объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4-87-395

И.Н.Михайлов, Э.Х.Юлдашбаева[1], Ш.Бриансон[2]

# 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

## I. Введение

В работе /I/ была предложена модель, в которой ядро представляется как два аксиальных ротатора (протонный и нейтронный), которые могут двигаться друг относительно друга (см. рис.I). 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 $gr$ -, $\beta$ - и $\gamma$-полос с учетом смешивания их с состояниями $s$-полосы ($K^{\pi} = 1^{+}$), а также начато изучение электромагнитных характеристик указанных состояний.

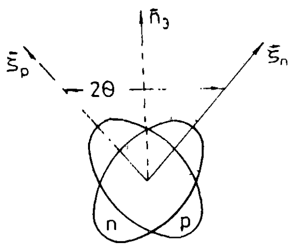


Рис.I

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

## 2. Мультипольные операторы в двухроторной модели ядра

Все одночастичные операторы в данной модели могут быть записаны в виде

$$\mathcal{M}(\lambda\mu) = \mathcal{M}_p(\lambda\mu) + \mathcal{M}_N(\lambda\mu) . \qquad (I)$$

Здесь

$$\mathcal{M}_\tau(\lambda\mu) = \sum_{\nu'} \mathcal{M}'(\lambda\nu'; \hat{I}^{(\tau)}_{\pm}) D^{\lambda}_{\mu\nu'}(\Omega_\tau) \qquad (2)$$

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

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

Для анализа гамильтониана системы и для вычисления матричных элементов оператора (I) 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 $\Theta$, равной половине угла между осями симметрии ротаторов. Ориентация ядра в целом определяется правым ортонормированным репером, имеющим орты, выраженные через единичные вектора $\vec{\zeta}_p$ и $\vec{\zeta}_N$, направленные вдоль осей симметрии протонной и нейтронной подсистем. При этом

$$\Theta = \frac{1}{2} \arccos(\vec{\zeta}_p \cdot \vec{\zeta}_N), \qquad 0 \leq \Theta \leq \frac{\pi}{2}$$

Переход от одних угловых координат к другим можно осуществить, воспользовавшись соотношением

$$\vec{n}_i^{\tau} = \hat{R}_\tau \vec{n}_i, \tag{3}$$

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

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

Для $\mathcal{D}$-функции Вигнера такой переход осуществляется использованием теоремы сложения поворотов:

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

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

При малых значениях угла $\Theta$, представляющих интерес в дальнейшем, можно использовать асимптотическое выражение для $\mathcal{D}$-функции /4/. Имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{D}^{\lambda}_{\mu\nu'}(\Omega_p) &= \sum_{\nu} \mathcal{D}^{\lambda}_{\mu\nu}(\Omega) \left\{ \delta_{\nu\nu'} - \frac{i\Theta}{2} \sqrt{(\lambda \pm \nu)(\lambda \mp \nu + 1)}\, \delta_{\nu,\nu' \pm 1} \right\}, \\ \mathcal{D}^{\lambda}_{\mu\nu'}(\Omega_N) &= \sum_{\nu} \mathcal{D}^{\lambda}_{\mu\nu}(\Omega) \left\{ \delta_{\nu\nu'} + \frac{i\Theta}{2} \sqrt{(\lambda \pm \nu)(\lambda \mp \nu + 1)}\, \delta_{\nu,\nu' \pm 1} \right\}. \end{aligned} \tag{7}$$

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

$$\mathcal{M}(\lambda\mu) = \mathcal{M}'_0(\lambda\mu) + \mathcal{M}'_\Theta(\lambda\mu), \tag{8}$$

где



$$\mathcal{M}'_0(\lambda\mu) = \sum_{\nu} \mathcal{D}^{\lambda}_{\mu\nu}(\Omega) \left[ \mathcal{M}'_p(\lambda,\nu) + \mathcal{M}'_N(\lambda,\nu) \right], \tag{9}$$

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

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

Следовательно, записывая мультипольный оператор в виде (8)-(I0), мы перешли от угловых переменных $\Omega_\tau$ к угловым переменным $\Omega$ и $\Theta$. Чтобы $\mathcal{M}(\lambda\mu)$ представить в самом общем виде, далее необходимо преобразовать операторы $\hat{I}_{\pm}^{(\tau)}$. В работах /I,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

$$\hat{I}_{\pm}^{p} = \frac{1}{2}(\hat{I}_{\pm} + \hat{S}_{\pm}), \qquad \hat{I}_{\pm}^{N} = \frac{1}{2}(\hat{I}_{\pm} - \hat{S}_{\pm}) \tag{II}$$

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

$$\hat{S}_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left( \hat{S}_1 - i\,\mathrm{ctg}(2\Theta) \right) \pm i \hat{S}_2 \right], \qquad \hat{S}_0 = \hat{S}_3 . \tag{I2}$$

