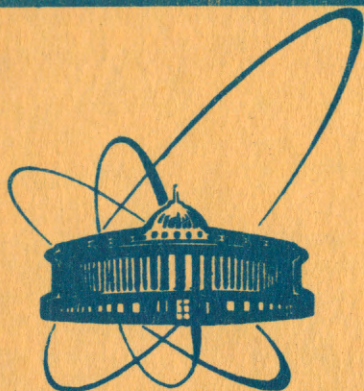


сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна



P4-85-8

И.Н.Михайлов, Ш.Бриансон¹, П.Н.Усманов²,
Э.Х.Юлдашева²

О ВОЗМОЖНОСТИ
КОРИОЛИСОВА СМЕШИВАНИЯ СОСТОЯНИЙ g_r
 β^- , γ - и S-ПОЛОС (ПРИМЕР ЯДРА ^{232}Th)

¹Центр ядерной спектрометрии и спектрометрии
масс, Орсэ, Франция

²Институт ядерной физики АН УзССР

Михайлов И.Н. и др.

P4-85-8

О возможности кориолисова смешивания состояний g , β -, γ - и $S(K^\pi = 1^+)$ -полос (пример ядра ^{232}Th)

Для изучения характеристик состояний положительной четности в ядре ^{232}Th предлагается простая феноменологическая модель, в которой допускается существование S -полосы ($K^\pi = 1^+$) и кориолисова связь между состояниями g , β -, γ - и S -полос. Вычислены спектр состояний, отношения $E2$ -переходов из β - и γ -полос в состояния основной полосы. Дается сравнение с экспериментальными значениями. Используемая модель хорошо воспроизводит известные уровни ротационных полос и сложную спиновую зависимость отношения $E2$ -переходов из β -полосы.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Mikhailov I.N. et al.

P4-85-8

About a Possibility of Mixing of g , β -, γ - and $S(K^\pi = 1^+)$ Bands (Example of ^{232}Th Nucleus)

To study characteristics of states of positive parity in ^{232}Th nucleus a simple phenomenological model is proposed in which the existence of S band ($K^\pi = 1^+$) and Coriolis coupling of β , γ and S -bands is assumed. The spectra of states, $E2$ -transition ratios out of β - and γ -bands into ground band states are calculated. The comparison with experimental values is presented. The model used reproduces well the known levels of rotational bands and complicated spin dependence of the ratio of $E2$ -transitions out of β -band.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985

ВВЕДЕНИЕ

Спектр состояний положительной четности /основной - g^- , β^- и γ^- -полос/ ядра ^{232}Th проявляет значительные отклонения от спектра жесткого аксиального ротатора. Энергии состояний основной полосы этого ядра могут быть описаны формулой Харриса с параметрами $J_0 = 60 \text{ к}^2/\text{МэВ}$, $J_1 = 443 \text{ к}^4/\text{МэВ}^3$. Интересным представляется следующее наблюдение: отношение энергетических интервалов между состояниями β^- - и γ^- -полос к соответствующим значениям интервалов энергии в основной полосе близко к постоянной величине < 1 в области умеренных спинов /см. рис.1/. Такое соотношение интервалов энергии невозможно в случае, когда доминирующим элементом в отклонении от модели жесткого ротатора является прямое ротационное смешивание g^- , β^- и γ^- -полос, но его можно объяснить в модели, где допускается существование "S" полосы $K^\pi = 1^+$ и кориолисова связь между состояниями g^- , β^- , S- и γ^- -полос. В такой ситуации большие, чем у основной полосы, эффективные моменты инерции β^- - и γ^- -полос объясняются более интенсивным смешиванием состояний этих полос с S-полосой, по сравнению со смешиванием g^- - и S-полос. Существенные эффекты, вызываемые связью β^- , γ^- и S-полос, могут ожидать в данном случае из-за близости энергии оснований этих полос.

В данной работе анализируется простая феноменологическая модель, на основе которой описываются известные экспериментальные данные как о спектре, так и о вероятностях E2-переходов из состояний β^- - и γ^- -вибрационных полос.

