объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

34/83

3/I-83

Р4-82-635

Е.Б.Бальбуцев, З.Вайшвила, И.Н.Михайлов

КОЛЛЕКТИВНЫЕ Е2-ПЕРЕХОДЫ В БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДРАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1-3] развита модель для изучения формы и нормальных частот колебаний вращающихся ядер. В ней учитываются кулоновские и поверхностные силы, определяющие равновесную деформацию ядер в зависимости от угловой скорости вращения, а также искажения ферми-поверхности, вызываемые коллективными колебаниями [4,5]. Цель настоящей статьи - изучение электромагнитных характеристик вибрационных состояний, возникающих при возбуждении нормальных мод, описанных в наших более ранних публикациях. Эта цель достигается приведением полученных в [2] уравнений движения к гамильтоновой форме и последующим их квантованием.

2. КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Коллективные колебания во вращающихся ядрах можно описать, рассматривая отклонения от состояния векового равновесия [6,7], при которых точки жидкости приобретают малые смещения

$$\vec{x}_{ж}(t) = \vec{x}_{ж}(0) + \vec{\xi}(t)\,,$$
$$\xi_i = \sum_j L_{i,j}\, x_j + \dots\,. \qquad /1/$$

Ограничиваясь выписанными членами в выражении для $\vec{\xi}$, в работах [1-3] мы получили уравнения движения, определяющие квадрупольные колебания ядер. В них входят коллективные переменные

$$V_{i,j} = \int \rho\, \xi_i\, x_j\, d\vec{r} = \frac{mAa_j^2}{5} L_{i,j}\ ; \quad \kappa_{ij} = \int \Delta P_{ij}\, d\vec{r}. \qquad /2/$$

В /2/ A - число нуклонов в ядре, m - масса нуклона, a_j - длина полуоси эллипсоида, аппроксимирующего форму поверхности ядра, ΔP_{ij} - вариации тензора напряжений. Для рассматриваемого здесь случая ядер, имеющих аксиальную форму ($a_1 = a_2$) в состоянии векового равновесия, уравнения движения разделяются на три не связанные между собой системы:

1. Уравнения колебаний отрицательной сигнатуры /α - мода/

$$\ddot{V}_{1,3} = -v_F^2\left(\frac{V_{1,3}}{a_3^2} + \frac{V_{3,1}}{a_1^2}\right) + 2\Omega\,\dot{V}_{2,3} - \frac{\Omega^2}{e^2}(1-e^2)(V_{1,3}+V_{3,1}) + z_{13},$$

$$\ddot V_{2,3} = -v_F^2\left(\frac{V_{2,3}}{a_3^2} + \frac{V_{3,2}}{a_2^2}\right) - 2\Omega \dot V_{1,3} - \frac{\Omega^2}{e^2}(1-e^2)(V_{2,3} + V_{3,2}) + z_{23},$$

$$\ddot V_{3,1} = -v_F^2\left(\frac{V_{1,3}}{a_3^2} + \frac{V_{3,1}}{a_1^2}\right) - \frac{\Omega^2}{e^2}(V_{1,3} + V_{3,1}) + z_{13},$$

$$\ddot V_{3,2} = -v_F^2\left(\frac{V_{2,3}}{a_3^2} + \frac{V_{3,2}}{a_2^2}\right) - \frac{\Omega^2}{e^2}(V_{1,3} + V_{3,2}) + z_{23}, \qquad /3/$$

$$\dot z_{13} = 2\Omega\left\{z_{23} - v_F^2\left(\frac{V_{2,3}}{a_3^2} + \frac{V_{3,2}}{a_2^2}\right)\right\},$$

$$\dot z_{23} = -2\Omega\left\{z_{13} - v_F^2\left(\frac{V_{1,3}}{a_3^2} + \frac{V_{3,1}}{a_1^2}\right)\right\}.$$

2. Уравнения колебаний положительной сигнатуры.

β-мода:

$$\ddot q_1 = -4\Omega \dot q_2 - \alpha q_1 \qquad (q_1 = V_{11} + V_{22} - 2V_{33},$$

$$\ddot q_2 = \frac{\Omega}{3-2e^2}\dot q_1 \qquad q_2 = V_{1,2} - V_{2,1}, \quad V_{ij} = V_{i,j} + V_{j,i}). \qquad /4/$$

γ-мода:

$$\ddot q_1 = 2\Omega \dot q_2 - 2\mathfrak{B} q_1 + 2q_3 \qquad (q_1 = (V_{11} - V_{22})/2, \quad q_2 = V_{12})$$

$$\ddot q_2 = -2\Omega \dot q_1 - 2\mathfrak{B} q_2 + 2q_4$$

$$\dot q_3 = 4\Omega\left(q_4 - \frac{v_F^2}{a_1^2} q_2\right), \qquad /5/$$

$$\dot q_4 = -4\Omega\left(q_3 - q_1 \frac{v_F^2}{a_1^2}\right).$$

Коллективные переменные z_{ij}, q_3, q_4 выражаются через κ_{ij} следующим образом:

$$z_{ij} = \kappa_{ij} + v_F^2(V_{i,j}/a_j^2 + V_{j,i}/a_i^2),$$

$$q_3 = \frac{1}{2}\{\kappa_{11} - \kappa_{22} + (V_{11} - V_{22})\, v_F^2/a_1^2\},$$

$$q_4 = \kappa_{12} + V_{12}\, v_F^2/a_1^2.$$

Здесь и в /3-5/ использованы обозначения: Ω - скорость вращения ядра, v_F - скорость нуклона на поверхности Ферми, $e = (1 - a_3^2/a_1^2)^{1/2}$ - эксцентриситет,

$$\alpha = 2\left\{\frac{3v_F^2}{a_1^2} - \frac{2\Omega^2}{e^2} + \Omega_0^2[2(\mathfrak{A}_{11} - 2XB_{11}) + 3(1-e^2)(\mathfrak{A}_{33} - 2XB_{33})]\right\}/(3-2e^2),$$

$$\mathfrak{B} = \frac{v_F^2}{a_1^2} - \Omega^2 + \Omega_0^2(\mathfrak{A}_{11} - 2XB_{11}),$$

