

е
т

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

598 / 2-81

9/2-81
P4-80-713

А. Акбаров, И. Н. Михайлов

ГИГАНТСКИЙ КВАДРУПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС
В БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

1980

§1. ВВЕДЕНИЕ

Гигантский квадрупольный резонанс /ГКР/ в быстровращающихся ядрах рассмотрен в работах^{/1-3/} в рамках приближения случайных фаз /ПСФ/, примененного к гамильтониану, содержащему осцилляторное центральное поле и квадрупольные изоскалярные силы. Влияние углового момента /1/ учтено выделением вращающегося деформированного поля, согласованного с гамильтонианом по Хартри. При этом показано, что вращение, в принципе, приводит к весьма сильным изменениям спектра состояний ГКР. Однако схематичность модели, рассмотренной в^{/1-3/}, не позволяет формулировать количественные предсказания об эффектах, ожидаемых в процессе эксперимента.

Как уже отмечалось в цитированных работах, модель^{/1-3/} позволяет получить разумные оценки положения ГКР как в сферических, так и в деформированных ядрах при малых значениях углового момента, однако заметные изменения формы ядра в данной модели происходят при слишком больших значениях I . Более реалистичными в этом отношении являются оценки ротационной деформируемости ядер в рамках модели жидкой капли^{/4/}. Как следует из расчетов^{/5/}, влияние оболочечных эффектов на форму ядер ограничено сравнительно небольшим диапазоном энергии возбуждения над ираст-линией, так что от модели жидкой капли можно ожидать разумного количественного описания формы продуктов слияния тяжелых ионов в состояниях начальной стадии каскада переходов, снимающих возбуждение продуктов слияния^{/6/}. Поэтому для описания формы вращающегося ядра и связи углового момента с частотой вращения можно пользоваться предсказаниями модели жидкой капли, а соответствующие этой частоте вращения характеристики ГКР определять на основе ПСФ. Анализ ГКР в рамках такого подхода и составляет цель настоящей работы.

§2. ГАМИЛЬТониАН МОДЕЛИ

Гамильтониан, описывающий неротационные возбуждения ядра, запишем в виде^{/8/}:

$$H = H_{av} + \frac{f}{2} \left(\sum_{\nu=1}^A r_{\nu}^2 \right)^2 - \frac{1}{2} \sum_m \kappa_{|m|} : Q_m Q_{-m} : (-1)^m -$$

$$- : (\mu_x L_x^2 + \mu_z (L_z^2 + L_y^2)) : ,$$

/1/

где $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$,

$$Q_m = \sum_{\nu=1}^A Q'_m(\nu),$$

$$Q'_0 = 3x^2 - r^2, \quad Q'_{\pm 1} = 2\sqrt{3}xr_{\pm 1}, \quad Q'_{\pm 2} = \sqrt{6}r_{\pm 1}^2, \quad /2/$$

$$r_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(y \pm iz).$$

Гамильтониан среднего поля

$$H_{av} = \sum_{\nu=1}^A h_{\nu}(\Omega) \quad /3/$$

будем аппроксимировать, как и в работах /1-3/, суммой одночастичных гамильтонианов нуклонов $h_{\nu}(\Omega)$ в поле деформированного гармонического осциллятора. Для аксиальных вращающихся ядер запишем

$$h(\Omega) = \frac{\vec{P}^2}{2m} + \frac{m}{2} [\omega_{\perp}^2 (z^2 + y^2) + \omega_{\parallel}^2 x^2] - \Omega \cdot \ell_x, \quad /4/$$

$$(\ell_x = yp_z - zp_y).$$

По аналогии с работами /1-3/ введем операторы фононов осцилляторных квантов a, a^+ , такие, что

$$\begin{pmatrix} x \\ p_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (2m\omega_{\parallel})^{-1/2} & (2m\omega_{\parallel})^{-1/2} \\ i(\frac{m\omega_{\parallel}}{2})^{1/2} & -i(\frac{m\omega_{\parallel}}{2})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_0^+ \\ a_0 \end{pmatrix} \quad /5/$$

$$\begin{pmatrix} \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(y \pm iz) \\ \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(p_y \pm ip_z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (2m\omega_{\perp})^{-1/2} & (2m\omega_{\perp})^{-1/2} \\ i(\frac{m\omega_{\perp}}{2})^{1/2} & i(\frac{m\omega_{\perp}}{2})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{\pm 1}^+ \\ a_{\pm 1} \end{pmatrix} \quad /6/$$

Гамильтониан /4/ запишем в виде

$$h(\omega) = \omega_{\parallel} (a_0^+ a_0^+ + \frac{1}{2}) + \omega_{\pm 1} [(a_{+1}^+ a_{+1}^+ + \frac{1}{2}) + (a_{-1}^+ a_{-1}^+ + \frac{1}{2})], \quad /7/$$

где $\omega_{\pm 1} = \omega_{\pm} \mp \Omega$.

