объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4-90-156

Р.Г.Назмитдинов, Я.Квасил*

ОСТАТОЧНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И НЕАКСИАЛЬНЫЙ ВРАЩАЮЩИЙСЯ ОСЦИЛЛЯТОР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Физический факультет Пражского университета

1990

Накопление экспериментальной информации о состояниях ираст-линии и вблизи нее ставит актуальные задачи их исследования в микроскопических моделях, учитывающих оболочечную структуру ядра и когерентные коллективные эффекты, обусловленные взаимодействием нуклонов. Микроскопическое описание как низколежащих вибрационных состояний, так и свойств гигантских резонансов во вращающихся ядрах основано на задании некоторого вращающегося оболочечного потенциала (среднего поля) и остаточного взаимодействия между нуклонами [1]. Остаточные взаимодействия подбираются из соображения простоты, а силовые параметры взаимодействия определяются из энергий нижайших коллективных возбуждений. Очевидно, что когда несколько различных по симметрии взаимодействий играют важную роль в формировании коллективного состояния, такой подход снижает эвристическую ценность теории, а также надежность в предсказании тех или иных явлений.

Необходимость согласования остаточных взаимодействий с потенциалом среднего поля неоднократно отмечалась в литературе (см., например, [2-5]). Использование принципов инвариантности в форме законов сохранения позволяет развивать необходимые теоретические схемы построения остаточных взаимодействий. В частности, в работах [5] был предложен простой метод самосогласования, в котором остаточные взаимодействия строятся по заданному оболочечному потенциалу с помощью принципов инвариантности. При этом используются структурные предположения о сепарабельности искомых взаимодействий и об аксиальной симметрии исходного оболочечного потенциала. Подчеркнем, что проблема учета вращения и его влияния на характер остаточного взаимодействия в работах [2-5] вообще не рассматривалась. Кроме того, при высоких спинах ядерной системе энергетически выгодна потеря аксиальной симметрии, о чем свидетельствуют расчеты эволюции формы быстровращающихся как холодных [6], так и нагретых ядер [7,8].

В данной работе, используя только предположение о сепарабельности, мы получим остаточные взаимодействия, обусловленные нарушением ротационной и трансляционной симметриями, для потенциала трехосного вращающегося осциллятора. Далее будет описан простой способ построения в этом потенциале трансляционно-инвариантных октупольных взаимодействий, который может быть использован для конструирования в последнем взаимодействии произвольной мультипольности, не нарушающих его ротационной и трансляционной симметрий.

1. Качественные аспекты влияния вращения на многие характеристики атомного ядра можно исследовать в модели, в которой нуклоны движутся в среднем поле неаксиального вращающегося осциллятора:

$$H_0(\Omega) = \sum_{\nu=1}^{A} h_\nu(\Omega) \,,$$

$$h(\Omega) = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) - \Omega \ell_x \,. \qquad (1)$$

Свойства решений гамильтониана (1) подробно исследовались в работах [9-12], где был дан детальный анализ изменения параметров, характеризующих ядерную форму. Полная энергия системы, определяемая гамильтонианом (1), выражается посредством соотношения

$$E = \hbar(\omega_x \Sigma_x + \omega_+ \Sigma_+ + \omega_- \Sigma_-) \,, \qquad (2)$$

$$\Sigma_i = \sum_{\nu=1}^{A} (n_i + \frac{1}{2})_\nu \,, \qquad (3)$$

где $\omega_\pm$ - собственные частоты,

$$\omega_\pm^2 = \frac{\omega_y^2 + \omega_z^2}{2} + \Omega^2 \pm \frac{1}{2}[(\omega_y^2 - \omega_z^2)^2 + 8\Omega^2(\omega_y^2 + \omega_z^2)]^{1/2} \,, \qquad (4)$$

и Σ_i - соответствующая сумма числа квантов в заполненных состояниях.

