядрах сила M1-резонанса распределена в широком энергетическом интервале /7/, включающем интересующую нас область 5-10 МэВ. В этой области сконцентрировано 25% от модельной суммы. Расчеты RPA выполнены с полным набором магнитных дипольных однофононных состояний и с 20 наиболее коллективными из них. Разница между этими случаями для M1-переходов меньше, чем для E1-переходов. Из рис.3 видно, что фрагментация однофононных состояний вследствие связи с двухфононными состояниями оказывает слабое влияние на M1-силовые функции для энергий возбуждения до 10 МэВ. Влияние точного учета принципа Паули в двухфононных членах волновой функции также невелико.

Сходные результаты получены для других четно-четных деформированных ядер. Фрагментация однофононных состояний из-за связи

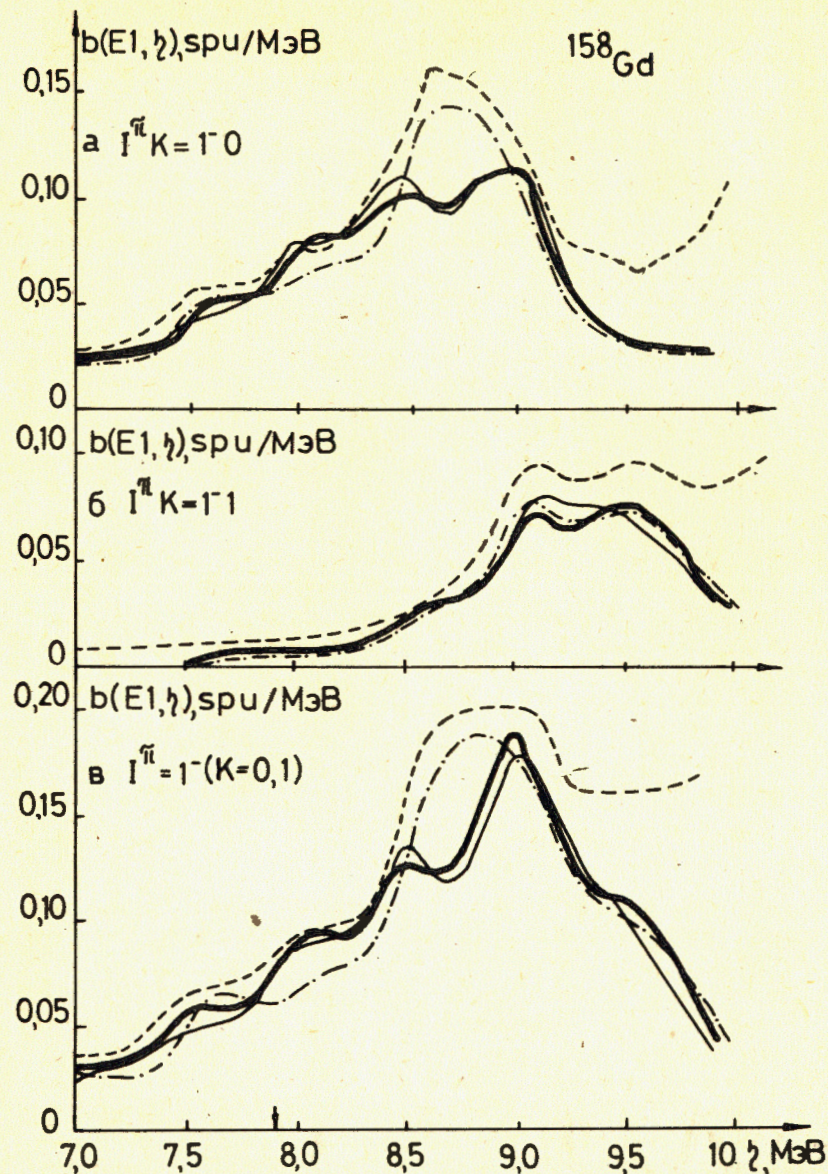


Рис.2. Силовые функции  $b(E1, \eta)$  для E1-переходов из основного состояния в состояния с  $I^\pi = 1^-$  в  $^{158}\text{Gd}$ : а/ переходы в состояния с  $K=0$ , б/ переходы в состояния с  $K=1$ , в/ переходы в состояния с  $K=0$  и  $K=1$ . Обозначения: штриховая линия - RPA-расчеты с учетом всех однофононных состояний; штрих-пунктирная линия - RPA-расчеты с ограниченным базисом; толстая сплошная линия - расчеты с учетом взаимодействия квазичастиц и фононов с ограниченным базисом; тонкая сплошная линия - расчеты с ограниченным базисом без учета принципа Паули в двухфононных компонентах волновой функции /7/.

