9/VI-80

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-80-187

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

АНАЛИЗ СПЕКТРА КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР В ОСЦИЛЛЯТОРНОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

1980

ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств атомных ядер в состояниях с большим угловым моментом привело к предсказаниям ряда существенных изменений в их структуре, вызываемых быстрым вращением. Вследствие вращения парные корреляции сверхпроводящего типа уменьшаются и исчезают при угловом моменте $I \geq 30\hbar$. Значительно изменяется также и форма ядра. Качественные аспекты обусловленных вращением эффектов на коллективные свойства ядер оказывается возможным проследить в рамках весьма схематической микроскопической модели с гамильтонианом, включающим сферическое осцилляторное поле и изоскалярные квадрупольные силы. Подобная модель изучалась в работах [1,2] в приближении метода принудительного вращения. В данной работе мы используем эту модель для более полного анализа спектра коллективных возбуждений ядер положительной четности.

§1. МОДЕЛЬНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН И СРЕДНЕЕ ПОЛЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЯДРА

Гамильтониан ядра с эффективными квадруполь-квадрупольными силами запишем в виде

$$H = \sum_{\nu=1}^{A} \left(\frac{\vec{p}_\nu^{\,2}}{2m} + \frac{m\omega_0^2}{2} \vec{r}_\nu^{\,2} \right) - \frac{\kappa}{2} \sum_{i,k=x,y,z} Q_{ik}^2 , \qquad /1/$$

где компоненты тензора квадрупольного момента определяются соотношениями:

$$Q_{ik} = \sum_{\nu=1}^{A} q_{ik}^{\nu} = \sum_{\nu=1}^{A} (3x_i x_k - \delta_{ik} r^2)_\nu . \qquad /2/$$

Одночастичный гамильтониан ядра, вращающегося с угловой скоростью Ω, согласованный по методу Хартри с гамильтонианом $H-\Omega L_x$, может быть написан в виде

$$H_{av}(\Omega) = \sum_\nu h_{av}^{\nu}(\Omega)$$
$$h_{av}^{\nu}(\Omega) = \frac{p_\nu^2}{2m} + \frac{m}{2}(\omega_x^2 x_\nu^2 + \omega_y^2 y_\nu^2 + \omega_z^2 z_\nu^2) - \Omega \ell_x^{\nu}, \qquad /3/$$

где $\ell_x = yp_z - zp_y$ – оператор орбитального момента нуклона и характеризующие среднее поле осцилляторные частоты ω_i определяются условиями согласования

$$\frac{m\omega_0^2}{2} r_\nu^2 - \kappa \sum_i \langle\Omega|Q_{ii}|\Omega\rangle q_{ii}^\nu = \frac{m}{2} \sum_{i=x,y,z} \omega_i^2 x_i^{\nu 2} . \qquad /4/$$

В /4/ $\langle\Omega|Q_{ii}|\Omega\rangle$ означает усреднение по нижайшей многочастичной конфигурации гамильтониана /3/.

Совершая линейное преобразование от операторов координат x_i и импульсов p_i к операторам рождения a_i^+ и уничтожения a_i осцилляторных квантов, можно представить гамильтониан /3/ в диагонализованном виде [1,2]

$$H_{av}(\Omega) = \sum_{\nu=1}^{A} \sum_{\sigma=x,\pm} \hbar\omega_\sigma (\hat{n}_\sigma + \frac{1}{2})^\nu , \qquad /5/$$

где

$$\hat{n}_\sigma^\nu = a_\sigma^{\nu+} a_\sigma^\nu \qquad [a_\sigma^\nu, a_{\sigma'}^{\nu'+}] = \delta_{\nu\nu'}\delta_{\sigma\sigma'} , \qquad /6/$$

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

Числа заполнения различных уровней среднего поля /5/ будут определяться условиями минимума энергии системы, которые с квазиклассической точностью можно записать в виде

$$\omega_x \Sigma_x = \omega_+ \Sigma_+ = \omega_- \Sigma_- = C , \qquad /7/$$

где $\Sigma_i \equiv \sum_{\nu=1}^{A} \langle\Omega|\hat{n}_i + \frac{1}{2}|\Omega\rangle_\nu$. В отсутствие вращения условия /7/ обеспечивают согласование плотности нуклонов с формой осцилляторного потенциала, тогда как в более общем случае они соответствуют требованию изотропного распределения скоростей нуклонов в рассматриваемой системе [1,2]. Константа C при этом определяется дополнительным требованием сохранения объема ядра

$$\langle x^2\rangle\langle y^2\rangle\langle z^2\rangle = \frac{C^3}{m^3\omega_x^2\omega_+^2\omega_-^2} = \text{const} . \qquad /8/$$