Отметим, что оператор $h(\Omega)$ инвариантен относительно операции поворота вокруг оси x на угол π , которой соответствует преобразование

$$a_m \rightarrow (-1)^m a_m; \quad m = 0, \pm 1. \quad /8/$$

Параметры деформации поля при заданном значении Ω будем определять по формулам, полученным в работе /8/, при анализе равновесных деформаций заряженной жидкой капли в приближении эллипсоидальными фигурами равновесия. Связь параметров деформации поля и полуосей эллипсоида (a_1, a_2, a_3) , аппроксимирующих поверхность ядра, установим соотношениями

$$\begin{aligned} \langle \Omega | \sum_{\nu} x_{\nu}^2 | \Omega \rangle &: \langle \Omega | \sum_{\nu} y_{\nu}^2 | \Omega \rangle : \langle \Omega | \sum_{\nu} z_{\nu}^2 | \Omega \rangle = \\ &= a_1^2 : a_2^2 : a_3^2, \end{aligned} \quad /9/$$

где $|\Omega\rangle$ - нижайшая конфигурация гамильтониана /3/. В широкой области Ω для аксиальных вращающихся ядер имеет место приближенное соотношение

$$\nu \equiv \frac{\omega_{\parallel}^2}{2\omega_{\pm 1}^2 + \omega_{\parallel}^2} = (1 - \frac{2}{3} e^2)^{-1}, \quad e^2 = 1 - \frac{a_3^2}{a_1^2}. \quad /10/$$

В гамильтониан /3/ введены сепарабельные монополярные и квадрупольные силы. Символ :A: означает, что из оператора \hat{A} исключена часть, дающая вклад в среднее поле. В отличие от /1-3/, в константах квадрупольного взаимодействия $\kappa_{|m|}$ допускаем различие для разных значений $|m|$. При этом сохраняется инвариантность гамильтониана /3/ относительно преобразования /8/. Для определения констант $\kappa_{|m|}$, μ_z , μ_{\pm} будем использовать соотношения, обеспечивающие восстановление ротационной инвариантности, а также существование оператора θ такого, что $[\hat{H}, \hat{\theta}] = 0$, описывающего преобразование состояний, расположенных на иррадиальной линии, в приближении случайной фазы /7/. Как следует из дальнейшего, эти условия возможно выполнить, полагая

$$\kappa_0 = \kappa_2 = \kappa_+, \quad \kappa_1 = \kappa_-, \quad /11/$$

где, вообще говоря, $\kappa_+ \neq \kappa_-$. В дальнейшем используем равенство в формуле /11/. Существенными параметрами модели являются

$$\nu_i = \frac{\omega_i^2}{\omega_0^2}, \quad \nu_{\pm 1} = \frac{\omega_{\pm 1}^2}{\omega_0^2}, \quad g^{\pm} = \frac{18 \cdot \kappa_{\pm} C}{m^2 \omega_0^4}, \quad g_0 = \frac{2fC}{m^2 \omega_0^4}, \quad /12/$$

$$u = \frac{\Omega}{\omega_0}, \quad C = \langle \Omega | \sum_{\nu=1}^A a_{m\nu}^+ a_{m\nu} | \Omega \rangle \quad (m = 0, \pm 1).$$

§3. ПРИБЛИЖЕНИЕ СЛУЧАЙНОЙ ФАЗЫ /ПСФ/ ДЛЯ ФОНОНОВ ГКР /ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ/

Энергии ГКР определим из уравнений для нормальных координат (\hat{X}_λ) и импульсов (\hat{P}_λ):

$$[X_\lambda, H]_{\text{псф}} = i\omega_\lambda P_\lambda, \quad [P_\lambda, H]_{\text{псф}} = -i\omega_\lambda X_\lambda, \quad /13/$$

$$[X_\lambda, P_\lambda]_{\text{псф}} = i,$$

причем при вычислении коммутаторов X_λ, P_λ с гамильтонианом взаимодействия используем обычное для ПСФ приближение:

$$[X_\lambda, Q_s]_{\text{псф}} = \langle \Omega | [X_\lambda, Q_s] | \Omega \rangle. \quad /14/$$

В /14/ Q_s - любой из одночастичных операторов (L_1, Q_m), входящих в $\hat{H} - \hat{H}_{av}(\Omega)$.

Легко видеть, что в приближении /14/ уравнения /13/ допускают решения, в которых X_λ и P_λ выражаются билинейными комбинациями операторов a_m^+ и a_m . Из инвариантности гамильтониана по отношению к преобразованию /8/ следует, что решения разбиваются на два класса, такие, что

$$\begin{pmatrix} X_\lambda \\ P_\lambda \end{pmatrix} \rightarrow \sigma_\lambda \begin{pmatrix} X_\lambda \\ P_\lambda \end{pmatrix}, \quad (\sigma_\lambda = \pm 1). \quad /15/$$

Решения, отвечающие $\sigma=1(-1)$, будем называть, соответственно, решениями для возбуждений положительной /отрицательной/ сигнатуры.

Возбуждения положительной сигнатуры генерируются монопольной частью взаимодействия, а также частью квадрупольного взаимодействия, включающей операторы

$$\Gamma_B^2 = \langle \Omega | \Gamma^2 | \Omega \rangle + \Gamma_B^2, \quad /16/$$

$$Q_m = \langle \Omega | Q'_m | \Omega \rangle + Q_{mB}; \quad m = 0, \pm 2.$$

Выражения Q_{mB} и Γ_B^2 в терминах операторов a_m , a_m^+ имеют вид

$$\Gamma_B^2 = \frac{1}{2m\omega_x} \hat{q}_x - \frac{1}{m\omega_1} \hat{q}_0, \quad /17/$$

$$Q_{m=\pm 2, B} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{m\omega_1} (q_{\pm 2} - 2q'_{\pm 2}),$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} q_x &= a_x^+ a_x^+ + a_x a_x, & p_x &= a_x^+ a_x^+ - a_x a_x, \\ q_0 &= a_{-1}^+ a_{+1}^+ + a_{+1} a_{-1}, & p_0 &= a_{-1}^+ a_{+1}^+ - a_{+1} a_{-1}, \\ q_{\pm 2} &= (a_{\pm 1}^+)^2 + (a_{\mp 1})^2, & q'_{\pm 2} &= a_{\pm 1}^+ a_{\mp 1}. \end{aligned} \quad /18/$$

Возбуждения отрицательной сигнатуры генерируются частью квадрупольного взаимодействия, включающей операторы

$$Q_{m=\pm 1, B} = \frac{1}{m} \sqrt{\frac{3}{\omega_x \omega_1}} (p_{\pm 1} + p'_{\pm 1}), \quad /19/$$

$$p_{\pm 1} = a_{\pm 1}^+ a_{\pm 1}^+ - a_{\mp 1} a_{\mp 1}, \quad p'_{\pm 1} = a_x a_{\pm 1}^+ - a_x^+ a_{\mp 1}.$$

Операторы X_λ , P_λ для возбуждений положительной /отрицательной/ сигнатуры выражаются линейными комбинациями операторов q_s , p_s в формуле /18/ /соответственно /19//.

