

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

4889/82

P4-82-496

И.Н.Михайлов, Р.Г.Назмитдинов*, С.Н.Федоткин**

**СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ
ИЗОВЕКТОРНЫХ ДИПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДРАХ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* НИИФ Ташкентского государственного университета.

** ИЯИ АН УССР, Киев.

1982

Для анализа наблюдаемых в экспериментах с тяжелыми ионами спектров каскадного девозбуждения быстровращающихся атомных ядер необходимо знать общие закономерности изменения спектральной интенсивности γ -переходов. Последние экспериментальные данные по измерению спектра γ -квантов при высоких спинах свидетельствуют о существенной роли гигантского дипольного резонанса /ГДР/ на начальных этапах процесса девозбуждения атомных ядер, полученных в (HI, xn) -реакциях /1/.

Простая модель ГДР быстровращающихся атомных ядер была рассмотрена в работе /2/. Схематизируя представления о свойствах среднего поля, в такой модели можно получить качественные оценки изменения ГДР при быстром вращении. Естественно провести расчеты в более реалистических моделях. Кроме того, в реальных условиях эксперимента измеряют усредненные величины, для описания которых можно использовать статистический подход. При этом для взаимосогласованного анализа данных желательно иметь единую модель как для описания характеристик ираст-полосы, так и для изучения γ -переходов над ираст-полосой. В работе /3/ была сформулирована модель, позволяющая анализировать в рамках статистического подхода состояния быстровращающихся ядер, связанные между собой $E2$ -переходами. В данной работе в рамках аналогичного подхода мы хотим рассмотреть свойства различных ветвей ГДР в быстровращающихся атомных ядрах.

I. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

§1. Вывод секулярных уравнений

Гамильтониан, описывающий ГДР во вращающемся ядре, запишем в виде

$$\hat{H} = \hat{R} + \hat{H}_{int} , \quad //$$

$$\hat{R} = \hat{H}_0 - \Omega \hat{J}_x . \quad //1a/$$

$$\hat{H}_{int} = - \frac{\kappa}{2} \sum_m (-1)^m \hat{F}_{1m} \hat{F}_{1-m} . \quad //16/$$

Здесь \hat{H}_0 - одночастичный гамильтониан,

$$\hat{F}_{1m} = \frac{Z}{A} \hat{F}_{1m}^{(n)} - \frac{N}{A} \hat{F}_{1m}^{(p)} .$$



$$\hat{\mathcal{F}}_{1m}^{(r)} = \sum_{k=1}^{N_r} \hat{\Gamma}_k Y_{1m}(\theta_r^k) \quad (r = n, p), \quad /2/$$

κ - силовая константа остаточного взаимодействия, Ω - угловая скорость вращения. Остаточное взаимодействие /16/ описывает колебания протонов относительно нейтронов, генерируя ГДР /см., например, /4/. Мы не будем включать в рассмотрение силы спаривания, роль которых в формировании ГДР невелика при любых спинах, а влияние на характеристики среднего поля несущественно при угловых моментах $I \geq 25-30\hbar$.

Гамильтониан /1/ можно привести к виду

$$\hat{H} = \hat{H}_\Omega + \hat{H}^{(+)} + \hat{H}^{(-)}, \quad /3/$$

где

$$\hat{H}^{(+)} = -\frac{\kappa}{2} \hat{Q}_1^{(+)^2}, \quad /3a/$$

$$\hat{H}^{(-)} = -\frac{\kappa}{2} (\hat{Q}_0^{(-)^2} + \hat{Q}_1^{(-)^2}), \quad /36/$$

и

$$\hat{Q}_0^{(-)} = \hat{\mathcal{F}}_{10},$$

$$\hat{Q}_1^{(-)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{\mathcal{F}}_{11} + \hat{\mathcal{F}}_{1-1}), \quad /4/$$

$$\hat{Q}_1^{(+)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{\mathcal{F}}_{11} - \hat{\mathcal{F}}_{1-1}).$$

Знак σ /сигнатура/ у оператора $\hat{Q}_\nu^{(\sigma)}$ указывает на трансформационные свойства этих операторов при повороте на угол π вокруг оси x :

$$e^{i\pi \hat{J}_x} \hat{Q}_\nu^{(\sigma)} e^{-i\pi \hat{J}_x} = \sigma \hat{Q}_\nu^{(\sigma)}. \quad /5/$$

В качестве базисных одночастичных функций выберем функции, для которых ось x является осью квантования, тогда $\hat{J}_x |m\rangle = m |m\rangle$. В этом представлении

$$e^{i\pi \hat{J}_x} |m\rangle = e^{i\pi m} |m\rangle = i^\sigma |m\rangle. \quad /6/$$

Состояния с $m=1/2, 5/2, 9/2, \dots$ в дальнейшем обозначим $|k\rangle$, а с $m=3/2, 7/2, \dots$ - $|\bar{k}\rangle$. Операторы в выбранном представлении можно записать в следующем виде:

$$\hat{H}_\Omega = \sum_{ke} (\xi_{ke} c_k^+ c_e + \xi_{\bar{k}\bar{e}} c_{\bar{k}}^+ c_{\bar{e}}) - \Omega \hat{J}_x,$$

$$\hat{Q}_0^{(-)} = \sum_{ke} q_{0ke}^{(-)} (c_k^+ c_e - c_e^+ c_k),$$

$$\hat{Q}_1^{(-)} = i \sum_{ke} q_{1ke}^{(-)} (c_k^+ c_e + c_e^+ c_k), \quad /7/$$

$$\hat{Q}_1^{(+)} = \sum_{ke} q_{1ke}^{(+)} (c_k^+ c_e + c_e^+ c_k),$$

$$\hat{J}_x = \sum_k m_k (c_k^+ c_k - c_{\bar{k}}^+ c_{\bar{k}}).$$

В приближении самосогласованного поля одночастичный гамильтониан запишем в виде

$$\hat{H}_\Omega = \sum_k \xi_k c_k^+ c_k + \xi_{\bar{k}} c_{\bar{k}}^+ c_{\bar{k}}, \quad /8/$$

