

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-86-570

И.Н.Михайлов, Э.Х.Юлдашбаева¹, Ш.Бриансон²

**НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ,
ВЫЗЫВАЕМЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ m_1 -МОДЫ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

² Центр ядерной спектроскопии и спектрометрии масс,
ОРСЗ, Франция.

1986

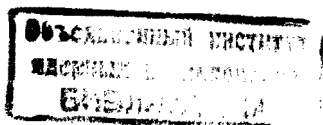
За последнее время появился ряд работ, посвященных двухроторной модели (ДРМ), в которых допускается относительное движение протонов и нейтронов, т.е. "гигантский угловой резонанс" /1-3/. Гигантский угловой резонанс (ГУР) родствен хорошо известному гигантскому дипольному резонансу (ГДР), который генерируется относительным смещением центров тяжести протонов и нейтронов и имеет место во всех тяжелых ядрах. В случае же ГУР, наблюдаемом в деформированных ядрах, центры тяжести протонных и нейтронных компонент не смещаются друг относительно друга, однако оси тензора инерции протонов могут отклоняться от осей тензора инерции нейтронов. Такое движение генерирует состояние, связанное с основным состоянием дипольными магнитными переходами, что объясняет другое название этого резонанса - $M1$ -мода. Возбуждения подобной природы были описаны в рамках метода случайных фаз (МСФ) /4/, причем на этом пути также был предсказан $M1$ -резонанс и его вклад в изоскалярный $E2$ -резонанс, и были проведены расчеты для ядер редкоземельной области. В работах /5-7/ на основе различных других теоретических подходов обсуждалось наличие изовекторных коллективных состояний 1^+ ($M1$ -мода). В подтверждение этих теоретических предсказаний было экспериментально обнаружено 1^+ состояние в области 3 МэВ в реакциях по неупругому рассеянию электронов ядрами ^{156}Gd /8/. К настоящему времени можно привести систематику ядер (рис. 1), в которых измерены энергии возбуждения и $B(M1)$ -факторы состояний $M1$ -моды /9-12/. На рис. 2 приводятся измеренные значения энергий 1^+ состояний для этих ядер и $B(M1)^\dagger$ силы (заштрихованная часть), а также некоторые теоретические оценки, которые качественно совпадают с экспериментальными данными.

Аналогия с ГДР наводит на мысль о том, что возбуждения гигантского углового резонанса могут быть реализованы не только над основным, но и над возбужденными состояниями деформированных атомных ядер. Изучение такой возможности составляет первую тему данной публикации.

Результаты /3/ свидетельствуют, что вращение ядра как целого и возбуждения типа углового резонанса в общем случае связаны между собой. Изучение эффектов связи составляет вторую тему данной работы.

2. Модель

Следуя /2/, считаем, что протонную и нейтронную компоненты ядра можно представить как системы, имеющие аксиальную симметрию, оси которых, определяемые единичными векторами $\vec{\zeta}_p$ и $\vec{\zeta}_n$, могут поворачиваться друг относительно друга. Этому движению противодействует сила, потенциал которой зависит от угловой переменной Θ , определен-



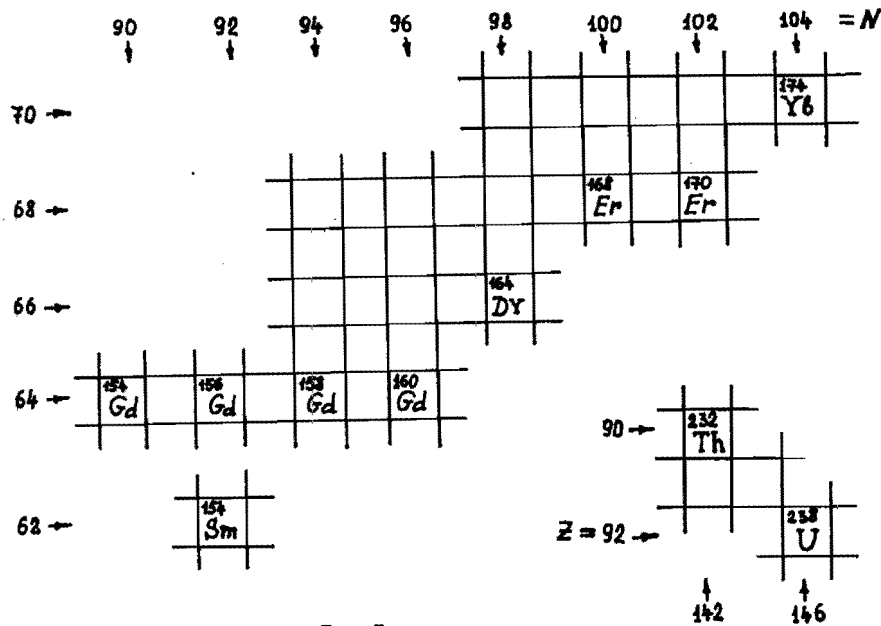


Рис. 1.

