

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-87-395

И.Н.Михайлов, Э.Х.Юлдашбаева,¹ Ш.Бриансон²

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ
В ДВУХРОТОРНОЙ МОДЕЛИ ЯДРА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Институт ядерной физики АН УзССР

² Центр ядерной спектрометрии и спектроскопии
масс, Орсэ, Франция

1987

1. Введение

В работе /1/ была предложена модель, в которой ядро представляется как два аксиальных ротатора (протонный и нейтронный), которые могут двигаться друг относительно друга (см. рис.1). Далее, в работах /2,3/ двухроторная модель была развита с тем, чтобы получить возможность описывать в ее рамках внутренние возбуждения, которые могут иметь ненулевые значения проекции внутреннего углового момента на оси симметрии ротаторов. Там же были исследованы спектры состояний g -р., β - и γ -полос с учетом смешивания их с состояниями ξ -полосы ($K^\pi = 1^+$), а также начато изучение электромагнитных характеристик указанных состояний.

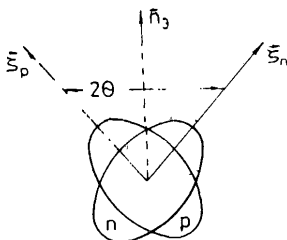


Рис.1

В данной работе мы приводим общие выражения для мультипольных операторов в рамках двухроторной модели и систематизируем экспериментальные данные о вероятностях $E2$ - и $M1$ -переходов между состояниями g -р., β - и γ -полос, а также даем некоторые оценки отношений вероятностей $M1$ - и $E2$ -распада состояний γ -полосы ядра ^{232}Th .

2. Мультипольные операторы в двухроторной модели ядра

Все одночастичные операторы в данной модели могут быть записаны в виде

$$M(\lambda\mu) = M_p(\lambda\mu) + M_n(\lambda\mu). \quad (1)$$

Здесь

$$M_\alpha(\lambda\mu) = \sum_{\nu'} M'(\lambda\nu'; \hat{I}_{\pm}^{(\tau)}) D_{\mu\nu'}^{\lambda}(\Omega_{\tau}) \quad (2)$$

— оператор одной из подсистем ($\tau = p$ или n ; λ — мультипольность оператора); D — функции зависят от угловых переменных, описывающих ориентацию этой подсистемы в пространстве. Операторы $\hat{I}_{\pm}^{(\tau)}$

представляют собой угловые моменты подсистем, спроектированные на их внутренние оси.

Для анализа гамильтониана системы и для вычисления матричных элементов оператора (1) нужно перейти от переменных, описывающих ориентацию отдельных подсистем $\Omega_\tau \equiv \{\alpha_\tau, \beta_\tau, \gamma_\tau\}$, к угловым переменным $\Omega \equiv \{\alpha, \beta, \gamma\}$, определяющим ориентацию всей системы в пространстве, и переменной Θ , равной половине угла между осями симметрии ротаторов. Ориентация ядра в целом определяется правым ортонормированным репером, имеющим орты, выраженные через единичные вектора \vec{S}_p и \vec{S}_n , направленные вдоль осей симметрии протонной и нейтронной подсистем. При этом

$$\Theta = \frac{1}{2} \arccos(\vec{S}_p \cdot \vec{S}_n), \quad 0 \leq \Theta \leq \frac{\pi}{2}$$

Переход от одних угловых координат к другим можно осуществить, воспользовавшись соотношением $\vec{n}_i^\tau = \hat{R}_\tau \vec{n}_i$, (3)

в котором орты каждой из подсистем $\vec{n}_i^\tau \equiv \{\vec{s}_\tau, \vec{n}_\tau, \vec{s}_\tau\}$ совмещены с ортами всей системы \vec{n}_i ($i = 1, 2, 3$) поворотами

$$\begin{aligned} \hat{R}_p &= \hat{R}_p\left(\frac{\pi}{2}, \Theta, -\frac{\pi}{2}\right) = \hat{R}_N^{-1}, \\ \hat{R}_N &= \hat{R}_N\left(-\frac{\pi}{2}, \Theta, \frac{\pi}{2}\right) = \hat{R}_p^{-1}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для D -функции Вигнера такой переход осуществляется использованием теоремы сложения поворотов:

$$\hat{R}(\Omega) = \hat{R}_\tau \hat{R}(\Omega_\tau), \quad (5)$$

$$D_{\mu\nu}^\lambda(\Omega_\tau) = \sum_{\nu'=-\lambda}^{\lambda} D_{\mu\nu'}^\lambda(\Omega) D_{\nu'\nu}^\lambda(\hat{R}_\tau^{-1}) \quad (6)$$

При малых значениях угла Θ , представляющих интерес в дальнейшем, можно использовать асимптотическое выражение для D -функции [4].

Имеем

$$\begin{aligned} D_{\mu\nu'}^\lambda(\Omega_p) &= \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^\lambda(\Omega) \left\{ \delta_{\nu\nu'} - \frac{i\Theta}{2} \sqrt{(\lambda \pm \nu)(\lambda \mp \nu + 1)} \delta_{\nu\nu' \pm 1} \right\} \\ D_{\mu\nu'}^\lambda(\Omega_n) &= \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^\lambda(\Omega) \left\{ \delta_{\nu\nu'} + \frac{i\Theta}{2} \sqrt{(\lambda \pm \nu)(\lambda \mp \nu + 1)} \delta_{\nu\nu' \pm 1} \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставив формулы (7) в (1) и (2), получим мультипольный оператор для системы в целом:

$$M(\lambda\mu) = M'_0(\lambda\mu) + M'_\Theta(\lambda\mu), \quad (8)$$

где

$$M'_0(\lambda\mu) = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^\lambda(\Omega) \left[M'_p(\lambda, \nu) + M'_n(\lambda, \nu) \right], \quad (9)$$

$$M'_\Theta(\lambda\mu) = \frac{-i\Theta}{2} \sum_{\nu} \sqrt{(\lambda \mp \nu)(\lambda \pm \nu + 1)} D_{\mu\nu}^\lambda(\Omega) \left[M'_p(\lambda, \nu \pm 1) - M'_n(\lambda, \nu \pm 1) \right]. \quad (10)$$

Оператор $M'_\Theta(\lambda\mu)$, пропорциональный Θ , обусловлен относительными смещениями протонов и нейтронов.