Предположение об изотропном распределении скоростей в системе, характеризуемой гамильтонианом (1), так же, как и вариационный принцип в отсутствие вращения ($\Omega = 0$) приводит к условию [13]:

$$\Sigma_x \omega_x = \Sigma_y \omega_y = \Sigma_z \omega_z = \mathrm{const} \,,$$

которое интерпретируется как требование согласования распределения плотности и деформации потенциала. Когда угловая частота вращения $\Omega \neq 0$, требование изотропного распределения скоростей во вращающейся системе определяется соотношением [10,11,13]:

$$\omega_x \Sigma_x = \omega_+ \Sigma_+ = \omega_- \Sigma_- = \mathrm{const} \,, \qquad (5)$$

которое влечет за собой твердотельный характер вращения для произвольных Ω. Последние экспериментальные данные исследования высокоспиновых состояний, получаемых в результате (HI,xn)-реакций [14], подтверждают такое поведение. Поэтому ниже мы будем использовать условие самосогласования (5), которое, воспользовавшись результатами работ [10,11], можно переписать в виде

$$\omega_x^2 \langle x^2 \rangle = (\omega_y^2 - \Omega^2)\langle Y^2 \rangle = (\omega_z^2 - \Omega^2)\langle z^2 \rangle = \frac{\omega_0^2 \langle R^2 \rangle}{3}, \tag{6}$$

где усреднение идет по основному состоянию гамильтониана (1), а $\langle R^2 \rangle = \frac{3}{5} A R_0^2$.

Для вывода необходимых соотношений удобно представить гамильтониан (1) в следующей форме:

$$h(\Omega) = \frac{1}{2} m \vec{V}^2 + \frac{1}{2} m [\omega_x^2 x^2 + (\omega_y^2 - \Omega^2) y^2 + (\omega_z^2 - \Omega^2) z^2], \tag{7}$$

где

$$\vec{V} = \frac{\vec{p}}{m} - \vec{\Omega} \times \vec{r}, \qquad \vec{\Omega} = (\Omega, 0, 0).$$

Чтобы построить остаточные взаимодействия, генерирующие коллективные возбуждения, которые связаны с нарушением внутренних симметрий, воспользуемся методом, изложенным в [13].

2. Трансляционную симметрию исходного гамильтониана (1) можно восстановить, рассматривая вариацию одночастичного потенциала гамильтониана (7) по отношению к трем независимым координатам x_i:

$$F_i = -\frac{1}{k_i} \frac{\partial V}{\partial x_i}. \tag{8}$$

В качестве таковых мы выбираем смещения x, y, z. В случае движения с малой амплитудой взаимодействие, восстанавливающее симметрию, нарушенную потенциалом, в приближении среднего поля можно записать в виде

$$H_{вз} = k_i \alpha_i F_i, \tag{9}$$

где

$$k_i = \int \frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial \rho_0}{\partial x} d\tau = -A \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right\rangle. \tag{10}$$

Согласование достигается за счет такой нормировки α_i, при которой $<F_i> = \alpha_i$; а усреднение производится при тех значениях параметров деформации или осцилляторных частот, которые определяются из условий самосогласования (5) или (6).

Прямое вычисление позволяет получить необходимые выражения. Например,

$$F_x = -\frac{1}{k_x}\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{1}{k_x}\frac{i}{\hbar}[h, p_x] = -\frac{1}{k_x} m\omega_x \sqrt{\frac{2\pi}{3}}\, r(Y_{11} - Y_{1-1}). \quad (11)$$

Здесь $Y_{\lambda\mu} \equiv Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ - сферические функции, определенные в системе квантования с осью z. Соответствующая константа имеет вид

$$k_x = \frac{A}{\hbar^2} <[[h, p_x], p_x]> = -mA\omega_x^2 . \quad (12)$$

Остаточное взаимодействие (9), определяемое выражениями (11), (12), можно представить в привычной форме диполь-дипольного взаимодействия (см., например, [15]):

$$H^{(-)}_{\text{дип}} = \frac{\kappa_1}{2} \bar{D}_1^{(+)+} \bar{D}_1^{(-)}, \quad (13)$$

$$\bar{D}_1^{(-)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\overline{rY_{11} - rY_{1-1}}) = \frac{\omega_x}{\omega_0}\frac{1}{\sqrt{2}}(rY_{11} - rY_{1-1}), \quad (14)$$

$$\kappa_1 = -\frac{4\pi}{3}\frac{m\omega_0^2}{A}, \quad (15)$$

где черта обозначает масштабное преобразование декартовой координаты $\bar{x} = \frac{\omega_x}{\omega_0} x$.