$\mathfrak{A}_{ij}$, B_{ij} - индексные символы, определенные в приложении, $X = 0{,}0205\ Z^2/A$ - параметр делимости, Z - заряд ядра; $\Omega_0 = (5b/2mA r_0^2)^{1/2} = 34{,}9\ A^{-1/2}$ МэВ/$\hbar$, $b = 17$ МэВ - параметр поверхностной энергии из формулы Вайцзекера, $r_0 = 1{,}2$ Фм - параметр плотности ядерного вещества.

Величинам V_{ij} можно поставить в соответствие изменения, вызванные внутренним движением, в компонентах квадрупольного момента заряда и момента количества движения. Например:

$$\mathfrak{M}(2, \pm 2) = (V_{11} - V_{22} \pm 2iV_{12})\sqrt{7{,}5}\, Ze_p/\sqrt{\pi}\, 4mA, \qquad /6/$$

$$I_3 = \dot V_{2,1} - \dot V_{1,2} + \Omega(V_{11} + V_{22}).$$

Здесь e_p - заряд протона.

3. ПРИВЕДЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ К ГАМИЛЬТОНОВОЙ ФОРМЕ

Для построения гамильтониана мы воспользовались процедурой канонизации уравнений движения, предложенной в [8].

Начнем с описания общего алгоритма канонизации.

Пусть задана система $2n$ уравнений:

$$\dot y_i = h_i(t, y_1, \ldots, y_{2n}), \quad i = 1, \ldots, 2n. \qquad /7/$$

Ищем функцию Лагранжа, т.е. такую функцию

$$\mathfrak{L} = u_0 + \sum_{i=1}^{2n} u_i \dot y_i, \qquad /8/$$

при которой система /7/ совпадает с системой вариационных уравнений

$$\delta \int dt\mathfrak{L} \equiv \int dt \sum_{i=1}^{2n} \delta y_i \left(\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial y_i} - \frac{d}{dt}\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \dot y_i}\right)$$

$$\equiv \int dt \sum_{i=1}^{2n} \delta y_i \left(\Gamma_{i0} + \sum_{j=1}^{2n} \Gamma_{ij} h_j\right) = 0. \qquad /9/$$

Здесь

$$\Gamma_{ij} = -\Gamma_{ji} = \frac{\partial u_i}{\partial y_j} - \frac{\partial u_j}{\partial y_i}, \quad \Gamma_{i0} = -\frac{\partial u_0}{\partial y_i}. \qquad /10/$$

Для нахождения $\mathfrak{L}$ интегрируем систему дифференциальных уравнений в частных производных

$$\sum_j \Gamma_{ij} h_j = \Gamma_{0i}. \qquad /11/$$

Таким образом, определяем

1/ Функции u_0, u_i.

2/ Скобки Лагранжа [9]

$$\{y_i, y_j\} = \sum_{k=1}^{n} \left(\frac{\partial P_k}{\partial y_j}\frac{\partial Q_k}{\partial y_i} - \frac{\partial P_k}{\partial y_i}\frac{\partial Q_k}{\partial y_j}\right) = \Gamma_{ij}. \qquad /12/$$

Здесь P_k, Q_k - искомые канонические переменные, которые находятся решением проблемы Пфаффа

$$\sum_{i=1}^{2n} u_i dy_i = \sum_{k=1}^{n} P_k dQ_k. \qquad /13/$$

3/ Скобки Пуассона

$$[y_i, y_j] = \sum_{k=1}^{n} \left(\frac{\partial y_i}{\partial Q_k}\frac{\partial y_j}{\partial P_k} - \frac{\partial y_j}{\partial Q_k}\frac{\partial y_i}{\partial P_k}\right), \qquad /14/$$

определяемые из уравнений

$$\sum_{k=1}^{n} \{y_i, y_k\}[y_j, y_k] = \delta_{ij}. \qquad /15/$$

4/ Связь между переменными y_i и каноническими координатами Q_k, P_k, следующую из уравнений /14/, /15/.

5/ Гамильтоновскую функцию

$$H = -u_0(y_i(Q_k, P_k)). \qquad /16/$$

Описанную процедуру проиллюстрируем на примере уравнений для γ-моды. В этом случае

$$\begin{aligned}
y_1 &= q_1, & h_1 &= y_3, \\
y_2 &= q_2, & h_2 &= y_4, \\
y_3 &= \dot q_1, & h_3 &= 2\Omega y_4 - 2\mathfrak{B} y_1 + 2y_5, \\
y_4 &= \dot q_2, & h_4 &= -2\Omega y_3 - 2\mathfrak{B} y_2 + 2y_6, \\
y_5 &= q_3, & h_5 &= 4\Omega(y_6 - y_2 v_F^2/a_1^2), \\
y_6 &= q_4, & h_6 &= -4\Omega(y_5 - y_1 v_F^2/a_1^2).
\end{aligned} \qquad /17/$$

Левая часть уравнений системы $\sum_j \Gamma_{ij} h_j = \Gamma_{0i}$ является линейной однородной функцией переменных y_i, поэтому ее решение можно искать, полагая u_i линейными функциями y_i, u_0 - квадратичной функцией y_i. Имея это в виду, сравнительно просто можно найти набор постоянных Γ_{ij}, удовлетворяющих системе /11/. Например:

$$\Gamma_{13} = \Gamma_{24} = b, \quad \Gamma_{12} = -2\Omega b, \quad \Gamma_{56} = \frac{b a_1^2}{2\Omega v_F^2}, \ (b = \text{const} \neq 0),$$

остальные Γ_{ij} равны нулю.