где среднее поле "нагретого" ядра определяется из вариационного принципа /3/

$$\delta \langle 0 | \hat{H} | 0 \rangle = \delta \frac{\text{Sp} \{ e^{-\frac{\hat{H}_\Omega}{T}} \hat{H}_\Omega \}}{\text{Sp} \{ e^{-\frac{\hat{H}_\Omega}{T}} \}}, \quad /9/$$

а энергии - из уравнения

$$\xi_k = \frac{\partial \langle 0 | \hat{H} - \lambda \hat{N} | 0 \rangle}{\partial \bar{n}_k} = \xi_{k\bar{k}} - \lambda - \Omega J_{kk}^x. \quad /10/$$

Выражение для $\xi_{\bar{k}}$ отличается заменой индексов $k \rightarrow \bar{k}$, а числа заполнения \bar{n}_k имеют вид

$$\bar{n}_k = \langle 0 | c_k^+ c_k | 0 \rangle = \delta_{kk} = \frac{1}{\exp \frac{\xi_k}{T} + 1}. \quad /11/$$

Анализ свойств когерентных возбуждений мы будем проводить в рамках температурного приближения случайных фаз /ПСФ/, сформулированного в /3/.

Введем эрмитовские операторы обобщенных координат \hat{X}_λ и импульсов \hat{P}_λ , удовлетворяющие уравнениям движения

$$[\hat{X}_\lambda, \hat{H}] = i\omega_\lambda \hat{P}_\lambda; [\hat{P}_\lambda, \hat{H}] = -i\omega_\lambda \hat{X}_\lambda; [\hat{X}_\lambda, \hat{P}_\lambda] = i\delta_{\lambda\lambda}. \quad /12/$$

Так как гамильтониан взаимодействия разделяется на части, обладающие различной симметрией по отношению к повороту на π вокруг оси x , то в ПСФ проблема его диагонализации разбивается на две независимые задачи.

1. Диагонализация $\hat{H}_\Omega + \hat{H}^{(+)}$

Запишем операторы \hat{P}_λ и \hat{X}_λ в виде

$$\hat{P}_\lambda = i \sum_{k>e} \{ P_{ke}^\lambda (c_k^+ c_e - c_e^+ c_k) + P_{\bar{k}\bar{e}}^\lambda (c_{\bar{k}}^+ c_{\bar{e}} - c_{\bar{e}}^+ c_{\bar{k}}) \}, \quad /13/$$

$$\hat{X}_\lambda = \sum_{k>e} \{ X_{ke}^\lambda (c_k^+ c_e + c_e^+ c_k) + X_{\bar{k}\bar{e}}^\lambda (c_{\bar{k}}^+ c_{\bar{e}} + c_{\bar{e}}^+ c_{\bar{k}}) \}.$$

Уравнения /12/ приводят к секулярному уравнению для фононов положительной сигнатуры

$$F^{(+)}(\omega) = S^{(+)} + \frac{1}{2\kappa} = 0, \quad /14/$$

где

$$S^{(+)} = \frac{Z^2}{A^2} S_{1n}^{(+)} + \frac{N^2}{A^2} S_{1p}^{(+)}, \quad /14a/$$

$$S_{1r}^{(+)} = \sum_{k>e} \left\{ \frac{\omega_{ke}}{\omega_{ke}^2 - \omega^2} q_{1ke}^{(+)} (\bar{n}_e - \bar{n}_k) + \frac{\omega_{\bar{k}\bar{e}}}{\omega_{\bar{k}\bar{e}}^2 - \omega^2} q_{1\bar{k}\bar{e}}^{(+)} (\bar{n}_{\bar{e}} - \bar{n}_{\bar{k}}) \right\}. \quad /14b/$$

Здесь $\omega_{ke} = \xi_k - \xi_e$, а матричный элемент q_{1ke}^+ обладает свойством симметрии $q_{1ke}^{(+)} = -q_{1ek}^{(+)}$.

2. Диагонализация $\hat{H}_\Omega + H^{(-)}$

В результате решения уравнений /12/ для операторов \hat{X}_λ и \hat{P}_λ :

$$\hat{P}_\lambda = i \sum_{ke} P_{ke}^\lambda (c_k^+ c_e - c_e^+ c_k), \quad /15/$$

$$\hat{X}_\lambda = \sum_{ke} X_{ke}^\lambda (c_k^+ c_e + c_e^+ c_k),$$

получим секулярное уравнение для фононов отрицательной сигнатуры:

$$F^{(-)}(\omega) = \begin{vmatrix} S_{00} + 1/2\kappa & \omega S_{01} \\ \omega S_{01} & S_{11} + 1/2\kappa \end{vmatrix} = 0, \quad /16/$$

где

$$S_{ij} = \frac{Z^2}{A^2} S_{ij}^{(n)} + \frac{N^2}{A^2} S_{ij}^{(p)}, \quad i, j = 1, 2.$$

Величины $S_{ij}^{(r)}$ определяются формулами

$$S_{ii}^{(r)} = \sum_{ke} \frac{N_r}{\omega_{ke}^2 - \omega^2} (\omega_{ke})^2 (q_{1ke}^r)^2 (\bar{n}_e - \bar{n}_k),$$

$$S_{ij}^{(r)} = \sum_{ke} \frac{N_r}{\omega_{ke}^2 - \omega^2} q_{1ke}^i q_{1ke}^j (\bar{n}_e - \bar{n}_k) \quad (i \neq j), \quad /17/$$

здесь

$$\omega_{ke} = \xi_k - \xi_e, \quad q_{1ke}^{(-)} = q_{1ek}^{(-)}, \quad q_{0ke}^{(-)} = -q_{0ek}^{(-)}.$$

§2. Силовая функция электрических дипольных переходов

Исследование отдельных решений секулярных уравнений /14/, /16/ в области ГДР теряет смысл, так как физическая информация, извлекаемая с помощью эксперимента, имеет усредненный характер. Экспериментальные данные, на которые можно рассчитывать при изучении свойств высокоспиновых состояний, связаны с определением электромагнитных переходов в различных диапазонах энергии. Поэтому естественно использовать для количественного анализа электромагнитных переходов метод силовой функции, который успешно применяется при описании гигантских резонансов в отсутствие вращения /5/.