Операторы, соответствующие смещению вдоль координат y и z, имеют вид

$$\bar{D}_1^{(+)} = \frac{i}{\sqrt{2}}(rY_{11} + rY_{1-1}) = \sqrt{\frac{\omega_y^2 - \Omega^2}{\omega_0^2}}\frac{1}{\sqrt{2}}(rY_{11} + rY_{1-1}), \quad (16)$$

$$\bar{D}_{10} = \overline{rY}_{10} = \sqrt{\frac{\omega_z^2 - \Omega^2}{\omega_0^2}}\, rY_{10} . \quad (17)$$

Здесь черта в формулах (16), (17) обозначает преобразование декартовых координат $\bar{y} = \sqrt{\frac{\omega_y^2 - \Omega^2}{\omega_0^2}}\, y$ и $\bar{z} = \sqrt{\frac{\omega_z^2 - \Omega^2}{\omega_0^2}}\, z$ соответственно. Отметим, что при такой параметризации константа изоскалярного дипольного взаимодействия κ_1 оказывается универсальной для всех компонент изоскалярных дипольных сил, восстанавливающих трансляционную симметрию трехаксиального вращающегося осциллятора, и не зависит от проекции дипольного оператора на ось z. В отсутствие вращения для аксиально-симметричного потенциала осциллятора ($\omega_x = \omega_y \neq \omega_z$) при стандартном определении оператора дипольного момента $D_{1m} = r Y_{1m}$ мы получаем результат работ /5/, когда зависимость от деформации потенциала среднего поля остаточного изоскалярного дипольного взаимодействия передается посредством различных констант

$$\kappa_i = -\frac{4\pi}{3}\,\frac{m\omega_i^2}{A}, \qquad i = x, y, z. \tag{18}$$

Окончательно гамильтониан неаксиального вращающегося ядра имеет вид

$$H(\Omega) = H_0(\Omega) + H_{\text{дип}}(\Omega), \tag{19}$$

$$H_{\text{дип}}(\Omega) = \frac{\kappa_1}{2}\left[\bar{D}_1^{(+)+}\bar{D}_1^{(+)} + \bar{D}_1^{(-)+}\bar{D}_1^{(-)} + \bar{D}_{10}^{+}\,\bar{D}_{10}\right], \tag{20}$$

где кинематические корреляции (20) восстанавливают его трансляционную инвариантность и гарантируют выделение движения центра масс как собственного состояния с нулевой энергией. Это особенно важно при описании 1^- и 0^- коллективных возбуждений, так как силы Кориолиса приводят к их сильному смешиванию уже в области небольших значений углового момента.

3. Вращательную инвариантность неаксиального вращающегося осциллятора можно восстановить, рассматривая взаимодействие, которое возникает за счет вариации одночастичного потенциала по отношению к пяти независимым координатам. В качестве таковых могут быть выбраны три угла θ_x, θ_y и θ_z, связанные с поворотами вокруг осей x, y, z соответственно; а также две координаты - параметры деформации ϵ и γ, характеризующие форму ядра и определяемые выражениями:

$$\nu_x = \frac{\omega_x^2}{\omega_0^2} = 1 + \frac{2}{3}\epsilon\cos\gamma - \frac{2\sqrt{3}}{3}\epsilon\sin\gamma,$$

$$\nu_y = \frac{\omega_y^2}{\omega_0^2} = 1 + \frac{2}{3}\epsilon\cos\gamma + \frac{2\sqrt{3}}{3}\epsilon\sin\gamma, \tag{21}$$

$$\nu_z = \frac{\omega_z^2}{\omega_0^2} = 1 - \frac{4}{3}\epsilon \cos\gamma . \tag{21}$$

Однако построение остаточного взаимодействия, восстанавливающего трансляционную симметрию рассматриваемого потенциала, уже содержит указание на более простой способ достижения цели: необходимо добавить к исходному гамильтониану остаточное взаимодействие, в котором в координатном представлении проведено масштабное преобразование вида:

$$\bar{x} = \sqrt{\nu_x} \cdot x , \quad \bar{y} = \sqrt{\nu_y - \lambda} \cdot y , \quad \bar{z} = \sqrt{\nu_z - \lambda} \cdot z , \tag{22}$$

где

$$\lambda = \Omega^2 / \omega_0^2 .$$

Следуя этому рецепту, добавим к гамильтониану $H_0(\Omega)$ квадруполь-квадрупольное взаимодействие вида

$$H_{\text{квад}}(\Omega) = \frac{\kappa_2}{2} \sum_{m=1}^{5} \bar{Q}^+_{2m} \bar{Q}_{2m} , \tag{23}$$

$$\bar{Q}_{2m} = \overline{r^2 Y_{2m}} , \tag{24}$$

$$\kappa_2 = -\frac{4\pi}{5} \frac{m\omega_0^2}{A \langle R^2 \rangle} \tag{25}$$