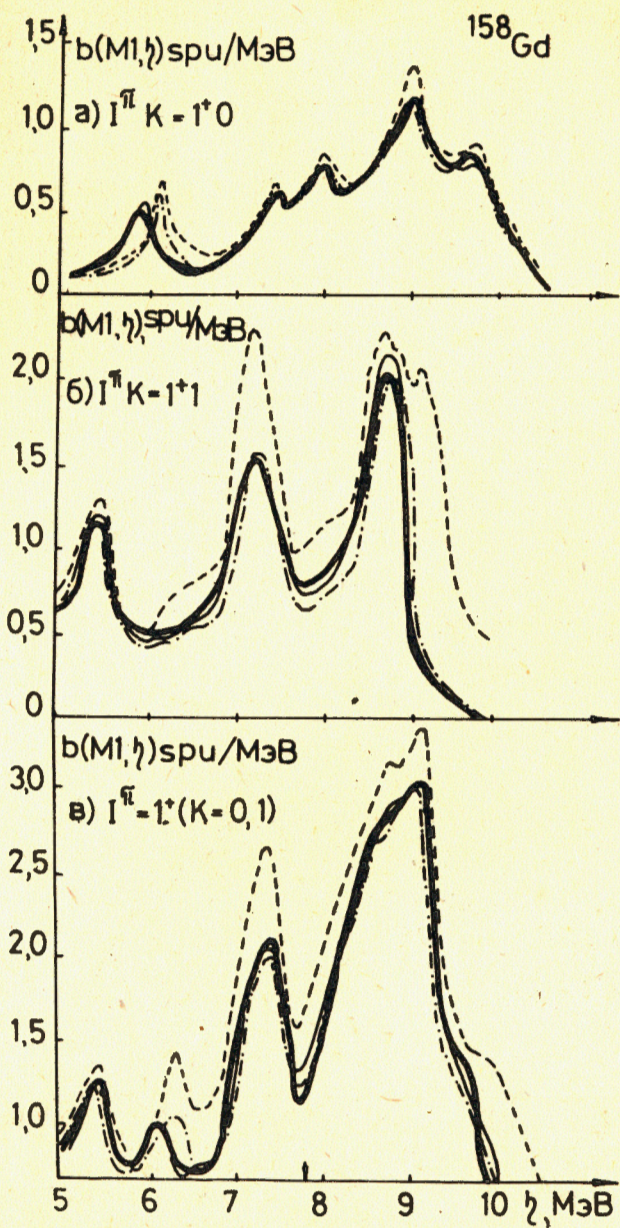


Рис.3. Силовые функции  $b(M1, \eta)$  для M1-переходов из основного состояния в состояния с  $I^\pi = 1^+$  в  $^{158}\text{Gd}$ . Обозначения даны на рис.2.

с двухфоновными оказывает сравнительно небольшое влияние на E1- и M1-радиационные силовые функции. Это связано с тем, что фрагментация одночастичных состояний вследствие деформации оказалась более сильной, чем фрагментация вследствие взаимодействия квазичастиц с фононами. На основании проведенных исследований можно сделать вывод о том, что E1- и M1-силовые функции для возбуждения состояний с энергией 5-10 МэВ можно вычислять в рамках RPA с учетом всех однофоновных состояний в рассматриваемом энергетическом интервале.