Для функции u_0 получаем выражение

$$-u_0 = b\{\mathfrak{B}(q_1^2 + q_2^2) + \frac{a_1^2}{v_F^2} q_3^2 - 2(q_1 q_3 + q_2 q_4) + \frac{1}{2}(\dot q_1^2 + \dot q_2^2) + \frac{a_1^2}{v_F^2} q_4^2\}. \qquad /18/$$

Решая проблему Пфаффа, находим обобщенные координаты и импульсы

$$\begin{aligned}
P_1 &= b(\dot q_1 - \Omega q_2), & Q_1 &= q_1, \\
P_2 &= b(\dot q_2 + \Omega q_1), & Q_2 &= q_2, \\
P_3 &= \left(\frac{b a_1^2}{2\Omega v_F^2}\right)^{1/2} q_4, & Q_3 &= \left(\frac{b a_1^2}{2\Omega v_F^2}\right)^{1/2} q_3
\end{aligned} \qquad /19/$$

и гамильтониан

$$H_\gamma = b\{\mathfrak{B}(Q_1^2 + Q_2^2) + \frac{1}{2}(P_1/b + \Omega Q_2)^2 + \frac{1}{2}(P_2/b - \Omega Q_1)^2 - 2\left(\frac{2\Omega v_F^2}{b a_1^2}\right)^{1/2}(Q_1 Q_3 + Q_2 P_3) + \frac{2\Omega}{b}(Q_3^2 + P_3^2)\}. \qquad /20/$$

Нетрудно убедиться, что система /5/ совпадает с уравнениями Гамильтона

$$\dot Q_i = \frac{\partial H}{\partial P_i}, \quad \dot P_i = -\frac{\partial H}{\partial Q_i}. \qquad /21/$$

Константа b может быть найдена, если известно изменение энергии, связанное с каким-либо внешним воздействием на систему. Так, например, вариации кинетической энергии, вызываемые отклонением от состояния векового равновесия, вычисляются непосредственно:

$$\delta T = \sum_{i=1}^{3} \frac{1}{2} \int \rho \dot{\xi}_i^2 d\vec{r} = \delta T_\alpha + \delta T_\beta + \delta T_\gamma , \qquad /22/$$

где δT_ν - вклады в кинетическую энергию колебаний соответствующей моды. Для δT_γ имеем

$$\delta T_\gamma = \frac{5}{2mA} \cdot \frac{\dot{q}_1^2 + \dot{q}_2^2}{2a_1^2} . \qquad /23/$$

Сравнивая последнюю формулу с соответствующим членом в функции u_0, находим

$$b = 5/2mAa_1^2 . \qquad /24/$$

Аналогичные результаты для α- и β-колебаний приведем без промежуточных выкладок.

α -мода:

$$H_\alpha = \frac{c}{2}\{(P_{1,3}/c + \Omega V_{2,3})^2 + (P_{2,3}/c - \Omega V_{1,3})^2 + \frac{1}{c^2(1-e^2)}(P_{3,1}^2 + P_{3,2}^2) + [\frac{v_F^2}{a_3^2} + \frac{\Omega^2}{e^2}(1-e^2)](V_{1,3}^2 + V_{2,3}^2) + (1-e^2)(\frac{v_F^2}{a_1^2} + \frac{\Omega^2}{e^2})(V_{3,1}^2 + V_{3,2}^2) + 2(1-e^2)(\frac{v_F^2}{a_3^2} + \frac{\Omega^2}{e^2})(V_{1,3}V_{3,1} + V_{2,3}V_{3,2}) + \frac{a_3^2}{v_F^2}(z_{13}^2 + z_{23}^2) - 2[z_{13}(V_{1,3} + (1-e^2)V_{3,1}) + z_{23}(V_{2,3} + (1-e^2)V_{3,2})]\} . \qquad /25/$$

Здесь

$$c = 5/mAa_3^2 . \qquad /26/$$

β-мода:

$$H_\beta = a\{\frac{P_1^2}{a^2} + (\frac{a}{4} + \frac{\Omega^2}{3-2e^2})q_1^2\} ,$$
$$a = 5/4mA(3-2e^2)a_1^2 . \qquad /27/$$

Сопряженные импульсы определяются через коллективные скорости и координаты уравнениями Гамильтона /21/.

4. КВАНТОВАНИЕ ВИБРАЦИОННОГО ГАМИЛЬТОНИАНА

Гамильтониан, описывающий малые колебания ядра относительно состояния векового равновесия

$$\mathcal{H} = H_\alpha + H_\beta + H_\gamma . \qquad /28/$$

является квадратичной функцией обобщенных координат и импульсов, так что его квантование не представляет формальных проблем и до-

стигается заменой обобщенных координат и импульсов операторами, удовлетворяющими обычным коммутационным соотношениям:

$$q_i^{\text{класс}} \to \hat{q}_i , \quad P_i^{\text{класс}} \to \hat{P}_i ,$$
$$[\hat{P}_i , \hat{q}_i] = -i\hbar\delta_{ij} . \qquad /29/$$

Полученный таким образом гамильтониан описывает фононные возбуждения с операторами рождения /или поглощения/ фононов D_ν^+, удовлетворяющими уравнениям

$$[\mathcal{H}, D_\nu^+] = \hbar\epsilon_\nu D_\nu^+ , \qquad /30/$$

где $\hbar\epsilon_\nu$ - энергия фонона.

Запишем оператор фонона D_ν^+ в виде

$$D_\nu^+ = \frac{1}{\hbar}\sum_i (q_i\hat{P}_i - P_i\hat{q}_i) , \qquad /31/$$

где P_i, q_i - подлежащие определению амплитуды.