Условия ротационной инвариантности, обсуждавшиеся в §2, будут выполнены, если решения уравнений ПСФ для фононов содержат голдстоуновские ветви. Условие $\omega_\lambda = 0$ для решений уравнений /13/ для фононов с положительной и отрицательной сигнатурой приводит к уравнениям, из которых можно определить значения $\kappa_\pm(g^\pm)$ при заданной зависимости деформации поля от уг-

ловой частоты вращения. Явный вид уравнений g^{\pm} будет дан ниже для частного случая аксиальных ядер, вращающихся вокруг оси симметрии.

§4. ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОДНОФОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ ДЛЯ АКСИАЛЬНЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР

Количественное описание модели ограничим аксиальными ядрами, вращающимися вокруг оси симметрии. В этом случае фононы ПСФ обладают точным значением проекции углового момента на ось симметрии (τ). Уравнения ПСФ при этом разделяются для разных τ . Определив оператор рождения фонона

$$\mathcal{D}_{\lambda\tau}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(X_{\lambda\tau} + P_{\lambda\tau}^-),$$

имеем

$$[N, \mathcal{D}_{\lambda\tau}^+]_{\text{ПСФ}} = \omega_{\lambda} \mathcal{D}_{\lambda\tau}^+, \quad [L_x, \mathcal{D}_{\lambda\tau}^+] = \tau \mathcal{D}_{\lambda\tau}^+, \quad /20/$$

причем $\tau = 0, \pm 2$ для $\sigma = +1$ и $\tau = \pm 1$ для $\sigma = -1$. Нетривиальные решения уравнений /20/, удовлетворяющие условиям нормировки $[\mathcal{D}_{\lambda\tau}, \mathcal{D}_{\lambda'\tau'}^+]_{\text{ПСФ}} = \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\tau\tau'}$, существуют для дискретного набора значений $\omega_{\lambda\tau}$, определяющего спектр возбуждений ядра

$$E_{\lambda}(I) = E_{\text{ур}}(\Omega_I) + \hbar \omega_{\lambda}(\Omega_I)$$

и структуру возбужденных состояний.

Имея решения, можно рассчитать приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов. Для $I \gg 1$ имеем^{/9/}

$$B(E2, \text{уг} I \rightarrow \lambda I + \tau) = |[\hat{\mathcal{M}}(E2, \mu = \tau), \mathcal{D}_{\lambda\tau}^+]_{\text{ПСФ}}|^2. \quad /21/$$

Выражения для $\omega_{\lambda\tau}$ имеют следующий вид:

$a/\tau = 0$. Среди решений имеется одна голдстоуновская ветвь $\omega = 0$, которой соответствует оператор L_x ($[L_x, N] = 0$). Остальные решения получим, записав $\mathcal{D}_{\lambda 0}^+$ в виде

$$\mathcal{D}_{\lambda 0}^+ = a_x \hat{q}_x + b_x \hat{p}_x + a_0 \hat{q}_0 + b_0 \hat{p}_0, \quad /22/$$

где \hat{q}_s и \hat{p}_s определены формулой /18/, a_s и b_s - амплитуды, подлежащие определению. Решение уравнений ПСФ имеет вид

$$\frac{\omega_{\lambda r=0}}{\omega_0} \equiv \epsilon_{\lambda r=0} = [A \pm \sqrt{A^2 - B}]^{1/2}, \quad /23/$$

где

$$A = \nu_{+1} + \nu_{-1} - \frac{g^+ - \frac{3}{2}g_0}{3\nu_{-1}} - \frac{g^+ - 6g_0}{6\sqrt{\nu_{+1}\nu_{-1}}}, \quad /24/$$

$$B = 4\nu_{+1}\nu_{-1} - 2\nu_{-1} \frac{2g^+ - 3g_0}{3\nu_{-1}} - 2\nu_{-1} \frac{g^+ - 6g_0}{3\sqrt{\nu_{+1}\nu_{-1}}} - \frac{3g_0 g^+}{\nu_{-1}\sqrt{\nu_{+1}\nu_{-1}}}.$$

$6/\tau = \pm 2$. Достаточно решить задачу для $\tau = +2$. Положительные решения для $\omega_{\lambda r}$ определяют оператор рождения фотона с данным значением r ; отрицательные значения - оператор поглощения для $\tau = -2$. Спектр фотонных частот, таким образом, дается абсолютными значениями $\omega_{\lambda r=2}$. Оператор $\mathcal{D}_{\lambda r=2}^+$ имеет вид /см. формулы /18//:

$$\mathcal{D}_{\lambda r=2}^+ = a_2 \hat{q}_{+2} + b_2 \hat{q}'_{+2} + C_2 (a_{+1}^+ a_{+1}^+ - a_{-1}^- a_{-1}^-). \quad /25/$$

Для энергий в этом случае получаем уравнение

$$Z_2^3 - 4Z_2 (\nu_{+1} - \frac{1}{2}\sqrt{g^+}) + 4\nu_{-1}\sqrt{g^+} = 0, \quad /26/$$