ной соотношением:

$$\cos(2\theta) = \vec{\xi}_p \cdot \vec{\xi}_n \quad (0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}). \quad (1)$$

Ориентацию ядра в целом определяет тройка векторов

$$\begin{aligned} \vec{n}_1 &= (\vec{\xi}_p \times \vec{\xi}_n) / \sin(2\theta), \\ \vec{n}_2 &= (\vec{\xi}_p - \vec{\xi}_n) / 2 \sin \theta, \\ \vec{n}_3 &= (\vec{\xi}_p + \vec{\xi}_n) / 2 \cos \theta, \end{aligned} \quad (2)$$

которые образуют правый ортонормированный репер. Потенциал взаимодействия между ротаторами определяется функцией $V(\theta)$. Как следует из рассмотрения, определенного в [2], вполне достаточно изучить движения в области $\theta \ll \pi/4$ (или $\pi/2 - \theta \ll \pi/4$), тогда в гармоническом приближении эту функцию считаем равной

$$\begin{aligned} V(\theta) &= \frac{1}{2} c \theta^2, \\ (V(\frac{\pi}{2} - \theta) &= \frac{1}{2} c (\frac{\pi}{2} - \theta)^2). \end{aligned} \quad (3)$$

Полагая, что в каждой из подсистем имеются внутренние возбужде-

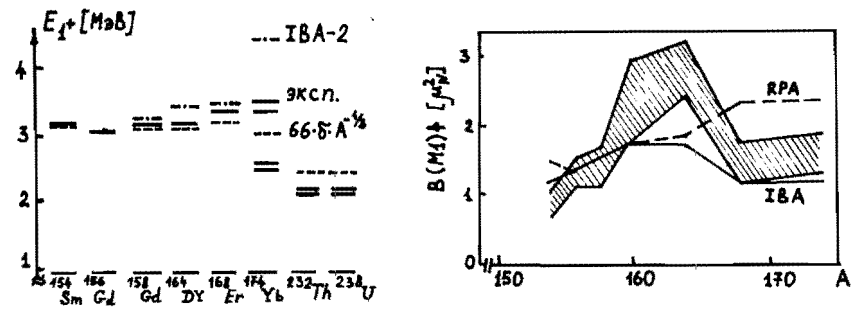


Рис. 2.

ния, гамильтониан ядра можно записать в виде

$$\hat{H} = \hat{T}_p + \hat{T}_n + V(\theta) + \mathcal{H}_{intr}. \quad (4)$$

Наличие последнего члена в формуле (4) существенно изменяет физическую картину по сравнению со случаем, рассмотренным в [2]. Внутренние состояния каждой из подсистем характеризуются сохраняющимся квантовым числом проекции внутреннего углового момента на ось симметрии подсистемы (K_p, K_n) . Эти числа совпадают с проекцией полного протонного (нейтронного) углового момента на ось симметрии протонной (нейтронной) компоненты ядра

$$(\vec{\xi}_p \vec{I}_p) \Psi = K_p \Psi, \quad (\vec{\xi}_n \vec{I}_n) \Psi = K_n \Psi. \quad (5)$$

Выражение для энергий вращения соответствующих компонент представим в виде

$$\hat{T}_i = \frac{1}{2} A_{+, -}^i - (I_+^i I_-^i + I_-^i I_+^i) + A_{+, +}^i (I_+^i)^2 + A_{-, -}^i (I_-^i)^2, \quad (6)$$

где I_{\pm}^i - компоненты проекций операторов углового момента протонов (или нейтронов) на внутренние оси каждой подсистемы. Ось 3 внутренней системы координат принимаем совпадающей с осью аксиальной симметрии $\vec{\xi}_i$ ($i = p$ или n). Выбор других осей, расположенных в плоскости, перпендикулярной оси симметрии, допускает произвол, т.е. ограничен лишь условием ортогональности. Условие аксиальной симметрии отдельной подсистемы можно сформулировать как условие коммутации оператора \hat{T}_i с проекцией внутреннего углового момента подсистемы \hat{j}_3 на ось симметрии:

$$[\hat{T}_i, \hat{j}_3^i] = [\hat{T}_i, \hat{j}_3^i].$$

Инерционные функции $A_{\nu, \nu'}$ в (6) являются операторами, действующими на внутренние волновые функции. Наличие члена \mathcal{H}_{intr} в (4) дает возможность внутренним состояниям иметь не равные нулю проекции

углового момента на соответствующие оси симметрии. Отмеченный выше произвол в выборе внутренних осей 1 и 2 устанавливает соотношения коммутации между инерционными функциями и оператором проекции внутреннего углового момента на ось симметрии:

$$[A_{+,-}^i, \hat{J}_3] = 0,$$

$$[A_{+,+}^i, \hat{J}_3^m] = \delta_{i,m} \cdot 2A_{+,+}^i = \delta_{i,m} \cdot 2(A_{-,-}^i)^{\dagger} \quad (7)$$

Из этих соотношений следует, что $A_{+,-}$ имеет отличные от нуля матричные элементы по внутренним функциям $\langle J_2 | A_{+,-} | J_1 \rangle$, когда $\kappa_i(1) = \kappa_i(2)$, ($\hat{J}_3^i | J_1 \rangle = \kappa_i(1) | J_1 \rangle$). Аналогично $\langle J_2 | A_{+,+} | J_1 \rangle \neq 0$, если $\kappa_i(1) - \kappa_i(2) = 2$. Выделяя числовую часть A_i^0 ($A_i^0 = 1/2 J_i$) из оператора $A_{+,-}^i$, определенную как среднее по волновым функциям основного состояния ядра, можно разделить операторы кинетической энергии \hat{T}_i на два члена:

$$\hat{T} = \hat{T}^0 + \hat{T}' \quad (8)$$

где

$$\hat{T}^0 = \frac{1}{2} \sum_i A_i^0 (I_+^i I_-^i + I_-^i I_+^i), \quad (9)$$

$$\hat{T}' = \sum_i \left\{ \frac{1}{2} a_i (I_+^i I_-^i + I_-^i I_+^i) + A_{+,+}^i (I_+^i)^2 + A_{-,-}^i (I_-^i)^2 \right\} \quad (10)$$

