

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

3444 / 2-80

28/7-80

P4-80-218

А.Акбаров, А.В.Игнатюк, И.Н.Михайлов,  
Х.Л.Молина, Р.Г.Назмитдинов, Д.Янссен

ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ  
ДЛЯ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ  
БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР

1980

## ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей работе<sup>/1/</sup> в рамках сравнительно простой микроскопической модели с гамильтонианом, включающим осцилляторное среднее поле и изоскалярные квадрупольные силы, был проанализирован спектр коллективных квадрупольных возбуждений быстро-вращающихся ядер. Было показано, что вращение приводит к значительному расщеплению гигантских резонансов, а также к возникновению при больших угловых моментах низколежащего коллективизированного состояния, родственного прецессионной моде движения твердого тела. В данной работе мы используем эту модель для изучения характеристик, определяющих взаимодействие вращающихся ядер с электромагнитным полем.

### §1. ВНУТРЕННИЕ МАТРИЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ КВАДРУПОЛЬНОГО ОПЕРАТОРА

Под внутренними матричными элементами оператора мы понимаем средние

$$\langle \lambda \sigma | \hat{M} | \gamma \rangle = \langle \Omega | [D_{\lambda \sigma}, \hat{M}] | \Omega \rangle = [D_{\lambda \sigma}, \hat{M}]_{\text{ПСФ}}. \quad /1/$$

Простота спектра возбуждений в рассматриваемой модели позволяет получить весьма полную информацию об этих величинах из анализа правил сумм для соответствующих переходов. В дальнейшем мы будем использовать следующие соотношения, вывод которых достигается стандартным путем<sup>/2/</sup>:

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda} \epsilon_{\lambda} |\langle \lambda | \hat{Q}_{xx} | \gamma \rangle|^2 &= \frac{2}{3} q^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\langle \gamma | Q_{xx} | \gamma \rangle}{\langle \gamma | \sum_{\nu} r_{\nu}^2 | \gamma \rangle} \right\}, \\ 2 \sum_{\lambda} \epsilon_{\lambda} |\langle \lambda | \hat{Q}_{xy} | \gamma \rangle|^2 &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \epsilon_{\lambda} |\langle \lambda | (\hat{Q}_{xx} - \hat{Q}_{yy}) | \gamma \rangle|^2 \\ &= q^2 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{\langle \gamma | Q_{zz} | \gamma \rangle}{\langle \gamma | \sum_{\nu} r_{\nu}^2 | \gamma \rangle} \right\}, \end{aligned} \quad /2/$$

а также соотношения, получающиеся из написанных выше заменой индексов  $x$ ,  $y$  и  $z$ . В приведенных формулах  $\epsilon_{\lambda} = \omega_{\lambda} / \sqrt{2} \omega_0$  — энергия возбуждений в ПСФ, выраженная в единицах  $\sqrt{2} \omega_0$ ,  $q^2$  — естественная для данной модели единица измерения квадратов

матричных элементов квадрупольного оператора:

$$q^2 = \frac{6h^2}{m\sqrt{2}\omega} \langle y r | \sum_{\nu} r_{\nu}^2 | y r \rangle.$$

При  $\omega_0 = 41 \text{ A}^{-1/3}$ ,  $\langle y r | \sum_{\nu} r_{\nu}^2 | y r \rangle = 1,44 \times \frac{3}{5} \text{ A}^{5/3} \times 10^{-26} \text{ см}^2$  имеем  $\frac{5}{16\pi} q^2 = 1,22 \times \text{A}^{2/3} q_{\text{в.р.}}^2$ ,  $q_{\text{в.р.}}$  - одночастичная единица приведенной вероятности квадрупольных переходов.