где

$$Z_2 = \frac{\omega_{\lambda r=\pm 2} + 2\Omega}{\omega_0} \equiv \epsilon_{\lambda r=\pm 2} + 2u.$$

Требование наличия голдстоуновской ветви возбуждений приводит к условию на константу g^+ :

$$g^+ = \nu_{+1}\nu_{-1} = (\nu_{+1} - u^2)^2. \quad /27/$$

Кроме решения $\epsilon_{\lambda r=2} = 0$, в этом случае получаем

$$\epsilon_{\lambda r=\pm 2} = |\sqrt{2\nu_{-1} - u^2} \pm 3u|. \quad /28/$$

$6/\tau = \pm 1$. Как и в предыдущем случае, достаточно рассмотреть случай $\tau = +1$. Имеем

$$\mathcal{D}_{\lambda r=1}^+ = a_1 \hat{p}_{+1} + b_1 \hat{q}_{+1} + a_1' \hat{p}'_{+1} + b_1' \hat{q}'_{+1}, \quad /29/$$

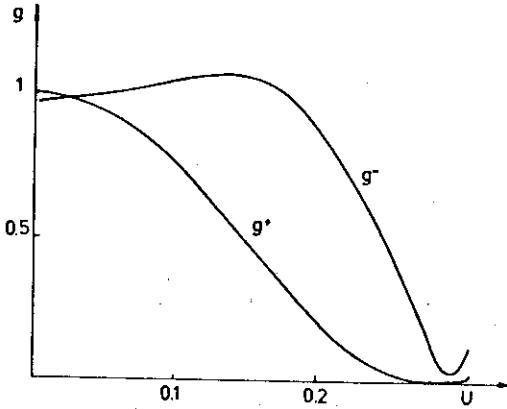


Рис.1. Силовые константы g^+ и g^- как функции u .

где $\hat{q}_{+1} = a_x a_{+1} + a_x a_{-1}$,
 $\hat{q}_{+1}^+ = a_{+1}^+ a_x + a_x^+ a_{-1}$, а \hat{p}_{+1} ,
 \hat{p}_{+1}^- определены формулой /19/. Голдстоуновская ветвь возбуждений имеется при выполнении соотношения

$$g^- = \frac{(1-\nu_x)(\nu_x - u^2)\nu_x}{1 - \nu_x + u^2/3} \quad /30/$$

Для ненулевых частот получаем уравнение

$$Z_1^3 + Z_1 \left(\frac{g^-}{\sqrt{g^+}} + \frac{g^-}{\nu_x} - 2\nu_x - 2\nu_x \right) + 2u \frac{g^-}{\sqrt{g^+}} = 0, \quad /31/$$

$$Z_1 = \epsilon_{\lambda r = \pm 1} + u.$$

Решение уравнения /31/ можно записать в элементарных функциях. В широкой области значений $u = \Omega/\omega_0$ все решения уравнения действительны.

§5. ОПИСАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Начнем с упоминания результатов, относящихся к расчетам, в которых деформация определялась согласованным /по Хартри/ образом с гамильтонианом

$$H = \sum_{\nu} \left(\frac{\vec{P}_{\nu}^2}{2m} + \frac{m\omega_0^2}{2} \Gamma_{\nu}^2 \right) + \quad /32/$$

$$+ \frac{f}{2} \left(\sum_{\nu} \Gamma_{\nu}^2 \right)^2 - \frac{\kappa}{2} \sum_{ij} Q_{ij}^2 - \Omega L_x.$$

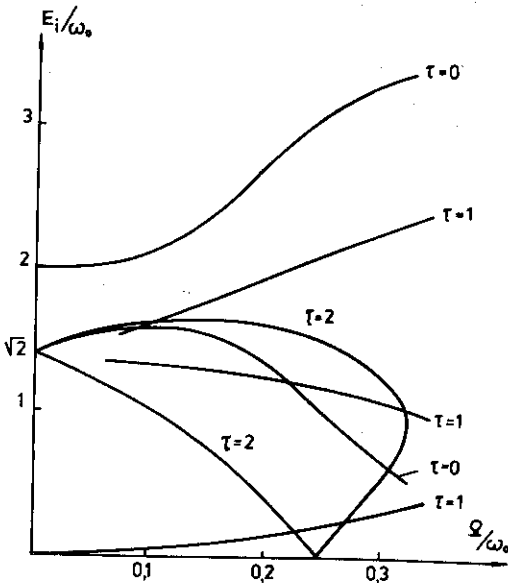


Рис.2. Спектр ГКР для всех τ в зависимости от u / $\tau = 0$ при $\eta = 1$ /.

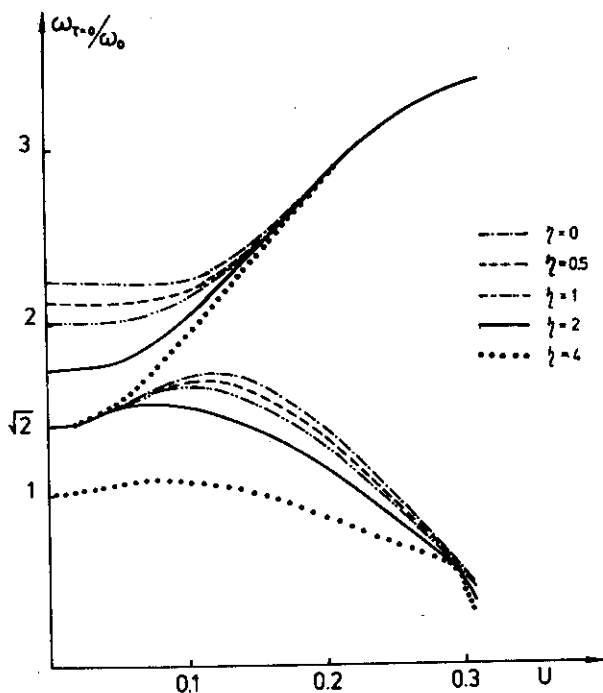


Рис.3. Спектр ГКР с $r=0$ в зависимости от u для разных $\eta(g_0)$.