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

$$\mathcal{M}_0(\lambda\mu) = \sum_{\nu} \mathcal{D}^{\lambda}_{\mu\nu}(\Omega) \left[ \mathcal{M}'_p(\lambda,\nu; \tfrac{1}{2}\hat{I}_{\pm}) + \mathcal{M}'_N(\lambda,\nu, \tfrac{1}{2}\hat{I}_{\pm}) \right]. \tag{I3}$$

Тогда мультипольные операторы в самом общем виде имеют вид

$$\mathcal{M}(\lambda\mu) = \mathcal{M}_0(\lambda\mu) + \mathcal{M}_\Theta(\lambda\mu), \tag{I4}$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_\Theta(\lambda\mu) = \sum_{\nu} \mathcal{D}^{\lambda}_{\mu\nu}(\Omega) \Big\{ & \left[ \mathcal{M}'_p\left(\lambda,\nu; \tfrac{1}{2}(\hat{I}_{\pm} + \hat{S}_{\pm})\right) - \mathcal{M}'_p\left(\lambda,\nu; \tfrac{1}{2}\hat{I}_{\pm}\right) \right] + \\ & + \left[ \mathcal{M}'_N\left(\lambda,\nu; \tfrac{1}{2}(\hat{I}_{\pm} - \hat{S}_{\pm})\right) - \mathcal{M}'_N\left(\lambda,\nu; \tfrac{1}{2}\hat{I}_{\pm}\right) \right] \Big\} + \mathcal{M}'_\Theta(\lambda\mu) \end{aligned} \tag{I5}$$

Здесь оператор $\mathcal{M}_0(\lambda\mu)$ является изоскалярным, а оператор $\mathcal{M}_\Theta(\lambda\mu)$ – 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:

$$\widetilde{\Psi}_{gr(\beta)}=\left(\frac{2I+1}{2I'+1}\right)^{1/2}\Big\{\sqrt{2}\,D^{I}_{M,0}(\Omega)\varphi_{0,0}(\theta)+$$

$$+i\Theta_0A_0\sqrt{\tfrac{1}{2}I(I+1)}\left[D^{I}_{M,1}(\Omega)+D^{I}_{M,-1}(\Omega)\right]\varphi_{1,0}(\theta)\Big\}\cdot\chi_0,\qquad (16)$$

$$\widetilde{\Psi}_{s}=\left(\frac{2I+1}{2I'+1}\right)^{1/2}\Big\{\left[D^{I}_{M,1}(\Omega)+(-1)^{I}D^{I}_{M,-1}(\Omega)\right]\varphi_{1,0}(\theta)+$$

$$+i\Theta_0A_0\sqrt{\tfrac{1}{2}(I-1)(I+2)}\left[D^{I}_{M,2}(\Omega)+(-1)^{I}D^{I}_{M,-2}(\Omega)\right]\varphi_{2,0}(\theta)-$$

$$-i\Theta_0A_0\sqrt{I(I+1)}\,D^{I}_{M,0}(\Omega)\varphi_{0,0}(\theta)\Big\}\cdot\chi_0,\qquad (17)$$

$$\widetilde{\Psi}_{\gamma}=\left(\frac{2I+1}{2I'+1}\right)^{1/2}\Big\{\left[D^{I}_{M,2}(\Omega)\chi_2+(-1)^{I}D^{I}_{M,-2}(\Omega)\chi_{-2}\right]\varphi_{0,0}(\theta)+$$

$$+\frac{3}{2}i\Theta_0A_0\sqrt{(I-2)(I+3)}\left[D^{I}_{M,3}(\Omega)\chi_2+(-1)^{I}D^{I}_{M,-3}(\Omega)\chi_{-2}\right]\varphi_{1,0}(\theta)-$$

$$-\frac{1}{2}i\Theta_0A_0\sqrt{(I-1)(I+2)}\left[D^{I}_{M,1}(\Omega)\chi_2+(-1)^{I}D^{I}_{M,-1}(\Omega)\chi_{-2}\right]\varphi_{1,0}(\theta)\Big\}\qquad (18)$$

Здесь $A_0=(\mathcal{J}_p-\mathcal{J}_N)/(\mathcal{J}_p+\mathcal{J}_N)$ есть отношение разности моментов инерции подсистем к их сумме; $\Theta_0=\left[(\mathcal{J}_p+\mathcal{J}_N)/4\mathcal{J}_p\mathcal{J}_N\omega_s\right]^{1/2}$ – характеристическое значение угла $\theta$ ; $\chi_k$ – функции, связанные с внутренним движением нуклонов; $\varphi_{æ,n}(\theta)$ – функции, соответствующие относительным колебаниям протонов и нейтронов (где $k$ , $K$ , $æ$ , $n$ – квантовые числа, определяющие базисные состояния).