Выражения для сумм, содержащих иные степени энергии, чем первая, значительно более громоздки, и мы ограничимся анализом /2/, а также сумм, содержащих третьи степени  $\epsilon_{\lambda}$ :

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda} \epsilon_{\lambda}^3 |\langle \lambda | Q_{xx} | y r \rangle|^2 &= \frac{2h^2}{m} \{ \langle y r | \sum_{\nu} (r_{\nu}^2 + 3x_{\nu}^2) | y r \rangle + \\ &+ \frac{1}{m^2 \omega_0^2} \langle y r | \sum_{\nu} (\tilde{p}_{\nu}^2 + 3p_{x\nu}^2) | y r \rangle - \frac{2\kappa}{m \omega_0^2} \times \\ &\times [ \langle y r | \sum_{\nu} (r_{\nu}^2 + 3x_{\nu}^2) | y r \rangle^2 + \langle y r | \sum_{\nu} (2r_{\nu}^2 - 3z_{\nu}^2) | y r \rangle^2 \\ &+ \langle y r | \sum_{\nu} (2r_{\nu}^2 - 3y_{\nu}^2) | y r \rangle^2 ] \}, \end{aligned} \quad /3/$$

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda} \epsilon_{\lambda}^3 |\langle \lambda | Q_{xy} | y r \rangle|^2 &= \frac{9}{2} \frac{h^2}{m} \{ \langle y r | \sum_{\nu} (x_{\nu}^2 + y_{\nu}^2) | y r \rangle + \\ &+ \frac{1}{m^2 \omega_0^2} [ \langle y r | \sum_{\nu} (p_{x\nu}^2 + p_{y\nu}^2) | y r \rangle - 9\kappa m \langle y r | \sum_{\nu} (x_{\nu}^2 + y_{\nu}^2) | y r \rangle^2 ] \}, \end{aligned}$$

и соотношений, получающихся из /3/ перестановкой индексов  $x$ ,  $y$  и  $z$ . При  $\Omega=0$  и при  $\Omega \geq \Omega_{\text{ф}}^{(1)}$ , когда форма среднего поля обладает аксиальной симметрией, число слагаемых в суммах /2/, /3/ столь мало, что написанные выражения позволяют определить большинство матричных элементов с точностью до фазы.

При  $\Omega=0$  достаточно расчета сумм сил переходов, линейных по энергии, и суммы  $\sum_{\lambda} \epsilon_{\lambda}^3 |\langle \lambda | Q_{zz} | 0 \rangle|^2$  для определения всех матричных элементов.

Имеем

$$\begin{aligned} \epsilon_{o_1} |\langle o_1 | Q_{20} | 0 \rangle|^2 + \epsilon_{o_2} |\langle o_2 | Q_{20} | 0 \rangle|^2 &= \frac{3q^2}{2\nu_x + \nu_y}, \\ \epsilon_{o_1}^3 |\langle o_1 | Q_{20} | 0 \rangle|^2 + \epsilon_{o_2}^3 |\langle o_2 | Q_{20} | 0 \rangle|^2 &= \\ = q^2 \frac{3\nu_x \nu_y}{\nu_y + 2\nu_z} \left\{ 1 + \frac{1}{\nu_y \nu_z} \left( 1 - \frac{g}{\nu_z \nu_y} \right) \right\}, \end{aligned}$$

$$\epsilon_1 | \langle k=1 \sigma = \pm 1 | Q_{21} | 0 \rangle |^2 = \frac{1}{2} q^2 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{\nu_y - \nu_z}{2\nu_z + \nu_y} \right), \quad /4/$$

$$\epsilon_2 | \langle k=2 \sigma = \pm 1 | Q_{22} | 0 \rangle |^2 = \frac{1}{2} q^2 \left( 1 - \frac{\nu_y - \nu_z}{2\nu_z + \nu_y} \right).$$

Рассчитанные по формулам /4/ значения квадратов матричных элементов  $|\langle \lambda | Q_{2m} | 0 \rangle|^2$  в зависимости от параметра деформации  $\delta$  приведены на рис.1. Из рисунка видно, что состояние  $\phi_2$  остается неколлективизированным при всех значениях  $\delta$ . Видно также, что матричный элемент  $|\langle 0_1 | Q_{20} | 0 \rangle|^2$  возрастает по мере уменьшения энергии состояния  $0_1$ , так что парциальная сумма сил переходов  $\sum \epsilon_\lambda |\langle \lambda | Q_{20} | 0 \rangle|^2$  изменяется не более чем на 40% на всем интервале  $\delta$ , где существуют решения ПСФ для  $0^+$ -состояний. Как видно из рис.1, зависимость матричных элементов от  $\delta$  является также ярко выраженной для  $1^+$ - и  $2^+$ -состояний.