Будем исходить из выражения при $I \gg \tau$

$$\langle a | I + \tau | | \hat{M}(E, \lambda) | | I \gamma \tau \rangle = \sqrt{2I} \langle a | \Omega(I) | | \hat{M}(E, \lambda, m_\lambda = \tau) | | \Omega(I) \rangle = \sqrt{2I} \langle \Omega(I) | | \hat{D}_\alpha | | \hat{M}(E, \lambda, m_\lambda = \tau) | | 0(I) \rangle \quad /18/$$

для приведенного матричного элемента мультипольного оператора $\hat{M}(E, \lambda, \mu)$ между состояниями u fast-полосы и однофононными состояниями при $I \gg 1$ /6,7/. Здесь $\hat{M}(E, \lambda, m_\lambda = \tau)$ - компонента внутреннего мультипольного момента с проекцией τ на ось вращения. Состояния fast-полосы являются вакуумными по отношению к операторам поглощения фононов D_α . Для однофононных состояний имеем $|a\rangle = \hat{D}_\alpha^+ |I \gamma \tau\rangle$. Оператор рождения фонона имеет вид

$$\hat{D}_\alpha^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{X}_\alpha - i \hat{P}_\alpha). \quad /19/$$

При больших угловых моментах $I \gg 1$ сигнатура состояния σ , являющаяся асимптотически точным квантовым числом, устанавливает правила отбора

$$\sigma(-1)^T = 1, \quad /20/$$

согласно которым дипольные переходы на состояния четно-четных ядер с положительной сигнатурой идут без изменения квантового числа углового момента, а на состояние с отрицательной сигнатурой

рой - с изменением на одну единицу Планка ($I \rightarrow I \pm 1$)^{/8/}. Следовательно, для состояний положительной сигнатуры будем иметь

$$B(E1, \Delta I = 0) = |\langle I | [\hat{D}_\lambda, \hat{Q}_1^{(+)}] | I \rangle|^2, \quad /21/$$

где

$$Q_r^{(\sigma)} = e^{(n)} Q_r^{(\sigma)}(n) + e^{(p)} Q_r^{(\sigma)}(p),$$

$e^{(n)} = -\frac{Z}{A} e$, $e^{(p)} = \frac{N}{A} e$ - эффективные заряды для нейтронов и протонов. Вероятность переходов на состояния отрицательной сигнатуры дается соотношением

$$B(E1, \Delta I = \pm 1) = \frac{1}{2} \{ |\langle I | [\hat{D}_\lambda, \hat{Q}_0^{(-)}] | I \rangle|^2 \mp i |\langle I | [\hat{D}_\lambda, \hat{Q}_1^{(-)}] | I \rangle|^2 \}. \quad /22/$$

Следуя^{/5/}, определим парциальные силовые функции для переходов из состояний u_{grst} -полосы в однофононные состояния:

$$b_r(E1, \omega) = \sum_i B(E1, \tau, 0 \rightarrow \omega_i) \rho(\omega - \omega_i), \quad /23/$$

где весовая функция $\rho(\omega - \omega_i)$ имеет вид

$$\rho(\omega - \omega_i) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\omega - \omega_i)^2 + (\Delta/2)^2} \quad /24/$$

и Δ - параметр усреднения. Алгоритм построения силовой функции для фононов ПСФ общего вида взаимодействия сформулирован в^{/9/}. Используя этот алгоритм, можно получить выражение для парциальных силовых функций дипольных электрических переходов:

1/ $\sigma = +$:

$$b_{\tau=0}(E1, \Delta I = 0, \omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{P(\omega + \frac{i\Delta}{2})}{F^{(+)}(\omega + \frac{i\Delta}{2})}, \quad /25/$$

где $P = \frac{1}{\kappa}$, $F^{(+)}$ - функция в левой части уравнения /14/ для решений фононов положительной сигнатуры.

2/ $\sigma = -$:

$$b_{\tau=\pm}(E1, \Delta I = \pm 1, \omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{P^{(\pm)}(\omega + \frac{i\Delta}{2})}{F^{(-)}(\omega + \frac{i\Delta}{2})}, \quad /26/$$

где

$$P^{(+)} = \frac{2\kappa S_{00} + 1}{2\kappa} \left[\frac{\omega 2\kappa S_{01}}{2\kappa S_{00} + 1} - 1 \right]^2, \quad /26a/$$

$$P^{(-)} = \frac{2\kappa S_{11} + 1}{2\kappa} \left[1 + \frac{\omega 2\kappa S_{01}}{2\kappa S_{11} + 1} \right]^2,$$

а $F^{(-)}$ - детерминант /16/ для решений фононов отрицательной сигнатуры.

II. РАСЧЕТЫ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ ИЗОВЕКТОРНЫХ ДИПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ /ИДВ/

§1. Схема расчета, правила сумм переходов

Для исследования свойств ИДВ быстровращающихся ядер необходимо знать значение параметров деформации среднего поля. Последние для ряда ядер редкоземельной области взяты нами из работы^{/10/}, в которой среднее поле аппроксимируется вращающимся потенциалом Нильссона с параметрами деформации и числами заполнения одночастичных состояний, зависящими от частоты вращения Ω и температуры t . Зависимость от Ω^2 и t^2 в потенциале Нильссона введена членами $A = -\mu \hbar \omega_0 \times [\Omega^2 - \alpha N(N+3)]$, $B = -\hbar \omega_0 \times 2\kappa \Omega^2 / \mu$. Связь Ω , t с угловым моментом состояния I и энергией E_I состояния с данным I устанавливается известными соотношениями температурного варианта модели принудительного вращения^{/10/}.