Гамильтоновская матрица в этом базисе имеет вид

$$\hat{H}=\begin{array}{c}\begin{array}{cccc} gr & \beta & \gamma & s \end{array}\\ \left(\begin{array}{c|c|c|c} \frac{I(I+1)}{2\cdot\mathcal{J}}+\omega_{gr} & \frac{1}{2}I(I+1)P_{gr,\beta} & \sqrt{\frac{1}{2}(I-1)I(I+1)(I+2)}\,P_{gr,\gamma} & 0 \\ \hline & \frac{I(I+1)}{2\cdot\mathcal{J}}+\omega_{\beta} & \sqrt{\frac{1}{2}(I-1)I(I+1)(I+2)}\,P_{\beta,\gamma} & -\sqrt{\frac{1}{2}I(I+1)}\,P_{s,\beta} \\ \hline & & \frac{I(I+1)}{2\cdot\mathcal{J}_{\gamma}}+\omega_{\gamma} & \sqrt{(I-1)(I+2)}\,P_{s,\gamma} \\ \hline & & & \frac{I(I+1)}{2\cdot\mathcal{J}}+\omega_{s} \end{array}\right)\end{array}\begin{array}{c} \\ gr \\ \beta \\ \gamma \\ s \end{array}\qquad (19)$$

где $\omega_{gr}$ , $\omega_\beta$ , $\omega_\gamma$ , $\omega_s$ – головные энергии рассматриваемых полос; $\mathcal{J}$ и $\mathcal{J}_\gamma$ – инерционные параметры; $P_{gr,\beta}$ , $P_{gr,\gamma}$ , $P_{\beta,\gamma}$ , $P_{s,\beta}$ , $P_{s,\gamma}$ – параметры связи.

Для изучения электромагнитных переходов приступим к параметризации $\mathcal{M}_p(\lambda\mu)$ и $\mathcal{M}_N(\lambda\mu)$. При этом используем предыдущий раздел и получим окончательные выражения для приведенных вероятностей переходов.

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

$$\mathcal{M}(E2,\mu)=\mathcal{M}_0(E2,\mu)+\mathcal{M}_\Theta(E2,\mu)\qquad (20)$$

В изоскалярном квадрупольном операторе

$$\mathcal{M}_0(E2,\mu)=\sum_{\nu}D^{2}_{\mu\nu}(\Omega)\,\hat{m}'_{2,\nu}\qquad (21)$$

компоненты квадрупольного тензора во внутренней системе координат

$$\hat{m}'_{2,\nu}\equiv\mathcal{M}'_p(E2,\nu)+\mathcal{M}'_N(E2,\nu)\qquad (22)$$

можно представить следующим образом:

$$\hat{m}'_{2,\nu=0}=\begin{cases}Q_0,\\ m_0\left(|\beta\rangle\langle gr|+|gr\rangle\langle\beta|\right),\end{cases}\qquad (23)$$

$$\hat{m}'_{2,\nu=\pm2}=m_2\left(|\gamma\rangle\langle gr|+|gr\rangle\langle\gamma|\right),$$

$$\hat{m}'_{2,\nu=\pm1}=0,$$

где $Q_0$ – внутренний квадрупольный момент ядра; $m_0$ и $m_2$ – некоторые константы, определяемые из экспериментальных данных. Диагональные матричные элементы оператора (2I) связывают состояния внутри полосы, например,

$$\langle \widetilde{\Psi}_{\gamma}^{I'M'} | \mathcal{M}_0(E2,\mu) | \widetilde{\Psi}_{\gamma}^{IM} \rangle = \left(\frac{2I+1}{2I'+1}\right)^{1/2} Q_0 \, C_{IM,2\mu}^{I'M'} \times \tag{24}$$

$$\times \left[ C_{I2,20}^{I',2} + \frac{1}{4}\Theta_0^2 A_0^2 \left( \sqrt{(I'-1)(I'+2)(I-1)(I+2)}\, C_{I1,20}^{I',1} + 9\sqrt{(I'-2)(I'+3)(I-2)(I+3)}\, C_{I3,20}^{I',3} \right) \right].$$

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

$$\langle \widetilde{\Psi}_{gr}^{I'M'} | \mathcal{M}_0(E2,\mu) | \widetilde{\Psi}_{\beta}^{IM} \rangle = \left(\frac{2I+1}{2I'+1}\right)^{1/2} m_0 \, C_{IM,2\mu}^{I'M'} \times \tag{25}$$

$$\times \left( C_{I0,20}^{I',0} + \frac{1}{2}\Theta_0^2 A_0^2 \sqrt{I'(I'+1)I(I+1)}\, C_{I1,20}^{I',1} \right),$$

$$\langle \widetilde{\Psi}_{gr}^{I'M'} | \mathcal{M}_0(E2,\mu) | \widetilde{\Psi}_{\gamma}^{IM} \rangle = \left(\frac{2I+1}{2I'+1}\right)^{1/2} m_2 \sqrt{2}\, C_{IM,2\mu}^{I'M'} \times \tag{26}$$

$$\times \left[ C_{I-2,22}^{I',0} + \frac{1}{4}\Theta_0^2 A_0^2 \sqrt{I'(I'+1)} \left( 3\sqrt{(I-2)(I+3)}\, C_{I-3,22}^{I',-1} - \sqrt{(I-1)(I+2)}\, C_{I-1,22}^{I',1} \right) \right].$$