Подставляя /31/ в /30/, находим, что P_i, q_i удовлетворяют классическим уравнениям Гамильтона для гармонических колебаний

$$q_i(t) = q_i e^{-i\epsilon t} , \quad P_i(t) = P_i e^{-i\epsilon t} . \qquad /32/$$

Поэтому решения уравнений на собственные частоты ϵ_ν в классической и квантовой формулировке совпадают.

Нормировка фонона может быть получена из условия

$$[D_\nu , D_\nu^+] = \pm 1, \qquad /33/$$

причем решение квантового уравнения /30/ определяет оператор рождения фонона

$$B_\nu^+ = D_\nu^+ , \quad \text{если} \quad [D_\nu , D_\nu^+] = 1. \qquad /34/$$

В противоположном случае уравнение /30/ определяет оператор поглощения фонона

$$B_\nu = D_\nu^+ , \quad \text{если} \quad [D_\nu , D_\nu^+] = -1 . \qquad /35/$$

Амплитуды P_i^ν, q_i^ν определяют матричные элементы операторов квадрупольного момента ядра /6/ между состояниями, отличающимися только одним фононом.

Расчетные формулы для энергий возбуждения фононов и приведенных вероятностей переходов даны в Приложении.

5. СПЕКТР КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ И ВЕРОЯТНОСТИ E2-ПЕРЕХОДОВ

Полный гамильтониан ядра запишем в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_{rot} + \hat{\mathcal{H}} , \qquad /36/$$

где $\hat{H}_{rot} = H_{rot}(\vec{I}^2)$ – оператор "энергии вращения", описывающий зависимость энергии состояний векового равновесия от углового момента. Функциональную зависимость $\hat{H}_{rot}$ от операторного аргумента кажется естественным фиксировать так, чтобы энергия состояний бесфононного типа удовлетворяла классическим соотношениям

$$\frac{dH_{rot}(I(I+1))}{d\sqrt{I(I+1)}} = \Omega, \quad \sqrt{I(I+1)} = \mathcal{J}_{ТВ}(I)\cdot\Omega. \qquad /37/$$

При этом "энергию вращения" $H(I(I+1))$ можно записать в виде

$$E_{rot}(I) \equiv H(I(I+1)) = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_{ТВ}} + E_S + E_Q, \qquad /38/$$

где E_S, E_Q – поверхностная и кулоновская энергии, определенные /1-3/ решением условий векового равновесия. Таким образом, имеем общее выражение для энергии состояния с полным угловым моментом I и числом фононов типа ν, равным n_ν:

$$E(I, n_\nu) = E_{rot}(I) + \sum_\nu \hbar\epsilon_\nu\cdot(n_\nu + \frac{1}{2}). \qquad /39/$$

Фононные состояния $|n_\nu>$ будем считать внутренними состояниями вращающегося ядра в том смысле, который им придан в работах /10,11/.

Известные в коллективной модели аргументы приводят к правилам отбора

$$(-1)^I \prod_\nu (\sigma_\nu)^{n_\nu} = 1, \qquad /40/$$

где $\sigma_\alpha = -1$, $\sigma_\beta = \sigma_\gamma = 1$.

Приведенные матричные элементы E2-переходов между состояниями с одним фононом и состояниями без фононного возбуждения определяются формулами /11/

$$<I_2\nu\,||\hat{\mathfrak{M}}^{колл.}_{\lambda,\mu=I_2-I_1}||\,I_1> = \sqrt{2I}\,[B_\nu, \hat{\mathfrak{M}}^{колл.}_{\lambda,\mu=I_2-I_1}].$$

Здесь $\hat{\mathfrak{M}}^{колл}_{\lambda\mu}$ – квантовый образ оператора квадрупольного момента /6/.

Энергии возбуждения однофононных состояний показаны на рис.1. Рисунок 1а соответствует классической ($v_F = 0$) жидкой капле /КЖК/. Как видно, энергия возбуждения фононных состояния одной из веток γ-моды может принимать отрицательные значения. Как известно, /см., например, /3/ / при определенном значении углового момента ($I_б$) и угловой частоты вращения ($\Omega_б$) /в точке бифуркации/ от семейства сфероидальных конфигураций ответвляется семейство конфигураций трехосной формы, которое при $I > I_б$ становится более выгодным энергетически. Таким образом, для сфероидальных конфигураций условия векового равновесия при $\Omega > \Omega_б$ не определяют ираст-линии ядра. Поэтому появление отрицательных значений для энергии возбуждения фононных состояний при $\Omega > \Omega_б$ представляется вполне естественным.