При  $\Omega \geq \Omega_{кр}^{(1)}$  квадраты матричных элементов можно записать в виде

$$|\langle \tau, i | Q_{2\tau} | \gamma \tau \rangle|^2 = \delta_{\tau\tau'} \cdot x_{\tau i}, \quad /5/$$

причем дополнительный индекс состояний  $i$  пробегает по два значения при  $\tau=0$  и  $\tau=+1$  и отсутствует при  $\tau=+2$  и  $\tau=-1$ . Параметры  $x_{\tau i}$  можно найти из соотношений /2/ и /3/, используя для вычисления средних величин формулы, приведенные в работе /3/.

В результате получим следующие соотношения:

$$a/ \tau=0$$

$$x_1 \epsilon_1 + x_2 \epsilon_2 = q^2 A, \quad /6/$$

$$x_1 \epsilon_1^3 + x_2 \epsilon_2^3 = q^2 B,$$

где  $\epsilon_i$  соответствует нижнему ( $i=1$ ) и верхнему ( $i=2$ ) состояниям /см.

Рис.1. Внутренние матричные элементы квадрупольных операторов в зависимости от  $\delta$  при  $\Omega = 0$ . Матричные элементы найдены из правил сумм. Единицы измерения определены в тексте.

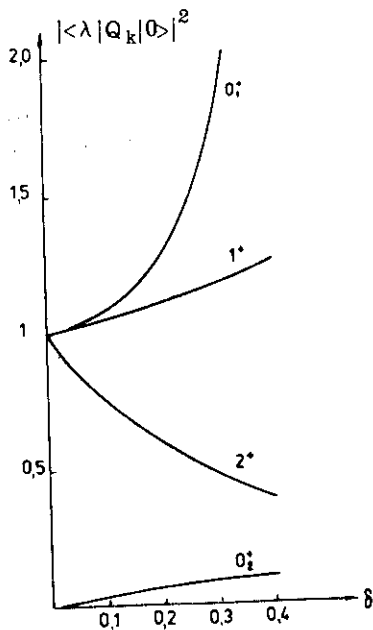


рис. 4 работы /1/, а величины А и В определены как

$$A = \frac{2\sqrt{g} + \nu_x}{2\nu_x + \sqrt{g}},$$

$$B = \frac{\sqrt{g}\nu_x}{(2\nu_x + \sqrt{g})} \left\{ \frac{1}{\nu_x\sqrt{g}} (2\sqrt{g} + \nu_x) + \frac{1}{\sqrt{g}} (2\sqrt{g} + \nu_x) - \frac{1}{3} \left[ \frac{2\sqrt{g} + \nu_x}{\nu_x} \right]^2 \right\}. \quad /7/$$

$$b/r = \pm 2.$$

Соотношения типа правил сумм удается написать лишь для операторов, пропорциональных эрмитовским. Таковыми являются  $Q_{2r} \pm Q_{2-r}$ . Выбор знака в этой комбинации произволен, так как квадраты модулей матричных элементов от них в рассматриваемом случае аксиальной симметрии совпадают. Определяя для  $x_1$  переменные в формуле /6/ как

$$x_1^{r=2} = \frac{1}{2} |\langle r=2 | \hat{Q}_{22} | yr \rangle|^2,$$

$$x_2^{r=2} = \frac{1}{2} |\langle r=-2 | \hat{Q}_{2-2} | yr \rangle|^2, \quad /8/$$