При $f=0$ определение среднего поля для гамильтониана /32/ дано в работах /10,11/; основные соотношения для случая $f \neq 0$ приведены в Приложении 1. Условия на силовые константы взаимодействия, обсуждавшиеся выше, обращаются в тождества, если деформация согласована с гамильтонианом. При этом значения констант κ_+ и κ_- совпадают и удовлетворяют соотношениям /П7/, /П8/. Привлечение формул гидродинамической модели для описания формы вращающегося ядра приводит к различию констант κ_+ и κ_- , определенных из условий выделения голдстоуновских мод /см.рис.1/. Различие силовых констант увеличивается по мере увеличения Ω вместе с различием параметров деформации поля, определенных из условий самосогласования и по формулам гидродинамической модели /см. рис.7/ в Приложении/.

Спектр фононных возбуждений представлен на рис.2 и 3. Как следует из рассмотрения в §4, в случае аксиальных вращающихся ядер характеристики фононных возбуждений, соответствующих $r \neq 0$, не зависят от параметра монополярного взаимодействия. Спектр возбуждений состояний $r \neq 0$ показан на рис.2 для ядра $A = 168$

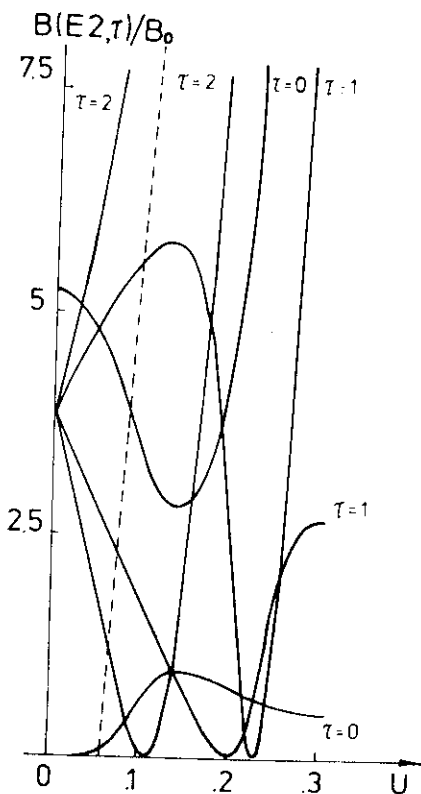


Рис. 4. $V(E2)$ -факторы для всех τ в зависимости от u / $\tau=0$ при $\eta = 1$ /.

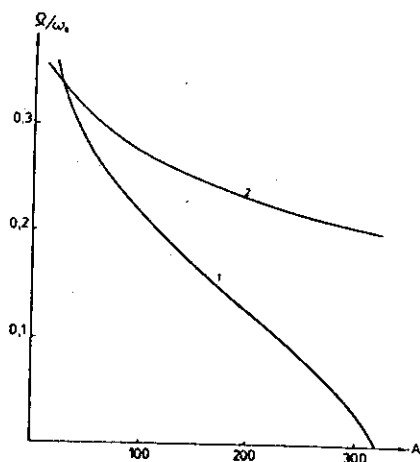


Рис. 5. Характеристические значения u в зависимости от A на дорожке β -стабильности. Кривая 1 соответствует $\Omega_{с.ст.}$ в модели жидкой капли /4/, а 2 - $\Omega_{н.ст.}$ в ПСФ.

на дорожке β -стабильности. Здесь же приведены данные для ветвей $\tau=0$, рассчитанные при $f=0$. В качественном отношении картина спектра и $V(E2)$ -факторы переходов, представленные на рис. 4, совпадают с найденными ранее /1-3/ в рамках самосогласованного расчета формы ядра. Однако использование формул гидродинамической модели приводит к более быстрым изменениям характеристик состояний ГКР по сравнению с оценками в работах /1-3/. Картина расщепления ветвей ГКР на рис. 2 имеет много общего со спектром нормальных частот несжимаемой заряженной жидкой капли /12/. И там и здесь в спектре имеется ветвь / γ -колебания/, энергия возбуждения которой обращается в нуль при некотором значении угловой частоты вращения. Подобная картина спектра отмечалась в работах /1-3/. Обращение в нуль частоты нормальных колебаний γ -вибрационного типа в модели жидкой капли происходит при достижении точки бифуркации - значения угловой частоты, при котором появляется семейство неаксиальных

фигур равновесия. За точкой бифуркации две ветви γ -колебаний жидкой капли с разными проекциями углового момента на ось вращения смыкаются при критическом значении углового момента /или Ω /, превышение которого ведет к развалу системы. Аналогична зависимость от Ω и для частот, описывающих в данной модели спектр ГКР. Численные значения характеристических частот, определяющих точку бифуркации и точку потери стабильности заряженной жидкой капли, и соответствующих им точек на рис.2 для спектра ГКР, по-разному зависят от массового числа и заряда ядра. На рис.5 приведены такие значения частоты вращения для ядер на дорожке β -стабильности. Как следует из рис.5, в тяжелых ядрах существенных изменений в параметрах ГКР следует ожидать только в состояниях с большими значениями углового момента, превышающими критические угловые моменты, при которых происходит развал ядра. Однако в относительно легких ядрах / $A < 100$ / сильные изменения положения ветвей ГКР можно ожидать и в ядерных состояниях, устойчивых по отношению к делению.