В последующем анализе удобно использовать безразмерные величины

$$\nu_i = \frac{\omega_i^2}{\omega_0^2}, \quad \nu_\pm = \frac{\omega_\pm^2}{\omega_0^2}, \quad \lambda = \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}, \quad g = \frac{18\kappa C}{m^2\omega_0^4} . \qquad /9/$$

Основными параметрами модели, определяющими форму вращающегося ядра, являются величины g и λ. При выключенном вращении силовая константа связана с осцилляторными частотами соотношениями [2]:

$$\nu_x = \nu_y = \frac{1}{4}(3 + \sqrt{9-8g}) \qquad \nu_z = \frac{1}{2}(3 - \sqrt{9-8g}) . \qquad /10/$$

Если привлечь нильссоновский параметр δ аксиальной деформации ядра

$$\nu_x = \nu_y = 1 + \frac{2}{3}\delta , \qquad \nu_z = 1 - \frac{4}{3}\delta , \qquad /11/$$

то его связь с силовой константой будет определяться соотношением

$$g = 1 - \frac{2}{3}\delta - \frac{8}{9}\delta^2 . \qquad /12/$$

Изменение формы среднего поля при вращении детально анализировалось в работе [2]. Типичный годограф, показывающий зависимость параметров равновесной деформации потенциала от λ, представлен на рис.1. При сравнительно малых скоростях вра-

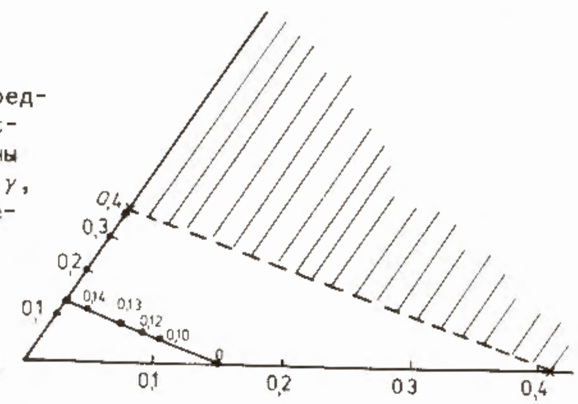

Рис.1. Изменение осцилляторных частот среднего поля в зависимости от Ω. Представлены значения величин δ и γ, определенных соотношениями $\nu_z = 1 - \frac{4}{3}\delta\cos\gamma$, $\nu_x = 1 - \frac{4}{3}\delta\cos(\gamma + \frac{2}{3}\pi)$. Годограф построен для исходной величины $g = 0,88$. Цифры у точек определяют соответствующие значения Ω/ω_0. В заштрихованной части рисунка отсутствуют решения задачи на минимум энергии системы.

щения величина деформации потенциала уменьшается с ростом λ, но растет неаксиальность. При скорости вращения, превышающей некоторую критическую $\Omega^{(1)}_{кр}$, энергетически выгодным оказывается режим вращения сплюснутого ядра вокруг оси симметрии. Для этого режима весьма важным является учет зависимости g от скорости вращения. Необходимое для определения такой зависимости условие можно найти из требования отсутствия в спектре внутренних возбуждений системы духовых решений, обусловленных нарушением ротационной инвариантности гамильтониана /см. ниже/. Такое условие можно записать в виде

$$g = \nu_+ \nu_- \qquad /13/$$

и при учете /13/ величины /9/ для аксиального режима вращения будут определяться соотношениями:

$$\lambda = \frac{5}{4} - \frac{7}{6}\sqrt{g} - \frac{1}{4}(1 + \frac{4}{3}\sqrt{g} - \frac{20}{9}g)^{1/2} ,$$
$$\nu_y = \nu_z = 1 + \frac{2}{9}\lambda - \frac{1}{9}(9\lambda - 5\lambda^2)^{1/2} . \qquad /14/$$

Первое из соотношений /14/ определяет также значение $\Omega^{(1)}_{кр}$, при котором осуществляется для исходной величины g переход в аксиальный режим вращения. Изменяя исходную величину g, мы можем моделировать свойства ядра во всем диапазоне разрешенных условиями устойчивости значений параметров деформации δ и γ.