Здесь $a_i = A_{+,-}^i - A_i^0$. Выражая операторы I_{\pm}^i через I_i и вводя, как в работе /2/, полный угловой момент системы в целом (\vec{I}) и относительный угловой момент движения двух компонент (\vec{S}):

$$\vec{I} = \vec{I}_p + \vec{I}_n, \quad \vec{S} = \vec{I}_p - \vec{I}_n, \quad (11)$$

гамильтониан (4) можно записать в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_{0,0} + \hat{H}_{0,1} + \hat{T}'_{\beta} + \hat{T}'_{\gamma}, \quad (12)$$

где

$$\hat{H}_{0,0} = \frac{1}{4} (A_p^0 + A_n^0) (\vec{I}^2 + \vec{S}^2) + V(\theta) + \mathcal{H}_{intr}, \quad (13)$$

$$\hat{H}_{0,1} = \frac{1}{2} (A_p^0 - A_n^0) (\vec{I} \cdot \vec{S}), \quad (14)$$

$$\hat{T}'_{\beta} = \hat{a}_{\beta,1} (\hat{H}_{0,0} - V(\theta) - \mathcal{H}_{intr}) + \hat{a}_{\beta,2} \hat{H}_{0,1}, \quad (15)$$

$$\hat{T}'_{\gamma} = \hat{b}_1 (I_+^2 + S_+^2) + (I_-^2 + S_-^2) \hat{b}_1^{\dagger} + \hat{b}_2 (I_+ S_+ + S_+ I_+) + (S_- I_- + I_- S_-) \hat{b}_2^{\dagger} \quad (16)$$

Анализ гамильтониана модели, записанного в виде (12)-(16), выполнен в работе /3/. Часть гамильтониана $\hat{H} \equiv \hat{H}_{0,0} + \hat{H}_{0,1}$ описывает систему, в которой связь коллективного движения и внутренних возбуждений отсутствует. Другая же часть в (12) $\hat{T}' \equiv \hat{T}'_{\beta} + \hat{T}'_{\gamma}$ дает возможность исследовать эффекты связи в спектр ротационных полос. В приближении, справедливом, когда амплитуда колебаний в направлении угла θ мала, собственные функции и собственные числа $\hat{H}_{0,0}$ могут быть найдены аналитически. Имеем

$$\hat{H}_{0,0} \Psi(ImkK\alpha n) = E_{ImkK\alpha n} \Psi(ImkK\alpha n), \quad (17)$$

где

$$\Psi(ImkK\alpha n) = \left(\frac{2I+1}{16\pi^2} \right)^{1/2} (\delta_{k,0} \delta_{K,0})^{-1/2} \varphi_{\alpha,n}(\theta) \left\{ D_{mk}^I(\alpha) J_{k+(-1)^I}^I D_{m,-k}^I(\alpha) J_{-k} \right\} \quad (18)$$

суть базисные функции системы, которые удовлетворяют условиям симметрии (см. /2,3/). Здесь $K \geq 0$; $k = k_p + k_n$; $\alpha = |k - K| = 0, 1, 2, \dots$; $n = 0, 1, 2, \dots$. Функции $\varphi_{\alpha,n}(\theta)$ являются собственными для оператора $\hat{H}_{0,0}$ и имеют вид

$$\varphi_{\alpha,n}(\theta) = \left[\frac{2 \cdot n!}{(n+\alpha)!} \right]^{1/2} \theta^{\alpha+1/2} \exp(-\frac{1}{2} \theta^2) L_n^{\alpha}(\theta^2),$$

где $L_n^{\alpha}(\theta^2)$ - присоединенный полином Лягера.

Спектр энергий оператора $\hat{H}_{0,0}$ описывается формулой

$$E(IkK\alpha n) = \frac{1}{2} \omega \theta_0^2 I(I+1) + \omega(2n+\alpha+1) + \mathcal{E}_{intr}(k). \quad (19)$$

Схематическое представление спектра дано на рис. 3. В первом случае изображена ротационная полоса, построенная над внутренним состоянием $k=K$ ($\alpha=0$). Ее можно считать соответствующей вращению ядра как целого относительно оси \vec{n}_1 или \vec{n}_2 при постоянном значении угла θ и при отсутствии вращения вокруг оси \vec{n}_3 . В случае же, когда система совершает повороты вокруг оси \vec{n}_3 (см. рис. 3б) на энергетическом расстоянии $\omega = \frac{\hbar^2}{4I_p I_n} \theta_0^2$ (где $\theta_0 = \left(\frac{I_p + I_n}{4I_p I_n} \right)^{1/4}$ характеристическое значение угла θ) от состояния $\alpha=0$, $k=K$ образуют другие с $\Delta\alpha=1$. При этом проекции угловых моментов внутреннего движения (k) и прецессионного дви-

жения нейтронной и протонной компонент (α) могут быть направлены одинаково ($k > 0$) или противоположно друг другу ($k < 0$). Поэтому возбуждение относительного движения протонов и нейтронов для внутренней конфигурации с проекцией углового момента k на ось приближенной симметрии может приводить как к увеличению, так и к уменьшению числа K . Квантовое число n можно связать с амплитудой колебаний ротаторов около общей оси с противоположными фазами (рис. 3в), т.е. в зависимости от числа узлов n над определенным состоянием через каждые $2 \cdot \omega$ энергетические интервалы возникают состояния с $\Delta n = 1$. Таким образом, возбуждения $M1$ -моды можно построить как над основным состоянием, так и над вибрационно-ротационными полосами.