На рис.1 представлены годографы (графики эволюции параметров формы в случае вращения "холодного" ядра ($t=0$)) типичных ядер редкоземельной области: ^{152}Sm , ^{160}Yb , ^{180}Os . Характер изменения деформации среднего поля "холодных" вращающихся ядер обусловлен их оболочечной структурой. Вращение вызывает появление существенной неаксиальности в ^{180}Os . Подробное обсуждение изменения формы ядер при быстром вращении можно найти в^{/10/}.

Для константы изовекторных сил было выбрано значение $\kappa = 1200 \text{ хА}^{-5/3} \text{ МэВ/Фм}^2$, чтобы энергии 1^- -возбуждений с максимальными значениями силовой функции лежали в области экспериментального максимума $E1$ -резонанса в отсутствие вращения. Параметр усреднения Δ весовой функции ρ /ср. с /24// выбирался из условия $\Delta \ll \Gamma / \Gamma$ - ширина локализации ГДР, $\Delta = 1,5 \text{ МэВ/}$. Выбранное зна-

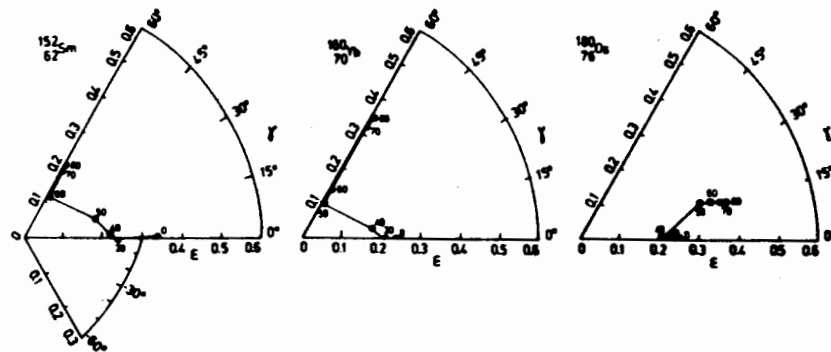


Рис.1. Годографы энергии $E(\epsilon, \gamma)$ для ядер ^{152}Sm , ^{160}Yb , ^{180}Os . Точки на годографах соответствуют минимуму энергии при заданном значении углового момента, величина которого указана рядом с каждой из точек.

чение параметра Δ позволяло передавать характерные особенности поведения силовых функций, сглаживая неоднородности, обусловленные характером одночастичного спектра.

Для контроля результатов расчета мы рассмотрели случай гармонического осциллятора, когда в потенциале Нильссона l^2 и l^3 - члены выключены ($\kappa = \mu = 0$). Как показано в работе /27/, решение уравнений ПСФ в этом случае можно получить в аналитическом виде. Учитывая различие в параметризации гамильтониана взаимодействия в настоящем варианте расчета и в работе /27/, получаем выражения для трех различных частот ИДВ $\tilde{\omega}_x (r=0)$, $\tilde{\omega}_{\pm} (r=\pm)$:

$$\tilde{\omega}_x = \sqrt{1 + \frac{\eta a}{A_x}} \omega_x,$$

$$\tilde{\omega}_{\pm}^2 = \left(1 + \frac{\eta a}{A_y}\right) \frac{\omega_y^2 + \omega_z^2}{2} + \Omega^2 \pm \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{\eta a}{A_y}\right)^2 (\omega_y^2 - \omega_z^2)^2 + 8\Omega^2 \left(1 + \frac{\eta a}{A_y}\right) \right]^{1/2} \times (\omega_y^2 + \omega_z^2)^{1/2},$$

где

$$a = [A_x A_y A_z]^{1/3},$$

$$A_x = 1 + \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma - 60^\circ), \quad /28/$$

$$A_y = 1 + \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma + 60^\circ),$$

$$A_z = 1 - \frac{2}{3} \epsilon \cos \gamma.$$

На рис.2 приведены результаты расчета для парциальных вкладов в силовую функцию ядра ^{160}Yb от различных ветвей изовекторных дипольных возбуждений в случае $\kappa = \mu = 0$, рассчитанных при нулевом значении угловой частоты вращения. Максимумы силовых функций соответствуют формулам /27/, /28/.

Достаточно надежным методом контроля численных расчетов являются правила сумм. При отсутствии в ядерном потенциале скоростных членов типа l^2 и l^3 ($\kappa = \mu = 0$) для различных ветвей ИДВ должны получаться известные модельно-независимые энергетически-взвешенные правила сумм /11/ /ЗВПС/

$$S(E1)_{\text{класс}} = \frac{3}{8\pi} \frac{\hbar^2}{m} \cdot \frac{NZ}{A} e^2 = S_0.$$

При расчетах диагонализация матрицы вращающегося гамильтониана Нильссона проводилась для каждой оболочки N отдельно. Вследствие этого ЗВПС различных ветвей изовекторных дипольных возбуждений

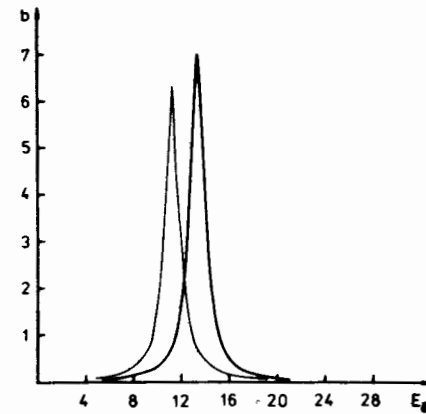


Рис.2. Парциальные силовые функции для ядра ^{160}Yb в случае осциллятора ($\kappa = \mu = 0$). Величина силовой функции b дана в единицах $e^2 \text{ Фм}^2 / \text{МэВ}$, энергия γ -квантов E_γ в МэВ. Тонкая линия соответствует силовой функции $b_{r=0}$, толстая - $b_{r=+}$ и $b_{r=-}$. Расчет проведен для $\epsilon = 0,24$, $\gamma = 0^\circ$, $\Omega = 0$ МэВ.