и убедимся, что оно восстанавливает вращательную инвариантность исходного гамильтониана (1). С этой целью выразим гамильтониан (23) через следующие комбинации операторов:

$$\bar{Q}_{20} = \overline{r^2 Y_{20}} , \tag{26}$$

$$\bar{Q}_1^{(+)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{(r^2 Y_{21} + r^2 Y_{2-1})} , \tag{27}$$

$$\bar{Q}_1^{(-)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{(r^2 Y_{21} - r^2 Y_{2-1})} , \tag{28}$$

$$\bar{Q}_2^{(+)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{(r^2 Y_{22} + r^2 Y_{2-2})} , \tag{29}$$

$$\bar{Q}_2^{(-)} = \frac{i}{\sqrt{2}} (r^2 Y_{22} - r^2 Y_{2-2}) . \tag{30}$$

Используя соотношения (22), а также условия согласования (6), выразим операторы (26)-(30) через обычные операторы $r^\lambda Y_{\lambda\mu}$:

$$\begin{aligned} \bar{Q}_{20} &= \frac{\sqrt{5}}{6} (2\nu_z - \nu_x - \nu_y) r^2 Y_{00} + \frac{1}{6} (4\nu_z + \nu_y + \nu_x - 5\lambda) r^2 Y_{20} + \\ &+ \frac{1}{3} \sqrt{\frac{3}{4}} (\nu_y - \nu_x - \lambda) \frac{1}{\sqrt{2}} (r^2 Y_{22} + r^2 Y_{2-2}) , \end{aligned} \tag{31}$$

$$\bar{Q}_1^{(+)} = \sqrt{\nu_+ \nu_-} \frac{i}{\sqrt{2}} (r^2 Y_{21} + r^2 Y_{2-1}) , \quad \nu_\pm = \frac{\omega_\pm^2}{\omega_0^2} , \tag{32}$$

$$\bar{Q}_1^{(-)} = \sqrt{\nu_x (\nu_z - \lambda)} \frac{1}{\sqrt{2}} (r^2 Y_{21} - r^2 Y_{2-1}) , \tag{33}$$

$$\begin{aligned} \bar{Q}_2^{(+)} &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{3}} (\nu_x - \nu_y + \lambda) r^2 Y_{00} - \frac{\sqrt{3}}{6} (\nu_x - \nu_y + \lambda) r^2 Y_{20} + \\ &+ \frac{1}{2} (\nu_x + \nu_y - \lambda) \frac{1}{\sqrt{2}} (r^2 Y_{22} + r^2 Y_{2-2}) , \end{aligned} \tag{34}$$

$$\bar{Q}_2^{(-)} = \sqrt{\nu_x (\nu_y - \lambda)} \frac{i}{\sqrt{2}} (r^2 Y_{22} - r^2 Y_{2-2}) . \tag{35}$$

Выражения для операторов (31)-(35), когда вращение отсутствует ($\lambda = 0$), совпадают с результатом работы /16/, а при аксиальной симметрии ядра ($\omega_x = \omega_y \neq \omega_z$: $\gamma = 0$) и $\lambda = 0$ воспроизводят результат работ /16-19/.

Используя условия самосогласования (6), нетрудно убедиться, что средние значения операторов (31)-(35) равны нулю, то есть они не вносят изменение в потенциал среднего поля. С другой стороны, они восстанавливают вращательную инвариантность гамильтониана трехосного вращающегося осциллятора. В этом можно убедиться, например, построив взаимодействие, которое возникает за счет поворота на угол θ_y вокруг оси y, используя (8) и (10):

$$\begin{aligned} F_{\theta_y} &= \frac{-1}{k_{\theta_y}} \frac{\partial V}{\partial \theta_y} = \frac{1}{k_{\theta_y}} \frac{i}{\hbar} [h, \ell_y] = -\frac{1}{k_{\theta_y}} m (\omega_z^2 - \omega_x^2 - \Omega^2) \times \\ &\times \sqrt{\frac{2\pi}{15}} (r^2 Y_{21} - r^2 Y_{2-1}) , \end{aligned} \tag{36}$$

$$k_{\theta_y} = \frac{A}{\hbar^2} \langle [[h, \ell_y], \ell_y] \rangle = mA (\omega_z^2 - \omega_x^2 - \Omega^2) \langle z^2 - x^2 \rangle . \tag{37}$$

Далее, с помощью условия самосогласования (6) мы получим

$$H_{\theta_y} = k_{\theta_y} F^+_{\theta_y} F_{\theta_y} = \kappa_2 \bar{Q}_1^{(-)+} \bar{Q}_1^{(-)} , \qquad (38)$$

где силовая константа κ_2 определяется формулой (25), а выражение для оператора $\bar{Q}_1^{(-)}$ дается формулой (32).