будем иметь величины А и В в виде:

$$A_{r=2} = \frac{3\nu_x}{2\nu_x + \sqrt{g}},$$

$$B_{r=2} = 3 \frac{(1+\lambda)\nu_x}{2\nu_x + \sqrt{g}}. \quad /9/$$

$$b/r = \pm 1.$$

Для полного определения матричных элементов в этом случае необходимо рассмотрение правил сумм более высокого порядка, чем /2/ и /3/. Соответствующие выражения весьма громоздки, и это делает подобный анализ матричных элементов малооправданным. Однако прецессионная мода колебаний вносит в такие суммы весьма малый вклад. Поэтому оценку м.э. для переходов на состояния ГКР можно получить, пренебрегая вкладом прецессионной моды в сумме /2/, /3/. Таким образом, вновь приходим к формуле /6/, где переменные определены как

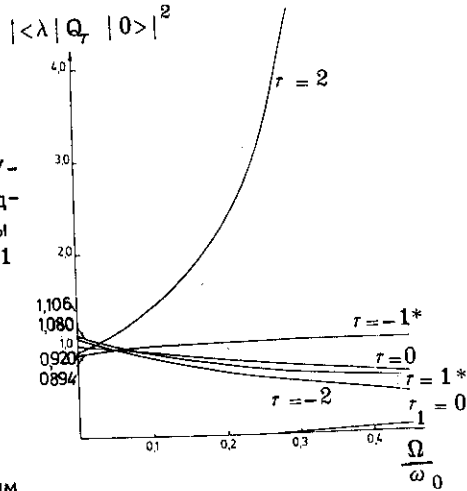
$$x_{1,2}^{r=1} = \frac{1}{2} |\langle r=\mp 1 | Q_{2\pm 1} | yr \rangle|^2, \quad /10/$$

а величины А и В

$$A_{r=1} = \frac{3}{2} \frac{(\sqrt{g} + \nu_x)}{(\sqrt{g} + 2\nu_x)},$$

$$B_{r=1} = \frac{3}{2} \left\{ 1 + \frac{\nu}{\sqrt{g}} + \left( \frac{1}{\nu_x} + \frac{1}{\sqrt{g}} \right) - \frac{g}{2} \left( \frac{1}{\nu_x} + \frac{1}{\sqrt{g}} \right) \right\} / \left( \frac{1}{\sqrt{g}} + \frac{2}{\nu_x} \right). \quad /11/$$

Рис.2. То же, что на рис.1, при  $g=(\nu-\lambda)^2$  в зависимости от  $\Omega$ .



Рассчитанные по формулам /6/-/11/ квадраты модулей м.э. квадратных операторов изображены на рис.2. Звездочка у линий  $\tau=\pm 1$  служит напоминанием того, что правила сумм в данном случае содержат вклад прецессионной моды, который не был принят во внимание при получении оценок м.э. Рис.2 показывает, что состояние  $|\tau_1=0_2\rangle$  с энергией  $2\omega_0$  является неколлективизированным во всей области параметра  $\Omega$ , представляющей интерес. Мягкая мода ГКР при этом сохраняет свою коллективность, так что ее вклад в сумму первого порядка примерно постоянен при всех  $\Omega (0 \leq \Omega \leq \Omega_{кр}^{(2)})$ . Приближенным постоянством характеризуются произведения  $\epsilon_\lambda |\langle \lambda | Q_{2\tau} | \nu \rangle|^2$  и для других значений  $\tau$ , так что знание предельного значения м.э. при  $\Omega=0$  и энергии состояний как функции  $\Omega$  позволяет оценить приведенные матричные элементы с хорошей точностью. Предельные точки на кривых рис.2 для  $\tau=\pm 1$  и  $\tau=\pm 2$  определяются параметрами  $a, b, k_i$  в разложениях величин  $A, B$  и  $\epsilon_i$  по степеням  $\Omega$ :

$$\epsilon_i = 1 + k_i \frac{\Omega}{\omega_0} + o\left(\left(\frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2\right), \quad A_i = \left\{ 1 + \frac{a}{b} \times \frac{\Omega}{\omega_0} + o\left(\left(\frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2\right) \right\},$$