§2. СПЕКТР ВОЗБУЖДЕНИЙ В ПРИБЛИЖЕНИИ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗ

Спектр когерентных фононных возбуждений и структуру фононных операторов в рассматриваемой модели можно найти в рамках подхода, описанного в работах [3,4], и отличающегося от стандартного варианта приближения случайных фаз /ПСФ/ учетом коммутационных соотношений

$$<\hat{\Omega}|[\hat{L}_x, \hat{D}^+_n]|\Omega> = <\Omega|[\hat{L}_y, \hat{D}^+_n]|\Omega> = <\Omega|[\hat{L}_z, \hat{D}^+_n]|\Omega> = 0. \qquad /15/$$

Здесь $\hat{D}^+_n$ - оператор фонона, связанный с обобщенными координатами $\hat{X}_n$ и импульсами $\hat{P}_n$ соотношением

$$\hat{D}^+_n = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{X}_n - i\hat{P}_n). \qquad /16/$$

В ПСФ операторы $\hat{X}_n$ и $\hat{P}_n$ определяются линеаризованными уравнениями движения

$$[\hat{X}_n, \hat{H}] = i\omega_n \hat{P}_n \qquad [\hat{P}_n, \hat{H}] = -i\omega_n X_n$$
$$[\hat{X}_n, \hat{P}_{n'}] = i\delta_{nn'} . \qquad /17/$$

В общем случае операторы $\hat{X}_n$, $\hat{P}_n$ можно представить в виде

$$\hat{X}_n = \sum_s X^n_s \hat{q}_s ,$$
$$\hat{P}_n = \sum_s P^n_s \hat{p}_s , \qquad /18/$$

где $\hat{q}_s$, $\hat{p}_s$ - всевозможные билинейные комбинации операторов a^+_σ и a_σ. Линеаризация уравнений движения достигается заменой

$$[\hat{q}_s, \hat{p}_{s'}] \to [\hat{q}_s, \hat{p}_{s'}]_{ПСФ} \equiv <\Omega|[\hat{q}_s, \hat{p}_{s'}]|\Omega> = V_s \delta_{ss'}$$

при вычислении коммутаторов $\hat{X}_n$ и $\hat{P}_n$ с гамильтонианом взаимодействия. Так как гамильтониан среднего поля /3/ инвариантен относительно поворота на угол π вокруг оси x, то операторы фононов в ПСФ можно наделить точным квантовым числом σ /сигнатурой/, определяющим фазу, приобретаемую фононным оператором в результате преобразования

$$R_x(\pi)\hat{D}^+_{n\sigma} \hat{R}^{-1}_x(\pi) = \sigma\hat{D}^+_{n\sigma} , \qquad /19/$$

где $\hat{R}_x(\pi)$ - соответствующий оператор поворота. Таким образом, уравнения движения /17/ разделяются на две независимые группы уравнений для фононов с положительной $(\sigma = +1)$ и отрицательной $(\sigma = -1)$ сигнатурой. Более полное описание уравнений ПСФ для рассматриваемой модели приведено в работе [5].

Спектр двухквазичастичных квадрупольных возбуждений для рассмотренных в предыдущем параграфе равновесных деформаций показан на рис.2. Сплошные линии соответствуют точкам годографа /рис.1/, расположенным на сплюснутой аксиальной оси, тогда как пунктирные - неаксиальному режиму вращения при $\lambda < \lambda_{кр}$. При $\lambda < 0,4$ имеется четкое разделение спектра на группу из трех уровней с возбуждением квазичастиц внутри одной оболочки, а также на 6 двухквазичастичных уровней с возбуждением полного числа осцилляторных квантов на 2 единицы. Учет в ПСФ эффективного остаточного взаимодействия, не включенного в среднее поле /3/, приводит к коллективизации квадрупольных возбуждений и перестройке спектра в соответствии с уравнениями /17/. Простота