Следовательно, записывая мультипольный оператор в виде (8)-(10), мы перешли от угловых переменных Ω_τ к угловым переменным Ω и Θ . Чтобы $M(\lambda\mu)$ представить в самом общем виде, далее необходимо преобразовать операторы $\hat{I}_\pm^{(\tau)}$. В работах [1, 2] были введены величины $\vec{I} = \vec{I}_p + \vec{I}_n$ и $\vec{S} = \vec{I}_p - \vec{I}_n$ и найдена реализация операторов \hat{I}_i и \hat{S}_i ($i = 1, 2, 3$). Воспользовавшись формулами из [2], можно записать

$$\hat{I}_\pm^p = \frac{1}{2} (\hat{I}_\pm + \hat{S}_\pm), \quad \hat{I}_\pm^n = \frac{1}{2} (\hat{I}_\pm - \hat{S}_\pm) \quad (11)$$

Здесь применяются стандартные соотношения для сферических составляющих углового момента \hat{I}_\pm относительно внутренних осей (см. работу [5]) и вводятся следующие обозначения

$$\hat{S}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(\hat{S}_1 - i \text{ctg}(2\Theta)) \pm i \hat{S}_2 \right], \quad \hat{S}_0 = \hat{S}_3. \quad (12)$$

Выделим ту часть оператора, которая не зависит от переменной Θ и не содержит \hat{S}_\pm :

$$M_0(\lambda\mu) = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^\lambda(\Omega) \left[M'_p(\lambda, \nu; \frac{1}{2} \hat{I}_\pm) + M'_n(\lambda, \nu; \frac{1}{2} \hat{I}_\pm) \right]. \quad (13)$$

Тогда мультипольные операторы в самом общем виде имеют вид

$$M(\lambda\mu) = M_0(\lambda\mu) + M_\Theta(\lambda\mu), \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} M_\Theta(\lambda\mu) &= \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^\lambda(\Omega) \left\{ \left[M'_p(\lambda, \nu; \frac{1}{2} (\hat{I}_\pm + \hat{S}_\pm)) - M'_p(\lambda, \nu; \frac{1}{2} \hat{I}_\pm) \right] + \right. \\ &\quad \left. + \left[M'_n(\lambda, \nu; \frac{1}{2} (\hat{I}_\pm - \hat{S}_\pm)) - M'_n(\lambda, \nu; \frac{1}{2} \hat{I}_\pm) \right] \right\} + M'_0(\lambda\mu) \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь оператор $M_0(\lambda\mu)$ является изоскалярным, а оператор $M_\Theta(\lambda\mu)$ - изовекторным.

3. Матричные элементы операторов электрического квадрупольного и магнитного дипольного моментов

Построение собственных функций и изучение спектра состояний положительной четности в рамках двухроторной модели выполнено в /2/. Волновые функции представляются суперпозициями состояний:

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_{g^r(\beta)} = & \left(\frac{2I+1}{2I'+1}\right)^{1/2} \left\{ \sqrt{2} D_{M,0}^I(\Omega) \varphi_{0,0}(\theta) + \right. \\ & \left. + i \theta_0 A_0 \sqrt{\frac{1}{2} I(I+1)} \left[D_{M,1}^I(\Omega) + D_{M,-1}^I(\Omega) \right] \varphi_{1,0}(\theta) \right\} \chi_0, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_s = & \left(\frac{2I+1}{2I'+1}\right)^{1/2} \left\{ \left[D_{M,1}^I(\Omega) + (-1)^I D_{M,-1}^I(\Omega) \right] \varphi_{1,0}(\theta) + \right. \\ & + i \theta_0 A_0 \sqrt{\frac{1}{2} (I-1)(I+2)} \left[D_{M,2}^I(\Omega) + (-1)^I D_{M,-2}^I(\Omega) \right] \varphi_{2,0}(\theta) - \\ & \left. - i \theta_0 A_0 \sqrt{I(I+1)} D_{M,0}^I(\Omega) \varphi_{0,0}(\theta) \right\} \chi_0, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_\gamma = & \left(\frac{2I+1}{2I'+1}\right)^{1/2} \left\{ \left[D_{M,2}^I(\Omega) \chi_2 + (-1)^I D_{M,-2}^I(\Omega) \chi_{-2} \right] \varphi_{0,0}(\theta) + \right. \\ & + \frac{3}{2} i \theta_0 A_0 \sqrt{(I-2)(I+3)} \left[D_{M,3}^I(\Omega) \chi_2 + (-1)^I D_{M,-3}^I(\Omega) \chi_{-2} \right] \varphi_{1,0}(\theta) - \\ & \left. - \frac{1}{2} i \theta_0 A_0 \sqrt{(I-1)(I+2)} \left[D_{M,1}^I(\Omega) \chi_2 + (-1)^I D_{M,-1}^I(\Omega) \chi_{-2} \right] \varphi_{1,0}(\theta) \right\} \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь $A_0 = (\tilde{J}_p - \tilde{J}_n) / (\tilde{J}_p + \tilde{J}_n)$ есть отношение разности моментов инерции подсистем к их сумме; $\theta_0 = [(\tilde{J}_p + \tilde{J}_n) / 4 \tilde{J}_p \tilde{J}_n \omega_s]^{1/2}$ характеристическое значение угла θ ; χ_k - функции, связанные с внутренним движением нуклонов; $\varphi_{\alpha,n}(\theta)$ - функции, соответствующие относительным колебаниям протонов и нейтронов (где k, α, n - квантовые числа, определяющие базисные состояния).

Гамильтоновская матрица в этом базисе имеет вид

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} g^r & \beta & \gamma & s \\ \frac{I(I+1)}{2 \cdot \tilde{J}} + \omega_{g^r} & \frac{1}{2} I(I+1) P_{g^r, \beta} & \sqrt{\frac{1}{2} (I-1) I(I+1)(I+2)} P_{g^r, \gamma} & 0 \\ & \frac{I(I+1)}{2 \cdot \tilde{J}} + \omega_\beta & \sqrt{\frac{1}{2} (I-1) I(I+1)(I+2)} P_{\beta, \gamma} & -\sqrt{\frac{1}{2} I(I+1)} P_{s, \beta} \\ & & \frac{I(I+1)}{2 \cdot \tilde{J}_\gamma} + \omega_\gamma & \sqrt{(I-1) I(I+2)} P_{s, \gamma} \\ & & & \frac{I(I+1)}{2 \cdot \tilde{J}} + \omega_s \end{pmatrix} \begin{matrix} g^r \\ \beta \\ \gamma \\ s \end{matrix} \quad (19)$$

где $\omega_{g^r}, \omega_\beta, \omega_\gamma, \omega_s$ - головные энергии рассматриваемых полюсов; \tilde{J} и \tilde{J}_γ - инерционные параметры; $P_{g^r, \beta}, P_{g^r, \gamma}, P_{\beta, \gamma}, P_{s, \beta}, P_{s, \gamma}$ - параметры связи.

Для изучения электромагнитных переходов приступим к параметризации $M_\rho(\lambda\mu)$ и $M_N(\lambda\mu)$. При этом используем предыдущий раздел и получим окончательные выражения для приведенных вероятностей переходов.