В спектре возбуждений, описываемых разобранной моделью, присутствует низкочастотная коллективная мода, подобная спектру нутационных колебаний. Энергия возбуждения этой моды, как и в расчетах, представленных ранее ^{/1-3/}, превышает примерно в два раза оценки, полученные по модели трехосного жесткого ротора с соответствующими геометрическими характеристиками.

Положение ветвей возбуждений $\tau=0$ зависит от величины силовой константы монополярного взаимодействия /см. рис.3/. При наличии центральной симметрии среднего поля две ветви возбуждений с $\tau=0$ описывают ветвь колебаний поверхности квадрупольной симметрии и ветвь "дыхательных" колебаний, связанных с изменениями объема. Вращение, вызывая деформацию поля, приводит к связи этих типов колебаний.

Коллективизация состояний, вызванная квадрупольными и монополярными силами, а также исключение духовых состояний приводят к сильному изменению спектра низколежащих возбуждений, аналогичному обсуждавшемуся в работах ^{/1-3/}. Такие изменения спектра влияют на оценку плотности уровней ^{/13/}. На рис.6 представлен расчет параметра изменения плотности уровней, учитывающий вклад вибрационных степеней свободы.

Расчет выполнен при $f=0$ по формуле статистической теории ^{/13/}

$$k_{\text{псф}} = \frac{\prod_{\lambda} (1 - e^{-\epsilon_{\lambda \text{кв}} / kT})}{\prod_{\lambda} (1 - e^{-\epsilon_{\lambda \text{псф}} / kT})}$$

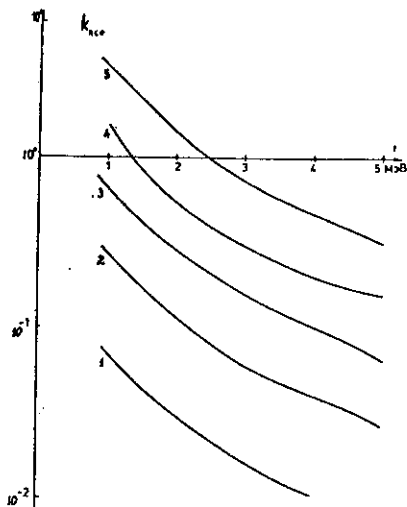


Рис.6. Коэффициент $k_{\text{псф}}$ как функция t /МэВ/.
 $\lambda = 170$; 1 - $u = 0,05$;
 2 - $u = 0,1$; 3 - $u = 0,15$;
 4 - $u = 0,2$; 5 - $u = 0,25$ /.

где $\epsilon_{\lambda \text{ кв}}$ - энергия двухквази-частичных возбуждений и $\epsilon_{\lambda \text{ псф}}$ - энергия, найденная в ПСФ. Исключение духовых состояний приводит к обеднению спектра низколежащих возбужденных состояний по сравнению со спектром в приближении независимых квазичастиц, и, соответственно, параметр $k_{\text{псф}}$ может принимать значения, меньшие, чем единица. Такая ситуация не встречается в области малых угловых моментов из-за наличия щели /не учтенной в данной модели/. Рис.6 свидетельствует о том, что в отсутствие щели типичной ситуации соответствует именно случай $k < 1$, однако параметр $k_{\text{псф}}$ имеет сложную зависимость как от температуры, так и от угловой скорости вращения.

В заключение следует отметить, что анализ простой модели, рассмотренной выше, показывает, что вращение сильно влияет на характеристики ГКР долгоживущих состояний $I \gg 1$ в легких ядрах, и может привести к изменениям структуры ядер, которые могут оказаться существенными при изучении эволюции состояний $I \gg 1$, образующихся в столкновениях энергичных тяжелых ионов с ядрами.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Условия самосогласованности для среднего поля вращающегося ядра в модели гармонического осциллятора при наличии монополярных и квадрупольных сил

Оператор среднего поля, согласованный с /32/ по Хартри, имеет вид

$$h_{\nu}(\Omega) = \frac{\vec{P}_{\nu}^2}{2m} + \sum \frac{m\omega_i^2}{2} (X_i^{\nu})^2 - \Omega l_x = \sum_{m=x,\pm} h\omega_m \left(\hat{n}_m + \frac{1}{2} \right). \quad /П1/$$

При определении условий самосогласования пользуемся обозначениями в формуле /12/. Рассматриваем только случай 11 коллективного вращения $^{11} /_{\nu_y - \nu_z} \neq 0$. Случай вращения вокруг аксиальной

оси при этом следует понимать как предел при $\nu_y \rightarrow \nu_z$ общих выражений, полученных при таком рассмотрении. Условия согласования^{/10/} приводят к выражениям

$$\nu_x = \frac{1}{2a} (b + \sqrt{b^2 - 4ac}), \quad (\nu_1 = \frac{\omega^2}{\omega_0^2}). \quad /П2/$$

$$\left. \begin{matrix} \nu_y \\ \nu_z \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} (d + 2u^2 \pm \sqrt{d^2 - 4g^+}), \quad /П3/$$