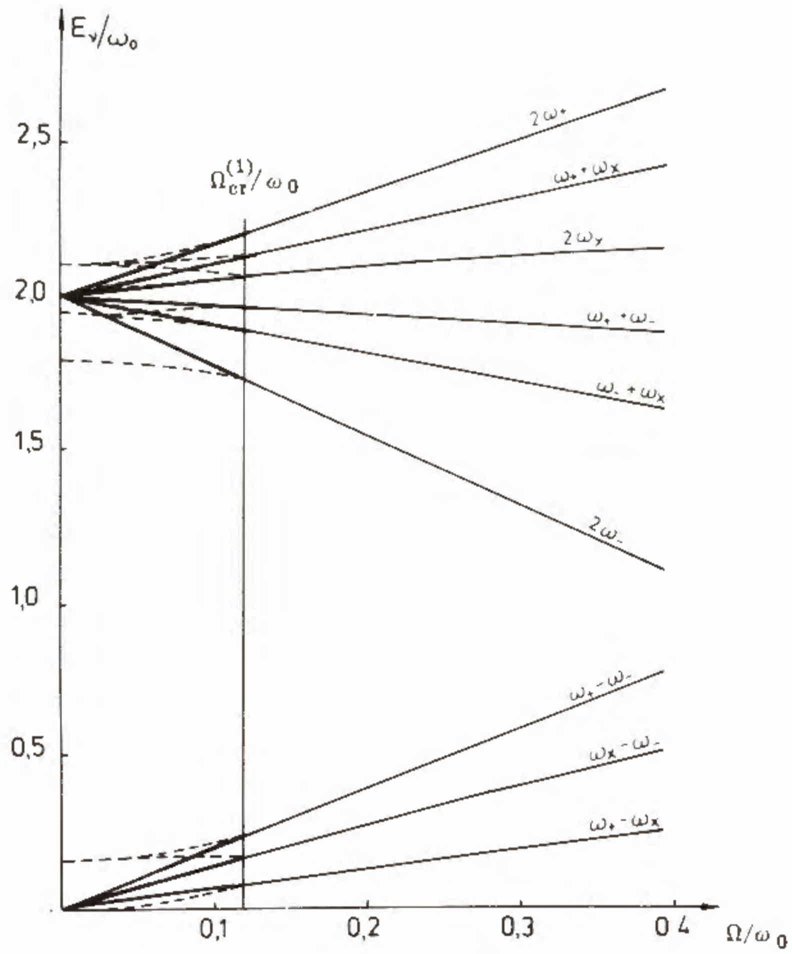

Рис.2. Энергии двухквазичастичных возбуждений положительной четности. Пунктирные линии соответствуют коллективному вращению при неаксиальной форме ядра, вертикальная линия $\Omega^{(1)}_{кр}$ определяет предельные частоты коллективного вращения.

гамильтониана рассматриваемой модели позволяет получить в аналитическом виде решение уравнений ПСФ для наиболее характерных ситуаций, встречающихся во вращающихся ядрах. Полученные при этом результаты свободны от трудноконтролируемых приближений,

связанных с самосогласованным выбором среднего поля, полнотой спектра учитываемых уровней и т.п., которые возникают в более реалистических моделях.

Решение секулярных уравнений, определяющих спектр когерентных возбуждений в ПСФ, оказывается особенно простым при отсутствии вращения. В этом случае возбуждения можно классифицировать обычным образом по величине проекции K углового момента на ось симметрии [6,7], и спектр возбуждений положительной четности для каждого из возможных значений $K^\pi = 0^+, 1^+$ и 2^+ будет определяться уравнением

$$1 - 2\varkappa S_{kk}(\omega) = 0 . \qquad /20/$$

Здесь использованы обозначения [4,5]

$$S_{kk'}(\omega) = \sum_{\ell\ell'} q^{(k)}_{\ell\ell'} q^{(k')}_{\ell\ell'} \frac{\omega_{\ell\ell'}(n_{\ell'} - n_\ell)}{\omega^2_{\ell\ell'} - \omega^2}, \qquad /21/$$

и $q^k_{\ell\ell'}$ соответствует матричным элементам квадрупольного оператора в сферической системе координат. Проведя вычисления матричных элементов, можно записать уравнения /20/ в виде

$$\frac{4}{3}\,\frac{\nu_x}{4\nu_z - \nu} + \frac{2}{3}\,\frac{\nu_z}{4\nu_x - \nu} = 1 \qquad \text{для} \quad K^\pi = 0^+$$

$$\frac{(\nu_x - \nu_z)^2 - \nu(\nu_x + \nu_z)}{(\nu_x + \nu_z - \nu)^2 - 4\nu_x\nu_z} = 1 \qquad \text{для} \quad K^\pi = 1^+ \qquad /22/$$

$$\frac{2\nu_z}{4\nu_x - \nu} = 1 \qquad \text{для} \quad K^\pi = 2^+,$$

где $\nu = \omega^2/\omega_0^2$. Решение этих уравнений определяется формулами

$$\left.\begin{matrix}\omega(O_2)/\omega_0 \\ \omega(O_1)/\omega_0\end{matrix}\right\} = [\,3 - \frac{4}{3}\delta \pm [\,1 + \frac{8}{3}\delta + \frac{208}{9}\,\delta^2]^{1/2}\,]^{1/2} \approx \left\{\begin{matrix}2 \\ \sqrt{2}(1 - \frac{2}{3}\delta)\end{matrix}\right.$$

$$\omega(1\sigma = \pm 1)/\omega_0 = \sqrt{2(1 - \frac{1}{3}\delta)} \approx \sqrt{2}(1 - \frac{1}{6}\delta) \qquad /23/$$

$$\omega(2\sigma = \pm 1)/\omega_0 = \sqrt{2(1 + \frac{8}{3}\delta)} = \sqrt{2}(1 + \frac{4}{3}\delta).$$

Состояние O_2^+ с энергией $\omega \approx 2\omega_0$ коллективными свойствами не обладает /см. ниже/. Остальные решения характеризуют положение соответствующих ветвей гигантского квадрупольного резонанса /ГКР/ в деформированном ядре. Отличие соотношений /23/ от результатов, полученных в работе [7], обусловлено несколько иным выбором констант остаточного взаимодействия. В пределах нулевой деформации решение $\omega = \sqrt{2}\,\omega_0$ хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными об изоскалярном ГКР [8]. Отметим, что в рассмотренной модели не воспроизводятся низколежащие коллективные возбуждения ядер / β- и γ-полосы/, так как спектр соответствующих квазичастичных переходов имеет слишком упрощенный характер.