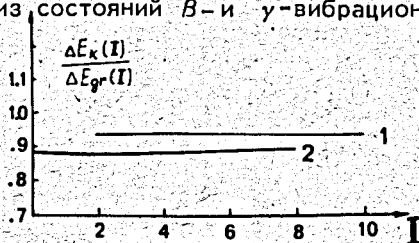


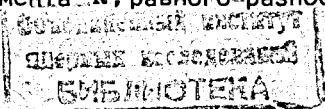
Рис.1. Отношение разности энергий $\Delta E_{\text{эксп}}(I) / \Delta E_{\text{гт}}^{\text{эксп}}(I) : 1$ - для $K^\pi = 2^+$ / γ^- -полосы/ и 2 - для $K^\pi = 0^+$ / β^- -полосы/ в ^{232}Th .

1. МОДЕЛЬ

Гамильтониан вращающегося ядра выбираем в виде /1-3/

$$\hat{H} = \hat{H}(\hat{R}^2) + \sum_K \omega_K |K| b_K^+ b_K, \quad /1/$$

где $\hat{H}(\hat{R}^2)$ описывает вращательную энергию остова и является функцией вращательного углового момента R , равному разности пол-



ного \hat{I} и внутреннего \hat{j} угловых моментов: $\hat{R} = \hat{I} - \hat{j}$. Второй член в уравнении /1/ является внутренней частью гамильтониана, которая включает фоновые операторы b_K^+ и b_K , порождающие вибрационные состояния положительной четности. Фоновые операторы обладают точными значениями квантового числа проекции внутреннего углового момента на ось аксиальной симметрии ядра $-2 \leq K \leq 2$, ω_K - головные значения энергии вращательных полос.

Будем рассматривать только однофоновые состояния. Собственную функцию гамильтониана ищем в виде /4/:

$$\Psi_\nu^\sigma(I, M) = \sum_{\nu=1}^4 a_{IK_\nu}^\sigma |IMK_\nu\rangle, \quad /2/$$

$$|IMK_\nu\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{K_\nu,0})}} \{ \mathcal{D}_{MK_\nu}^I \phi_{K_\nu} + (-)^{I+K_\nu} \mathcal{D}_{M-K_\nu}^I \bar{\phi}_{K_\nu} \},$$

где ν соответствует номеру вращательных полос, $\phi_K = b_K^+ |0\rangle$ - собственные функции внутреннего гамильтониана, \mathcal{D}_{MK}^I - функция

Вигнера, $a_{IK_\nu}^+$ - амплитуда смешивания состояний. Функцию

$\Psi_\nu^\sigma(I, M)$ можно представить вектором-столбцом:

$$\Psi_\nu^+(I, M) = \begin{pmatrix} a_{I0_1}^+ \\ a_{I0_2}^+ \\ a_{I1}^+ \\ a_{I2}^+ \end{pmatrix}, \quad I = 2, 4, 6 \dots, \quad /3/$$

$$\Psi^-(I, M) = \begin{pmatrix} a_{I1}^- \\ a_{I2}^- \end{pmatrix}, \quad I = 3, 5, 7 \dots$$

Вращательную часть гамильтониана $\hat{H}(R^2)$ в уравнении /1/ с учетом первых членов разложения в ряд Тейлора /считая \hat{j}^2 включенным во внутреннюю часть гамильтониана/ напишем в виде

$$\hat{H}(R^2) \approx H_{\text{rot}}(I(I+1)) - \omega_{\text{rot}}(I) \hat{j}_x \chi(I, K), \quad /4/$$

где $\omega_{\text{rot}}(I) = dE(I)/dI$ - угловая частота вращения остова ($E(I) = H(I(I+1))$), $\hat{j}_x = \frac{1}{2}(\hat{j}_+ + \hat{j}_-)$ - проекция внутреннего углового момента на ось X и

$$\chi(I, 0) = 1, \quad \chi(I, 1) = \left[1 - \frac{2}{I(I+1)} \right]^{1/2}. \quad /5/$$