Из формул (24)-(26) видно, что они отличаются от таких м.э., полученных в рамках модели жесткого ротатора, членами, пропорциональными $\Theta_0^2 \cdot A_0^2$, 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 $\Delta\varkappa = 1$ в волновых функциях (см. работы /2,3/). По той же причине оказываются отличными от нуля м.э. изоскалярного оператора

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

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

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



Для изовекторной части квадрупольного оператора имеем

$$\mathcal{M}_{\Theta}(E2,\mu) = -i\Theta \left\{ \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} \left[ Q_0^{(\Theta)} + m_0^{(\Theta)} \left( |\beta\rangle\langle gr| + |gr\rangle\langle\beta| \right) \right] + \right. \tag{30}$$

$$\left. + m_2^{(\Theta)} \left( |\gamma\rangle\langle gr| + |gr\rangle\langle\gamma| \right) \right\} \left[ D_{\mu,1}^2(\Omega) + D_{\mu,-1}^2(\Omega) \right],$$

где $Q_0^{(\Theta)}$, $m_0^{(\Theta)}$, $m_2^{(\Theta)}$ – также константы (см. формулы (I0), (23)). Приведем некоторые м.э. оператора $\mathcal{M}_{\Theta}(E2,\mu)$:

$$\langle I+2; s \| \mathcal{M}_{\Theta}(E2,\mu) \| I; gr \rangle = -i\,\Theta_0 Q_0^{(\Theta)} \left[\frac{3(I+3)(I+1)}{2I+3}\right]^{1/2}, \tag{31}$$

$$\langle I+2; s \| \mathcal{M}_{\Theta}(E2,\mu) \| I; \beta \rangle = -i\,\Theta_0 m_0^{(\Theta)} \left[\frac{3(I+3)(I+1)}{2I+3}\right]^{1/2}, \tag{32}$$

$$\langle I+2; s \| \mathcal{M}_{\Theta}(E2,\mu) \| I; \gamma \rangle = -i\,\Theta_0 m_2^{(\Theta)} \left[\frac{(I+3)(I-1)I}{(I+2)(2I+3)}\right]^{1/2}. \tag{33}$$

Сопоставляя (3I) с (27), видим, что смешивание состояний по числу $\varkappa$, учтенное в волновых функциях (I6)-(I8), 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. $\langle \widetilde{\Psi}_{s}^{I'M'} | \mathcal{M}(E2,\mu) | \widetilde{\Psi}_{\beta}^{IM} \rangle$ и $\langle \widetilde{\Psi}_{s}^{I'M'} | \mathcal{M}(E2,\mu) | \widetilde{\Psi}_{\gamma}^{IM} \rangle$.

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

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

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

Запишем оператор магнитного дипольного момента ядра в виде

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

$$\left. + \left[ g_N \sum_{\nu'} \hat{I}_{\nu'}^{N} D_{\mu\nu'}^{1}(\Omega_N) - g_N \hat{I}_3^{N} D_{\mu 0}^{1}(\Omega_N) \right] \right\}.$$

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

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

где

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

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

Изоскалярный 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

$$\mu=\frac{1}{2}\cdot\frac{g_p\mathcal{J}_p-g_N\mathcal{J}_N}{\mathcal{J}_p+\mathcal{J}_N}\cdot I , \tag{40}$$

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 $gr$ - и $S$ -полос:

$$\langle I+1;s\|\mathcal{M}_\Theta(M1,\mu)\|I;gr\rangle = \\ =\frac{i}{\Theta_0}\left(\frac{3}{16\pi}\right)^{1/2}\frac{e\hbar}{2mc}(g_p-g_N)\left(\frac{I+2}{2}\right)^{1/2}\left[1+\frac{1}{2}\Theta_0^2A_0^2 I(I+3)\right]. \tag{41}$$

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

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

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

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

Для изучения неадиабатических эффектов в электрических и магнитных переходах между состояниями $gr$ -, $\beta$ -, $\gamma$- и $S$ -полос с учетом смешивания их необходимо решить уравнение

$$\hat{H}_\ell^\sigma\tilde{\Psi}_\ell^\sigma=\mathcal{E}_\ell^\sigma\tilde{\Psi}_\ell^\sigma \tag{44}$$

на собственные значения и собственные функции, в котором $\hat{H}$ - гамильтоновская матрица (I9). Такая задача была выполнена на примере состояний положительной четности ядра $^{232}Th$ в работе /3/. При этом



собственные функции представлялись как

$$\Phi_\ell^\sigma(IM)=\sum_\rho f^{\sigma,I}_{\rho,\ell}\tilde{\Psi}_\rho \tag{45}$$