Зависимость энергий состояний ГКР от параметра деформации в отсутствие вращения $(\Omega = 0)$ представлена на рис.3 . Как видно,

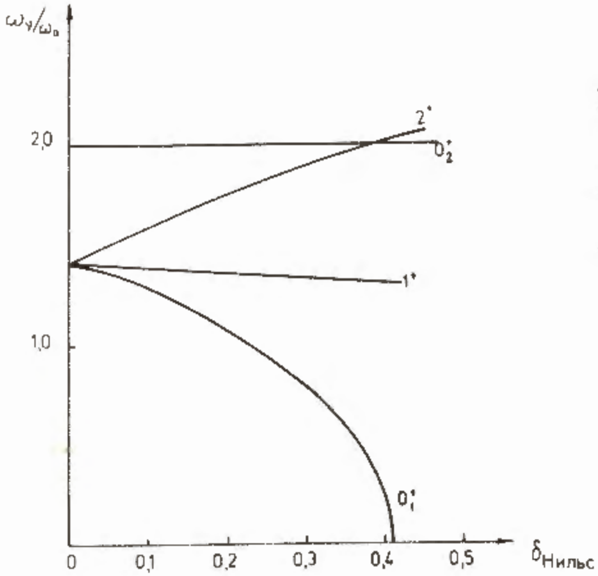

Рис.3. Зависимость энергии возбуждения состояний положительной четности от параметра деформации при $\Omega = 0$. Частота O_1^+ моды обращается в нуль при $\delta_{\text{кр}} = = \frac{1}{4}(\sqrt{7}-1) = 0{,}411$.

энергия возбуждения фононного состояния O_1^+ монотонно убывает с ростом δ и обращается в нуль при $\delta = \frac{1}{4}(\sqrt{7}-1) = 0{,}411$. Обращение в нуль частоты нормальных колебаний ПСФ соответствует возникновению неустойчивости в системе относительно отклонения формы от определенной из условий самосогласования [9]. Появление неустойчивости в модели ядра, рассмотренной здесь, связано с наличием квадрупольных сил притяжения, из-за которых потенциальная энергия

$$V = \frac{m\omega_0^2}{2} < \sum_\nu r_\nu^2 > - \frac{\kappa}{2}[< \sum_\nu r_\nu^2 > \frac{4}{3}\delta]^2$$

имеет максимум как функция параметра деформации массы δ и при больших значениях δ монотонно и неограниченно убывает. Как будет показано ниже, аналогичная тенденция прослеживается и для состояния $r^\sigma = 2^+$, соответствующего одной из мод возбуждений сплюснутого ядра, вращающегося вокруг оси симметрии. Таким образом, как увеличение параметра деформации потенциала δ, так и рост угловой частоты вращения Ω приводят к исчезновению локального минимума поверхности энергии как функции параметров размера и квадрупольной деформации. Асимптотика функции V при очень больших $< \sum_\nu r_\nu^2 >$ и δ, безусловно, является нереалистичной. Однако в качественном отношении описанные свойства поверхности энергии при умеренно больших δ и Ω соответствуют реальным ядрам, в которых увеличение деформации и угловой скорости вращения должно приводить к делению системы на части. В дальнейшем мы ограничиваемся рассмотрением характеристик модели в области δ и Ω, при которых частоты фононных возбуждений в ПСФ отличны от нуля. Граница этой области схематически отмечена на рис.1 пунктирной линией. Неустойчивым конфигурациям соответствует заштрихованная часть рисунка.

Как отмечалось выше, при $\Omega \geq \Omega_{\text{кр}}^{(1)}$ угловой момент направлен вдоль оси симметрии, и фононы ПСФ обладают точным значением квантового числа проекции углового момента на эту ось, обозначаемого далее r. Дисперсионные уравнения для частот нормальных колебаний в этом случае также разделяются на три независимых уравнения: два из них определяют возбуждения положительной сигнатуры с $r = 0$ и $r = \pm 2$ и третье - возбуждения отрицательной сигнатуры с $r = \pm 1$.