Матричные элементы $(\hat{j}_x)_{K,K'}$ между однофоновыми состояниями параметризуем следующим образом:

$$(\hat{j}_x)_{0_1,1} = -\sqrt{3} \eta_0 \quad (\sigma = +1), \quad (\hat{j}_x)_{0_2,1} = -\sqrt{3} \eta_1 \quad (\sigma = +1), \quad /6/$$

$$(\hat{j}_x)_{\pm 1,0} = -1 \eta_2 \quad (\sigma = \pm 1).$$

Численные множители в формуле /6/ соответствуют ситуации, в которой функции внутренних состояний ϕ_K образуют мультиплет с фиксированным значением внутреннего углового момента $\lambda = 2$. В коллективной модели, в которой спектр ротационных β - и γ -колебательных состояний генерируется пятеркой операторов квадрупольных бозонов, состояния $K^\pi = 1^+$ отсутствуют / $\eta_K = 0$ /. Введение отличных от нуля η_K означает выход за рамки модели типа IBM1, но не противоречит IBM2 /11/, где спектр генерируется двумя наборами бозонов квадрупольного типа /протонными и нейтронными бозонами/. Наличие кориолисова взаимодействия между β -, γ - и $K^\pi = 1^+$ полосой возможно и в том случае, если операторы возбуждения β - и γ -колебательных состояний содержат примеси 2-квантовых компонент.

Подставляя уравнение /4/ в /1/, для полного гамильтониана имеем

$$\hat{H} = E_{\text{core}}(I) + H_{K,K}^\sigma, \quad /7/$$

$$H_{K,K}^\sigma = \omega_K \delta_{K,K'} - \omega_{\text{rot}}(I) (\hat{j}_x)_{K,K'} \chi(I, K) \delta_{K,K' \pm 1}.$$

Решая уравнения Шредингера

$$H_{K,K}^\sigma \Psi_{K,\nu}^\sigma = \epsilon_\nu^\sigma \Psi_{K,\nu}^\sigma, \quad /8/$$

определяем волновые функции и энергии состояний положительной четности. Свойство симметрии волновой функции /2/ приводит к соотношению $(-1)^{I\sigma} = 1$. Следовательно, спектр состояний положительной четности с положительной сигнатурой расщепляется на четыре семейства состояний /состояния с четными I/, а спектр состояний с отрицательной сигнатурой - на два семейства /состояния с нечетными I/. Энергия состояния определяется формулой

$$E_\nu^\sigma(I) = E_{\text{core}}(I) + \epsilon_\nu^\sigma(I). \quad /9/$$

Волновая функция состояний положительной четности с учетом кориолисова взаимодействия описывается уравнением /2/. Она имеет четыре компоненты для состояний с $\sigma = +1$, две компоненты для состояний с $\sigma = -1$ /см. формулу /3//.

Используя эти волновые функции, можно рассчитать приведенные вероятности E2-переходов между различными состояниями, введя

следующее выражение для оператора квадрупольного электрического момента ядра:

$$\hat{m}_{2\mu} = \sum_{\mu\kappa} \mathcal{D}_{\mu\kappa}^2(\theta) m'_{2\kappa} + \mathcal{D}_{\mu 0}^2 Q_0, \quad m'_{2\kappa} = m_{|\kappa|} \cdot (b_{\kappa}^+ + (-)^{\kappa} b_{-\kappa}). \quad /10/$$

Здесь $m'_{2\kappa}$ определены в системе координат, связанной с ядром, Q_0 - внутренний квадрупольный момент ядра.