и соответственно имеем:

$$x_1(\Omega=0) = \frac{1}{2} \frac{a-b+2k_1}{k_2-k_1},$$

/12/

$$x_2(\Omega=0) = \frac{1}{2} \frac{b-a-2k_1}{k_2-k_1}.$$

Расчет дает следующие значения для этих величин

$$\tau=2: \quad x_1 = \frac{1}{2} - \frac{1}{18\sqrt{2}}, \quad x_2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{18\sqrt{2}},$$

$$\tau=1: \quad x_1 = \frac{1}{18} \left( 5 + \frac{7}{\sqrt{2}} \right), \quad x_2 = \frac{1}{18} \left( 13 - \frac{7}{\sqrt{2}} \right).$$

Правила сумм, приведенные выше, выполняются при подстановке в них значений внутренних матричных элементов, найденных в ПСФ, лишь приближенно. Правила сумм /2/ первого порядка по энергии могут быть легко уточнены. Неточность здесь возникает из-за

дополнительных условий /см. /12/ работы /1/, накладываемых на операторы нормальных координат и импульсов для учета закона сохранения углового момента. В работах /4,5/ показано, что эти дополнительные условия выполняются автоматически для операторов нормальных мод, соответствующих гамильтониану

$$\tilde{H} = H - \mu_x \hat{L}_x^2 - \mu (\hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2),$$

$$\mu = \frac{1}{2q_x} = \frac{1}{2} \frac{\Omega}{\langle L_x \rangle}; \quad \mu_x = \frac{1}{2} \frac{d\Omega}{d\langle L_x \rangle}.$$

/13/

Поправка к правилам сумм /2/ оказывается пропорциональной

$$\frac{\hbar^2}{m} \frac{\langle \sum_{\nu} \Gamma_{\nu}^2 \rangle^2}{\langle \sum_{\nu} \Gamma_{\nu}^2 \rangle} \delta^2 = \frac{1}{6} q^2 \delta^2, \text{ где } \delta - \text{ параметр деформации. Расхождение}$$

рассчитанных в ПСФ сумм первого порядка с выражениями, приведенными выше, составляет менее 2%.

Другая причина неточностей приведенных ранее формул относится к правилам сумм третьего порядка по энергии. Для сохранения правильных операторных свойств оператора  $[\hat{p}^2, \hat{Q}_{2m}]$  необходимо включить в  $\hat{Q}_{2m}$  члены, которыми пренебрегают в динамических уравнениях ПСФ. Поэтому использование энергий  $\epsilon_{\lambda}$ , найденных в ПСФ, в формулах /3/ является приближением, точность которого трудно контролировать. Тем не менее анализ результатов расчетов показывает, что применение этих правил приводит к погрешности в оценках матричных элементов, не превышающей 10%.

## §2. ПРАВИЛА ВЕТВЛЕНИЯ ДЛЯ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ ИРАСТ- И ОДНОФОННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

В случае малых спинов, когда имеется аксиальная симметрия среднего поля, интенсивности переходов можно определить, опираясь на идеи обобщенной модели ядра /2/. При этом возникают известные правила отбора для состояний ядра

$$(-1)^{I+\sigma_a} = 1,$$

/14/

согласно которым состояния четно-четных ядер с положительной сигнатурой обязательно имеют четное значение квантового числа углового момента  $I$ , а состояния с отрицательной сигнатурой - нечетные значения  $I$ . Ветвление переходов описывается правилами Алаги /6/. В частности,  $B(E2)$  - факторы для переходов из ираст-состояния  $I(\sigma=+1)$  в состояния со всеми возможными  $I'$  и фиксируются соотношениями

$$\sum_{I'} B(E2, I_{\text{ир}} \rightarrow I' \sigma k) = A^I(k, \sigma) (2 - \delta_{k0}) \times$$

$$\times |[\hat{D}_{\sigma k}, \hat{M}(2k)]|_{\text{ПСФ}}^2 \quad /15/$$

где  $[\hat{D}, \hat{M}]_{\text{ПСФ}}$  - внутренний матричный элемент, рассмотренный выше, а геометрический фактор  $A^I(k, \sigma)$  равен

$$A^I(k, \sigma) = \frac{1}{2} \sum_r (IO2k | I+r k)^2 (1+(-1)^{\sigma+r}). \quad /16/$$

Приближенно можно считать  $A^I(\sigma=1, k=0) = 1$ ,  $A^I(\sigma, k \neq 0) = \frac{1}{2}$ , так что правила ветвления переходов  $u\gamma \rightarrow$  фонон типа  $\alpha$  определяются квадратами модулей внутренних матричных элементов, приведенных на рис. 1.