При записи матричных элементов квадрупольных операторов в сферической системе координат, ориентированной по оси симметрии, уравнение /20/ для состояний $r = 0^+$ принимает вид

$$\frac{2}{3}(\nu_y - \lambda)^2 \{ \frac{2}{\nu_x(4\nu_x - \nu)} + \frac{1}{(\nu_y - \lambda)(4\nu_y - \nu)} \} = 1 \qquad /24/$$

и два его решения определяются формулами

$$\nu = 2a \pm 2\sqrt{a^2 - b}\,,$$
$$a = \nu_x + \nu_y - g/3\nu_x - \sqrt{g}/6\,, \qquad /25/$$
$$b = 4\nu_x\nu_y - 4g\nu_y/3\nu_x - 2\sqrt{g}\,\nu_x/3\,.$$

Для состояний с $r=\pm 2$ вычисления оказываются более громоздкими, но после ряда преобразований и выделения духового решения дисперсионное уравнение можно записать в виде

$$\nu^2 + 6\sqrt{\lambda}\nu + 10\lambda - 2\nu = 0 . \qquad /26/$$

Два решения этого уравнения определяются соотношением

$$\nu_{1,2} = \pm 3\sqrt{\lambda} + \sqrt{2\nu - \lambda} . \qquad /27/$$

Когда угловая скорость вращения достигает некоторого критического значения $\Omega^{(2)}_{кр}$, которому соответствует величина $\nu = 0$, то, как и в рассмотренном выше случае больших δ при $\Omega = 0$, система теряет устойчивость. При наличии связей, устанавливаемых формулой /13/, будем иметь

$$\Omega^{(2)}_{кр} = \left[\frac{87 - \sqrt{153}}{412} \right]^{1/2} \omega_0 = 0{,}425\,\omega_0 , \qquad /28/$$

и эта величина определяет границу устойчивости форм вращающихся ядер на оси $\gamma = \pi/3$ /рис.1/.

Для состояний отрицательной сигнатуры с $r = \pm 1$ после отделения духовых решений и весьма громоздких, но принципиально несложных вычислений можно представить дисперсионное уравнение в виде

$$Z^3 - Z\left[2\left(1 + \frac{\sqrt{\lambda}}{6}\right) + \frac{2\sqrt{\lambda}\left(1 + \frac{2}{3}\sqrt{\lambda}\right)}{1 + \sqrt{\lambda}}\right] + \frac{2\sqrt{\lambda}\left(1 + \frac{2}{3}\sqrt{\lambda}\right)}{1 + \sqrt{\lambda}} = 0 , \qquad /29/$$

где $Z = (\sqrt{\nu} + \sqrt{\lambda})$. Мы не будем выписывать общее решение этого уравнения, а приведем лишь приближенные решения, полученные разложением по степеням Ω:

$$\omega^{r=\pm 1} \approx \sqrt{2}\,\omega_0 + \frac{7}{6\sqrt{2}}\Omega \pm \frac{3}{2}\Omega , \qquad /30/$$

$$\omega^{r=+1}_{прец} \approx \frac{3}{2}\,\frac{\Omega^2}{\omega_0}\left(1 - \frac{8}{9}\,\frac{\Omega}{\omega_0}\right) .$$

Аналогичное разложение рассмотренных выше решений дисперсионных уравнений /25/ и /27/ для состояний положительной сигнатуры будет иметь вид

$$\omega^{r=0} \approx \begin{cases} 2\omega_0 \\ \sqrt{2}\,\omega_0 + \frac{5\sqrt{2}}{6}\Omega \end{cases} \qquad /31/$$

$$\omega^{r=\pm 2} \approx \sqrt{2}\,\omega_0 - \frac{\Omega}{3\sqrt{2}} \pm 3\Omega .$$

Соотношения /31/, такие, как и первое из соотношений /30/, характеризуют расщепление различных ветвей изоскалярного ГКР во вращающемся ядре, тогда как последнее из выражений /30/ определяет частоту низкоэнергетической прецессионной моды. Результаты более полного анализа спектра фононных возбуждений в ПСФ, полученные при численном решении дисперсионных уравнений [5], показаны на рис.4. Сплошные линии, как и на рис.2, соответствуют сплюснутым аксиальным формам вращающегося ядра, тогда как пунктирные характеризуют спектр неаксиального режима вращения в области $0 \le \Omega \le \Omega^{(1)}_{кр}$. Слева на пунктирных кривых рис.4 указаны квантовые числа проекции углового момента на ось Z, являющиеся точными при $\Omega = 0$, а также сигнатура фонона. Справа на сплошных линиях даны значения проекции углового момента r на ось вращения /ось X/, являющиеся в рамках ПСФ точными квантовыми числами фононных операторов при $\Omega \ge \Omega^{(1)}_{кр}$. Из представленных результатов легко увидеть, что простая линеаризованная оценка /30/ и /31/ решений дисперсионных уравнений оказывается весьма хорошей даже в области сравнительно больших скоростей вращения.