4. Применяя масштабное преобразование (22), можно построить сепарабельное остаточное взаимодействие для потенциала неаксиального вращающегося осциллятора произвольной мультипольности. При этом оно не будет нарушать ни вращательную, ни трансляционную инвариантности, по крайней мере, в приближении случайных фаз. Необходимо отметить, что условия самосогласования (6) приводят к зависимости свойств вибрационных состояний, в данном случае, квадрупольной природы не только от угловой частоты вращения, но и монопольных степеней свободы ядра (см. ф. (31) и (34)); то есть генерируемых операторами другой мультипольности, но той же четности. Константа взаимодействия κ_λ оказывается универсальной: одна и та же для каждой из компонент остаточного взаимодействия данной мультипольности λ, а расщепление различных компонент определяется посредством факторов масштабного преобразования.

Естественным шагом является применение описанного способа при исследовании октупольных возбуждений во вращающихся деформированных ядрах. Эти возбуждения генерируются октупольными взаимодействиями, не менее важными при описании вибрационных состояний, чем дипольные и квадрупольные. Сепарабельные изоскалярные октупольные взаимодействия, не нарушающие трансляционной инвариантности гамильтониана (1), согласно вышеизложенному, будут определяться гамильтонианом

$$H_{\text{окт}} = \frac{\kappa_3}{2} \sum_{m=1}^{7} \bar{F}^+_{3m} \bar{F}_{3m} , \qquad (39)$$

$$\bar{F}_{3m} = \overline{r^3 Y_{3m}} , \qquad (40)$$

$$\kappa_3 = -\frac{4\pi}{7} \frac{m\omega_0^2}{A \langle R^4 \rangle} . \qquad (41)$$

Так же, как и в случае квадрупольного взаимодействия, удобно выразить гамильтониан (39) через следующие комбинации операторов $\bar{F}_{3m}$:

$$\bar{F}_{30} = \overline{r^3 Y_{30}} , \qquad (42)$$

$$\bar{F}_1^{(+)} = \frac{i}{\sqrt{2}} \overline{(r^3 Y_{31} + r^3 Y_{3-1})}\,, \tag{43}$$

$$\bar{F}_1^{(-)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{(r^3 Y_{31} - r^3 Y_{3-1})}\,, \tag{44}$$

$$\bar{F}_2^{(+)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{(r^3 Y_{32} + r^3 Y_{3-2})}\,, \tag{45}$$

$$\bar{F}_2^{(-)} = \frac{i}{\sqrt{2}} \overline{(r^3 Y_{32} - r^3 Y_{3-2})}\,, \tag{46}$$

$$\bar{F}_3^{(+)} = \frac{i}{\sqrt{2}} \overline{(r^3 Y_{33} + r^3 Y_{3-3})}\,, \tag{47}$$

$$\bar{F}_3^{(-)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (r^3 Y_{33} - r^3 Y_{3-3})\,. \tag{48}$$

Используя соотношения (22) совместно с условиями самосогласования (6), операторы (42)-(48) можно выразить через операторы $r^\lambda Y_{\lambda\mu}$ в следующей форме:

$$\begin{aligned}\bar{F}_0 = \frac{(\nu_z - \lambda)^{1/2}}{10} &[(4\nu_z + 3\nu_x + 3\nu_y - 7\lambda)\, r^3 Y_{30} + \\ &+ \sqrt{21}\,(2\nu_z - \nu_x - \nu_y - \lambda) \langle R^2\rangle\, r Y_{10} - \\ &- \sqrt{\frac{15}{2}}\,(\nu_x - \nu_y + \lambda)(r^3 Y_{32} + r^3 Y_{3-2})]\,,\end{aligned} \tag{49}$$