Коллективная модель в пределе больших спинов изучалась в работе /7/. В этой работе показано, что правила отбора /14/ сохраняют свою силу и при  $I \gg 1$ , причем при очень общих условиях сигнатура  $\sigma$  является асимптотически точным квантовым числом. При этом для приведенных м.э. переходов имеют место асимптотические выражения

$$\langle \psi_{I+r, \sigma, \alpha} | | \hat{M}(E\lambda) | | \psi_{I\gamma} \rangle \approx \sqrt{2I} \times \langle \sigma, \alpha | \hat{M}'(\lambda, m_x = r) | u\gamma \rangle. \quad /17/$$

Здесь  $\hat{M}'(\lambda, m_x)$  - компонента внутреннего мультипольного момента с проекцией  $r$  на ось вращения, и мы будем аппроксимировать внутренний м.э. в /17/ соотношениями типа /1/. В пределе  $I \gg 1$  формула /17/ совпадает с аналогичным пределом обычных выражений для матричных элементов адиабатической теории, если предположить, что форма ядра является аксиально-симметричной, а ось вращения перпендикулярна оси аксиальной симметрии. Однако при выводе формулы /17/ предположение об аксиальной симметрии и о направлении оси вращения не использовалось, поэтому эта формула может применяться в значительно более широких условиях.

В силу правил отбора /14/ и условий симметрии

$$\begin{aligned} |[\hat{D}_{\sigma, r}, \hat{M}(\lambda, r)]|_{\text{ПСФ}} &= (R_x^{-1}(\pi) [\hat{D}_{\sigma, r}, \hat{M}(\lambda, r)] R_x(\pi))_{\text{ПСФ}} \\ &= \sigma (-1)^r |D_{\sigma, r}, \hat{M}(\lambda, r)|_{\text{ПСФ}} \end{aligned} \quad /18/$$

переходы из ирраст-состояния  $I$  на состояния с фиксированным значением  $\sigma$  возможны только с изменением углового момента на четное число единиц Планка, если  $\sigma = +1$ , и на нечетное число единиц Планка, если  $\sigma = -1$ .

Формула /18/ приводит к простым правилам отбора по  $r$  при рассмотрении высокоспиновых состояний, когда среднее поле обладает осью симметрии, направленной вдоль углового момента. В этом случае состояние  $|\Omega\rangle$  является собственным для опера-



тора  $\hat{L}_x$ , а операторы фононов могут быть наделены квантовым числом  $x$ -проекции углового момента  $\tau$ . Тогда

$$\langle \psi_{I', \sigma \tau} || \hat{M}(E\lambda) || \psi_{I, \gamma \tau} \rangle = \sqrt{2I} \delta_{\tau, I'-I} \times [\hat{D}_{\sigma, \tau}, \hat{M}(\lambda, \tau)]_{\text{ПСФ}}. \quad /19/$$

Для численного анализа вероятности мультипольных электрических переходов в четно-четных ядрах можно предложить следующую интерполяционную формулу:

$$\begin{aligned} \langle \psi_{I+\tau, \sigma, \alpha} || \hat{M}(E\lambda) || \psi_{I, \gamma \tau} \rangle &= \sqrt{2I+1} \times \\ &\times \sum_{\kappa} (I0\lambda\kappa | I+\tau\kappa) (1 + (1 - \delta_{\kappa 0}) \sigma (-1)^{\lambda-\tau}) \times \\ &\times [\hat{D}_{\sigma, \alpha}, \frac{1}{2} \{ \hat{M}(\lambda\kappa) + \sigma \hat{M}(\lambda-\kappa) \}]_{\text{ПСФ}}, \end{aligned} \quad /20/$$

в которой операторы определены в системе координат с осью квантования, перпендикулярной оси вращения.