Ветвь прецессионных возбуждений начинается с нулевого значения при $\Omega = 0$ и остается нижайшей ветвью при $\Omega < 0{,}376\,\omega_0$, т.е. практически во всем физически интересном интервале частот вращения. Однако условия адиабатичности прецессионных колебаний для рассмотренной системы не выполняются. Адиабатическая оценка частоты прецессионных колебаний [6]

$$\omega^{адиаб.}_{прец.} = \Omega\left[(J_x - J_y)(J_x - J_z)/J_y J_z \right]^{1/2} , \qquad /32/$$

где J_i - твердотельные значения моментов инерции, для аксиального режима вращения приводит к соотношению

$$\omega^{адиаб}_{прец.} = \Omega\,\frac{\nu_x - \nu_y + \lambda}{\nu_x + \nu_y - \lambda} \approx \frac{\Omega^2}{2\omega_0}\left(1 - \frac{5}{6}\,\frac{\Omega}{\omega_0} + \dots\right) . \qquad /33/$$

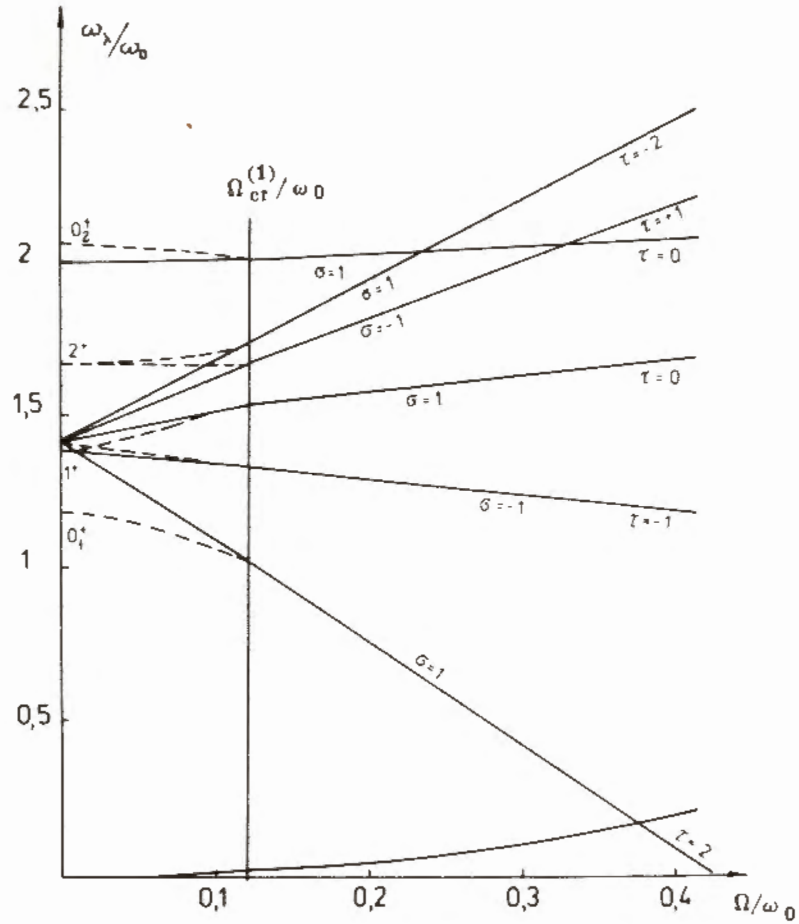

Рис.4. Энергии состояний положительной четности, найденные в ПСФ. Указаны предельные значения проекции углового момента k на вытянутую ось /пунктирные линии/, сигнатуры и проекции углового момента τ на сплюснутую ось /сплошные линии/.

Этот результат существенно отличается от аналогичной оценки ПСФ, соответствующей последней из формул /30/. Для всего диапазона возможных скоростей вращения сопоставление результатов расчетов $\omega_{\text{прец}}$ в ПСФ и в адиабатическом приближении - приведено на рис.5. Для аксиального режима вращения $(\omega^{\text{псф}}/\omega^{\text{адиаб}})_{\text{прец}} \approx 3$ для малых скоростей вращения, и отношение частот прецессии