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

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

$$\langle\Phi^{\sigma=+}_{gr}(I')\|\mathcal{M}(E2,\mu)\|\Phi^{\sigma=+}_\ell(I)\rangle=$$

$$=\sqrt{2I+1}\Big\{\sum_{(\rho=gr,\beta,\gamma,s)}Q_0 f^{I'}_{\rho,gr}f^{I}_{\rho,\ell}C^{I'K_\rho}_{IK_\rho,20}+\sum_{(\rho=\beta,\gamma)}m_{K_\rho}f^{I'}_{gr,gr}f^{I}_{\rho,\ell}C^{I'0}_{I-K_\rho,2K_\rho}\left(\frac{2}{1+\delta_{k,0}}\right)^{1/2}+$$

$$+\sum_{(\rho'=\beta,\gamma)}m_{K_{\rho'}}f^{I'}_{\rho',gr}f^{I}_{gr,\ell}C^{I'K_{\rho'}}_{I0,2K_{\rho'}}\left(\frac{2}{1+\delta_{k,0}}\right)^{1/2}+Q_0\Theta_0A_0\frac{1}{\sqrt{2}}\Big[f^{I'}_{gr,gr}f^{I}_{s,\ell}\Big(\sqrt{I'(I'+1)}C^{I'1}_{I1,20}+$$

$$+\sqrt{I(I+1)}C^{I'0}_{I0,20}\Big)+f^{I'}_{s,gr}f^{I}_{gr,\ell}\Big(\sqrt{I'(I'+1)}C^{I'0}_{I0,20}+\sqrt{I(I+1)}C^{I'1}_{I1,20}\Big)\Big]+$$

$$+m_0\Theta_0A_0\frac{1}{\sqrt{2}}\Big[f^{I'}_{\beta,gr}f^{I}_{s,\ell}\Big(\sqrt{I'(I'+1)}C^{I'1}_{I1,20}+\sqrt{I(I+1)}C^{I'0}_{I0,20}\Big)+\Big(\sqrt{I'(I'+1)}C^{I'0}_{I0,20}+$$

$$+\sqrt{I(I+1)}C^{I'1}_{I1,20}\Big)f^{I'}_{s,gr}f^{I}_{\beta,\ell}\Big]+m_2\Theta_0A_0\Big[f^{I'}_{\gamma,gr}f^{I}_{s,\ell}\Big(\frac{3}{2}\sqrt{(I'-2)(I'+3)}C^{I'3}_{I1,20}+$$

$$+\sqrt{I(I+1)}C^{I'2}_{I0,22}-\frac{1}{2}\sqrt{(I'-1)(I'+2)}C^{I'1}_{I-1,22}\Big)+f^{I'}_{s,gr}f^{I}_{\gamma,\ell}\Big(\frac{1}{2}\sqrt{(I-1)(I+2)}C^{I'1}_{I-1,22}-$$

$$-\frac{3}{2}\sqrt{(I-2)(I+3)}C^{I'1}_{I3,2-2}-\sqrt{I'(I'+1)}C^{I'0}_{I-2,22}\Big)\Big]+Q_0^{(\Theta)}\Theta_0\sqrt{3}\Big(f^{I'}_{gr,gr}f^{I}_{s,\ell}C^{I'0}_{I-1,21}-$$

$$-f^{I'}_{s,gr}f^{I}_{gr,\ell}C^{I'1}_{I0,21}\Big)+m_0^{(\Theta)}\Theta_0\sqrt{3}\Big(f^{I'}_{\beta,gr}f^{I}_{s,\ell}C^{I'0}_{I-1,21}-f^{I'}_{s,gr}f^{I}_{\beta,\ell}C^{I'1}_{I0,21}\Big)+$$

$$+m_2^{(\Theta)}\Theta_0\sqrt{3}\Big(f^{I'}_{\gamma,gr}f^{I}_{s,\ell}C^{I'2}_{I1,21}-f^{I'}_{s,gr}f^{I}_{\gamma,\ell}C^{I'1}_{I2,2-1}\Big)\Big\}. \tag{46}$$

Приведенная вероятность перехода имеет вид

$$B(E2;I,\ell\to I',gr)=\frac{(e^2\,\text{ферми}^4)}{2I+1}\;\frac{5}{16\pi}\left(\langle\Phi_{gr}^{\sigma=+}(I')\|\mathcal{M}(E2,\mu)\|\Phi_{\ell}^{\sigma=+}(I)\rangle\right)^2. \tag{47}$$

Запишем выражения для приведенных вероятностей магнитных дипольных переходов:

$$B(M1;I,\gamma\to I-1,\nu)=\left[B(M1)\uparrow\right]\frac{1}{2I+1}\left\{f_{gr,\nu}^{I-1}f_{s,\gamma}^{I}\left(\frac{I+1}{8}\right)^{1/2}+\right.$$
$$\left.+f_{\gamma,\nu}^{I-1}f_{\gamma,\gamma}^{I}(4\Theta_0A_0)\left[\frac{(I-2)(I+2)}{I}\right]^{1/2}+f_{s,\nu}^{I-1}f_{s,\gamma}^{I}\Theta_0A_0\frac{I+2}{4}\left[\frac{(I-1)(I+1)}{I}\right]^{1/2}\right\}^2, \tag{48}$$