При коллективном вращении аксиального тела получаем из /20/

$$\begin{aligned} \langle \psi_{I+\tau, \sigma, k} || \hat{M}(E\lambda) || \psi_{I, \gamma \tau} \rangle &= \sqrt{1 + \delta_{k, 0}} \times \\ &\times \sqrt{2I+1} (I0\lambda k | I+\tau k) [\hat{D}_{\sigma, k}, \hat{M}(\lambda k)]_{\text{ПСФ}} \end{aligned} \quad /21/$$

в соответствии с правилами ветвления переходов  $g \rightarrow k$  обобщенной модели для четно-четных ядер. С другой стороны, при  $I \gg \lambda$  из формулы /20/ следует соотношение /19/ с внутренним м.э., определенным формулой /1/.

Переходы на состояния с положительной сигнатурой возможны лишь при  $\tau = 0, \pm 2$ , и приведенная вероятность  $B(E2)$  имеет вид

$$\begin{aligned} B(E2, \gamma \tau \rightarrow \sigma = +1) &= | (I020 | I+\tau 0) [D_{\lambda}, \mathbb{M}_0]_+ \\ &+ \sqrt{2} ((I021 | I+\tau 1) [D_{\lambda}, \mathbb{M}_1^{(+)}]_+ + (I022 | I+\tau 2) [D_{\lambda}, \mathbb{M}_2^{(+)}]_+ )|^2. \end{aligned} \quad /22/$$

Переходы на состояния отрицательной сигнатуры возможны только при  $\tau = \pm 1$ , и приведенная вероятность определяется соотношением

$$\begin{aligned} B(E2, \gamma \tau \rightarrow \sigma = -1) &= 2 | (I021 | I+\tau 1) [D_{\lambda}, \mathbb{M}_1^{(-)}]_+ \\ &+ (I022 | I+\tau 2) [D_{\lambda}, \mathbb{M}_2^{(-)}]_+|^2. \end{aligned} \quad /23/$$

Результаты расчета для приведенных вероятностей переходов с использованием интерполяционной формулы приведены на рис. 3.

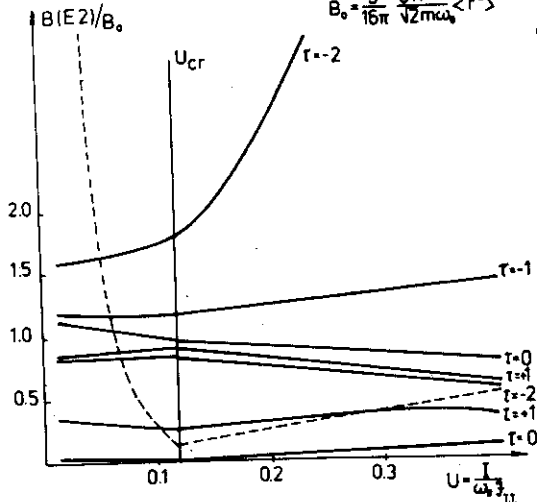
Рис. 3. Приведенные матричные элементы переходов  $\sum_I B(E2, \nu \Gamma I \rightarrow \lambda I')$ .

Пунктирные линии соответствуют коллективному вращению при неаксиальной форме ядра.