Напишем оператор квадрупольного электрического момента для данной модели ядра, считая, что $M_\tau(\lambda\mu)$ от $\hat{I}_\pm^{(\tau)}$ не зависят. Имеем

$$M(E2, \mu) = M_0(E2, \mu) + M_\theta(E2, \mu) \quad (20)$$

В изоскалярном квадрупольном операторе

$$M_0(E2, \mu) = \sum_\nu D_{\mu\nu}^2(\Omega) \hat{m}'_{2,\nu} \quad (21)$$

компоненты квадрупольного тензора во внутренней системе координат

$$\hat{m}'_{2,\nu} \equiv M'_p(E2, \nu) + M'_n(E2, \nu) \quad (22)$$

можно представить следующим образом:

$$\hat{m}'_{2,\nu=0} = \begin{cases} Q_0, \\ m_0 (|\beta\rangle \langle g^r| + |g^r\rangle \langle \beta|), \end{cases} \quad (23)$$

$$\hat{m}'_{2,\nu=\pm 2} = m_2 (|\gamma\rangle \langle g^r| + |g^r\rangle \langle \gamma|),$$

$$\hat{m}'_{2,\nu=\pm 1} = 0,$$

где Q_0 - внутренний квадрупольный момент ядра; m_0 и m_2 - некоторые константы, определяемые из экспериментальных данных. Диагональные матричные элементы оператора (21) связывают состояния внутри полосы, например,

$$\langle \tilde{\Psi}_{\gamma}^{I'M'} | \mathcal{M}_0(E2, \mu) | \tilde{\Psi}_{\gamma}^{IM} \rangle = \left(\frac{2I+1}{2I'+1} \right)^{1/2} Q_0 \cdot C_{IM, 2\mu}^{I'M'} \times \left[C_{I2, 20}^{I', 2} + \frac{1}{4} \Theta_0^2 A_0^2 \sqrt{(I'-1)(I+2)(I-1)(I+2)} C_{I1, 20}^{I', 1} + 9 \sqrt{(I'-2)(I+3)(I-2)(I+3)} C_{I3, 20}^{I', 3} \right] \quad (24)$$

Приведем также выражения для недиагональных матричных элементов (м.э.) изоскалярного оператора между состояниями с разными внутренними конфигурациями:

$$\langle \tilde{\Psi}_{gr}^{I'M'} | \mathcal{M}_0(E2, \mu) | \tilde{\Psi}_{\beta}^{IM} \rangle = \left(\frac{2I+1}{2I'+1} \right)^{1/2} m_0 C_{IM, 2\mu}^{I'M'} \times \left(C_{I0, 20}^{I', 0} + \frac{1}{2} \Theta_0^2 A_0^2 \sqrt{I'(I'+1)I(I+1)} C_{I1, 20}^{I', 1} \right), \quad (25)$$

$$\langle \tilde{\Psi}_{gr}^{I'M'} | \mathcal{M}_0(E2, \mu) | \tilde{\Psi}_{\gamma}^{IM} \rangle = \left(\frac{2I+1}{2I'+1} \right)^{1/2} m_2 \sqrt{2} C_{IM, 2\mu}^{I'M'} \times \left[C_{I-2, 22}^{I', 0} + \frac{1}{4} \Theta_0^2 A_0^2 \sqrt{I'(I'+1)} \left(3 \sqrt{(I-2)(I+3)} C_{I-3, 22}^{I', 1} - \sqrt{(I-1)(I+2)} C_{I-1, 22}^{I', 1} \right) \right] \quad (26)$$

Из формул (24)-(26) видно, что они отличаются от таких м.э., полученных в рамках модели жесткого ротатора, членами, пропорциональными $\Theta_0^2 A_0^2$, которые являются дополнительными поправками к правилам интенсивностей нулевого порядка. Эти члены помимо коэффициентов Клебша-Гордана содержат зависимость от угловых моментов I , возникающую в результате учета состояний с $\Delta I = 1$ в волновых функциях (см. работы [2, 3]). По той же причине оказываются отличными от нуля м.э. изоскалярного оператора

$$\langle I+2; s | \mathcal{M}_0(E2, \mu) | I; gr \rangle = i \Theta_0 A_0 Q_0 (I+1) \left[\frac{3(I+3)(I+1)}{2I+3} \right]^{1/2}, \quad (27)$$

$$\langle I+2; s | \mathcal{M}_0(E2, \mu) | I; \beta \rangle = i \Theta_0 A_0 m_0 (I+1) \left[\frac{3(I+3)(I+1)}{2I+3} \right]^{1/2}, \quad (28)$$

$$\langle I+2; s | \mathcal{M}_0(E2, \mu) | I; \gamma \rangle = i \Theta_0 A_0 m_2 (I-1) \left[\frac{(I+3)(I-1)I}{(I+2)(2I+3)} \right]^{1/2}. \quad (29)$$

Для изовекторной части квадрупольного оператора имеем

$$\mathcal{M}_\theta(E2, \mu) = -i \theta \left\{ \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} \left[Q_0^{(\theta)} + m_0^{(\theta)} (| \beta \rangle \langle gr | + | gr \rangle \langle \beta |) \right] + m_2^{(\theta)} (| \gamma \rangle \langle gr | + | gr \rangle \langle \gamma |) \right\} \left[D_{\mu, 1}^2(\Omega) + D_{\mu, -1}^2(\Omega) \right], \quad (30)$$

где $Q_0^{(\theta)}$, $m_0^{(\theta)}$, $m_2^{(\theta)}$ - также константы (см. формулы (10), (23)). Приведем некоторые м.э. оператора $\mathcal{M}_\theta(E2, \mu)$:

$$\langle I+2; s | \mathcal{M}_\theta(E2, \mu) | I; gr \rangle = -i \theta_0 Q_0^{(\theta)} \left[\frac{3(I+3)(I+1)}{2I+3} \right]^{1/2}, \quad (31)$$

$$\langle I+2; s | \mathcal{M}_\theta(E2, \mu) | I; \beta \rangle = -i \theta_0 m_0^{(\theta)} \left[\frac{3(I+3)(I+1)}{2I+3} \right]^{1/2}, \quad (32)$$

$$\langle I+2; s | \mathcal{M}_\theta(E2, \mu) | I; \gamma \rangle = -i \theta_0 m_2^{(\theta)} \left[\frac{(I+3)(I-1)I}{(I+2)(2I+3)} \right]^{1/2}. \quad (33)$$

Сопоставляя (31) с (27), видим, что смешивание состояний по числу \mathcal{Z} , учтенное в волновых функциях (16)-(18), приводит к сравнимым (при малых I) вкладам от изоскалярной и от изовекторной частей квадрупольного оператора в м.э. между состояниями s - и gr - полосы. При больших спинах вклад в эти м.э. изоскалярной части может доминировать. То же относится и к м.э. $\langle \tilde{\Psi}_s^{I'M'} | \mathcal{M}(E2, \mu) | \tilde{\Psi}_{\beta}^{IM} \rangle$ и $\langle \tilde{\Psi}_s^{I'M'} | \mathcal{M}(E2, \mu) | \tilde{\Psi}_{\gamma}^{IM} \rangle$.