Приведем, для полноты, результаты изучения влияния взаимодействия квазичастиц с фононами на возбуждение гигантских дипольных резонансов в деформированных ядрах. Вычисление силовых функций  $b(E1; \eta)$  выполнено по формуле /25/ без учета принципа Паули, т.е. в /13/ положено  $K^{K_0} = 0$  и  $\Delta\omega_{g_1 g_2} = 0$ . Результаты расчетов для  $^{176}\text{Hf}$  с  $\Delta = 0,1 \text{ МэВ}^{1/3}$  приведены на рис.4. Здесь

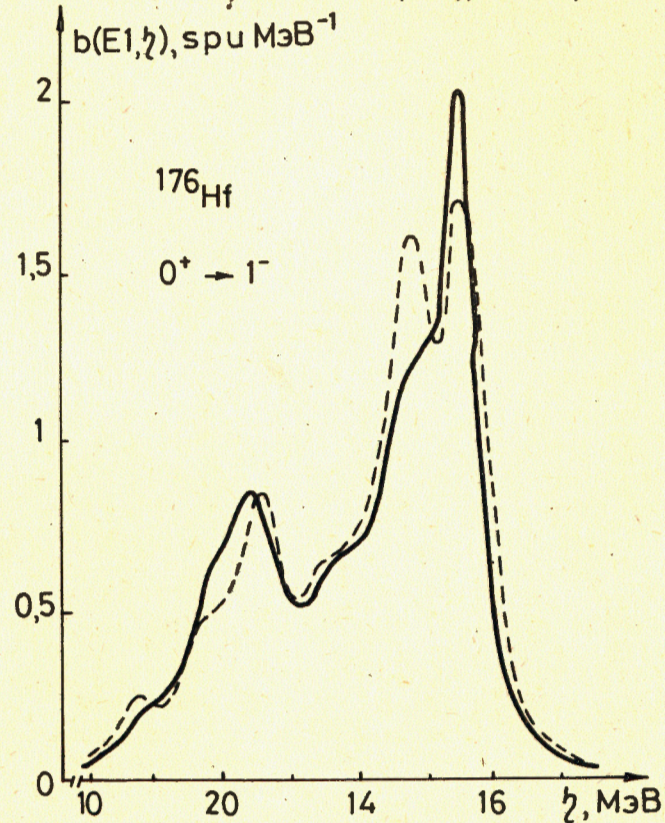


Рис.4. Силовая функция  $b(E1, \eta)$  для возбуждения гигантского дипольного изовекторного резонанса в  $^{176}\text{Hf}$ . Обозначения: сплошная линия - расчет с учетом ангармоничности; штриховая линия - RPA-расчет.

также даны результаты RPA-расчетов по формуле /23/. Сравнение двух кривых свидетельствует о слабом влиянии фрагментации одно-фононных состояний /ангармоничности/ на форму силовой функции в области гигантского электрического дипольного резонанса.

#### 4. АНАЛИЗ E1- и M1-СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ

Приведем результаты вычислений E1-и M1-силовых функций для переходов из основных состояний на возбужденные состояния, лежащие вблизи энергии связи нейтрона  $B_n$ . Используем следующие общепринятые /21/ выражения для характеристики E1-и M1-переходов:

$$K_{E1} = \frac{\sum_{n \in \Delta_\gamma} \Gamma_\gamma(E1; \eta_n)}{E^3 A^{2/3} \Delta_\gamma} \text{ МэВ}^{-3} \quad /28/$$

$$K_{M1} = \frac{\sum_{n \in \Delta_\gamma} \Gamma(M1; \eta_n)}{E^3 \Delta_\gamma} \text{ МэВ}^{-3} \quad /29/$$

$$\bar{\Gamma}_{E1} = \sum_{n \in \Delta_\gamma} \Gamma(E1; \eta_n) / \Delta_\gamma = 0,35 / \Delta_\gamma \int_{E-\Delta_\gamma/2}^{E+\Delta_\gamma/2} b(E1; \eta) \eta^3 d\eta, \text{ эВ} \quad /30/$$

$$\bar{\Gamma}_{M1} = \sum_{n \in \Delta_\gamma} \Gamma(M1; \eta_n) / \Delta_\gamma = 0,39 \cdot 10^{-2} / \Delta_\gamma \int_{E-\Delta_\gamma/2}^{E+\Delta_\gamma/2} b(M1; \eta) \eta^3 d\eta, \text{ эВ} \quad /31/$$

где  $b(E1; \eta)$  определяется формулами /23/ и /25/,  $b(M1; \eta)$  - формулами /24/ и /25/. В формулах /28/, /29/ вместо  $\langle \Gamma \rangle / D$  берем

суммарное значение  $\frac{1}{\Delta_\gamma} \sum \Gamma$  в энергетическом интервале  $\Delta_\gamma$ .