Оператор $\hat{H}_{0,1}$ недиагонален в представлении с базисными функциями (18) и приводит к смешиванию состояний с различными α, K, n в собственных функциях оператора $\hat{H}_{0,0}$. Выражение для матричных элементов $\hat{H}_{0,1}$, отличных от нуля, приводится в [3]. Их учет в спектре собственных энергий и в волновых функциях можно осуществить по теории возмущений

$$\tilde{\Psi}(IMkK\alpha n) = \Psi(IMkK\alpha n) -$$

$$- \frac{1}{\omega} \sum_{k', \alpha', n'} \left[\frac{\langle IMkK' \alpha' n' | \hat{H}_{0,1} | IMkK \alpha n \rangle}{2n' - 2n + \alpha' - \alpha} \right] \Psi(IMkK' \alpha' n'). \quad (20)$$

Это приводит к незначительному сдвигу энергии головных состояний. Более существенные эффекты связи - это перенормировка инерционных параметров, описывающих интервалы энергии между уровнями ротационной полосы, а также влияние на магнитные характеристики уровней, обсуждаемых ниже.

Состояния, отличающиеся по α на одну единицу, связаны магнитными переходами [2]. Матричные элементы оператора магнитного момента между базисными состояниями даны в [3]. Отношение приведенных вероятностей магнитных переходов из состояния $\alpha=0, k=K$ в состояние $\alpha=1, K=k \pm 1$ определяется кинематическими факторами и равно

$$R = \frac{B(M1; K=k, I_1 \rightarrow K=k+1, I_2)}{B(M1; K=k, I_1 \rightarrow K=k-1, I_2')} = \left(\frac{C_{I_2, K+1}^{I_1, K; 11}}{C_{I_1, K; 1-1}^{I_2, K-1}} \right)^2.$$

Смешивание состояний по числу α в функциях Ψ приводит к тому, что матричные элементы оператора магнитного момента между состояниями полосы $K \neq 0$ оказываются также отличными от нуля [3]. Это обстоятельство позволяет анализировать в рамках нашей модели магнитные переходы внутри ротационных полос.

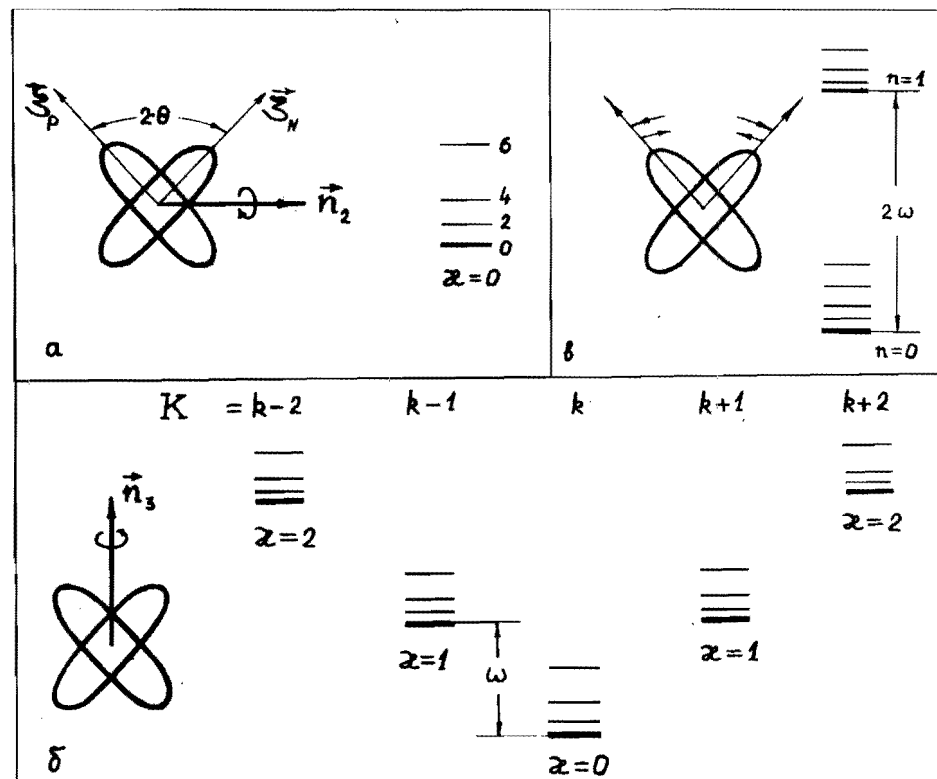


Рис. 3.

Учет оператора \hat{T}' в гамильтониане (12) приводит к смешиванию состояний с разными k, K, α, n . Оператор \hat{T}'_{β} диагонален по k и смешивает состояния основной полосы с „ β ”-полосой ($k=K=\alpha=n=0$) и „ S ”-полосой ($k=n=0, K=\alpha=1$). Оператор \hat{T}'_{γ} недиагонален по k и в силу (7) смешивает состояния с различными внутренними конфигурациями: qr -, β -, S -полосы с γ -полосой ($K=k=2, n=\alpha=0$). Матричные элементы по базисным функциям от операторов \hat{T}'_{β} и \hat{T}'_{γ} приводятся в работе [3]. В случае смешивания состояний qr -, β -, γ - и $K^{\pi} = 1^{\pi}$ полос можно составить матрицу (см. (21)), матричные элементы которой берутся от полного гамильтониана (12) по волновым функциям (20). Здесь $\omega_{qr}, \omega_{\beta}, \omega_{\gamma}, \omega_S$ - головные энергии соответствующих полос; $P_{qr, \beta}, P_{qr, \gamma}, P_{\beta, \gamma}, P_{S, \beta}, P_{S, \gamma}$ - параметры связи, конкретный вид которых определяется отдельными комбинациями инерционных