Изовекторная часть оператора приводит также к ненулевым значениям следующих м.э.:

$$\langle I+2; gr | \mathcal{M}_\theta(E2, \mu) | I; \beta \rangle = \Theta_0^2 A_0 m_0^{(\theta)} \sqrt{\frac{1}{2} I(I+1)} \left[\frac{3(I+3)(I+1)}{2I+3} \right]^{1/2}, \quad (34)$$

$$\langle I+2; gr | \mathcal{M}_\theta(E2, \mu) | I; \gamma \rangle = \Theta_0^2 A_0 m_2^{(\theta)} (2I+5) \left[\frac{(I-1)I}{2(2I+3)} \right]^{1/2}. \quad (35)$$

Запишем оператор магнитного дипольного момента ядра в виде

$$\mathcal{M}(M1, \mu) = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right) \left\{ \left[g_p \sum_{y'} \hat{I}_{y'}^p D_{\mu, y'}^1(\Omega_p) - g_p \hat{I}_3^p D_{\mu, 0}^1(\Omega_p) \right] + \left[g_N \sum_{y'} \hat{I}_{y'}^N D_{\mu, y'}^1(\Omega_N) - g_N \hat{I}_3^N D_{\mu, 0}^1(\Omega_N) \right] \right\}. \quad (36)$$

Прделав те же операции, что и в предыдущем разделе, перепишем оператор (36):

$$\mathcal{M}(M1, \mu) = \mathcal{M}_0(M1, \mu) + \mathcal{M}_\theta(M1, \mu), \quad (37)$$

где

$$\mathcal{M}_0(M1, \mu) = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2mc} (g_p + g_N) \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^1(\Omega) \hat{I}_{\nu}, \quad (38)$$

$$\mathcal{M}_0(M1, \mu) = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2mc} (g_p - g_N) \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^1(\Omega) \hat{S}_{\nu}, \quad (39)$$

Изоэскалярный оператор $\mathcal{M}_0(M1, \mu)$ дает вклад только в статический магнитный момент. Изовекторная часть оператора (37) также вносит вклад в статический магнитный момент, который оказывается равным

$$\mathcal{M} = \frac{1}{2} \cdot \frac{g_p \tilde{Y}_p - g_N \tilde{Y}_N}{\tilde{Y}_p + \tilde{Y}_N} \cdot \mathbf{I}, \quad (40)$$

где g_p и g_N - гиромагнитные отношения соответствующих подсистем. Изовекторный оператор описывает магнитные дипольные переходы между уровнями системы. Этот оператор не изменяет внутреннего состояния ядра. Его м.э. между собственными функциями приводятся в работе /2/. Приведем м.э. оператора (39) между состояниями g_r - и S -полос:

$$\begin{aligned} & \langle I+1; s \| \mathcal{M}_0(M1, \mu) \| I; g_r \rangle = \\ & = \frac{i}{\Theta_0} \left(\frac{3}{16\pi} \right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2mc} (g_p - g_N) \left(\frac{I+2}{2} \right)^{1/2} \left[1 + \frac{1}{2} \Theta_0^2 A_0^2 I(I+3) \right]. \end{aligned} \quad (41)$$

В этих м.э. также появляются члены, пропорциональные $\Theta_0^2 A_0^2$ и зависящие от I , которые являются поправками к правилам интенсивностей. Матричные элементы между уровнями внутри S - и γ -полос, определяющие М1-переходы из состояний с нечетными значениями I на четные, имеют следующий вид:

$$\langle I-1; s \| \mathcal{M}_0(M1, \mu) \| I; s \rangle = \frac{-1}{16} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2mc} A_0 (g_p - g_N) (I+2) \left[\frac{(I+1)(I-1)}{I} \right]^{1/2}, \quad (42)$$

$$\langle I-1; \gamma \| \mathcal{M}_0(M1, \mu) \| I; \gamma \rangle = - \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2mc} A_0 (g_p - g_N) \left[\frac{(I+2)(I-2)}{I} \right]^{1/2}. \quad (43)$$

Формулы (42), (43) получены с учетом смешивания состояний с $\Delta K = 1$ в волновых функциях.

Для изучения неадиабатических эффектов в электрических и магнитных переходах между состояниями g_r -, β -, γ - и S -полос с учетом смешивания их необходимо решить уравнение

$$\hat{H}_l^{\sigma} \tilde{\Psi}_l^{\sigma} = \mathcal{E}_l^{\sigma} \tilde{\Psi}_l^{\sigma} \quad (44)$$

на собственные значения и собственные функции, в котором \hat{H} - гамильтоновская матрица (19). Такая задача была выполнена на примере состояний положительной четности ядра ^{232}Th в работе /3/. При этом

собственные функции представлялись как

$$\Phi_l^{\sigma}(IM) = \sum_{\rho} f_{\rho, l}^{\sigma, I} \tilde{\Psi}_{\rho}^{\sigma, I} \quad (45)$$

где $(l, \rho) = \{g_r, \beta, \gamma, s\}$; $f_{\rho, l}^{\sigma, I}$ - амплитуды смешивания состояний; l - номер ротационно-вибрационной полосы; ρ - номер компоненты. Свойства симметрии волновой функции /2/ приводят к соотношению для сигнатуры $(-1)^I \sigma = 1$. Найденные нами амплитуды смешивания при решении уравнений (44) позволяют вычислить приведенные вероятности E2- и М1-переходов.

Напишем общее выражение для приведенных м.э. E2-перехода в рамках рассматриваемой модели:

$$\begin{aligned} & \langle \Phi_{g_r}^{\sigma=+}(I') \| \mathcal{M}(E2, \mu) \| \Phi_l^{\sigma=-}(I) \rangle = \\ & = \sqrt{2I+1} \left\{ \sum_{(\rho=g_r, \beta, \gamma, s)} Q_{\rho} f_{\rho, g_r}^{I'} f_{\rho, l}^I C_{I, \rho, 2Q}^{I', k_{\rho}} + \sum_{(\rho=\beta, \gamma)} m_{k_{\rho}} f_{g_r, g_r}^{I'} f_{\beta, l}^I C_{I, k_{\rho}, 2Q}^{I', 0} \left(\frac{2}{1+\delta_{k_0}} \right)^{1/2} \right. \\ & + \sum_{(\rho'=\beta, \gamma)} m_{k_{\rho'}} f_{\rho', g_r}^{I'} f_{g_r, l}^I C_{I, 2k_{\rho'}}^{I', k_{\rho'}} \left(\frac{2}{1+\delta_{k_0}} \right)^{1/2} + Q_0 \Theta_0 A_0 \frac{1}{\sqrt{2}} \left[f_{g_r, g_r}^{I'} f_{s, l}^I \left(\sqrt{I'(I'+1)} C_{I, 2Q}^{I', 1} \right. \right. \\ & + \left. \left. \sqrt{I(I+1)} C_{I, 2Q}^{I', 0} \right) + f_{s, g_r}^{I'} f_{g_r, l}^I \left(\sqrt{I'(I'+1)} C_{I, 2Q}^{I', 0} + \sqrt{I(I+1)} C_{I, 2Q}^{I', 1} \right) \right] + \\ & + m_0 \Theta_0 A_0 \frac{1}{\sqrt{2}} \left[f_{\beta, g_r}^{I'} f_{s, l}^I \left(\sqrt{I'(I'+1)} C_{I, 2Q}^{I', 1} + \sqrt{I(I+1)} C_{I, 2Q}^{I', 0} \right) + \left(\sqrt{I'(I'+1)} C_{I, 2Q}^{I', 0} \right. \right. \\ & + \left. \left. \sqrt{I(I+1)} C_{I, 2Q}^{I', 1} \right) f_{s, g_r}^{I'} f_{\beta, l}^I \right] + m_2 \Theta_0 A_0 \left[f_{\beta, g_r}^{I'} f_{s, l}^I \left(\frac{3}{2} \sqrt{(I'-2)(I'+3)} C_{I, 2Q}^{I', 3} \right. \right. \\ & + \left. \left. \sqrt{I(I+1)} C_{I, 2Q}^{I', 2} - \frac{1}{2} \sqrt{(I'-1)(I'+2)} C_{I, 2Q}^{I', 1} \right) + f_{s, g_r}^{I'} f_{\beta, l}^I \left(\frac{1}{2} \sqrt{(I'-1)(I'+2)} C_{I, 2Q}^{I', 1} \right. \right. \\ & - \left. \left. \frac{3}{2} \sqrt{(I'-2)(I'+3)} C_{I, 2Q}^{I', 1} - \sqrt{I'(I'+1)} C_{I, 2Q}^{I', 0} \right) \right] + Q_0^{(\Theta)} \Theta_0 \sqrt{3} \left(f_{g_r, g_r}^{I'} f_{s, l}^I C_{I-1, 2Q}^{I', 0} \right. \\ & - \left. f_{s, g_r}^{I'} f_{g_r, l}^I C_{I, 2Q}^{I', 1} \right) + m_0^{(\Theta)} \Theta_0 \sqrt{3} \left(f_{\beta, g_r}^{I'} f_{s, l}^I C_{I-1, 2Q}^{I', 0} - f_{s, g_r}^{I'} f_{\beta, l}^I C_{I, 2Q}^{I', 1} \right) + \\ & + m_2^{(\Theta)} \Theta_0 \sqrt{3} \left(f_{\beta, g_r}^{I'} f_{s, l}^I C_{I, 2Q}^{I', 2} - f_{s, g_r}^{I'} f_{\beta, l}^I C_{I, 2Q}^{I', 1} \right) \left. \right\}. \end{aligned} \quad (46)$$

Приведенная вероятность перехода имеет вид

$$B(E2; I, l \rightarrow I', gr) = \frac{(e^2 \text{фр.и.и.})}{2I+1} \frac{5}{16\pi} \left(\langle \Phi_{gr}^{\sigma=+} (I') \| \mathcal{M}(E2, \mu) \| \Phi_{l}^{\sigma=+} (I) \rangle \right)^2 \quad (47)$$

Запишем выражения для приведенных вероятностей магнитных дипольных переходов:

$$B(M1; I, \gamma \rightarrow I-1, \gamma) = [B(M1) \uparrow] \frac{1}{2I+1} \left\{ f_{gr, \gamma}^{I-1} f_{s, \gamma}^I \left(\frac{I+1}{8} \right)^{1/2} + f_{\gamma, \gamma}^{I-1} f_{\gamma, \gamma}^I (4\theta_0 A_0) \left[\frac{(I-2)(I+2)}{I} \right]^{1/2} + f_{s, \gamma}^{I-1} f_{s, \gamma}^I \theta_0 A_0 \frac{I+2}{4} \left[\frac{(I-1)(I+1)}{I} \right]^{1/2} \right\}^2 \quad (48)$$

где в данной ситуации $\Delta I = 1$ и $\gamma = \gamma$ или gr . При $\Delta I = 0$ и $\gamma = \beta, \gamma, s$ имеем

$$B(M1; I, \gamma' \rightarrow I, gr) = [B(M1) \uparrow] \frac{1}{8} \left\{ f_{gr, gr}^I f_{gr, \gamma}^I + f_{s, gr}^I f_{gr, \gamma'}^I + \theta_0 A_0 [2I(I+1)]^{-1/2} \left[f_{s, gr}^I f_{s, \gamma'}^I (I-1)(I+2) + f_{\gamma, gr}^I f_{\gamma, \gamma'}^I \cdot 4(I(I+1)-8) \right] \right\}^2 \quad (49)$$

В формулах (48) и (49) величина $[B(M1) \uparrow]$ есть лидирующая часть приведенной вероятности возбуждения состояния 1^+ из основного состояния четно-четного ядра, получаемая из (41) при $I = 0$ и совпадающая со значением, приводимым в работе ^{1/1}:

$$B(M1) \uparrow = \frac{3}{16\pi} (g_p - g_n)^2 \frac{1}{\theta_0^2} \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 \quad (50)$$

4. Проявление неадиабатических эффектов в электрических и магнитных переходах между состояниями gr -, β -, γ - и s -полос на примере ядра ²³²Th

Формулы, приведенные в предыдущих разделах, были использованы нами для изучения неадиабатических эффектов, вызванных смешиванием s -полосы ($K^\pi = 1^+$) с полосами нижайших состояний ядра ²³²Th. Описание спектра достигается диагонализацией гамильтоновской матрицы (19). Процедура фиксирования параметров описана в ^{1/3}. Спектр, приведенный на рис.2, получен при расчете с параметрами, несколько отличающимися от указанных в работе ^{1/3} (см. табл.1). Как следует из рисунка, воспроизведение экспериментальных данных о спектре ^{1/6} вполне удовлетворительное. Амплитуды смешивания состояний приведены в таблице 2. Видно, что воспроизведение экспериментальных данных достигается при значительном смешивании состояний β - и γ -полос уже при спинах порядка 10 единиц Планка.