Результаты расчетов  $k_{E1}$ ,  $k_{M1}$  - величин и отношений  $\bar{\Gamma}_{E1} / \bar{\Gamma}_{M1}$  с  $\Delta_\gamma = 0,4$  МэВ представлены в таблице. Изменение интервала суммирования  $\Delta_\gamma$  от 0,2 МэВ до 1 МэВ около энергии связи нейтрона  $B_n$  в одних ядрах слабо меняет  $k_{E1}$ -и  $k_{M1}$ -величины, в других ядрах - сильнее /на фактор  $\leq 2$ /. Расчеты E1-радиационных силовых функций выполнены в области хвоста гигантского дипольного резонанса, в котором содержится примерно 3% модельной суммы. Из таблицы видно, что согласно нашим расчетам для ядер редкоземельной области  $k_{E1} = 6 \cdot 10^{-9}$  МэВ<sup>-3</sup>, что примерно в 2 раза больше среднего значения /14/  $k_{E1} = 2,9 \pm 0,3 \cdot 10^{-9}$  МэВ<sup>-3</sup>. Для некоторых ядер рассчитанное значение близко к экспериментальному, например, согласно /22/ для <sup>178</sup>Nf экспериментальное значение  $k_{E1} = 15,8 \pm 1,3 \cdot 10^{-9}$  МэВ<sup>-3</sup> близко к рассчитанному. Для ядер в области актиноидов рассчитанные значения  $k_{E1} = 13 \pm 4 \cdot 10^{-9}$  МэВ<sup>-3</sup> близки к экспериментальным. Рассчитанные значения  $k_{M1}$  изменяются от  $8 \cdot 10^{-9}$  до  $26 \cdot 10^{-9}$  МэВ<sup>-3</sup>, что меньше среднего значения  $k_{M1} =$

Таблица

Силовые функции для E1- и M1-переходов

Ядро	$B_n$ , МэВ	$k_{E1} \cdot 10^9$ , МэВ <sup>-3</sup>	$k_{M1} \cdot 10^9$ , МэВ <sup>-3</sup>	$\bar{\Gamma}_{E1} / \bar{\Gamma}_{M1}$
<sup>156</sup> Gd	8,5	8,4	20	13
<sup>158</sup> Gd	7,9	5	8,6	17
<sup>160</sup> Dy	8,6	11	26	13
<sup>162</sup> Dy	8,2	7	22	10
<sup>164</sup> Dy	7,7	7	10	20
<sup>166</sup> Er	8,5	7,6	20	12
<sup>168</sup> Er	7,8	5,6	9,4	18
<sup>172</sup> Yb	8,1	5	13	14
<sup>174</sup> Yb	7,4	5,4	14	12
<sup>176</sup> Hf	8,1	5	15,5	10
<sup>232</sup> Th	6,4	4	13	12
<sup>236</sup> U	6,5	4	13	12
<sup>238</sup> U	6,04	3	8	15

$= 30 \pm 4 \cdot 10^{-9}$  МэВ<sup>-3</sup>, данного в /14/. Большое значение  $k_{M1}$ , соответствующее 1,4 одночастичных единиц, указывает на то, что недалеко от энергии связи нейтрона  $B_n$  находится максимум M1 гигантского резонанса. Более сильное изменение рассчитанных  $k_{M1}$ -величин при переходе от одного ядра к другому не противоречит систематизированным в /14/ экспериментальным данным. Из таблицы видно, что отношение  $\bar{\Gamma}_{E1} / \bar{\Gamma}_{M1}$  меняется от 10 до 20.