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \text{„}g^r\text{“} & \text{„}\beta\text{“} & \text{„}\gamma\text{“} & \text{„}S\text{“} \\ \frac{I(I+1)}{2 \cdot \tilde{J}} + \omega_{\gamma} \frac{1}{2} I(I+1) P_{g^r, \beta} & \sqrt{\frac{1}{2} (I-1) I (I+1) (I+2)} \cdot P_{g^r, \gamma} & 0 & 0 \\ \frac{I(I+1)}{2 \cdot \tilde{J}} + \omega_{\beta} & \sqrt{\frac{1}{2} (I-1) I (I+1) (I+2)} \cdot P_{\beta, \gamma} & \sqrt{\frac{1}{2} I (I+1)} P_{S, \beta} & 0 \\ \frac{I(I+1)}{2 \cdot \tilde{J}_r} + \omega_{\gamma} & \sqrt{(I-1) (I+2)} \cdot P_{S, \gamma} & 0 & 0 \\ \frac{I(I+1)}{2 \cdot \tilde{J}} + \omega_S & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (21)$$

операторов, действующих на внутренние волновые функции χ_k .

Учет недиагональных матричных элементов инерционных операторов ($A^{(2)}$) по разным внутренним функциям приводит к дополнительной перенормировке моментов инерции полюс и отклонениям от формулы жесткого аксиального ротатора. Кроме „прямого“ смешивания коллективных полюс, построенных на разных внутренних функциях, появляется смешивание таких полюс с полюсами, отличающимися по \mathcal{K} на 1. Спиновая зависимость матричных элементов гамильтониана, связывающих состояния β^- и γ^- полюс с состояниями S-полюс, совпадает с таковой для гамильтониана корриолисова взаимодействия, так что в модели естественным образом возникает „корриолисова“ связь между этими полюсами, рассмотренная, например, в работе /13/.

3. Состояния положительной четности ядра ^{232}Tl

Проследим за неадиабатическими эффектами, описываемыми данной моделью, на примере состояний положительной четности в ядре ^{232}Tl . Учитываем связь g^r- , β^- , γ^- и $K^\pi = 1^+$ полюс. Для этого решаем уравнение Шредингера

$$\hat{H}_y^\sigma \tilde{\Psi}_y^\sigma = \varepsilon_y^\sigma \tilde{\Psi}_y^\sigma, \quad (22)$$

где гамильтониановская матрица определена формулой (21). Собственные функции ищем в виде

$$\Phi_y^\sigma (IM) = \sum_{\ell, \nu} f_{\ell, \nu}^{\sigma, I} \tilde{\Psi}_\ell (IM k K \pi n), \quad (23)$$

где ℓ, ν - соответствуют номеру ротационно-вибрационных полюс,

$f_{\ell, \nu}^{\sigma, I}$ - амплитуда смешивания состояний. Свойство симметрии волновой функции приводит к соотношению $(-1)^I \sigma = 1$. Следовательно, спектр состояний положительной четности с положительной сигнатурой распадается на четыре семейства (состояния четными I), а спектр состояний с отрицательной сигнатурой на два семейства (состояния с нечетными I) так же, как и в работе /13/. При этом функцию $\Phi_y^\sigma (IM)$ можно представить вектором-столбцом:

$$\Phi_y^{(+)} (IM) = \begin{pmatrix} f_{I, g^r}^{(+)} \\ f_{I, \beta}^{(+)} \\ f_{I, \gamma}^{(+)} \\ f_{I, S}^{(+)} \end{pmatrix}, \quad I = 2, 4, 6, \dots, \quad (24)$$

$$\Phi_y^{(-)} (IM) = \begin{pmatrix} f_{I, \gamma}^{(-)} \\ f_{I, S}^{(-)} \end{pmatrix}, \quad I = 3, 5, 7, \dots \quad (25)$$

Энергии состояний определяются так:

$$E_y^\sigma (I) = \frac{I(I+1)}{2 \cdot \tilde{J}_y} + \omega_y + \varepsilon_y^\sigma (I) \quad (26)$$

С учетом смешивания g^r- , β^- , γ^- и S-полюс можно получить выражение для приведенной вероятности магнитных дипольных переходов в γ^- -полюс ($k=K=2$, $\pi=n=0$):

$$B(M1; \gamma^-, I \rightarrow \gamma^-, I-1) = (B(M1)^\dagger) \frac{4}{\omega_S} \left(\frac{1}{\tilde{J}} - \frac{1}{\tilde{J}_r} \right) \times \\ \times \left[(2I+1) I \right]^{-1} \cdot \left(f_{\gamma, \gamma}^{I-1} f_{\gamma, \gamma}^I \sqrt{(I-2)(I+2)} + \frac{1}{8} f_{S, \gamma}^{I-1} f_{S, \gamma}^I \sqrt{(I-1)(I+1)} \right)^2, \quad (27)$$

где величина $B(M1)^\dagger$ определяет лидирующую часть приведенной вероятности возбуждения состояния 1^+ из основного состояния четного ядра, и определяется формулой

$$B(M1)^\dagger = \frac{3}{16\pi} \cdot \frac{4 \tilde{J}_p \tilde{J}_n}{\tilde{J}_p + \tilde{J}_n} \cdot \omega_S (g_p - g_n)^2 \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2, \quad (28)$$

полученной в /2,3/.