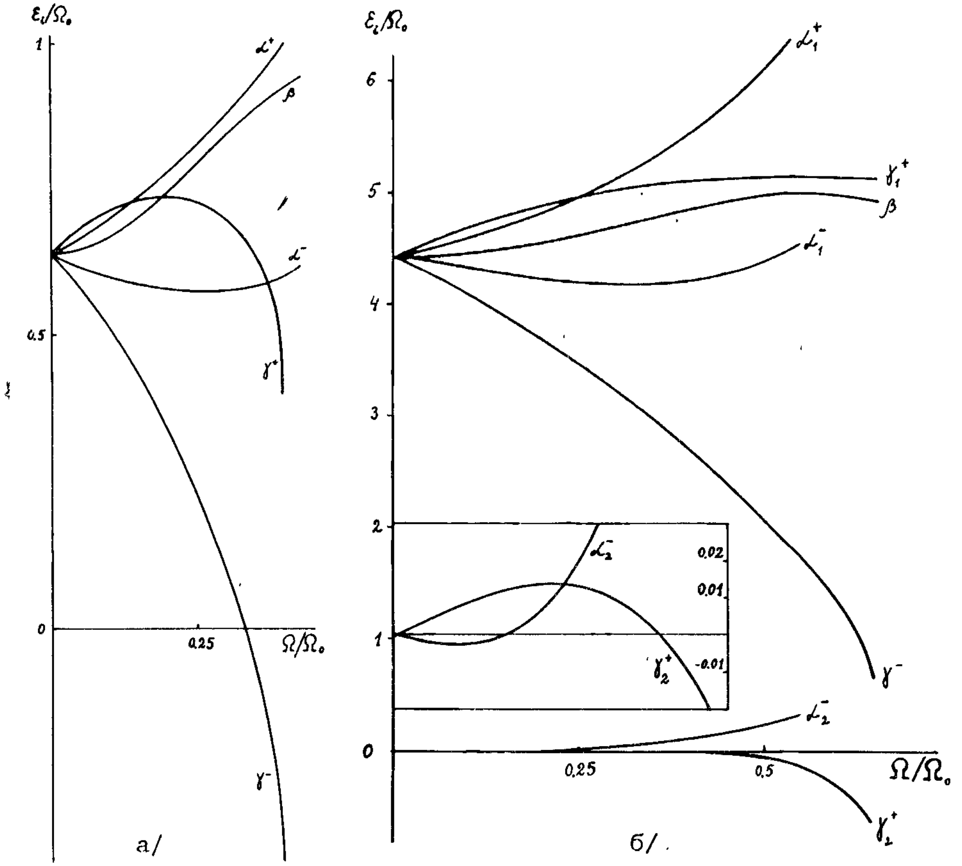


Рис.1. Зависимость спектра квадрупольных колебаний от скорости вращения для КЖК /а/ и для КФЖ /б/ с параметром делимости $X=0{,}62$ / $Z=68$, $A=154$/. $\Omega_0=34{,}9\ A^{-1/2}$ МэВ/$\hbar$.

На рис.1б показаны энергии возбуждения фононных состояний ядра ^{154}Er / $X=0{,}618$/. Учет искажений ферми-поверхности приводит к появлению дополнительных по отношению к КЖК ветвей фононных возбуждений. В области $I \lesssim I_б$ спектр возбуждений четко разделяется на жесткую часть, которой соответствует гигантский квадрупольный резонанс /ГКР/, и низкоэнергетическую часть, включающую по одной ветви γ-моды и α-моды. Как и в случае КЖК, энергия возбуждения мягкой γ-моды обращается в нуль в точке бифуркаций и становится отрицательной при $\Omega > \Omega_б$.

Заметим, что энергия возбуждения мягкой α-моды отрицательна при малых значениях Ω или I, где сфероидальные равновесные конфигурации представляют ираст-линию. Это обстоятельство ограничивает область применения модели для анализа мягкой части коллективного спектра областью достаточно больших спинов. Энергии возбуждения α-моды положительны при

$$I \geq I_{min} \simeq 0{,}4A\cdot(1-X). \qquad /41/$$

Значения I_{min} для ядер $40 < A < 200$ оказываются сравнимыми с типичными значениями углового момента одночастичных возбуждений. Поэтому ограничение в формуле /41/ практически совпадает с ограничением угловыми моментами, которые могут быть образованы возбуждением многонуклонных конфигураций.

Следующие рисунки показывают приведенную вероятность переходов между состояниями без вибрационного возбуждения и состояниями с одним фононом. Единица измерения $B(E2)$-факторов на рис.2 равна

$$B_0 = \frac{3}{4\pi}\,\frac{Z^2e_p^2 r_0^2\hbar}{A^{1/3}m\Omega_0} = 6{,}89\,\frac{Z^2}{A^{7/6}}\,B_W,$$

где B_W - единица Вайскопфа /12/. На рис.2а представлена информация о КЖК. Во всей области частот вращения, где имеется динамическая устойчивость /т.е., где решения уравнения /30/ действительны/, сохраняется большая коллективность переходов: $B(E2)$-факторы, по крайней мере, на порядок больше единицы Вайскопфа при значениях Z и A, типичных для ядер редкоземельной области. На кривых $B(E2)$ наличие точки бифуркации не сказывается. Приближение к границе устойчивости сопровождается бесконечным увеличением $B(E2)$-факторов переходов с возбуждением γ-колебаний. Отметим, что для суммы сил $\sum_\nu \epsilon_\nu B(E2;\ \text{ир}I \to \nu I')$ всюду имеем известное выражение, не содержащее расходимостей, так как одно из значений ϵ_ν меняет знак в точке бифуркации.

На рис.2б показаны $B(E2)$-факторы для ядра ^{154}Er. Качественное поведение кривых, описывающих переходы в жесткую часть спектра, имеет много общего с таковым для КЖК. В отличие от КЖК, только одна из двух жестких ветвей γ-колебаний характеризуется быстрым ростом приведенной вероятности перехода с угловой частотой вращения.

Случай КФЖ существенно отличается от КЖК наличием дополнительных мягких мод, коллективность которых возрастает по мере увеличения углового момента и сравнивается с коллективностью остальных мод в окрестности точки бифуркации. Для приведенной вероятности переходов с возбуждением мягкой γ-моды в области малых спинов имеет место приближенная формула

$$B(E2) \simeq 4B_0 r_0^2 A^{2/3}\Omega\Omega_0/v_F^2 \simeq 32{,}5\,\frac{Z^2}{A^{8/3}}\,I\,B_W .$$

Для ^{154}Er имеем $B(E2) \simeq 0{,}22 I\,B_W$. Коллективность переходов с возбуждением мягкой α-моды, как видно из рис.2б,

еще меньше. Поэтому рассмотрение E2-переходов в мягкой части спектра возбуждений в области спинов до I_{min}, определенного в формуле /41/, необходимо проводить с явным учетом квазичастичных степеней свободы ядра.