где

$$a = 1 + \frac{g^+ + 3g_0}{3(g^+ - 3g_0)}, \quad d = \frac{3 - 2u^2 - \nu_x + \frac{3g_0}{\nu_x}}{1 - \frac{3g_0}{g^+}}, \quad /П4/$$

$$c = \frac{2}{3} g^+ - g_0 (3a - 2), \quad b = 1 + (a - 1) (3 - 2u^2).$$

Для определения деформации удобно ввести новые обозначения

$$g = g^+ + 3g_0, \quad \eta = 1 - 6 \frac{g_0}{g^+}. \quad /П5/$$

При $u=0$ условия согласования приводят к ограничению на константы g^+ и g_0 : Форма ядра при $u=0$ является аксиально-симметричной. Записав

$$\nu_z = \bar{\nu} (1 - \frac{4}{3} \delta), \quad \nu_x = \nu_y = \bar{\nu} (1 + \frac{2}{3} \delta), \quad /П6/$$

имеем

$$\bar{\nu} = \frac{1}{2(9\eta^2 - 1)} \{ (1 + \eta)(9\eta - 1) + 3(\eta - 1)\sqrt{(\eta + 1)^2 - a} \}, \quad /П7/$$

$$\delta = \frac{3\{3\eta\sqrt{(\eta + 1)^2 - a}\}}{(1 + \eta)(9\eta - 1) + 3(\eta - 1)\sqrt{(\eta + 1)^2 - a}}.$$

Форма становится аксиально-симметричной также при некотором предельном значении u для заданных g и η . Критическое значение u_{II} определяется формулами

$$u_{\Pi} = \sqrt{\frac{3}{2}(1 + \eta - Z)},$$

$$Z = \frac{\beta\gamma + \sqrt{\gamma^2 - \alpha(\beta^2 - 1)}}{\beta^2 - 1}, \quad /п8/$$

причем

$$\alpha = \frac{2}{9}g(9\eta^2 - 1)(\eta + 1),$$

$$\beta = \frac{1}{2}(9\eta^2 - 1) + 3\eta, \quad /п9/$$

$$\gamma = (9\eta^2 - 1)\left(\frac{1}{3}\sqrt{2g(1 + \eta)} + \frac{1}{2}(1 + \eta)\right).$$

Параметры формы при критическом значении u находятся из формул:

$$\nu_y = \nu_z = \frac{1}{2}(\sqrt{2g(1 + \eta)} + u^2) = \bar{\nu}\left(1 + \frac{2}{3}\delta\right),$$

$$\nu_x = \frac{3}{2(3\eta + 1)}(Z + \sqrt{Z^2 - \alpha}) = \bar{\nu}\left(1 - \frac{4}{3}\delta\right), \quad /п10/$$

$$\bar{\nu}_{\Pi} = \frac{1}{3}(\nu_x + 2\nu_y),$$

$$\delta_{\Pi} = \frac{\nu_y - \nu_x}{2 \cdot \bar{\nu}}. \quad /п11/$$

Формулы /п11/ и /п8/ определяют неявную зависимость параметра жесткости ($\bar{\nu}_{\Pi}$) и деформации (δ_{Π}) для аксиальных вращающихся форм от u_{Π} при заданном значении силовой константы в монополярной части взаимодействия (η). Зависимость δ_{Π} от u_{Π} иллюстрируется рис. 7. Как видно из рисунка, при $\eta > 1$ зависимость $\nu_{\Pi}(u_{\Pi}, \eta)$ от η является чрезвычайно слабой. Наличие монополярных сил /при $\eta > 1$ / приводит к перенормировке среднеквадратического радиуса по сравнению со случаем, рассмотренным в /10/, не меняя существенным образом иные характеристики решения.

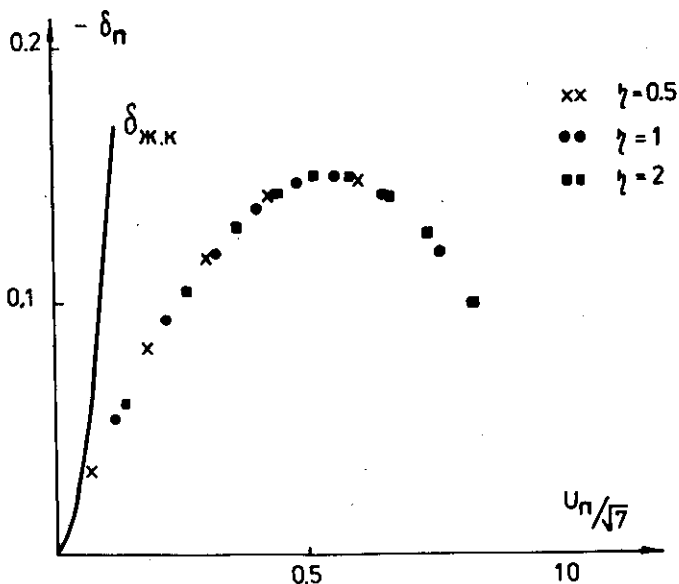


Рис.7. Зависимость δ_{π} и $\delta_{ж.к.}$ - параметра деформации в модели жидкой капли от u для согласованной деформации.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Выражения $B(E2)$ -факторов для разных значений γ .