Таблица 1

Правила сумм /29/ в единицах $e^2 \text{ Фм}^2 / \text{МэВ}$ в случае $\kappa = \mu = 0$ в зависимости от деформации

ϵ	γ	Ω	$S_1^{(-)}$	$S_0^{(-)}$	$S_1^{(+)}$
0,24	0	0	212,095	164,963	212,095
0,2	$0,9^\circ$	0,4	208,673	169,984	209,384
0,15	17°	0,5	199,951	176,851	209,854
0,1	57°	0,6	189,354	188,174	208,264
0,15	56°	0,8	186,954	184,592	215,031
0,4	56°	0,9	175,141	168,751	251,082

зависят от деформации /см. табл.1/. Этот результат становится понятным, если проанализировать ЗВПС в модели Элиота, в которой взаимодействие не смешивает конфигурации из разных оболочек.

Анализ, проведенный в модели Элиота /см. Дополнение/, приводит к следующим соотношениям для правил сумм различных ветвей ИДВ:

$$S_0^{(-)} = S_0 \cdot a \left[1 - \frac{2}{3} \epsilon \cos \gamma \right],$$

$$S_1^{(-)} = S_0 a \left[1 + \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma + 60^\circ) \right], \quad /29/$$

$$S_1^{(+)} = S_0 a \left[1 + \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma - 60^\circ) \right].$$

Численные значения парциальных сумм переходов, приведенных в табл.1, совпадают с оценками по формулам /29/.

Таблица 2

Сумма сил осцилляторов и усредненные энергии ветвей

$$K^{\pi} = 1^{-} \text{ и } 0^{-} - \bar{\omega}_k = \sqrt{\frac{\sum (\omega_k^k)^3 V(E1, \omega_k^k)}{\sum \omega_k^k V(E1, \omega_k^k)}}$$

в случае реалистического расчета для ^{160}Yb ($\epsilon = 0,24$; $\gamma = 0^{\circ}$; $\Omega = 0$ МэВ)

α	$S_{K^{\pi}=1^{-}}$	$S_{K^{\pi}=0^{-}}$	$\bar{\omega}_{1^{-}}$	$\bar{\omega}_{0^{-}}$
1	246,656	210,986	16,378	15,172
1/2	201,666	163,799	14,651	13,427
0	153,261	115,663	13,051	12,184

Включение членов \vec{l}^2 и $\vec{l} \cdot \vec{s}$ в потенциал среднего поля приводит к увеличению парциальных сумм $S_{0,\pm}$.

Известно, что член \vec{l}^2 делает энергетически выгодным состояния с большими l , приближая потенциал гармонического осциллятора к потенциалам с конечным радиусом действия, $\langle l^2 \rangle = \alpha N(N+3)$, где константа α обеспечивает необходимое энергетическое расстояние между оболочками /обычно принимают $\alpha = 1/2$ /. Однако наличие члена Λ в потенциале приводит к нереалистическому поведению момента инерции при вращении. Моттельсон предложил изменить параметр $\alpha = 1/2$ на $\alpha = 1$, чтобы устранить этот дефект. Параметры κ и μ соответственно должны быть подобраны таким образом, чтобы воспроизвести одночастичный спектр. В работе /12/ такая задача была решена. Однако, как видно из табл.2, изменение α приводит к заметному отклонению в интегральных характеристиках, хотя влияние члена $\langle l^2 \rangle$ на поведение силовых функций несущественно. Напротив, член \vec{l}^2 , оказывая заметное влияние на характер силовых функций, дает малый вклад в сумму сил / $\leq 4\%$ /.

§2. Обсуждение результатов

На рис.3 показано изменение парциальных силовых функций ИДВ в зависимости от угловой частоты вращения для ядра ^{160}Yb при $t = 0$ МэВ. Стрелки и цифры при них указывают на положение максимума силовой функции и соответствующее ее значение в случае осциллятора ($\kappa = \mu = 0$).

В деформированных ядрах с аксиальной симметрией дипольный резонанс расщепляется на две компоненты. В отсутствие вращения их можно классифицировать обычным образом по величине проекции углового момента на ось симметрии. На рис.3а при $\Omega = 0$ как в случае осциллятора, так и для потенциала Нильссона силовые функции двух ветвей ИДВ /силовые функции $b_{\tau=0}$ и $b_{\tau=\pm}$ / ведут себя абсо-

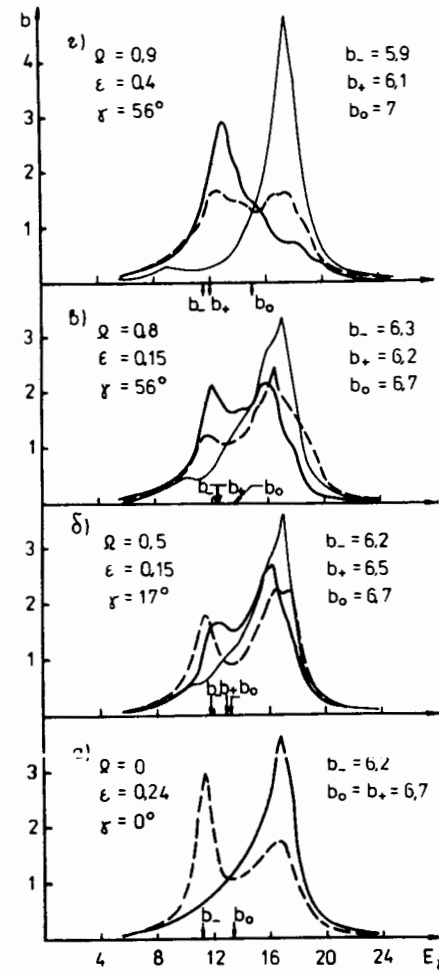


Рис.3. Парциальные силовые функции для ядра ^{160}Yb в случае потенциала Нильссона при разных частотах вращения Ω /МэВ/. Слева от каждого рисунка даны условия расчета, справа - значения силовых функций в случае осциллятора, а соответствующее их положение указано стрелками на энергетической оси. Тонкая линия соответствует силовой функции $b_{\tau=0}$, толстая - $b_{\tau=+}$, а пунктирная - $b_{\tau=-}$.