Рис.3 показывает куски спектра коллективных однофононных состояний при двух характерных значениях Ω, построенные в соответствии с формулой /39/. При меньшем из значений Ω состояния

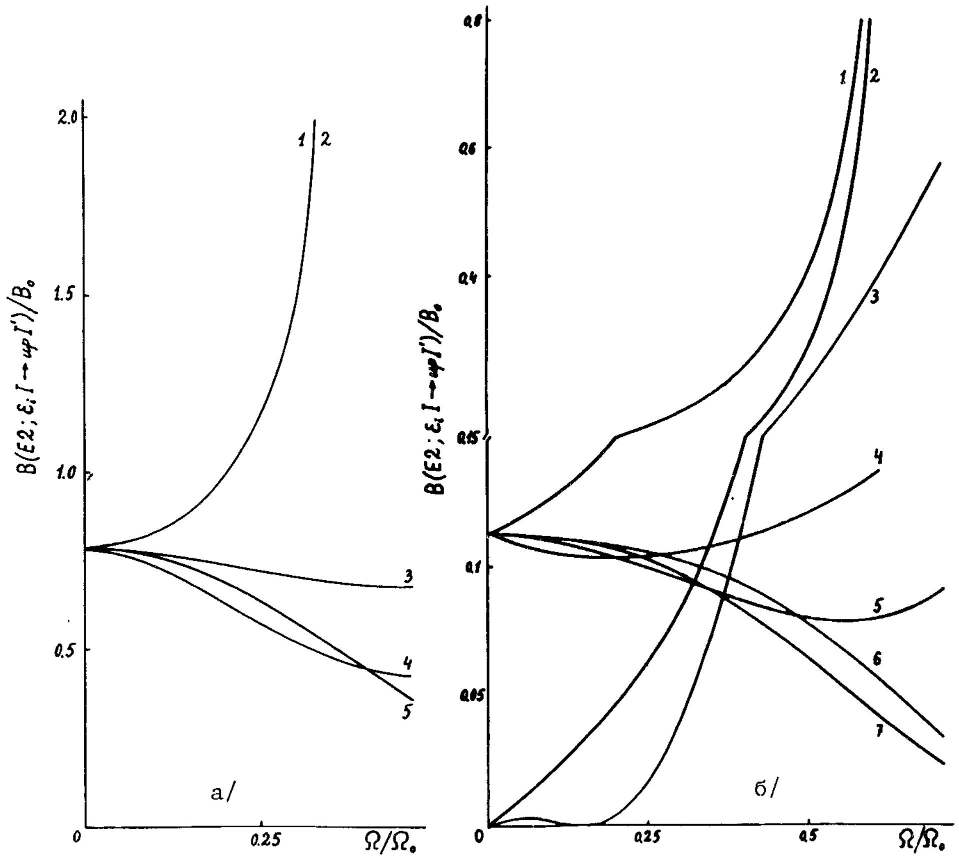
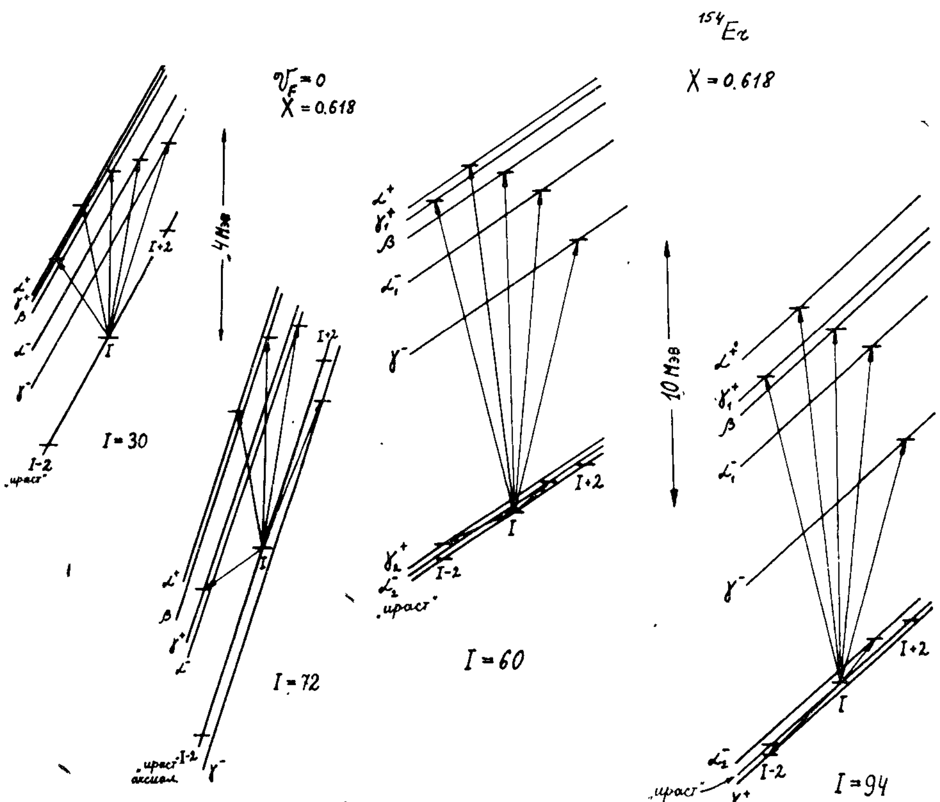


Рис.2. Зависимость вероятностей E2-переходов между однофононными и бесфононным состояниями от скорости вращения для КЖК /а/ и для КФЖ /б/ с параметром делимости $X=0{,}62$ /$Z=68$, $A=154$/. $\Omega_0=34{,}9\ A^{-1/2}$ МэВ/$\hbar$, $B_0=89{,}3\ B_W$. /а/ 1 - $\gamma^+I \to \text{ир}I+2$, 2 - $\gamma^-I \to \text{ир}I-2$, 3 - $\alpha^-I \to \text{ир}I-1$, 4 - $\beta I \to \text{ир}I$, 5 - $\alpha^+I \to \text{ир}I+1$. /б/ 1 - $\gamma^-I \to \text{ир}I-2$, 2 - $\gamma_2^+I \to \text{ир}I+2$, 3 - $\alpha_2^-I \to \text{ир}I-1$, 4 - $\gamma_1^+I \to \text{ир}I+2$, 5 - $\beta I \to \text{ир}I$, 6 - $\alpha_1^-I \to \text{ир}I-1$, 7 - $\alpha^+I \to \text{ир}I+1$.