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

$$B(M1;I,\nu'\to I,gr)=\left[B(M1)\uparrow\right]\frac{1}{8}\left\{f_{gr,gr}^{I}f_{gr,\nu'}^{I}+f_{s,gr}^{I}f_{gr,\nu'}^{I}+\right. \tag{49}$$
$$\left.+\Theta_0A_0\left[2I(I+1)\right]^{-1/2}\left[f_{s,gr}^{I}f_{s,\nu'}^{I}(I-1)(I+2)+f_{\gamma,gr}^{I}f_{\gamma,\nu'}^{I}\cdot 4\left(I(I+1)-8\right)\right]\right\}^2.$$

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 (4I) при $I=0$ и совпадающая со значением, приводимым в работе /I/:

$$B(M1)\uparrow=\frac{3}{16\pi}\left(g_p-g_N\right)^2\frac{1}{\Theta_0^2}\left(\frac{e\hbar}{2mc}\right)^2. \tag{50}$$

## 4. Проявление неадиабатических эффектов в электрических и магнитных переходах между состояниями $gr$ -, $\beta$ -, $\gamma$- и $S$ -полос на примере ядра $^{232}Th$

Формулы, приведенные в предыдущих разделах, были использованы нами для изучения неадиабатических эффектов, вызванных смешиванием $S$ -полосы ($K^{\pi}=1^+$) с полосами нижайших состояний ядра $^{232}Th$. Описание спектра достигается диагонализацией гамильтоновской матрицы (I9). Процедура фиксирования параметров описана в /3/. Спектр, приведенный на рис.2, получен при расчете с параметрами, несколько отличающимися от указанных в работе /3/ (см. табл.I). Как следует из рисунка, воспроизведение экспериментальных данных о спектре /6/ вполне удовлетворительное. Амплитуды смешивания состояний приведены в таблице 2. Видно, что воспроизведение экспериментальных данных достигается при значительном смешивании состояний $\beta$ – и $\gamma$-полос уже при спинах порядка I0 единиц Планка.



Таблица I. Параметры, использованные при расчетах спектра ядра $^{232}Th$

| $\mathcal{J}$ МэВ$^{-1}$ | $\mathcal{J}_\gamma$ МэВ$^{-1}$ | $\omega_{gr}$ | $\omega_\beta$ МэВ | $\omega_\gamma$ МэВ | $\omega_s$ МэВ | Параметры недиагональных элементов $\hat{H}$: $P_{s,\gamma}$ | $P_{s,\beta}$ | $P_{\gamma,\beta}$ | $P_{\gamma,gr}$ | $P_{\beta,gr}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 66,52 | 74,3 | 0 | 0,7303 | 0,747 | 2,195 | 0,005625 | 0,56254 | 0,000077 | 0,0022 | 0,00I22 |

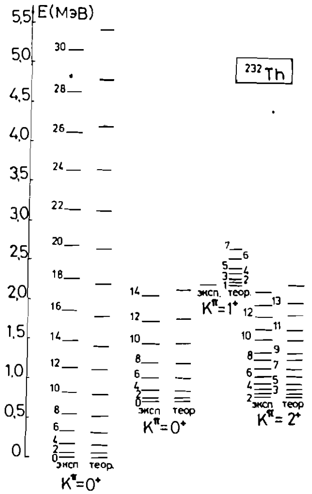


Рис.2

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

$$X_p=\tfrac{1}{2}X(1+\delta),\quad X_N=\tfrac{1}{2}X(1-\delta), \tag{5I}$$

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

$$(\mathcal{J}_p-\mathcal{J}_N)=\mathcal{J}\left[1-\frac{4\alpha}{5\alpha-1}\right]^{1/2},\quad \alpha=\frac{\mathcal{J}_\gamma}{\mathcal{J}}, \tag{52}$$

следующая из соотношений, приведенных в /2/ (при $\Sigma=0$). Тогда величины $\Theta_0$ и $A_0$, фигурирующие в выражениях для вероятностей переходов, фиксируются значениями моментов инерции $gr$ -, $\beta$ - и $\gamma$-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 $\delta$.