Расчеты выполнены для  $g=0,88$  ( $\delta_0=0,15$ ) для значений  $\Omega$  в интервале  $0 \leq \Omega \leq \Omega_{кр}^{(1)}$  и для  $g=(\nu-\lambda)^2$  при  $\Omega_{кр}^{(1)} \leq \Omega \leq \Omega_{кр}^{(2)}$ . Связь между скоростью вращения  $\Omega$  и угловым моментом устанавливалась формулой модели принудительного вращения

$$\langle \Omega | \hat{L}_x | \Omega \rangle = \sqrt{I(I+1)}.$$

$$B_0 = \frac{5}{16\pi} \frac{6\hbar^2}{\sqrt{2\pi} \kappa_0} \langle r^2 \rangle$$



/24/

Результаты расчета, использующего найденные в ПСФ значения внутренних м.э., находятся в хорошем соответствии с данными, которые можно получить, опираясь на правила сумм. Мягкая ветвь ГКР сохраняет коллективность при всех значениях углового момента вплоть до критического. В изученной модели при  $\Omega \geq \Omega_{кр}^{(1)}$  эта ветвь характеризуется точным значением проекции углового момента на ось вращения  $\Gamma = 2$ , причем переходы с уменьшением фоновонного возбуждения данного сорта вызывают уменьшение углового момента ядра на две единицы. Как отмечалось ранее, существование подобной ветви возбуждений имеет тесную связь с делительными свойствами быстровращающихся ядер, а потому наличия ее можно ожидать и в более реалистических моделях быстровращающихся ядер. Заметим, что вместе с ростом внутреннего матричного элемента, связывающего ирраст-состояния с состояниями мягкой ветви ГКР, должны увеличиваться и те матричные элементы гамильтониана, которые описывают развал состояний ГКР на более сложные конфигурации, не учитываемые в ПСФ. Это обстоятельство повышает интерес к изучению роли ГКР в динамике ядерных процессов при больших угловых моментах.

Заметной приведенной вероятностью обладают переходы между ирраст-состояниями и состояниями с возбуждением колебаний, родственных прецессионному движению. Принято считать, что в определенных условиях приведенные вероятности таких переходов, так

же как и энергии их возбуждения, определяются формулами, описывающими соответствующие квантовые переходы в жестком трехосном волчке в пределе больших спинов<sup>/2/</sup>. Расчет, проведенный нами, показал, что зависимость вероятности таких переходов от углового момента, найденная в ПСФ, имеет функционально иной характер по сравнению с оценками по модели жесткого ротатора. Некоторое сходство между результатами ПСФ и феноменологической модели жесткого ротатора имеется при  $\Omega \geq 0,2$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше результаты дают представление об ожидаемых изменениях коллективных возбуждений ядер при больших угловых моментах. Хотя гамильтониан рассмотренной модели сравнительно прост, тем не менее в рамках модели удастся корректно описать расщепление ГКР в деформированном ядре при малых спинах<sup>/8/</sup> и проследить изменения характеристик ГКР для быстровращающегося ядра.

Кроме гигантских резонансов, в быстровращающемся ядре возникает низколежащее коллективное возбуждение, подобное прецессионному движению твердого тела. Для анализа такой моды в ядрах широко используются оценки, полученные в модели трехосного ротатора. В данной работе показано, что подобные оценки весьма грубы. Рассчитанные в ПСФ энергии и  $B(E2)$ -факторы для таких возбуждений отличаются от оценок в модели жесткого ротатора в два-три раза. Отметим, что сходные выводы оказались возможным сделать как на основании очень общих соображений о коллективной модели при  $I \gg 1$  в работе<sup>/7/</sup>, так и на основании расчетов, идейно близких к данным расчетам с реалистическими параметрами гамильтониана<sup>/9/</sup>.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-12772, Дубна, 1979.
2. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1977, т.2.
3. Зелевинский В.Г. ЯФ, 1975, 22, с.1085.
4. Janssen D., Mikhailov I.N. Nucl.Phys., 1979, A318, p.389.
5. Игнатюк А.В., Михайлов И.Н. ЯФ, 1979, 30, с.665.
6. Alaga G. et al. Kgl Danske Videnskab.Selskab.Mat.-Fys.Medd., 1955, 29, p.9.
7. Михайлов И.Н. ОИЯИ, Р4-11424, Дубна, 1978.
8. Suzuki T., Rowe D.J. Nucl.Phys., 1977, A289, p.461.
9. Janssen D. et al. Phys.Lett., 1978, 79B, p.347.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 марта 1980 года.