без фононного возбуждения принадлежат ираст-последовательности, а при большем - последовательности стационарных аксиальных конфигураций, не являющихся ираст-конфигурациями ядер. Последняя отмечена на рис.3 индексом "ираст-аксиальная".

На рис.3а для КЖК следует, что коллективный E2-распад состояний ираст-последовательности абсолютно запрещен /нет состояний с меньшей энергией, связанных с состояниями этой последовательности E2-переходами/. Состояния последовательности ираст-аксиальная" могут распадаться в состояния одной из γ -веток с уменьшением спина ядра на две единицы Планка.



а/ б/

Рис.3. Разрешенные электромагнитные переходы между бесфононным и однофононными состояниями при двух характерных значениях скорости вращения для КЖК /а/ и для КФЖ /б/ с параметром делимости X=0,62 / Z=68, A=154/.

Иначе выглядит картина в КФЖ /рис.3б/. Из-за наличия мягких мод здесь при всех значениях Ω возможны переходы, ведущие к распаду бесфононного состояния с возбуждением фононов γ-моды и уменьшением углового момента. Этот вывод резко расходится с гипотезой о задержанности E2-переходов из таких ираст-состояний, основывающейся на аналогии с гидродинамической моделью /13/, но находит подтверждение при анализе соотношения между спином и множественностью γ-квантов из высокоспиновых состояний в ядрах, переходных между сферическими и деформированными /14/.

При всех представляющих интерес значениях углового момента энергия таких переходов $E_\gamma \simeq 2\hbar\Omega$, т.е. очень близка к энергии переходов вдоль ираст-линии. По мере увеличения углового момента вместе с $B(E2;\ \text{ир}I \to \nu,\ I-2)$ /см. рис.2б/ резко возрастает вероятность таких переходов:

$$P_\nu = \frac{8\pi}{150\hbar}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^5 \cdot B(E2;\text{ир}I \to \nu, I-2) = 2{,}68\cdot 10^{16}\frac{Z^2}{A^{7/3}}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar\Omega_0}\right)^5 \cdot b_\nu\,(\text{сек}^{-1}),$$

где E_γ - энергия γ-перехода , а b_ν определено в Приложении.

Для области спинов, приведенной на рис.3б ($I \simeq 60$), получаем оценку времени жизни ираст-состояния

$$P^{-1}_{\text{ир}} \simeq 0{,}72\cdot 10^{-13} \text{ сек},$$

что на порядок величины меньше типичных времен жизни одночастичных уровней в этом ядре.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель, развиваемая здесь и в предыдущих публикациях на эту тему, претендует на количественное описание явлений в "нагретых" ядрах, т.е. в условиях, в которых ядерное вещество находится непосредственно после формирования высокоспиновых компаунд-состояний в результате слияния тяжелых ионов. Впрочем, качественная картина коллективных явлений не должна сильно зависеть от неучтенных в модели оболочечных эффектов, а поэтому можно ожидать, что она сохраняет предсказательную силу и для холодных ядер при больших спинах.

Модель предсказывает сильное влияние вращения на характеристики ГКР: расщепление ветвей ГКР, зависимость от спина B(E2)-факторов переходов, разряжающих ГКР. Влияние спина может оказаться важным как при описании формирования высокоспиновых состояний, определяя скорость сброса кинетической энергии сталкивающихся ионов на возбуждение внутренних степеней свободы ядра, так и при описании разрядки высокоспиновых состояний.

Из модели следует возможность излучения коллективных E2-квантов из состояний без вибрационного возбуждения в ядрах, вращающихся вокруг оси симметрии.

ПРИЛОЖЕНИЕ

А. Индексные символы были введены в работах [6,7]:

$$\mathcal{A}_{ij} = \int_0^\infty \frac{a_1^2 a_2^2 a_3^2\, dt}{\Delta_R (a_i^2 + t^2)(a_j^2 + t^2)}, \quad B_{ij} = \int_0^\infty \frac{a_1 a_2 a_3 t\, dt}{\Delta_C (a_i^2 + t)(a_j^2 + t)},$$

$$\Delta_R^2 = (a_1^2 + t^2)(a_2^2 + t^2)(a_3^2 + t^2), \quad \Delta_C^2 = (a_1^2 + t)(a_2^2 + t)(a_3^2 + t).$$

При $a_1 = a_2$ они выражаются через элементарные функции.

В. Уравнения на собственные частоты и формулы для $B(E2)$ - факторов.