$$\begin{aligned}\bar{F}_1^{(+)} = \frac{(\nu_y - \lambda)^{1/2}}{20} &[(16\nu_z + \nu_x + 3\nu_y - 19\lambda)\, \frac{i}{\sqrt{2}} (r^3 Y_{31} + r^3 Y_{3-1}) - \\ &- \sqrt{\frac{15}{2}}\,(\nu_x - \nu_y + \lambda)\, i (r^3 Y_{33} + r^3 Y_{3-3}) + \\ &+ \sqrt{14}\,(4\nu_z - 3\nu_y - \nu_x - \lambda) \langle R^2\rangle \frac{i}{\sqrt{2}} (r Y_{11} + r Y_{1-1})]\,,\end{aligned} \tag{50}$$

$$\begin{aligned}\bar{F}_1^{(-)} = \frac{\sqrt{\nu_x}}{20} &[(16\nu_z + 3\nu_x + \nu_y - 17\lambda)\, \frac{1}{\sqrt{2}} (r^3 Y_{31} - r^3 Y_{3-1}) - \\ &- \sqrt{15}\,(\nu_x - \nu_y + \lambda)\, \frac{1}{\sqrt{2}} (r^3 Y_{33} - r^3 Y_{3-3}) - \\ &- \sqrt{14}\,(4\nu_z - 3\nu_x - \nu_y - 3\lambda) \langle R^2\rangle \frac{1}{\sqrt{2}} (r Y_{11} - r Y_{11})]\,,\end{aligned} \tag{51}$$

$$\bar{F}_2^{(+)} = \frac{(\nu_z - \lambda)^{1/2}}{2} [(\nu_x + \nu_y - \lambda)\, \frac{1}{\sqrt{2}} (r^3 Y_{32} + r^3 Y_{3-2}) -$$

$$-\sqrt{\frac{3}{5}}(\nu_x-\nu_y+\lambda)\, r^3 Y_{30}+\sqrt{\frac{7}{5}}(\nu_x-\nu_y+\lambda)<R^2>r Y_{10}], \tag{52}$$

$$\bar{F}_2^{(-)}=\sqrt{\nu_x\nu_+\nu_-}\ \frac{i}{\sqrt{2}}(r^3 Y_{32}-r^3 Y_{3-2}), \tag{53}$$

$$\bar{F}_3^{(+)}=\frac{(\nu_y-\lambda)^{1/2}}{4}[(3\nu_x+\nu_y-\lambda)\frac{i}{\sqrt{2}}(r^3 Y_{33}+r^3 Y_{3-3})-$$

$$-\sqrt{\frac{3}{5}}(\nu_x-\nu_y+\lambda)\frac{i}{\sqrt{2}}(r^3 Y_{31}+r^3 Y_{3-1})+ \tag{54}$$

$$+\sqrt{\frac{42}{5}}(\nu_x-\nu_y+\lambda)<R^2>\frac{i}{\sqrt{2}}(rY_{11}+rY_{1-1})],$$

$$\bar{F}_3^{(-)}=\frac{\sqrt{\nu_x}}{4}[(\nu_x+3\nu_y-3\lambda)\frac{1}{\sqrt{2}}(r^3 Y_{33}-r^3 Y_{3-3})-\sqrt{\frac{3}{5}}(\nu_x-\nu_y+\lambda)\times$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}(r^3 Y_{31}-r^3 Y_{3-1})-\sqrt{\frac{42}{5}}(\nu_x-\nu_y+\lambda)<R^2>\frac{1}{\sqrt{2}}(rY_{11}-rY_{1-1})], \tag{55}$$

$$<R^2>=\frac{<R^2>_0}{3A}\ \frac{\nu_y\nu_z+(\nu_z+\nu_y)(\nu_x-\lambda)+\lambda(\lambda-2\nu_x)}{\nu_x\nu_+\nu_-}, \tag{56}$$

где

$$<R^2>_0=\frac{3}{5}AR_0^2 .$$

В выражениях для операторов (49)-(55) проведена линеаризация $R^2 \Rightarrow <R^2>$, которая, вообще говоря, справедлива только в приближении случайной фазы. Легко убедиться, что в этом же приближении операторы (49)-(55) коммутируют со всеми компонентами полного импульса, а средние значения этих операторов по основному состоянию гамильтонинана (1) равны нулю. Так же, как и в случае квадрупольных операторов, масштабное преобразование (22) приводит к сложной структуре октупольных операторов, которые зависят от операторов другой мультипольности (дипольной), но той же четности. Выражения для них переходят в стандартные формы $r^3 Y_{3m}$ только в отсутствие вращения $\lambda = 0$ и при сферической симметрии потенциала гармонического осциллятора $\nu_y=\nu_z=\nu_x=1$. В следующей работе мы детально исследуем влияние самосогласованного октупольного взаимодействия на микроскопическое описание явления выстраивания в низколежащих октупольных состояниях /20/, а также на вероятность электрических дипольных переходов из этих состояний на состояния ираст-линии, величина которых сильно зависит от тонких деталей структуры.