лютно одинаковым образом в зависимости от энергии γ -квантов. Они обусловлены поперечными колебаниями и вместе формируют моду $K^{\pi} = 1^{-}$. Наиболее коллективизированные решения силовой функции третьей ветви ИДВ $b_{\tau=-}$, обусловленной продольными колебаниями, являются менее жесткими и расположены ниже по энергии. Эта ветвь возбуждений формирует моду $K^{\pi} = 0^{-}$. Соотношение /27/, а также аналогичные оценки /2/ расщепления ГДР в деформированных ядрах находятся в достаточно хорошем согласии с экспериментальными данными по сечениям фотопоглощения /11/. При небольших значениях параметра деформации из формулы /27/ следует выражение для расщепления ветвей ГДР при $\Omega = 0$:

$$\frac{E_{1^{-}} - E_{0^{-}}}{E_{1^{-}} + E_{0^{-}}} = \epsilon \frac{2 + \eta}{2(1 + \eta)} \quad /30/$$

Сравнение оценок расщепления ГДР, полученных в разных моделях, с экспериментальными данными может указать на адекватность выбора остаточного взаимодействия, генерирующего ГДР.

В реалистическом расчете в отличие от осцилляторных оценок как на ширину силовой функции, так и на положение ее максимумов существенное влияние оказывает наличие в потенциале Нильссона члена, пропорционального \vec{l}^2 . Максимумы парциальных силовых функций сдвигаются в сторону больших энергий. Кроме того, увеличивается расщепление ветвей ГДР. Например, в случае ядра ^{152}Sm эксперимент дает энергии для первого и второго максимума 12,45 и 15,84 МэВ соответственно. Из расчета следует 11,8 и 16,8 МэВ

Рис.4. Парциальные силовые функции для ядра ^{160}Yb в отсутствие в потенциале Нильссона члена $A = -\mu \hbar \omega_0 [l^2 - aN(N+3)]$. Условия расчета такие же, как и для рис.2. Тонкая линия соответствует $b_{\tau=+}$, толстая - $b_{\tau=0}$ и $b_{\tau=-}$.

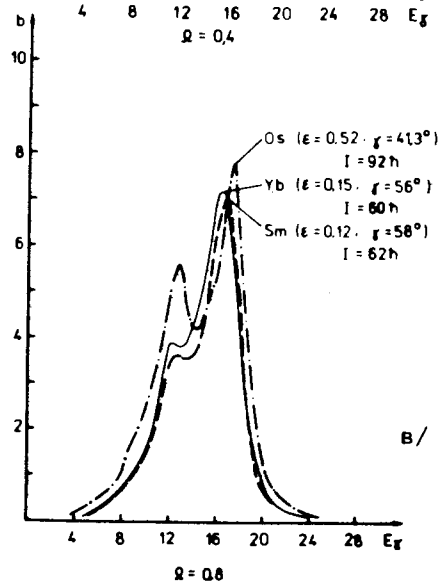
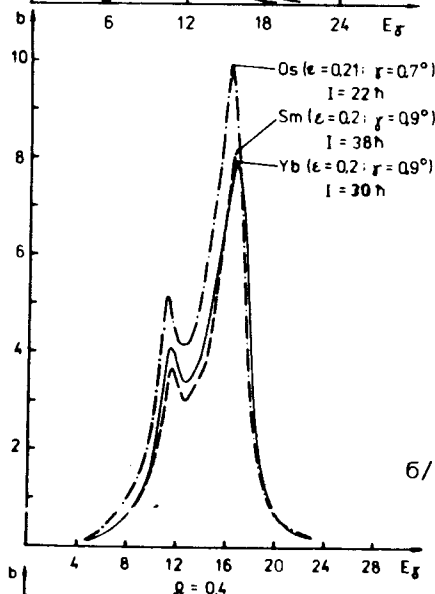
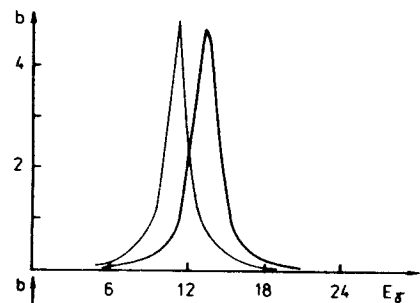
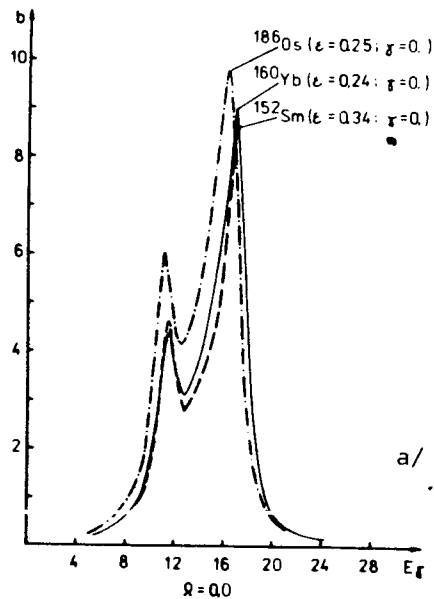


Рис.5. Полные силовые функции для ядер ^{152}Sm , ^{160}Yb и ^{180}Os при разных частотах вращения Ω /МэВ/. В скобках указаны равновесные параметры деформации ϵ /10/ и соответствующее данной угловой частоте вращения значение углового момента I для каждого ядра.