Таблица 1. Параметры, использованные при расчетах спектра ядра ²³²Th

| γ | β | ω_{gr} | ω_β | ω_s | Параметры недиагональных элементов \hat{H} | | | | | |
|------------------------|------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--|----------------|---------------------|------------------|-----------------|----------|
| $M \rightarrow B^{-1}$ | $M \rightarrow B^{-1}$ | $M \rightarrow B$ | $M \rightarrow B$ | $M \rightarrow B$ | $P_{s, \gamma}$ | $P_{s, \beta}$ | $P_{\gamma, \beta}$ | $P_{\gamma, gr}$ | $P_{\beta, gr}$ | |
| 66, 52 | 74, 3 | 0 | 0, 7303 | 0, 747 | 2, 195 | 0, 005625 | 0, 56254 | 0, 000077 | 0, 0022 | 0, 00122 |

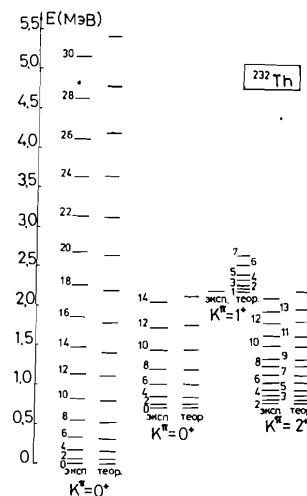


Рис.2

Для уменьшения числа параметров оператора электрического квадрупольного момента сделано предположение, что все величины, определяющие вклад протонной и нейтронной компонент в этот оператор, можно представить в виде

$$X_p = \frac{1}{2} X(1+\delta), \quad X_n = \frac{1}{2} X(1-\delta), \quad (51)$$

где $X_{p(N)}$ - каждый из параметров $Q_0^{p(N)}$, $m_0^{p(N)}$, $m_2^{p(N)}$. Для разности моментов инерции протонной и нейтронной компонент использована формула

$$\left(\frac{\gamma_p}{\gamma_n} - \frac{\gamma_n}{\gamma_p} \right) = \gamma \left[1 - \frac{4\alpha}{5\alpha-1} \right]^{1/2}, \quad \alpha = \frac{\gamma_\beta}{\gamma}, \quad (52)$$

следующая из соотношений, приведенных в ^{2/} (при $\Sigma = 0$). Тогда величины θ_0 и

θ_0 , фигурирующие в выражениях для вероятностей переходов, фиксируются значениями моментов инерции gr -, β - и γ -полос. В таблице 3 даны значения параметров, использованные при расчете вероятностей переходов. Подгонка вычисленных значений матричных элементов E2-перехода осуществлялась подбором трех параметров m_0 , m_2 и δ .

Результаты расчета абсолютных значений $B(E2)$ - и $B(M1)$ -факторов приведены в таблице 4 в сравнении с имеющимися экспериментальными данными (см. работу ^{1/7}). За исключением $B(E2; 2\beta \rightarrow 2gr)$ соответствие рассчитанных и измеренных значений $B(E2)$ -факторов хорошее.

Значительно более обширная информация имеется о ветвлении различных электрических переходов. Данные расчета и экспериментальная информация ^{1/6} об отношениях $B(E2)$ из состояний разных полос в основную полосу собраны в таблице 5. Модель оказывается в состоянии воспроизвести

Таблица 2. Структура состояний положительной четности ядра ^{232}Th

| I | gr -полоса | | | | β -полоса | | | |
|----|-------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| | $f_{gr,gr}^{(+)}$ | $f_{β,gr}^{(+)}$ | $f_{γ,gr}^{(+)}$ | $f_{s,gr}^{(+)}$ | $f_{gr,β}^{(+)}$ | $f_{β,β}^{(+)}$ | $f_{γ,β}^{(+)}$ | $f_{s,β}^{(+)}$ |
| 2 | 0,9999 | -0,0050 | -0,0103 | -0,0002 | 0,0048 | 0,9982 | -0,0215 | 0,0553 |
| 4 | 0,9990 | -0,0168 | -0,0402 | -0,0011 | 0,0127 | 0,9898 | -0,1006 | 0,0996 |
| 6 | 0,9955 | -0,0352 | -0,0880 | -0,0033 | 0,0140 | 0,9627 | -0,2317 | 0,1391 |
| 8 | 0,9864 | -0,0596 | -0,1530 | -0,0073 | 0,0043 | 0,9243 | -0,3403 | 0,1725 |
| 10 | 0,9688 | -0,0876 | -0,2315 | -0,0131 | -0,0089 | 0,8985 | -0,3888 | 0,2037 |
| 12 | 0,9417 | -0,1156 | -0,3153 | -0,0202 | -0,0206 | 0,8854 | -0,4010 | 0,2340 |
| 14 | 0,9076 | -0,1399 | -0,3948 | -0,0275 | -0,0299 | 0,8783 | -0,3982 | 0,2630 |
| 16 | 0,8713 | -0,1584 | -0,4633 | -0,0340 | -0,0374 | 0,8731 | -0,3901 | 0,2900 |
| 18 | 0,8368 | -0,1712 | -0,5186 | -0,0398 | -0,0435 | 0,8684 | -0,3807 | 0,3148 |
| 20 | 0,8064 | -0,1793 | -0,5619 | -0,0431 | -0,0487 | 0,8637 | -0,3714 | 0,3372 |
| 22 | 0,7806 | -0,1841 | -0,5955 | -0,0458 | -0,0532 | 0,8589 | -0,3628 | 0,3575 |
| 24 | 0,7592 | -0,1867 | -0,6216 | -0,0475 | -0,0571 | 0,8541 | -0,3550 | 0,3758 |
| 26 | 0,7416 | -0,1878 | -0,6422 | -0,0485 | -0,0607 | 0,8493 | -0,3480 | 0,3923 |
| 28 | 0,7269 | -0,1880 | -0,6587 | -0,0488 | -0,0639 | 0,8446 | -0,3418 | 0,4070 |
| 30 | 0,7148 | -0,1876 | -0,6719 | -0,0488 | -0,0668 | 0,8401 | -0,3362 | 0,4204 |

| I | γ-полоса | | | | δ-полоса | | | |
|----|------------------|-----------------|-----------------|-----------------|------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| | $f_{gr,γ}^{(+)}$ | $f_{β,γ}^{(+)}$ | $f_{γ,γ}^{(+)}$ | $f_{s,γ}^{(+)}$ | $f_{gr,δ}^{(+)}$ | $f_{β,δ}^{(+)}$ | $f_{γ,δ}^{(+)}$ | $f_{s,δ}^{(+)}$ |
| 2 | 0,0104 | 0,0215 | 0,9997 | 0,0006 | -0,0001 | -0,0553 | 0,0006 | 0,9985 |
| 4 | 0,0417 | 0,0996 | 0,9941 | 0,0088 | -0,0005 | -0,0999 | 0,0013 | 0,9950 |
| 6 | 0,0938 | 0,2273 | 0,9698 | 0,0313 | -0,0016 | -0,1426 | 0,0017 | 0,9899 |
| 8 | 0,1643 | 0,3206 | 0,9278 | 0,0602 | -0,0035 | -0,1828 | 0,0018 | 0,9831 |
| 10 | 0,2476 | 0,3694 | 0,8918 | 0,0838 | -0,0064 | -0,2205 | 0,0015 | 0,9754 |
| 12 | 0,3357 | 0,3706 | 0,8601 | 0,1011 | -0,0105 | -0,2555 | 0,0006 | 0,9667 |
| 14 | 0,4184 | 0,3553 | 0,8280 | 0,1147 | -0,0159 | -0,2878 | -0,0011 | 0,9576 |
| 16 | 0,4889 | 0,3343 | 0,7957 | 0,1269 | -0,0228 | -0,3175 | -0,0038 | 0,9480 |
| 18 | 0,5448 | 0,3124 | 0,7655 | 0,1393 | -0,0313 | -0,3450 | -0,0077 | 0,9381 |
| 20 | 0,5879 | 0,2912 | 0,7350 | 0,1531 | -0,0418 | -0,3703 | -0,0131 | 0,9279 |
| 22 | 0,6203 | 0,2708 | 0,7165 | 0,1690 | -0,0545 | -0,3938 | -0,0203 | 0,9173 |
| 24 | 0,6445 | 0,2506 | 0,6976 | 0,1876 | -0,0699 | -0,4158 | -0,0298 | 0,9063 |
| 26 | 0,6622 | 0,2298 | 0,6816 | 0,2097 | -0,0885 | -0,4366 | -0,0420 | 0,8943 |
| 28 | 0,6747 | 0,2075 | 0,6679 | 0,2362 | -0,1110 | -0,4563 | -0,0576 | 0,8810 |
| 30 | 0,6823 | 0,1825 | 0,6553 | 0,2679 | -0,1384 | -0,4751 | -0,0774 | 0,8655 |