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

Значительно более обширная информация имеется о ветвлении различных электрических переходов. Данные расчета и экспериментальная информация /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 | | | | $\beta$ -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 | -0,0050 | -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 |
| $I$ | $\gamma$-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 | 0,0104 | 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

| $Q_0$ (Фм$^2$) | $m_0$ | $m_2$ | $\delta$ | $A_0$ | $\Theta_0$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 969 | 80 | -80 | 0,23 | 0,15969 | 0,08355 |

Таблица 4. Сравнение экспериментальных /7/ и теоретических значений B(E2)- и B(M1)-факторов ядра $^{232}Th$

| $I_\ell \to I'_{gr}$ | B(E2) (ед.Вайскопфа) | | B(M1) (ед.Вайскопфа) | |
|---|---|---|---|---|
| | эксп. | теор. | эксп. | теор. |
| $2\beta \to 0_{gr}$ | 2,3(9) | 1,75 | - | - |
| $2\beta \to 2_{gr}$ | 0,06(3) | 2,04 | - | $0{,}80\cdot 10^{-5}$ |
| $2\beta \to 4_{gr}$ | 3,2(1,2) | 3,27 | - | - |
| $2\gamma \to 0_{gr}$ | 2,6(3) | 2,41 | - | - |
| $2\gamma \to 2_{gr}$ | 7,1(8) | 6,10 | $3{,}0\cdot 10^{-5}$ | $3{,}87\cdot 10^{-5}$ |
| $2\gamma \to 4_{gr}$ | 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 M1-переходов, кроме параметров, которые были найдены из подгонки данных по спектру и квадрупольным переходам, есть величина B(M1)↑ (см. формулу (50)) – приведенная вероятность возбуждения состояния $1^+$ из основного состояния ядра. Экспериментальное значение этого фактора для $^{232}Th$ , равное 1,5 $\mu_N^2$ (при энергии возбуждения $E_{1^+} \approx$ 2,208 МэВ), взято из работы /8/. Как видно из таблицы 4, теория воспроизводит весьма точно значение B(M1)-фактора для перехода $2\gamma \to 2gr$ – единственное измеренное значение B(M1)-фактора для низколежащих состояний. Таблицы 6 и 7 содержат дополнительную информацию о магнитных характеристиках состояний $\beta$ – и $\gamma$-полос. Видно, что вместе с ростом спина состояний приведенная вероятность магнитных переходов увеличивается. Сопоставление времен жизни по отношению к излучению квадрупольных и магнитных дипольных $\gamma$-квантов (см. табл.8) показывает, что, например, при распаде состояний $\gamma$-полосы интенсивность M1-квантов может составить значительную долю интенсивности излучения, соответствующего переходам $I \to I-1$ . Экспериментальная проверка этого вывода могла бы служить критерием физической обоснованности модели.

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

| $I$ | $\frac{B(E2;I,\beta\to I+2,gr)}{B(E2;I,\beta\to I-2,gr)}$ | | | $\frac{B(E2;I,\gamma\to I+2,gr)}{B(E2;I,\gamma\to I-2,gr)}$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | эксп. | теор. | Алага | эксп. | теор. | Алага |
| 2 | I,3(7) | I,865 | 2,57 | 0,I2(I3) | 0,264 | 0,07I |
| 4 | 0,9(2) | I,050 | I,59 | I,8(I,9) | 5,30 | 0,25 |
| 6 | I,8(6) | I,070 | I,37 | 20(I8) | 32,3I | 0,39 |
| 8 | - | I,3I6 | I,27 | 29(30) | 2,2 | 0,44 |
| I0 | - | I,543 | I,2I | - | 0,8I4 | 0,56 |
| I2 | - | I,632 | I,I7 | - | 0,294 | 0,62 |

| $I$ | $\frac{B(E2;I,\gamma\to I+2,gr)}{B(E2;I,\gamma\to I,gr)}$ | | | $\frac{B(E2;I,\gamma\to I-2,gr)}{B(E2;I,\gamma\to I,gr)}$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | эксп. | теор. | Алага | эксп. | теор. | Алага |
| 2 | 0,06(6) | 0,I05 | 0,50 | 0,52(6) | 0,396 | 0,70 |
| 4 | 0,2(2) | 0,2II | 0,086 | 0,I0(I) | 0,040 | 0,34 |
| 6 | 0,56(I3) | 0,245 | 0,I0 | 0,029(23) | 0,008 | 0,27 |
| 8 | 0,7(7) | 0,2I0 | 0,II | 0,024(I7) | 0,095 | 0,24 |
| I0 | - | 0,235 | 0,II | 0,022(I5) | 0,288 | 0,22 |
| I2 | - | 0,I46 | 0,I2 | - | 0,496 | 0,2I |