Решение уравнения (22) для отрицательной сигнатуры достигается диагонализацией матрицы (21) с нечетными значениями спина. При этом смешиваются состояния γ^- -полюс и $K^\pi = 1^+$. Значение ω_S - го-ловной энергии S-полюс выбирается из соотношения $\omega_S = 66 \cdot \delta \cdot A^{-1/2}$ (где δ - параметр деформации) /9/. Параметры \tilde{J} , \tilde{J}_r , ω_γ , $P_{S, \gamma}$ определяются по методу наименьших квадратов из условия хорошего теоретического спектра состояний g^r- , β^- , γ^- полюс с экспериментальными /14, 15/. Для положительной сигнатуры при диагонализации матрицы (21) параметры \tilde{J} , \tilde{J}_r , ω_γ , $P_{S, \gamma}$ уже известны из задачи для отрицательной сигнатуры и являются константами. Параметры

ω_{gr} и ω_{β} фиксируются экспериментальными значениями энергий головных уровней соответствующих полос. Остальные параметры ($P_{gr,\beta}$, $P_{gr,\gamma}$, $P_{\beta,\gamma}$, $P_{s,\beta}$) также находим по методу наименьших квадратов при диагонализации матрицы уже для четных спинов. Параметры, полученные в расчетах, перечислены в таблице 2.

На рис. 4 представлены экспериментальный и теоретический спектры состояний положительной четности ядра ^{232}Th . Видно, что модель хорошо воспроизводит известные уровни ротационных полос состояний положительной четности. Как было показано в [3], момент инерции γ -полосы должен быть больше, чем у других полос. Процедура фиксирования параметров, использованная нами, показала, что наилучшее совпадение теории и эксперимента достигается именно при таком соотношении \tilde{J} и \tilde{J}_{γ} . В результате смешивания состояний происходит гибридизация уровней β - и γ -полос. В табл. I даны

Таблица I.

Структура состояний положительной четности ядра ^{232}Th

I	gr - полоса				β - полоса			
	$f_{gr,gr}$	$f_{\beta,gr}$	$f_{\gamma,gr}$	$f_{s,gr}$	$f_{gr,\beta}$	$f_{\beta,\beta}$	$f_{\gamma,\beta}$	$f_{s,\beta}$
2	0,9999	0,0111	0,0051	0,0002	-0,0067	0,8458	-0,5309	0,0516
4	0,9989	0,0446	-0,0118	0,0011	-0,0227	0,7129	-0,6989	0,0933
6	0,9949	0,0978	-0,0255	0,0032	-0,0483	0,7186	-0,6873	0,1330
8	0,9842	0,1675	0,0567	0,0070	-0,0834	0,7118	-0,6763	0,1706
10	0,9631	0,2214	0,1522	0,0128	-0,1253	0,8522	-0,4645	0,2059
12	0,9306	0,1442	0,3358	0,0207	-0,1684	0,9555	0,0414	0,2387
14	0,8904	0,0821	0,4467	0,0309	-0,2064	0,9134	0,2249	0,2693
16	0,8490	0,0562	0,5236	0,0435	-0,2357	0,8872	0,2623	0,2976
18	0,8115	0,0415	0,5800	0,0585	-0,2561	0,8719	0,2633	0,3239
20	0,7798	0,0313	0,6206	0,0761	-0,2693	0,8617	0,2522	0,3484
22	0,7540	0,0232	0,6494	0,0962	-0,2772	0,8541	0,2364	0,3712
24	0,7334	0,0162	0,6691	0,1190	-0,2814	0,8481	0,2181	0,3925
26	0,7169	0,0100	0,6820	0,1445	-0,2832	0,8430	0,1981	0,4123
28	0,7037	0,0042	0,6892	0,1727	-0,2834	0,8385	0,1764	0,4306
30	0,6930	-0,0013	0,6916	0,2035	-0,2826	0,8345	0,1531	0,4475
I	γ - полоса				S - полоса			
	$f_{gr,\gamma}$	$f_{\beta,\gamma}$	$f_{\gamma,\gamma}$	$f_{s,\gamma}$	$f_{gr,s}$	$f_{\beta,s}$	$f_{\gamma,s}$	$f_{s,s}$
2	-0,0102	0,5306	0,8473	0,0191	0,0004	-0,0539	0,0112	0,9985
4	-0,0402	0,6935	0,7140	0,0399	0,0027	-0,0937	-0,0389	0,9948
6	-0,0885	0,6754	0,7237	0,0581	0,0085	-0,1338	-0,0568	0,9894
8	-0,1549	0,6593	0,7319	0,0748	0,0193	-0,1750	-0,0613	0,9825
10	-0,2354	0,4191	0,8723	0,0900	0,0356	-0,2217	0,0156	0,9743
12	-0,3202	-0,1229	0,9336	0,1040	0,0562	-0,2262	-0,1181	0,9653
14	-0,3981	-0,3330	0,8467	0,1172	0,0782	-0,2193	-0,1817	0,9554
16	-0,4625	-0,3976	0,7818	0,1298	0,0987	-0,2274	-0,2141	0,9448
18	-0,5123	-0,4246	0,7328	0,1422	0,1161	-0,2405	-0,2393	0,9335
20	-0,5501	-0,4377	0,6942	0,1548	0,1299	-0,2549	-0,2632	0,9213
22	-0,5787	-0,4442	0,6630	0,1679	0,1404	-0,2694	-0,2880	0,9082
24	-0,6008	-0,4474	0,6370	0,1818	0,1482	-0,2835	-0,3145	0,8937
26	-0,6182	-0,4485	0,6147	0,1969	0,1537	-0,2970	-0,3432	0,8777
28	-0,6322	-0,4483	0,5948	0,2130	0,1574	-0,3096	-0,3743	0,8598
30	-0,6437	-0,4474	0,5764	0,2308	0,1596	-0,3215	-0,4075	0,8397