Для приведенного матричного элемента E2-перехода в рамках вышеописанной модели получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \langle I' 0_1 || \hat{m}_{2\mu} || I K_{\nu} \rangle &= \sqrt{2(2I+1)} a_{gr,1}^{I'} \times \\ &\times \sum_{K=0}^2 \frac{m(K)(-1)^K a_{K,\nu}^I}{\sqrt{1+\delta_{K,0}}} C_{IK;2-K}^{I'0} \\ &+ \sqrt{2(2I+1)} a_{gr,\nu}^I \sum_{K=0}^2 \frac{m(K)(-1)^K a_{K,1}^{I'}}{\sqrt{1+\delta_{K,0}}} C_{I'K;2-K}^{I0} \\ &+ \sqrt{2I+1} Q_0 \sum_{\nu} a_{\nu,\nu,1}^{I'} a_{\nu,\nu}^{I'} C_{IK_{\nu};20}^{I'K_{\nu}} \end{aligned} \quad /11/$$

Приведенная вероятность перехода имеет вид

$$B(E2; IK^{\pi} \rightarrow I' 0_1) = \frac{1}{2I+1} |\langle I' 0_1 || \hat{m}_{2\mu} || I K_{\nu} \rangle|^2. \quad /12/$$

Некоторые общие представления о характере неадиабатических эффектов, производимых кориолисовым смешиванием $g\gamma$ -, β -, γ - и S-полос, можно составить без проведения расчетов.

При малых спинах смешивание β и S / γ и S / полос можно учитывать по теории возмущений. В результате смешивания происходит увеличение эффективного момента инерции в β - и γ -полосах. При достаточно больших спинах, когда $2\omega_{rot} \sqrt{3\eta_1^2 + \eta_2^2} \gg |(\epsilon_{\beta} - \epsilon_{\gamma})| |\epsilon_S - \epsilon_{\beta}|^{1/2}$, возникает сильная гибридизация состояний β - и γ -полос, причем примеси состояний S-полосы концентрируются в состояниях нижней из смешанных β - и γ -полос. Из-за близости головных состояний β - и γ -полос значения критической частоты вращения ω_{rot}^0 и соответствующего ей углового момента $I(\omega_{rot}^0) = I$ могут быть настолько малы, что влияние высших порядков теории возмущений оказывается существенным уже в самых нижних состояниях ротационных полос. Это приводит к сильным отклонениям от правил адиабатической теории для отношения приведенных вероятностей переходов уже в случае переходов с самыми низкими значениями спина.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Расчеты проводились для ^{232}Th , с использованием экспериментальных результатов [7-10].

Данные, которые мы описываем, относятся к энергии основной $g\gamma$ -, β - и γ -вибрационных полос и E2-переходам из вибрационных состояний в состоянии основной полосы. Параметрами модели являются головные значения энергии ротационных полос ω_K , коэффициенты, определяющие кориолисово взаимодействие η_K , инерционные параметры вращающегося остова j_0 и j_1 , определенные в соответствии с параметризацией Харриса энергии и углового момента:

$$E_{core}(I) = \frac{1}{2} j_0 \omega_{rot}^2(I) + \frac{3}{4} j_1 \omega_{rot}^4(I), \quad /13/$$

$$\sqrt{I(I+1)} = \omega_{rot}(I) \cdot j_{core} = j_0 \omega_{rot}(I) + j_1 \omega_{rot}^3(I). \quad /14/$$

В расчетах параметры головных значений энергии $g\gamma$ - и β -полос брали равными экспериментальным значениям энергии этих состояний при спине $I=0$ $\omega_g = E_g^{эксп}(0) = 0$ и $\omega_{\beta} = E_{\beta}^{эксп}(0)$.