Таблица 3. Параметры, использованные при расчетах вероятностей переходов

| Q_0 (дм ²) | m_0 | m_2 | δ | A_c | Θ_0 |
|--------------------------|-------|-------|----------|---------|------------|
| 969 | 80 | -80 | 0,23 | 0,15969 | 0,08355 |

Таблица 4. Сравнение экспериментальных [7] и теоретических значений В(Е2)- и В(М1)-факторов ядра ^{232}Th

| $I_l \rightarrow I'_{gr}$ | В(Е2) (ед. Вайскопфа) | | В(М1) (ед. Вайскопфа) | |
|------------------------------|-----------------------|-------|-----------------------|----------------------|
| | эксп. | теор. | эксп. | теор. |
| $2\beta \rightarrow 0_{gr}$ | 2,3(9) | 1,75 | - | - |
| $2\beta \rightarrow 2_{gr}$ | 0,06(3) | 2,04 | - | $0,80 \cdot 10^{-5}$ |
| $2\beta \rightarrow 4_{gr}$ | 3,2(1,2) | 3,27 | - | - |
| $2\gamma \rightarrow 0_{gr}$ | 2,6(3) | 2,41 | - | - |
| $2\gamma \rightarrow 2_{gr}$ | 7,1(8) | 6,10 | $3,0 \cdot 10^{-5}$ | $3,87 \cdot 10^{-5}$ |
| $2\gamma \rightarrow 4_{gr}$ | 0,13(2) | 0,63 | - | - |

экспериментальную ситуацию, для которой характерны сильные отклонения от правил адиабатической теории для ветвления переходов.

Особый интерес для нас представляли магнитные переходы. В выражениях для М1-переходов, кроме параметров, которые были найдены из подгонки данных по спектру и квадрупольным переходам, есть величина В(М1)[†] (см. формулу (50)) - приведенная вероятность возбуждения состояния I^+ из основного состояния ядра. Экспериментальное значение этого фактора для ^{232}Th , равное $1,5 \mu^2$ (при энергии возбуждения $E_I \approx 2,208$ МэВ), взято из работы [8]. Как видно из таблицы 4, теория воспроизводит весьма точно значение В(М1)-фактора для перехода $2\gamma \rightarrow 2_{gr}$ - единственное измеренное значение В(М1)-фактора для низколежащих состояний. Таблицы 6 и 7 содержат дополнительную информацию о магнитных характеристиках состояний β - и γ-полос. Видно, что вместе с ростом спина состояний приведенная вероятность магнитных переходов увеличивается. Сопоставление времен жизни по отношению к излучению квадрупольных и магнитных дипольных γ-квантов (см. табл.8) показывает, что, например, при распаде состояний γ-полосы интенсивность М1-квантов может составить значительную долю интенсивности излучения, соответствующего переходам $I \rightarrow I-1$. Экспериментальная проверка этого вывода могла бы служить критерием физической обоснованности модели.

Таблица 5. Сравнение экспериментальных /6/ и теоретических значений отношений вероятностей E2-переходов

| I | $\frac{B(E2; I, \beta \rightarrow I+2, gr)}{B(E2; I, \beta \rightarrow I-2, gr)}$ | | | $\frac{B(E2; I, \gamma \rightarrow I+2, gr)}{B(E2; I, \gamma \rightarrow I-2, gr)}$ | | |
|----|---|-------|-------|---|-------|-------|
| | эксп. | теор. | Алага | эксп. | теор. | Алага |
| 2 | 1,3(7) | 1,865 | 2,57 | 0,12(13) | 0,264 | 0,071 |
| 4 | 0,9(2) | 1,050 | 1,59 | 1,8(1,9) | 5,30 | 0,25 |
| 6 | 1,8(6) | 1,070 | 1,37 | 20(18) | 32,31 | 0,39 |
| 8 | - | 1,316 | 1,27 | 29(30) | 2,2 | 0,44 |
| 10 | - | 1,543 | 1,21 | - | 0,814 | 0,56 |
| 12 | - | 1,632 | 1,17 | - | 0,294 | 0,62 |

| I | $\frac{B(E2; I, \gamma \rightarrow I+2, gr)}{B(E2; I, \gamma \rightarrow I, gr)}$ | | | $\frac{B(E2; I, \gamma \rightarrow I-2, gr)}{B(E2; I, \gamma \rightarrow I, gr)}$ | | |
|----|---|-------|-------|---|-------|-------|
| | эксп. | теор. | Алага | эксп. | теор. | Алага |
| 2 | 0,06(6) | 0,105 | 0,50 | 0,52(6) | 0,396 | 0,70 |
| 4 | 0,2(2) | 0,211 | 0,086 | 0,10(1) | 0,040 | 0,34 |
| 6 | 0,56(13) | 0,245 | 0,10 | 0,029(23) | 0,008 | 0,27 |
| 8 | 0,7(7) | 0,210 | 0,11 | 0,024(17) | 0,095 | 0,24 |
| 10 | - | 0,235 | 0,11 | 0,022(15) | 0,288 | 0,22 |
| 12 | - | 0,146 | 0,12 | - | 0,496 | 0,21 |