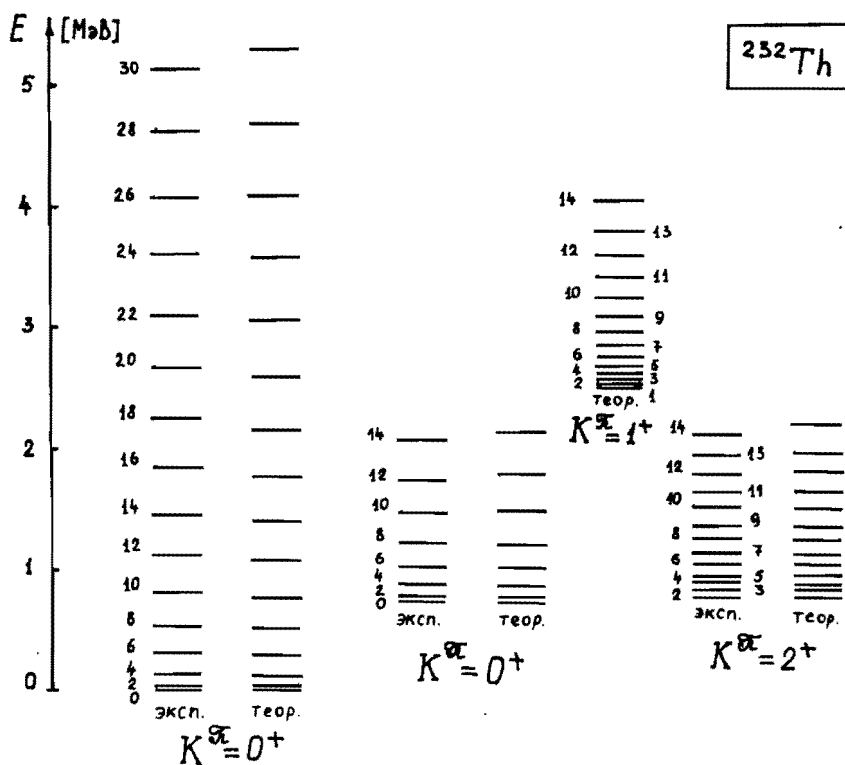


Рис. 4.

Таблица 2.

Параметры, использованные в расчетах

\mathcal{J} (МэВ)	\mathcal{J}_{γ^*} (МэВ)	ω_{gr} (МэВ)	ω_{β} (МэВ)	ω_{γ^*} (МэВ)	ω_S (МэВ)	P_{S,γ^*}	$P_{S,\beta}$	$P_{\gamma^*,\beta}$	$P_{\gamma^*,gr}$	$P_{\beta,gr}$
66,52	74,3	0,0	0,7303	0,7322	2,5	0,0170	0,0530	0,0001	0,00214	0,00162

структура состояний $gr-$, $\beta-$, γ^* и S -полос. Из неё видно, что амплитуды $\beta-$ и γ^* -компонент в состояниях с I в интервале $2 \div 10$ сравнимы по абсолютной величине.

Используя вычисленные амплитуды смешивания и экспериментальное значение $B(M1) \uparrow$ для ядра ^{232}Th /9/, равное $1,5 \mu^2$ (при энергии возбуждения $E_{I^+} \approx 2,208$ МэВ), можно найти по (27) приведенные вероятности магнитных дипольных переходов в γ^* -полосе (см. табл. 3) В таблице 3 приведены также отношения вероятностей $M1$ и $E2$ распада /16/ состояний γ^* -полосы ядра ^{232}Th :

$$\frac{P(M1; \gamma^*, I \rightarrow \gamma^*, I-1)}{P(E2; \gamma^*, I \rightarrow \gamma^*, I-2)} = (1,4426 \cdot 10^4) \cdot \frac{(E_I - E_{I-1})^3 B(M1; \gamma^*, I \rightarrow I-1)}{(E_I - E_{I-2})^5 B(E2; \gamma^*, I \rightarrow I-2)}, \quad (29)$$

где квадрупольные переходы определяются так:

$$B(E2; \gamma^*; I \rightarrow I-2) = \frac{5e^2 Q_0^2}{16\pi} \left(\sum_{\gamma} f_{\gamma, \gamma^*}^{I-2} f_{\gamma, \gamma^*}^I C_{IK_y; 20}^{I-2, K_y} \right)_{[ферми]}^4 \quad (30)$$

Таблица 3.

$I \rightarrow I-1$	$B(M1)$ (Вайскопф. ед.)	$I \rightarrow I-2$	$B(E2)$ (Вайскопф. ед.)	$\frac{P(M1)}{P(E2)}$
4 \rightarrow 3	0,00036	4 \rightarrow 2	181,8	0,50
6 \rightarrow 5	0,00045	6 \rightarrow 4	294,2	0,16
8 \rightarrow 7	0,00050	8 \rightarrow 6	331,0	0,09
10 \rightarrow 9	0,00073	10 \rightarrow 8	322,3	0,093
12 \rightarrow 11	0,00085	12 \rightarrow 10	257,1	0,10
14 \rightarrow 13	0,00072	14 \rightarrow 12	349,7	0,05

Из таблицы видно, что вероятности магнитных дипольных и электрических квадрупольных переходов в γ^* -полосе сравнимы по величине в области небольших спинов.