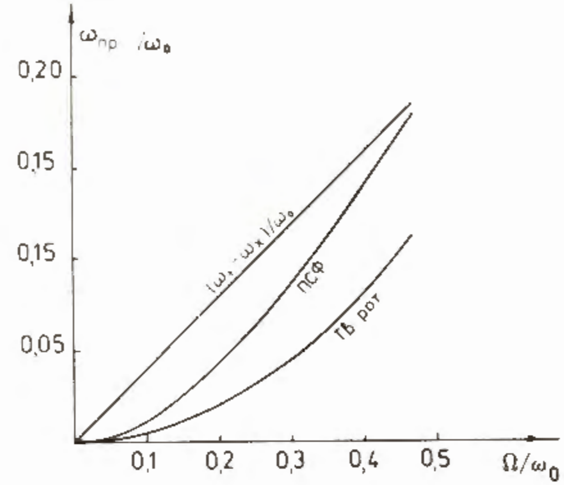

Рис.5. Найденная в ПСФ частота прецессии в единицах ω_0 в зависимости от Ω. Для сравнения приведены значения энергии нижайшего двухквазичастичного уровня отрицательной сигнатуры $(\omega_+ - \omega_a)/\omega_0$ и оценки частоты прецессии по модели твердого ротатора, с эквивалентным распределением массы /тв.рот./.

уменьшается примерно до 2 в области более высоких скоростей. Близким к двум оказывается это отношение и для неаксиального режима вращения. Из анализа дисперсионных уравнений легко видеть, что нарушение условий адиабатичности прецессионных колебаний обусловлено, в первую очередь, ролью низкоэнергетических двухквазичастичных переходов с энергией $\omega_+ - \omega_x$. С ростом скорости вращения и соответствующим уменьшением силовой константы /13/ частота прецессионных колебаний асимптотически стремится к величине $\omega_+ - \omega_x$ /см.рис.5/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотя гамильтониан рассмотренной модели весьма примитивен, тем не менее, в рамках модели удается корректно описать положение и зависимость от квадрупольной деформации для состояний ГКР при малых спинах /6,7/. Как отмечалось в работе /2/, этот гамильтониан также качественно передает такие существенные ротационные характеристики ядра, как зависимость момента инерции от распределения ядерного вещества и появление неаксиальности вследствие вращения. Поэтому результаты, полученные в данной работе, могут дать представление об ожидаемых изменениях в спектре коллективных возбуждений при больших угловых моментах.

Разрушение спаривания при вращении ядра приводит к исчезновению коллективных состояний, существование которых связано со сверхтекучими свойствами ядерного вещества. Поэтому отсутствие в модели, разобранной выше, мягких β- и γ-мод возбуждения при малых спинах вряд ли сильно сказывается на выводах, относящихся к коллективным состояниям при $I \gg 1$. Коллективизация низкоэнергетических состояний в этой области возможна из-за сильного уменьшения жесткости ядер по отношению к деформациям, в которых участвуют степени свободы ядра, определяющие эволюцию ядер в процессе деления. В нашей модели роль таких степеней свободы играют параметры квадрупольной деформации. В работе представлен материал, позволяющий прогнозировать зависимость энергии возбуждения и распадных свойств мод ГКР от углового момента.

Еще одна возможная причина возникновения низколежащих коллективизированных состояний при $I \gg 1$ связана с возникновением анизотропии в импульсном распределении нуклонов. Ее также можно рассматривать как особый вид деформации, и тогда можно изучать колебания относительно равновесной деформации подобного рода. В твердом теле такие колебания имеют характер прецессии, и на протяжении ряда лет оценки, полученные в модели твердого ротатора, использовались для анализа такой моды в ядрах. В данной работе показано, что подобные оценки весьма грубы.

Нам кажется, что данная работа имеет также достаточный методический интерес. В частности, на ее основании удалось проверить эффективность процедуры выделения духовых состояний, сформулированной в /3,4/. Показано, что эта процедура действительно гарантирует исключение духовых состояний при коллективном вращении. Случай "вращения вокруг оси симметрии" оказался особым, так как условия самосогласования, ответственные за исключение духовых состояний, при этом обращаются в тождества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ripka G., Blaizot J.P. Heavy Ions High Spin States and Nuclear Structure, IAEA, Vienna, 1975, v.1, p.445.
2. Зелевинский В.Г. ЯФ, 1975, 22, с.1085.
3. Janssen D., Mikhailov I.N. Nucl.Phys., 1979, A318, p.389.
4. Игнатюк А.В., Михайлов И.Н. ЯФ, 1979, 30, с.665.
5. Акбаров А., и др. ОИЯИ, Р4-12772, 1979.
6. Бор О., Моттельсон Б. Стуктура атомного ядра. Мир, М.,1977, т.2.
7. Suzuki T., Rowe D.J. Nucl.Phys., 1977, A289, с.461.
8. Satchler G. Physics Reports, 1974, 14C, с.97.
   Борзов И.Н., Камерджиев С.П. Изв.АН СССР, сер.физ., 1977, 41, с.4.
9. Таулесс Д. Квантовая механика систем многих тел. Мир, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 марта 1980 года.