α-мода:

$$v_F^2 \left(\frac{\Omega - \epsilon}{a_3^2} - \frac{\Omega + \epsilon}{a_1^2}\right) + (\epsilon + 2\Omega)\left[\epsilon(\epsilon + \Omega) - 2\frac{\Omega^2}{e^2}\right] = 0.$$

$$B(E2;\ \text{ир}I \to \epsilon_\nu\ I \pm 1) = B_0 \begin{cases} b_\alpha(\epsilon_\nu) & \text{при} \quad n \gtrless 0 \\ 0 & \text{при} \quad n \lessgtr 0 \end{cases},$$

$$b_\alpha(\epsilon) = (1 - e^2)^{2/3} \frac{\epsilon^2}{(\epsilon - \Omega)^2} n^{-1}, \quad B_0 = \frac{3}{4\pi} \frac{Z^2 e_p^2 r_0^2 \hbar}{A^{1/3} m \Omega_0},$$

$$\Omega_0 n = \epsilon + \Omega + \epsilon \frac{a_3^2}{a_1^2} \left(\frac{\epsilon + \Omega}{\epsilon - \Omega}\right)^2 - \frac{1}{2} \frac{(\epsilon + \Omega)^2}{\epsilon + 2\Omega} \left(1 + \frac{a_3^2}{a_1^2} \frac{\epsilon + \Omega}{\epsilon - \Omega}\right) +$$

$$+ \frac{1}{2}\left(\frac{v_F^2}{a_3^2} + \frac{\Omega^2}{e^2}\right)\left(1 + \frac{a_3^2}{a_1^2} \frac{\epsilon + \Omega}{\epsilon - \Omega}\right)^2 \frac{1}{\epsilon + 2\Omega}.$$

β-мода:

$$\epsilon^2 = \frac{2}{3 - 2e^2} \left\{ 2\Omega^2 \frac{e^2 - 1}{e^2} + 3 \frac{v_F^2}{a_1^2} + [2(\mathcal{A}_{11} - 2XB_{11}) + \right.$$

$$\left. + 3 \frac{a_3^2}{a_1^2} (\mathcal{A}_{33} - 2XB_{33})]\Omega_0^2 \right\}.$$

$$B(E2,\ \text{ир}I \to \epsilon_\nu\ I) = B_0 \cdot b_\beta(\epsilon_\nu), \qquad b_\beta(\epsilon) = \frac{1 - 2e^2/3}{(1 - e^2)^{1/3}} \frac{\Omega_0}{\epsilon}.$$

γ'-мода:

$$(2\mathcal{B} - \epsilon^2 + 2\epsilon\Omega)(4\Omega - \epsilon) - 8\Omega v_F^2/a_1^2 = 0.$$

$$B(E2;\ \text{ир}I \to \epsilon_\nu\ I \pm 2) = B_0 \cdot |b_\gamma(\epsilon_\nu)| \cdot \begin{cases} 1 & \text{при} \quad b_\gamma \gtrless 0 \\ 0 & \text{при} \quad b_\gamma \lessgtr 0 \end{cases}$$

$$b_\gamma(\epsilon) = \frac{1}{(1 - e^2)^{1/3}} \cdot \frac{(4\Omega - \epsilon)^2 \Omega_0}{(4\Omega - \epsilon)^2 (\epsilon - \Omega) + 4\Omega v_F^2/a_1^2}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Balbutsev E.B. et al. Phys.Lett., 1981, 105B, p. 84.
2. Бальбуцев Е.Б., Вайшвила З., Михайлов И.Н. ЯФ, 1982, 35, с. 836.
3. Бальбуцев Е.Б., Вайшвила З., Михайлов И.Н. ОИЯИ, Р4-81-690, Дубна, 1981.
4. Nix J.R., Sierk A.J. Phys.Rev., 1980, C21, p. 396.
5. Bertch G.F. In: Nuclear Physics with Heavy Ions and Mesons, 1977 Les Houches Lectures, edited by R.Balian et al. North Holland, Amsterdam, 1978, vol. 1, p. 175.
6. Чандрасекхар С. Эллипсоидальные фигуры равновесия. "Мир", М., 1973.
7. Rosenkilde C.E. J.Math.Phys., 1967, 8, pp. 84, 88, 98.
8. Hill R.N. J.Math.Phys., 1967, 8, p. 1757.
9. Голдстейн Г. Классическая механика. "Наука", М., 1975.
10. Михайлов И.Н. ОИЯИ, Р4-7862, Дубна, 1974; ОИЯИ, Р4-11424, Дубна, 1978.
11. Бриансон Ш., Михайлов И.Н. ЭЧАЯ, 1982, 13, вып.2, с. 245.
12. Бор О., Моттельсон Б.Р. Структура атомного ядра, "Мир", М., 1977, т.1.
13. Bohr Å., Mottelson B.R. In: Int.Conf.Nucl.Str., Tokyo, 1977,; J.Phys.Soc.Japan, Suppl., 1978, 44, p. 157.
14. Aguer P. et al. Ann.Rep. CSNSM, Orsay, 1980, p.15.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 августа 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Бальбуцев Е.Б., Вайшвила З., Михайлов И.Н.

Р4-82-635

Коллективные Е2-переходы в быстровращающихся ядрах

Полученные ранее уравнения, описывающие спектр коллективных квадрупольных колебаний быстровращающихся ядер, приведены к канонической (гамильтоновой) форме и проквантованы; изучены вероятности квадрупольных переходов между вибрационными состояниями, построенными на сфероидальных равновесных конфигурациях. Предсказана сильная зависимость от спина в положении и электромагнитных характеристиках таких состояний, а также возможность квадрупольных переходов вдоль последовательности уровней, близких к ираст-линии в ядрах, вращающихся вокруг оси симметрии.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Balbutsev E.B., Vaishvila Z., Mikhailov I.N.

P4-82-635

Collective E2-Transitions in Fast Rotating Nuclei

Equations, derived early to describe the collective-quadrupole-oscillation spectrum of fast rotating nuclei, are reduced to the canonical (Hamiltonian) form and quantized. Probabilities of the quadrupole transitions between the vibrational states, constructed on spheroidal equilibrium configurations, are studied. A strong spin dependence of the position and electromagnetic properties of such states is predicted. A possibility of the quadrupole transitions along a sequence of levels near the yrast line in nuclei, rotating around the symmetry axis, is shown.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.