4. Заключение

Рассмотренная модель допускает существование возбуждений типа гигантского углового резонанса, построенного над состояниями с внутренним возбуждением. Квантовые числа проекции внутреннего углового момента (k) и четности (π_{intr}) внутреннего возбуждения связаны с квантовыми числами $K\pi$ обсуждаемых состояний соотношениями $K = |k \pm 1|$, $\pi = \pi_{intr}$. Учет связи колебаний нейтронов относительно протонов и вращения ведет к смешиванию компонент с разными внутренними возбуждениями и разными значениями числа K в собственных функциях гамильтониана. В рассмотренном примере (спектр состояний положительной четности ядра ^{232}Th) модель позволила описать большую совокупность уровней введением небольшого числа параметров.

Получено выражение для приведенной вероятности магнитных дипольных переходов в γ^* -полосе с учетом смешивания состояний $gr-$, $\beta-$, γ^* и S -полос, а также связь его с приведенной вероятностью возбуждения состояния 1^+ из основного состояния четно-четного ядра. Это позволило проанализировать сравнимые по величине в области небольших спинов вероятности магнитных дипольных и электрических квадрупольных переходов внутри γ^* -полосы.

Литература

- Hilton R.R., Contr. to Selected topics in Nucl Structure, Dubna, June, 1976;
Hilton R.R., Z. Phys., A316, 1984, p. 121-122.
- Lo Iudice N., Palumbo F., Phys. Rev. Lett., 41, 1978, p. 1532.
Nucl. Phys., A326, 1979, p. 193-208;
De Franceschi G., Palumbo F., Lo Iudice N., Phys. Rev., C29, 1984, p. 1496-1509.
- Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. ОИЯИ, Р4-85-960, Дубна, 1985.
- Кулиев А.А., Пятов Н.И. ЯФ, 20, 1974, с. 297-309.
- Suzuki T., Rowe D.J. Nucl. Phys., A289, 1977, с. 461.
- Iachello F., Nucl. Phys., A358, 1981, p. 89;
Iachello F., Phys. Rev. Lett., 53, 1984, p. 1427-1429.
- Lipparini E., Stringari S., Phys. Lett., 130B, 1983, p. 139.
- Bohle D., Richter A., Steffen W., Dieperink A.E.L., Lo Iudice N., Palumbo F., Scholten O., Darmstadt preprint IKDA 83/23 December 1983, Phys. Lett., B137, 1984, p. 27-31.
- Richter A., Invited talk presented at the Niels Bohr Centennial Symposium on Nuclear Structure, Copenhagen, Denmark, May 20-24, 1985.

10. Berg U.E.P., Blasing C., Drexler J., Heil D. and et al., Phys. Lett., 149B, 1984, p. 59.
11. Bohle D., Kuchler G., Richter A., Steffen W., Phys. Lett., 148B, 1984, p. 260.
12. Carr J.A., Petrovich F., Philpott R.J., Threapleton M.J., Scholten O., Mc. Manus H., Phys. Rev. Lett., 54, 1985, p. 881.
13. Михайлов И.Н., Бриансон Ш., Усманов П.Н., Юдашбаева Э.Х. ОИЯИ. P4-85-8, Дубна, 1985.
14. Briancon Ch. et al., Proc. Argonne. Conf., 1979, ANL/PHY-79-4, p. 477; Lefebvre A., These de 3 eme cycle, ORSAY, 1980.
15. Lefebvre A. These de Etat, CSNSM, ORSAY, June, 1984.
16. Бор О., Моттelson Б., Теория атомного ядра, т. 1,2, Москва, Мир, 1971.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XП Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 августа 1986 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Михайлов И.Н., Юлдашбаева Э.Х., Бриансон Ш. P4-86-570
Неадиабатические эффекты, вызываемые возбуждениями M1-моды

Дан анализ гамильтониана "двухроторной модели", в которой допускается существование "гигантского углового резонанса", т.е. относительные повороты протонов и нейтронов. Установлено, что возбуждения состояний 1^+ могут быть построены не только над основным, но и над возбужденными состояниями деформированных атомных ядер. Учитывается связь колебаний нейтронов относительно протонов и вращения ядра как целого. Изучен спектр состояний положительной четности ядра ^{232}Th . Обсуждаются магнитные дипольные переходы внутри ротационных полос и дана оценка отношения вероятностей M1 и E2 распада состояний γ -полосы ядра ^{232}Th .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Mikhailov I.N., Youldashbaeva E.Kh., Briancon C. P4-86-570
Non-Adiabatic Effects Induced by the M1-Mode Excitations

The analysis is given of the Hamiltonian of the "two-rotor" model which is based on the assumption that the "giant angular resonance" exists, i.e. that it is possible to rotate the neutron component as a whole with respect to the proton component. It is shown that the excitations of 1^+ states can be constructed over the ground state as well as over the excited states of deformed nuclei. Taking into account the connection between the proton oscillations with respect to the neutron and nucleus rotation as a whole, the positive-parity state spectrum of ^{232}Th nucleus is investigated. The M1-transitions within the rotational bands are discussed and the relation of M1 and E2 decay probabilities of γ -band states for ^{232}Th nucleus is estimated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986