/осцилляторные оценки - 10,8 и 13,8 МэВ соответственно/. Наличие члена l^2 обусловлено появление второго максимума в силовой функции $b_{\tau=-}$ при нулевой скорости вращения. Расчет силовых функций $b_{\tau=+}$ и $b_{\tau=-}$ для ^{160}Yb при тех же условиях, что и на рис.3а, в отсутствие l^2 -члена /см. рис.4/ указывает на близкое соответствие с осцилляторным результатом. Эволюция наиболее коллективизированных решений различных ветвей ИДВ на примере ядра ^{160}Yb при разных частотах вращения / $t = 0$ МэВ/ указывает на качественное соответствие с результатами простой осцилляторной модели. Наиболее коллективизированные решения положительной сигнатуры /силовая функция $b_{\tau=0}$ / в режиме вращения вокруг оси симметрии, соответствующем аксиально-сплюснутым формам, сдвигаются в жесткую часть спектра. Следовательно, при быстром вращении вокруг оси симметрии, когда τ -проекция углового момента на ось симметрии ядра - становится хорошим квантовым числом, в жесткой части спектра фотоизлучения должны преобладать γ -кванты, девозбуждающие ядро без изменения углового момента. Переходы дипольной природы с $|\Delta I| = 1$, которые идут с состояний отрицательной сигнатуры, будут при быстром вращении существенным образом формировать мягкую часть спектра γ -квантов. Сравнение рис.3а и 3г / $\Omega = 0$ и 0,9 МэВ соответственно/ показывает, что вращение заметно влияет на ветвь ИДВ, характеризуемую силовой функцией $b_{\tau=+}$. Наиболее коллективизированные решения силовой функции $b_{\tau=+}$ при переходе к аксиально-сплюснутому режиму вращения /"неколлективное" вращение/ сдвигаются в мягкую часть спектра γ -квантов. Таким образом, в режиме "неколлективного" вращения в мягкой части спектра дипольных γ -квантов будут преобладать γ -кванты, девозбуждающие быстровращающееся ядро с уменьшением углового момента на \hbar .

На рис.5 показаны полные силовые функции ядер ^{152}Sm , ^{160}Yb , ^{180}Os в зависимости от угловой частоты вращения. Форма ядер ^{152}Sm и ^{160}Yb эволюционирует примерно одинаковым образом, ^{180}Os в результате вращения приобретает существенно неаксиальную форму /см. рис.1/. Такое поведение формы ядер отражается на характере силовых функций. Силовые функции ^{160}Yb и ^{152}Sm одинаковым образом изменяются в зависимости от энергии γ -квантов при разных частотах вращения, отличаясь мелкими деталями, обусловленными индивидуальностью ядер. По-видимому, доминирующее число нейтронов как в ^{152}Sm ($N=90$), так и в ^{160}Yb ($N=90$) определяет поведение силовой функции при вращении. Характер изменения силовой функции ядра ^{180}Os в зависимости от энергии γ -квантов при достаточно быстром вращении заметно отличается от поведения силовых функций ядер ^{152}Sm и ^{160}Yb , что обусловлено различной деформируемостью среднего поля этих ядер. Чем больше деформировано ядро, тем больше расщепление компонент изовекторных дипольных возбуждений, а, следовательно, шире область локализации ИДВ, дающих вклад в спектр γ -квантов. Таким образом, при быстром вращении, когда образовавшееся компаунд-ядро сильно деформировано, область локализации ИДВ и соответственно ГДР должна быть больше, чем при меньших угловых моментах.

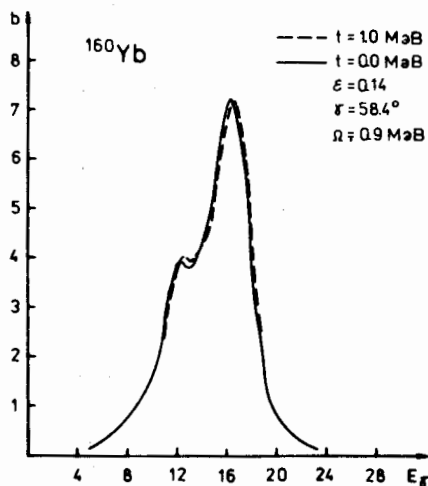


Рис.6. Полные силовые функции для ядра ^{160}Yb при разных температурах. Условия расчета и пояснения даны на рисунке.

На рис.6 показаны полные силовые функции ядра ^{160}Yb при $t = 0, 0$ и $1,0$ МэВ. Параметры деформации при $t \neq 0$ получены в ^{10/} из условия экстремума термодинамических потенциалов. Мы взяли параметры деформации для случая $t = 1$ МэВ и угловой частоты вращения $\Omega = 0,9$ МэВ в качестве типичного примера. Чтобы выделить вклад в силовую функцию от температурных эффектов, расчеты проведены при одних и тех

же параметрах деформации среднего поля ($\epsilon = 0,14; \gamma = 58,4^\circ$) и одной частоте вращения $\Omega = 0,9$ МэВ. "Нагревание" ядра, как и в отсутствие вращения ^{13/}, не оказывает существенного влияния на характер ИДВ и ГДР. Однако температурные эффекты, ослабляя оболочечные эффекты, значительно влияют на эволюцию формы вращающихся атомных ядер ^{10/}. При достаточно высоких температурах ($t \geq 1$ МэВ) доминирует жидкокапельный режим вращения, характеризуемый при не очень больших спинах аксиально-сплюснутыми, формами ^{11/} "неколлективное" вращение/, которые с увеличением углового момента уступают место формам с трехосной деформацией. Следовательно, влияние температурных эффектов на ИДВ происходит посредством изменения параметров деформации среднего поля, определяющих характер силовых функций изовекторных дипольных возбуждений.

Как отмечалось выше, результаты расчетов для отдельных парциальных вкладов при нулевой частоте вращения находятся в хорошем соответствии с предсказаниями простой осцилляторной модели. Отношения энергий, соответствующих первому и второму максимумам в полной силовой функции для трех ядер, находятся также в хорошем согласии с предсказаниями гидродинамической модели ^{14/} /расхождение порядка 10%/ для вытянутых аксиально-симметричных форм, соответствующих небольшим угловым моментам. Для сплюснутых аксиально-симметричных форм результаты нашего расчета отличаются от предсказываемого гидродинамической моделью поведения силовой функции, что связано с наличием l^2 -члена в потенциале Нильссона, который сдвигает часть ИДВ в жесткую часть спектра. Интересно провести расчеты с более реалистическим потенциалом среднего поля типа потенциала Вудса-Саксона и сравнить с настоящими.