Хорошее воспроизведение спектров $g\gamma$ -, β - и γ -полос оказывается возможным осуществить, варьируя в широких пределах значение головной энергии $K^{\pi} = 1^+$. Имея в виду работы [12,13], в которых обнаружено существование коллективизированных 1^+ -состояний деформированных ядер в области энергии около 3 МэВ, мы принимаем

$$\omega_g = 42 |\delta| \cdot A^{-1/6} \text{ МэВ}, \quad /15/$$

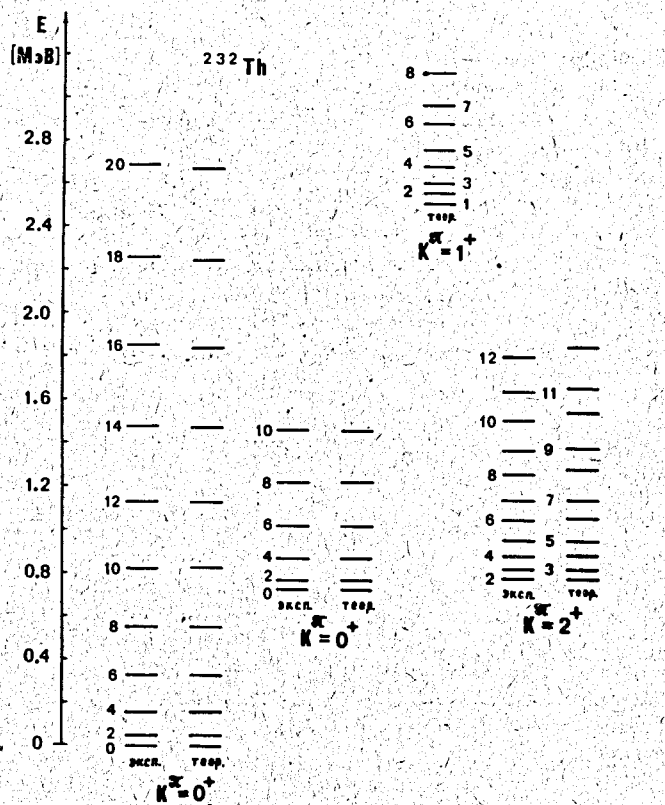
где δ - параметр деформации. Параметры ω_{γ} , η_K , j_0 и j_1 выбираем по методу наименьших квадратов, из условия хорошего согласия теоретического спектра состояний $g\gamma$ -, β - и γ -полос с экспериментальными. Параметры, полученные в расчетах, перечислены в табл.1.

Таблица 1

Параметры, использованные в расчетах

ω_1	ω_2	ω_3	ω_4	η_0	η_1	η_2	j_0	j_1
0	0,730	2,5	0,7322	0,2771	1,299	1,8989	58,50	709,3

Примечание: ω_{ν} - параметры головных энергий полос; η_1 - параметры кориолисова взаимодействия; j_0, j_1 - инерционные параметры вращающегося остова.

Структура состояний положительной четности ядра ^{232}Th Рис.2. Сравнение экспериментального и теоретического спектров состояний положительной четности для ^{232}Th .

На рис.2 представлены экспериментальный и теоретический спектры состояний положительной четности ядра ^{232}Th . Из рис.2 видно, что модель хорошо воспроизводит известные уровни ротационных полос состояний положительной четности.

В табл.2 дана структура состояний g_r -, β -, γ - и S-полос. Из таблицы видно, что при спине $I = 2$ примеси g_r - и S-полос в состояниях возмущенной β -полосы, на порядок больше, чем в γ -полосе. С ростом I эти компоненты увеличиваются в β -полосе, в γ -полосе a_{I0}^+ является практически постоянной, а a_{I1}^+ уменьшается. Амплитуды невозмущенных β - и γ -компонент в обеих полосах имеют сравнимую абсолютную величину, медленно изменяющуюся при изменении спина, начиная от $I = 12$.

Используя эти волновые функции, мы попытаемся описать немонотонную зависимость B(E2)-факторов переходов между различными состояниями в зависимости от спина, полученную в работах ^{8,9}.