Используя формулу /21/, легко получить следующее выражение для приведенной вероятности переходов без изменения углового момента:

$$B(E2, \tau=0) = \frac{B_0}{g^{+2} \epsilon_{\lambda\tau=0}^2} \left[\frac{2}{\nu \left(\frac{4\nu}{x} - \frac{\epsilon^2}{\lambda\tau=0} \right)^2} + \frac{1}{(\nu_{\perp} - u^2) \left(\frac{4\nu_{\perp}}{\lambda\tau=0} - \frac{\epsilon^2}{\lambda\tau=0} \right)^2} \right]^{-1}, \quad /П2.1/$$

где

$$B_0 = \frac{24 \cdot \sqrt{2} \pi C}{m \omega_0^2 A R^2} \approx 5,55 \quad /П2.2/$$

/в отн. единицах $q^2 / 3/$ /. Приведенная вероятность переходов с изменением углового момента на $\pm 1 \cdot \hbar$ имеет вид:

$$B(E2, r = \pm 1) = \frac{B_0}{N_1} |1 \mp K_1 \epsilon_{\lambda r = \pm 1}|^2, \quad /П2.3/$$

где

$$K_1 = \frac{\sum_{a=1}^4 \frac{(-1)^a \tilde{E}_a \sqrt{\nu_{(-1)^a}}}{\epsilon_{\lambda r = \pm 1}^2 - \tilde{E}_a^2}}{\sum_{a=1}^4 \frac{\tilde{E}_a^2 \sqrt{\nu_{(-1)^a}}}{\epsilon_{\lambda r = \pm 1}^2 - \tilde{E}_a^2} - \frac{6}{g^-} \sqrt{\nu_{\perp}} g^+}. \quad /П2.4/$$

$$\tilde{E}_{1,2} = \sqrt{\nu_{\pm 1}} + \sqrt{\nu_x}, \quad \tilde{E}_{3,4} = \sqrt{\nu_{\pm 1}} - \sqrt{\nu_x}. \quad /П2.5/$$

Нормировочный множитель N_1 имеет вид

$$N_1 = \sum_{a=1}^4 \frac{(\epsilon_{\lambda r = \pm 1}^2 - \tilde{E}_a (-1)^a) \tilde{E}_a \sqrt{\nu_{(-1)^a}} (\tilde{E}_a K_1 - (-1)^a)}{(\epsilon_{\lambda r = \pm 1}^2 - \tilde{E}_a^2)^2}. \quad /П.6/$$

Для приведенной вероятности переходов с изменением углового момента на $\pm 2\hbar$ имеем

$$B(E2, r = \pm 2) = \frac{B_0}{N} |1 \mp \epsilon_{\lambda r = \pm 2} \cdot \frac{Q}{2}|^2, \quad /П2.7/$$

где

$$Q = \frac{g^{+2} \theta_1 m^2 \omega_0^4}{18 \cdot C(g^+ \theta_2 - 1)}, \quad /П2.8/$$

$$\theta_1 = \frac{2u}{3\nu_{\perp} (\nu_{\perp} - u^2)} \left\{ \frac{12\nu_{\perp} + 4u^2 - \epsilon_{\lambda r = \pm 1}^2}{16(\nu_{\perp} - u^2)^2 - 8\epsilon_{\lambda r = \pm 2}^2 (\nu_{\perp} + u^2) + \epsilon_{\lambda r = \pm 2}^4} - \frac{1}{4u^2 - \epsilon_{\lambda r = \pm 2}^2} \right\}, \quad /П2.9/$$

$$\theta_2 = \frac{4}{3\nu_{\perp}} \left\{ \frac{4(\nu_{\perp} + u^2) - \epsilon_{\lambda r = \pm 2}^2}{16(\nu_{\perp} - u^2)^2 - 8\epsilon_{\lambda r = \pm 2}^2 (\nu_{\perp} + u^2) + \epsilon_{\lambda r = \pm 2}^4} + \frac{u^2}{(\nu_{\perp} - u^2)(4u^2 - \epsilon_{\lambda r = \pm 2}^2)} \right\}. \quad /П2.10/$$

В этом случае нормировочный множитель N имеет следующий вид:

$$N = \frac{g^{+2} \epsilon_{\lambda r = \pm 2}}{\nu_{\pm}} \left\{ \frac{1 - 2Q\sqrt{\nu_{\pm 1}}}{(\epsilon_{\lambda r = \pm 2}^2 - 4\nu_{\pm 1})^2} \left(1 - \frac{Q\epsilon_{\lambda r = \pm 2}}{2\sqrt{\nu_{\pm 1}}}\right) + \right. \\ \left. + \frac{(1 + 2Q\sqrt{\nu_{\pm 1}}) \left(1 + \frac{Q\epsilon_{\lambda r = \pm 2}}{2\sqrt{\nu_{\pm 1}}}\right)}{(\epsilon_{\lambda r = \pm 2}^2 - 4\nu_{\pm 1})^2} \left[\frac{u(1 + 2uQ)(2u - Q\epsilon_{\lambda r = \pm 2}^2)}{(\nu_{\pm 1} - u^2)(\epsilon_{\lambda r = \pm 2}^2 - 4u^2)^2} \right] \right\}. \quad /П2.11/$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-12772, Дубна, 1979.
2. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-80-187, Дубна, 1980.
3. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-80-217, Дубна, 1980.
4. Cohen S. et al. Ann. of Phys., 1974, 82, p.557.
5. Игнатюк А.В. и др. ОИЯИ, Р4-12398, Р4-12399, Дубна, 1979.
6. Lieder R.M., Ryde M. Phenomena in Fast Rotating Nuclei. In: Adv. in Nucl.Phys., vol.10, Plenum Publ.Comp., 1978.
7. Janssen D., Mikhailov I.N. Nucl.Phys., 1979, A318, p.390.
8. Rosenkilde C.E. Journ. of Math.Phys., 1967, vol.8, p.98.
9. Михайлов И.Н. ОИЯИ, Р4-7862, Дубна, 1974.
10. Зелевинский В.Г. ЯФ, 1975, 22, с.1085.
11. Ripka G. et al. Heavy Ions High Spin and Nuclear Structure, vol.1, IAEA, Vienna, 1975, p.445.
12. Вайшвила З., Михайлов И.Н. ОИЯИ, Р4-80-461, Дубна, 1980.
13. Игнатюк А.В. ЯФ, 1975, 21, с.20.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 ноября 1980 года.