Таблица 6. Теоретически вычисленные значения B(M)-факторов между разными состояниями ядра ^{232}Th

| $I_2 \rightarrow I_{gr}$ | $B(M1; I_{\beta} \rightarrow I_{gr})$ (ед. Вайск.) | $B(M1; I_{\gamma} \rightarrow I_{gr})$ (ед. Вайск.) | $I_{\gamma} \rightarrow (I-1)_{\frac{1}{2}}$ | $B(M1; I_{\gamma} \rightarrow I-1_{gr})$ (ед. Вайск.) | $B(M1; I_{\gamma} \rightarrow I-1, \gamma)$ (ед. Вайск.) |
|--------------------------|---|--|--|--|---|
| 2 → 2 | $0,80 \cdot 10^{-5}$ | $3,87 \cdot 10^{-5}$ | 3 → 2 | $2,78 \cdot 10^{-7}$ | $1,82 \cdot 10^{-3}$ |
| 4 → 4 | $5,80 \cdot 10^{-5}$ | $4,80 \cdot 10^{-4}$ | 5 → 4 | $5,3 \cdot 10^{-6}$ | $2,89 \cdot 10^{-3}$ |
| 6 → 6 | $1,1 \cdot 10^{-4}$ | $2,0 \cdot 10^{-3}$ | 7 → 6 | $2,71 \cdot 10^{-5}$ | $3,08 \cdot 10^{-3}$ |
| 8 → 8 | $1,214 \cdot 10^{-4}$ | $5,95 \cdot 10^{-3}$ | 9 → 8 | $8,44 \cdot 10^{-5}$ | $2,96 \cdot 10^{-3}$ |
| 10 → 10 | $1,94 \cdot 10^{-4}$ | $9,44 \cdot 10^{-3}$ | 11 → 10 | $1,96 \cdot 10^{-4}$ | $2,807 \cdot 10^{-3}$ |
| 12 → 12 | $4,4 \cdot 10^{-4}$ | $1,35 \cdot 10^{-2}$ | 13 → 12 | $3,68 \cdot 10^{-4}$ | $2,65 \cdot 10^{-3}$ |

Таблица 7. Сопоставление времен жизни по отношению к излучению квадрупольных и магнитных дипольных γ -квантов в ядре ^{232}Th

| I | $T(M1; I_{\beta} \rightarrow I_{gr})$ | $T(E2; I_{\beta} \rightarrow I_{gr})$ | $T(M1; I_{\gamma} \rightarrow I_{gr})$ | $T(E2; I_{\gamma} \rightarrow I_{gr})$ | $T(M1; I_{\gamma} \rightarrow I-1, \gamma)$ | $T(E2; I_{\gamma} \rightarrow I-1, \gamma)$ |
|----|---------------------------------------|---------------------------------------|--|--|---|---|
| 2 | 0,01103 | 0,00060 | 0,00071 | 0,02453 | 0,00204 | 0,00112 |
| 4 | 0,01285 | 0,00163 | 0,00730 | 0,1945 | 0,13138 | 0,01075 |
| 6 | 0,03437 | 0,00171 | 0,02466 | 1,0801 | 1,84786 | 0,04080 |
| 8 | 0,06650 | 0,00130 | 0,04406 | 5,630 | 0,27680 | 0,10354 |
| 10 | 0,15317 | 0,00160 | 0,07744 | 18,57 | 0,14222 | 0,21560 |
| 12 | 0,70300 | 0,00245 | 0,1305 | 104,82 | 0,11460 | 0,38624 |

Таблица 8. Отношения вероятностей M1- и E2-распада состояний γ -полосы ядра ^{232}Th .

| I | $\frac{T(M1; \gamma; I \rightarrow I-1)}{T(E2; \gamma; I \rightarrow I-1)}$ | $\frac{T(M1; \gamma; I \rightarrow I-1)}{T(E2; \gamma; I \rightarrow I-2)}$ | I | $\frac{T(M1; \gamma; I \rightarrow I-1)}{T(E2; \gamma; I \rightarrow I-1)}$ | $\frac{T(M1; \gamma; I \rightarrow I-1)}{T(E2; \gamma; I \rightarrow I-2)}$ |
|----|---|---|----|---|---|
| 4 | 0,22463 | 0,03166 | 3 | 0,22066 | - |
| 6 | 0,23970 | 0,00776 | 5 | 0,27002 | 0,01168 |
| 8 | 0,26524 | 0,00365 | 7 | 0,31033 | 0,00385 |
| 10 | 0,30556 | 0,00221 | 9 | 0,35620 | 0,00185 |
| 12 | 0,38606 | 0,00146 | 11 | 0,39140 | 0,00110 |
| 14 | 0,50512 | 0,00092 | 13 | 0,40400 | 0,00080 |

Литература

- De Franceschi G., Palumbo F., Lo Iudice N. Phys.Rev., C29, 1984, p.1496-1509.
- Михайлов И.Н., Усманов И.Н., Юлдашбаева Э.Х. ЯФ, 45, 1987, с.646-656.
- Михайлов И.Н., Юлдашбаева Э.Х., Бриансон Ш. ОИЯИ, Р4-86-570, Дубна, 1986.
- Варшавович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Ленинград: Наука, 1975.
- Бор О., Моттельсон Б. Теория атомного ядра, т.1,2. Москва: Мир, 1971.
- Lefebvre A. Thèse d'Etat, Université de Paris-Sud, Centre d'ORSAY, n° d'ordre:2888, Juin, 1984.
- Schmorak M.R. Nucl. Data Sheets, v.36, 1980, p.367.
- Richter A. Proceedings of the Niels Bohr Centennial Conferences, Nuclear Structure, North-Holland, 1985, p.469-488.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июня 1987 года.

Михайлов И.Н., Юлдашбаева Э.Х., Бриансон Н.
Электромагнитные характеристики низколежащих состояний
в двухроторной модели ядра

P4-87-395

В рамках двухроторной модели ядра, в которой допускаются относительные повороты протонов и нейтронов, исследуются неадиабатические эффекты, вызываемые возбуждениями M1-моды между состояниями g -, β - и γ -полос. Изучен спектр состояний положительной четности ядра ^{232}Th . Получены общие выражения для мультипольных операторов и основные матричные элементы M1- и E2-переходов между рассматриваемыми состояниями. Вычислены приведенные вероятности M1- и E2-переходов из β - и γ -полос в состояния основной полосы, а также их отношения. Даются сравнения с экспериментальными значениями и оценка отношений вероятностей M1- и E2-распада состояний γ -полосы ядра ^{232}Th .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Mikhailov I.N., Yuldashbaeva E.Kh., Briancon S.
Electromagnetic Characteristics of the Low-Lying States
in Terms of the "Two-Rotor" Model of a Nucleus

P4-87-395

The nonadiabatic effects are explored caused by excitations of M1-mode among the states of g -, β - and γ -bands within the "two-rotor" model which assumes the rotation of neutron component as a whole with respect to the proton component. The positive parity state spectrum of ^{232}Th nucleus is investigated. Common expressions for multipole operators and fundamental matrix elements for M1 and E2 transitions are obtained. Reduced probabilities of M1 and E2 transitions out of β - and γ -bands into ground band states and their ratio are calculated. The comparison with experimental data is presented, and the ratio 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 1987