В настоящих расчетах мы не претендуем на правильность описания тонкой структуры радиационных силовых функций, поэтому в таблице проведено усреднение по  $\Delta_\gamma = 0,4$  МэВ. Однако в рассчитанных радиационных силовых функциях имеется тонкая структура, пример которой дан на рис.5, где рассчитана функция  $b(E1; \eta)$  для <sup>238</sup>U с  $\Delta = \Delta_\gamma = 0,01$  МэВ. В сечении реакции <sup>238</sup>U( $\gamma, n$ ) <sup>237</sup>U /21/ и в фотоделении <sup>238</sup>U /23/ наблюдается пик при энергии 6,2 МэВ шириной около 0,3 МэВ. Эту нерегулярность в поведении радиационной силовой функции пытались в /24/ объяснить увеличением при этой энергии плотности двухквaziчастичных 1<sup>-</sup> состояний.



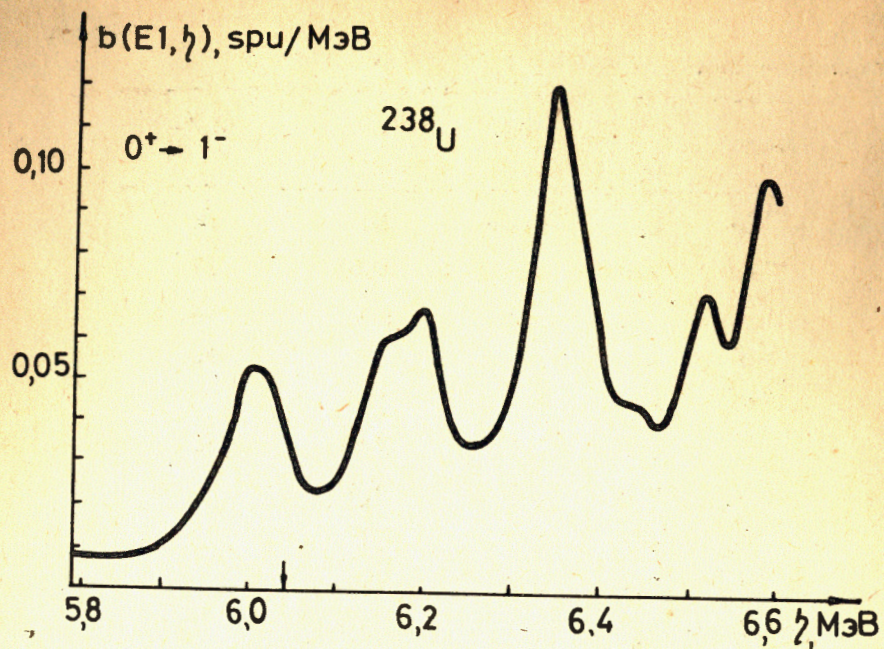


Рис.5. Тонкая структура радиационной силовой функции  $b(E1, \eta)$  в  $^{238}\text{U}$ . Расчет в RPA с  $\Delta = \Delta_\gamma = 0,01$  МэВ.

Согласно нашим результатам, представленным на рис.5, имеются подструктуры в  $b(E1; \eta)$  при энергиях 6,0, 6,2 и 6,35 МэВ. Они указывают на то, что могут быть нерегулярности в зависимости  $b(E1; \eta)$  от энергии  $\eta$ , которые наблюдаются экспериментально.

В заключение отметим, что рассчитанные в приближении хаотических фаз радиационные силовые функции четно-четных деформированных ядер для  $E1$ -и  $M1$ -переходов на состояния, лежащие в районе энергий связи нейтрона  $B_n$ , неплохо описывают соответствующие экспериментальные данные.

Один из нас /В.Г.Соловьев/ благодарит проф. Р.Криена за плодотворное обсуждение вопросов, связанных с дипольными силовыми функциями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 580; Soloviev V.G. Nucleonica, 1978, v. 23, p. 1149.
2. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971, /перевод на англ. яз.: Theory of Complex Nuclei, Pergamon Press, Oxford, 1976).

3. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. "Наука", М., 1974.
4. Soloviev V.G. At.En.Rev., 1965, vol. 3, p. 117.
5. Иванова С.П. и др. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 1209.
6. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 301.
7. Нестеренко В.О. ОИЯИ, Р4-12490, Дубна, 1979.
8. Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 151; ОИЯИ, Р4-83-724, Е4-83-754, Дубна, 1983.
9. Soloviev V.G., Malov L.A. Nucl.Phys., 1972, vol. A196, p.433.
10. Джолос Р.В., Молина Х.Л., Соловьев В.Г. ТМФ, 1979, т. 40, с. 245; Jolos R.V., Molina J.L., Soloviev V.G. Z.Phys.A - Atoms and Nuclei, 1980, vol. 295, p. 147.
11. Soloviev V.G., Shirikova N.Yu. Z.Phys.A - Atoms and Nuclei, 1981, vol. 301, p. 263; ЯФ, 1982, т. 36, с. 1376.
12. Soloviev V.G., Nesterenko V.O., Bastrukov S.I. Z.Phys.A - Atoms and Nuclei, 1983, vol. 309, p. 353.
13. Китипова В., Малов Л.А., Ширикова Н.Ю. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, т. 44, с. 1915.
14. Mc Cullagh C.M., Stelts M.L., Chrien R.E. Phys.Rev., 1981, vol. C23, p. 1394.
15. Allen B.J., de Musgrove A.R. Adv. in Nucl.Phys., 1978, vol. 10, p. 129.
16. Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, т. 14, с. 1380.
17. Соловьев В.Г. ТМФ, 1982, т. 53, с. 399.
18. Мелиев Ф., Ширикова Н.Ю. ОИЯИ, Р4-83-814, Дубна, 1983.
19. Китипова В. ЯФ, 1982, т. 36, с. 597.
20. Кырчев Г. Малов Л.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, т. 43, с. 107.
21. Bartholomew G.A. et al. Adv. in Nucl.Phys., 1973, vol.7, p. 229.
22. Stefanon M., Corvi F. Nucl.Phys., 1977, vol. A281, p. 240.
23. Dickey P.A., Axel P. Phys.Rev.Lett., 1975, vol. 35, p. 501.
24. Воронов В.В., Соловьев В.Г. Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 84.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 июня 1984 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Малов Л.А., Мелиев Ф.М., Соловьев В.Г.  
Описание радиационных силовых функций в деформированных ядрах

P4-84-399

В рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитаны радиационные силовые функции  $E1$ - и  $M1$ -переходов из основных состояний четно-четных деформированных ядер на состояния вблизи энергии связи нейтрона  $B_n$ , волновые функции которых состоят из однофононных и двухфононных компонент. Расчеты выполнены с учетом и без учета принципа Паули в двухфононных компонентах волновых функций. Показано, что влияние двухфононных компонент волновых функций на радиационные  $E1$ - и  $M1$ -силовые функции, а также на ширины гигантских дипольных резонансов в деформированных ядрах сравнительно невелико и можно их вычислять в приближении хаотических фаз. Расчитаны  $k_{E1}$ - и  $k_{M1}$ -величины для ряда деформированных ядер редкоземельной области и области актиноидов. Расчитанные значения  $k_{E1}$  в 1,5-2 раза больше, а  $k_{M1}$  несколько меньше средних значений, полученных в [14] из анализа имеющихся экспериментальных данных.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Malov L.A., Meliev F.M., Soloviev V.G.  
Description of Radiative Strength Functions in Deformed Nuclei

P4-84-399

Radiative strength functions of  $E1$ - and  $M1$ -transitions from ground states of doubly even deformed nuclei to states near the neutron binding energy  $B_n$ , the wave functions of which include one- and two-phonon components, are calculated within the quasiparticle-phonon nuclear model. The calculations were made with the Pauli principle being or not included in the two-phonon components of the wave functions. It is shown that the radiative  $E1$ - and  $M1$ -strength functions as well as the widths of giant dipole resonances in deformed nuclei are slightly influenced by the two-phonon components of the wave functions and they can be calculated in the random phase approximation. The  $k_{E1}$  and  $k_{M1}$ -values are calculated for some deformed nuclei of the rare-earth and actinide region. The calculated values of  $k_{E1}$  are 1.5-2 times larger and the values of  $k_{M1}$  are somewhat less than the average values obtained in ref. [14] from the analysis of available experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1984