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

| $I_\ell\to I_{gr}$ | $B(M1;I_\beta\to I_{gr})$ (ед.Вайск.) | $B(M1;I_\gamma\to I_{gr})$ (ед.Вайск.) | $I_\gamma\to(I-1)_\ell$ | $B(M1;I_\gamma\to I-1_{gr})$ (ед.Вайск.) | $B(M1;I_\gamma\to I-1,\gamma)$ (ед.Вайск.) |
|---|---|---|---|---|---|
| 2→2 | $0,80\cdot I0^{-5}$ | $3,87\cdot I0^{-5}$ | 3→2 | $2,78\cdot I0^{-7}$ | $I,82\cdot I0^{-3}$ |
| 4→4 | $5,80\cdot I0^{-5}$ | $4,80\cdot I0^{-4}$ | 5→4 | $5,3\cdot I0^{-6}$ | $2,89\cdot I0^{-3}$ |
| 6→6 | $I,I\cdot I0^{-4}$ | $2,0\cdot I0^{-3}$ | 7→6 | $2,7I\cdot I0^{-5}$ | $3,08\cdot I0^{-3}$ |
| 8→8 | $I,2I4\cdot I0^{-4}$ | $5,95\cdot I0^{-3}$ | 9→8 | $8,44\cdot I0^{-5}$ | $2,96\cdot I0^{-3}$ |
| 10→10 | $I,94\cdot I0^{-4}$ | $9,44\cdot I0^{-3}$ | 11→10 | $I,96\cdot I0^{-4}$ | $2,807\cdot I0^{-3}$ |
| 12→12 | $4,4\cdot I0^{-4}$ | $I,35\cdot I0^{-2}$ | 13→12 | $3,68\cdot I0^{-4}$ | $2,65\cdot I0^{-3}$ |



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

| $I$ | $\frac{T(M1;I_\beta\to I_{gr})}{T(E2,I_\beta\to I+2,gr)}$ | $\frac{T(M1;I_\beta\to I_{gr})}{T(E2;I_\beta\to I-2,gr)}$ | $\frac{T(M1;I_\beta\to I_{gr})}{T(E2;I_\beta\to I_{gr})}$ | $\frac{T(M1;I_\gamma\to I_{gr})}{T(E2;I_\gamma\to I+2,gr)}$ | $\frac{T(M1;I_\gamma\to I_{gr})}{T(E2;I_\gamma\to I-2,gr)}$ | $\frac{T(M1;I_\gamma\to I_{gr})}{T(E2;I_\gamma\to I_{gr})}$ | $I_\gamma\to(I-1)_{gr}$ | $\frac{T(M1;I_\gamma\to I-1_{gr})}{T(E2;I_\gamma\to I-1_{gr})}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2 | 0,00I03 | 0,00060 | 0,0007I | 0,02453 | 0,00204 | 0,00II2 | 3→2 | 0,00002 |
| 4 | 0,0I285 | 0,00I63 | 0,00730 | 0,I945 | 0,I3I38 | 0,0I075 | 5→4 | 0,00035 |
| 6 | 0,03437 | 0,00I7I | 0,02466 | I,080I | I,84786 | 0,04080 | 7→6 | 0,00I52 |
| 8 | 0,05650 | 0,00I30 | 0,04406 | 5,630 | 0,27680 | 0,I0354 | 9→8 | 0,00363 |
| I0 | 0,I53I7 | 0,00I60 | 0,07744 | I8,57 | 0,I4222 | 0,2I560 | 11→10 | 0,00662 |
| I2 | 0,70300 | 0,00245 | 0,I305 | I04,62 | 0,II460 | 0,38624 | 13→12 | 0,0I042 |

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

| $I$ | $\frac{T(M1;\gamma;I\to I-1)}{T(E2;\gamma;I\to I-1)}$ | $\frac{T(M1;\gamma;I\to I-1)}{T(E2;\gamma;I\to I-2)}$ | $I$ | $\frac{T(M1;\gamma;I\to I-1)}{T(E2;\gamma;I\to I-1)}$ | $\frac{T(M1;\gamma;I\to I-1)}{T(E2;\gamma;I\to I-2)}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 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


1. De Franceschi G., Palumbo F., Lo Iudice N. Phys.Rev., C29, 1984, p.1496-1509.
2. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. ЯФ, 45, 1987, с.646-656.
3. Михайлов И.Н., Юлдашбаева Э.Х., Брiансон Ш. ОИЯИ, Р4-86-570, Дубна, 1986.
4. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Ленинград: Наука, 1975.
5. Бор О., Моттельсон Б. Теория атомного ядра, т.1,2. Москва: Мир, 1971.
6. Lefebvre A. Thèse d'Etat, Université de Paris-Sud, Centre d'ORSAY, n° d'ordre:2888, Juin, 1984.
7. Schmorak M.R. Nucl. Data Sheets, v.36, 1980, p.367.
8. 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., Брiансон Н. Р4-87-395

Электромагнитные характеристики низколежащих состояний в двухроторной модели ядра

В рамках двухроторной модели ядра, в которой допускаются относительные повороты протонов и нейтронов, исследуются неадибатические эффекты, вызываемые возбуждениями M1-моды между состояниями g-, $\beta$- и $\gamma$-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 $\beta$- и $\gamma$-полос в состояния основной полосы, а также их отношения. Даются сравнения с экспериментальными значениями и оценка отношений вероятностей M1- и E2-распада состояний $\gamma$-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. P4-87-395

Electromagnetic Characteristics of the Low-Lying States in Terms of the "Two-Rotor" Model of a Nucleus

The nonadiabatic effects are explored caused by excitations of M1-mode among the states of g-, $\beta$- and $\gamma$-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 $\beta$- and $\gamma$-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 $\gamma$-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