5. Восстановление ротационной и трансляционной симметрий гамильтониана вращающегося трехосного осциллятора (1) в приближении случайных фаз позволяет однозначным образом определить зависимость эффективных сил в случае сепарабельного взаимодействия от угловой частоты вращения Ω и параметров деформации потенциала ϵ и γ. Как показал анализ, величина константы изоскалярного взаимодействия является единой для всех компонент остаточного взаимодействия данной мультипольности и определяется выражением, полученным в монографии /13/ для сферического невращающегося осциллятора. Таким образом, применение условий самосогласования (6), соответствующих изотропному распределению скоростей в системе, и масштабного преобразования декартовых координат (22) позволяет построить не нарушающие ни ротационной, ни трансляционной симметрий остаточные взаимодействия произвольной мультипольности и исключить неопределенность определения соответствующей силовой константы, что не удалось до конца сделать, например, при построении октупольного взаимодействия в /21/. Становится понятной требуемая зачастую экспериментом вариация силовых констант для различных компонент данного типа мультипольного взаимодействия при использовании обычной параметризации мультипольных сил в виде операторов $r^{\lambda}Y_{\lambda\mu}$ /15/. Естественным выглядит и тот факт, что при описании возбужденного состояния, которое определяется, в основном, взаимодействием данной мультипольности, необходимо учитывать и вклад взаимодействия другой мультипольности, но той же четности. Очевидно, что отсутствие согласования остаточного взаимодействия с используемым потенциалом среднего поля делает достаточно сложным отделение нефизических эффектов, а следовательно, может привести к неправильной интерпретации полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Квасил Я., Назмитдинов Р.Г. - ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.613.
2. Belyaev S.T. - Nucl. Phys., 1965, v.64, p.17;
   Phys. Lett., 1969, 28B, p.365.
3. Birbrair B.L. - Phys. Lett., 1973, 46B, p.152.
4. Фаянс С.А., Ходель В.А. - Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, с.633.
5. Пятов Н.И. - Сообщение ОИЯИ, Р4-8208, Дубна, 1974;
   Материалы XI зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л.: 1976, т.I, с.151.
6. Neergard K., Pashkevich V.V., Frauendorf S. - Nucl. Phys., 1976, v.A262, p.61.
7. Ignatyuk A.V. et al. - Nucl. Phys., 1980, v.A346, p.191.

8. Михайлов И.Н., Назмитдинов Р.Г., Цвек С. - ЯФ, 1984, т.39, с.1368.
9. Valatin J.G. - Proc. R. Soc., 1956, v.A238, p.132.
10. Ripka G., Blaizot J.B., Kassis N. - Heavy Ions, High Spin states and Nuclear Structure, Vienna, IAEA, 1975, v.1, p.445.
11. Зелевинский В.Г. - ЯФ, 1975, т.22, с.1085.
12. Troudet T., Arvieu R. - Ann. Phys., 1981, v.134, p.1.
13. Бор О., Моттельсон Б. - Структура атомного ядра, т.2, М.: Мир, 1977.
14. Twin P.J. et al. - Phys.Rev.Lett., 1986, v.57, p.81.
15. Соловьев В.Г. - Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
16. Åberg S. - Phys. Lett., 1985, v.B157, p.9.
17. Marshalek E.R. - Phys.Rev. C., 1984, v.29, p.640.
18. Suzuki T., Rowe D.J. - Nucl. Phys., 1977, A289, p.461.
19. Kurasawa H. - Progr. Theor. Phys., 1980, v.64, p.2055.
20. Назмитдинов Р.Г. - ЯФ, 1987, т.46, с.732.
21. Markbell: Базнат М.И., Пятов Н.И., Саламов Д.И. - ЯФ, 1981, т.33, с.645.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 марта 1990 года.