I	g_r - полоса				β - полоса			
	a_{I0}^+	a_{I0}^+	a_{I1}^+	a_{I2}^+	a_{I0}^+	a_{I0}^+	a_{I1}^+	a_{I2}^+
2	1,0000	0,0010	-0,0079	0,0007	-0,0017	0,8873	-0,0625	0,4568
4	0,9999	0,0031	-0,0141	0,0025	-0,0056	0,8019	-0,1146	0,5863
6	0,9998	0,0061	-0,0199	0,0050	-0,0109	0,7768	-0,1567	0,6099
8	0,9996	0,0095	-0,0253	0,0079	-0,0170	0,7640	-0,1911	0,6161
10	0,9994	0,0134	-0,0304	0,0112	-0,0237	0,7553	-0,2193	0,6193
12	0,9991	0,0176	-0,0354	0,0147	-0,0309	0,7485	-0,2429	0,6162
14	0,9988	0,0220	-0,0402	0,0185	-0,0383	0,7429	-0,2629	0,6145
16	0,9984	0,0267	-0,0450	0,0224	-0,0461	0,7379	-0,2800	0,6123
18	0,9979	0,0316	-0,0498	0,0265	-0,0542	0,7335	-0,2948	0,6101

I	S - полоса				γ - полоса			
	a_{I0}^+	a_{I0}^+	a_{I1}^+	a_{I2}^+	a_{I0}^+	a_{I0}^+	a_{I1}^+	a_{I2}^+
2	0,0078	0,0518	0,9980	0,0359	-0,0002	-0,4582	-0,0081	0,8888
4	0,0136	0,0896	0,9933	0,0718	-0,0002	-0,5907	-0,0051	0,8069
6	0,0184	0,1211	0,9874	0,0998	-0,0002	-0,6180	-0,0037	0,7862
8	0,0225	0,1471	0,9812	0,1225	-0,0002	-0,6282	-0,0030	0,7780
10	0,0259	0,1686	0,9752	0,1412	-0,0002	-0,6332	-0,0026	0,7740
12	0,0287	0,1867	0,9694	0,1568	-0,0002	-0,6360	-0,0023	0,7717
14	0,0312	0,2021	0,9640	0,1700	-0,0002	-0,6378	-0,0021	0,7702
16	0,0334	0,2154	0,9590	0,1813	-0,0002	-0,6390	-0,0019	0,7692
18	0,0353	0,2270	0,9543	0,1912	-0,0002	-0,6399	-0,0018	0,7685

Напишем отношение приведенных вероятностей E2-переходов из вибрационных состояний I_1 в состояния I_f и I_f' основной вращательной полосы

$$R_{IK} = \frac{B(E2; I_1 K^\pi \rightarrow I_f \text{ gr})}{B(E2; I_1 K^\pi \rightarrow I_f' \text{ gr})}, \quad /16/$$

которое можно определить из экспериментальных данных

$$R_{IK}^{\text{эксп}} = \frac{I_f^\gamma(I_1 K^\pi \rightarrow I_f \text{ gr})}{I_f^\gamma(I_1 K^\pi \rightarrow I_f' \text{ gr})} \cdot \left(\frac{E^\gamma(I_1 K^\pi \rightarrow I_f' \text{ gr})}{E^\gamma(I_1 K^\pi \rightarrow I_f \text{ gr})} \right)^5, \quad /17/$$

где $I_f^\gamma(I_1 K^\pi \rightarrow I_f \text{ gr})$ - парциальная интенсивность γ -перехода с энергией $E^\gamma(I_1 K^\pi \rightarrow I_f \text{ gr})$.

В численных расчетах для отношений E2-переходов из β - и γ -вибрационных полос использовали значения внутреннего квадрупольного момента $Q_0 = 969 \text{ fm}^{2/6}$, и полагали, что $m(K) = (-1)^K m_0$. Параметр m_0 определяли из эксперимента^{/7/}, используя следующее отношение приведенных вероятностей E2-переходов:

$$\frac{B(E2; 7_\gamma \rightarrow 5_\gamma)}{B(E2; 7_\gamma \rightarrow 6 \text{ gr})} = 368 \pm 100. \quad /18/$$

Таблица 3

Отношения приведенных вероятностей E2-переходов $R_{IK}^{\text{эксп}} = B(E2; I_\beta \rightarrow I + 2 \text{ gr}) / B(E2; I_\beta \rightarrow I - 2 \text{ gr})$, полученные в^{/8,9/} и вычисленные эмпирические значения $m_0^{\text{эмп}}$ по /18/.