В заключение авторы выражают благодарность А.В.Игнатьюку, В.М.Коломийцу, Л.А.Малову и В.О.Нестеренко за полезные дискуссии по затронутым в работе вопросам.

ДОПОЛНЕНИЕ

При выводе соотношений для правил сумм в модели Элиота мы будем придерживаться обозначений, принятых Таулессом ^{15/}.

В приближении Хартри гамильтониан модели Элиота с учетом остаточного взаимодействия имеет вид

$$H = h\omega_0 N_x \left[1 - \frac{V}{3h\omega_0} \langle 2N_x - N_z - N_y \rangle \right] + h\omega_0 N_y \left[1 - \frac{V}{3h\omega_0} \langle 2N_y - N_z - N_x \rangle \right] + h\omega_0 N_z \left[1 - \frac{V}{3h\omega_0} \langle 2N_z - N_x - N_y \rangle \right] = \sum_{\kappa=1}^3 h\omega_{\kappa} N_{\kappa} \quad /Д.1/$$

Здесь $N_{\kappa} = \sum_{k=1}^A (n_{\kappa} + 1/2)_{\kappa}$, V - параметр остаточного взаимодействия модели Элиота. Вычисляя правила сумм для различных компонент электрического дипольного момента /см. ^{14/}

$$S_{\nu}^{(\sigma)} = \frac{1}{2} e^2 [Q_{\nu}^{(\sigma)+}, [H, Q_{\nu}^{(\sigma)}]]$$

в приближении ПСФ / e - заряд электрона/, получим

$$S_0^{(-)} = S_0 \alpha \left[1 - \frac{V}{3h\omega_0} \langle 2N_z - N_x - N_y \rangle \right],$$

$$S_1^{(-)} = S_0 \alpha \left[1 - \frac{V}{3h\omega_0} \langle 2N_y - N_x - N_z \rangle \right], \quad /Д.2/$$

$$S_1^{(+)} = S_0 \alpha \left[1 - \frac{V}{3h\omega_0} \langle 2N_x - N_z - N_y \rangle \right].$$

Известно ^{11/}, что минимум энергии конфигурации нуклонов, заданной набором квантовых чисел $(n_{\kappa})_{\kappa}$, в случае анизотропного осциллятора обеспечивает условие самосогласования, определенное соотношением

$$\omega_x N_x = \omega_y N_y = \omega_z N_z \quad /Д.3/$$

Частоты ω_i можно связать с параметрами деформации ϵ и γ среднего поля

$$\omega_x = \omega_0 \alpha A_x = \omega_0 A_x,$$

$$\omega_y = \omega_0 A_y, \quad /Д.4/$$

$$\omega_z = \omega_0 A_z.$$

Сравнивая частоты /Д.4/ с частотами в формуле /Д.1/ с учетом ^{12/}, окончательно для правил сумм /Д.2/ получаем

$$S_{\nu}^{(\sigma)} = S_0 a \phi_{\nu}^{(\sigma)},$$

где

$$\phi_0^{(-)} = 1 - \frac{2}{3} \epsilon \cos \gamma,$$

$$\phi_1^{(-)} = 1 + \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma + 60^\circ),$$

$$\phi_1^{(+)} = 1 + \frac{2}{3} \epsilon \cos(\gamma - 60^\circ).$$

/Д.5/

ЛИТЕРАТУРА

1. Newton J.O. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.1383.
2. Игнатюк А.В., Михайлов И.Н. ЯФ, 1981, 33, с.919.
3. Игнатюк А.В., Михайлов И.Н. ЯФ, 1979, 30, с.665.
4. Пятов Н.И. Материалы XI зимней школы ЛИЯФ, 1976, ч.1, с.151.
5. Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. ТМФ, 1977, т.32, №1, с.134.
6. Михайлов И.Н. ОИЯИ, Р4-7862, Дубна, 1974.
7. Marshalek E.R. Nucl.Phys., 1976, A266, p.317.
8. Михайлов И.Н. ОИЯИ, Р4-11424, Дубна, 1978.
9. Михайлов И.Н., Молина Х.Л., Назмитдинов Р.Г. ТМФ, 1980, т.42, №2, с.253.
10. Ignatyuk A.V. et al. Nucl.Phys., 1980, A346, p.191.
11. Бор У., Моттельсон В. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1977, т.2.
12. Rozmej P., Pomorski K. Nucleonica, 1977, 22, No.3, p.301.
13. Базнат М.И., Игнатюк А.В., Пятов Н.И. ЯФ, 1979, 30, с.949.
14. Danos M. Nucl.Phys., 1958, 5, p.23; Okamoto K. Phys.Rev., 1958, 110, p.143.
15. Таулес Д. Квантовая механика систем многих частиц. "Мир", М., 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июня 1982 года.

Михайлов И.Н., Назмитдинов Р.Г.,

Р4-82-496

Федоткин С.Н.

Силовая функция изовекторных дипольных возбуждений
в быстровращающихся ядрах

В термодинамическом приближении модели принудительного вращения + метода случайной фазы исследуются свойства изовекторных дипольных возбуждений в быстровращающихся ядрах. Среднее поле аппроксимируется вращающимся потенциалом Нильссона. С помощью метода силовой функции анализируется поведение различных мод Е1-резонанса, а также дипольных переходов, разряжающих состояния гигантского резонанса, при вращении как холодных, так и нагретых ядер. Расчеты проведены для ряда ядер редкоземельной области с $150 < A < 190$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Mikhailov I.N., Nazmitdinov R.G.,

Р4-82-496

Fedotkin S.N.

Strength Function of Isovector Dipole Excitations
in Fast Rotating Nuclei

In the thermodynamical approximation of the cranking model + RPA properties of the giant dipole resonance in fast rotating nuclei are studied. The average field is approximated by the rotating Nilsson potential. The behaviour of the modes of E1-resonance and the reduced probabilities of the dipole γ -transitions from the resonance states of cold and heated nuclei are investigated by the strength function method. The calculations have been performed for rare-earth nuclei with $150 < A < 190$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.