1	$R_{IK}^{\text{эксп}}$ /9/	m_0 /9/	$R_{IK}^{\text{эксп}}$ /8/	m_0 /8/
2	1,24	19,24 - 0,68	2,53	6,21 -0,36
4	0,92	28,39 - 0,52	0,82	7,65 -3,12
6	1,75	13,17 0,27	1,07	21,59 -0,24

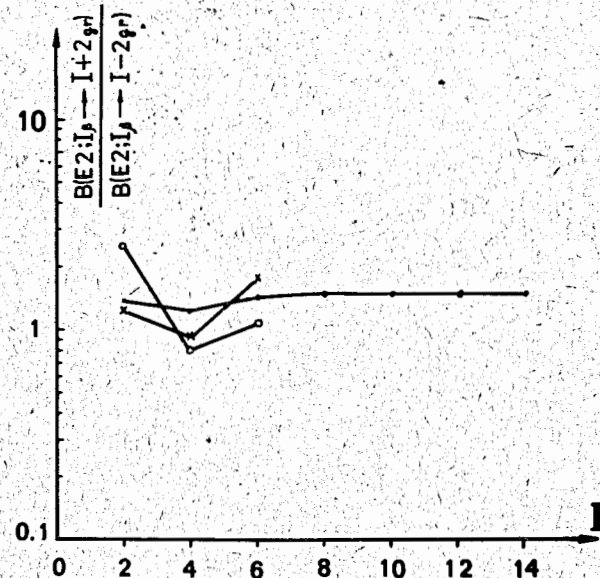


Рис.3. Отношения приведенных вероятностей E2-переходов $B(E2; I_\beta \rightarrow I + 2 \text{ gr}) / B(E2; I_\beta \rightarrow I - 2 \text{ gr})$: (—) — теоретические значения, (○) — полученные в^{/8,9/} соответственно.

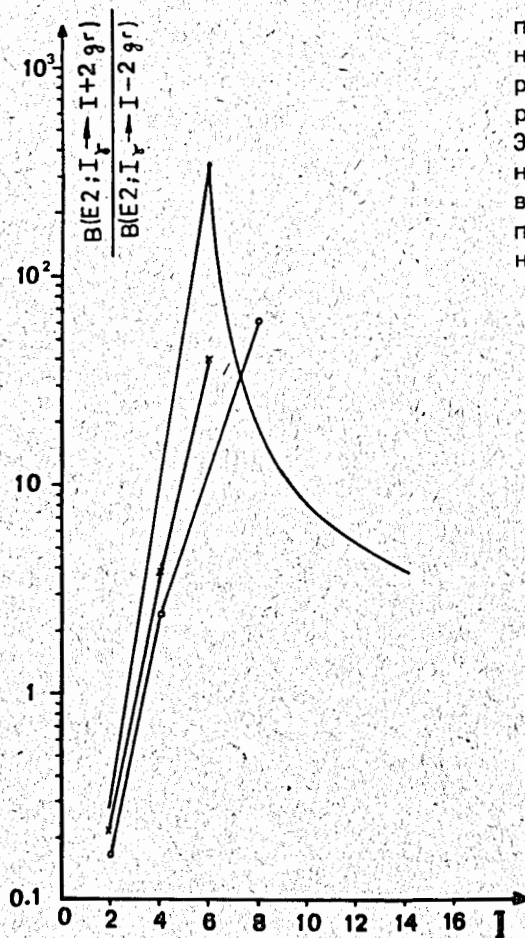
Уравнение /18/ имеет два решения: $m_{01} = 14,24 \pm 1,65$ и $m_{02} = -9,62 \pm 1,65$. Для того, чтобы определить, какое из них лучше описывает известные значения $R_{IK}^{\text{эксп}}$, попробуем вычислить эмпирические значения $m_0^{\text{эм}}$ на основе экспериментальных данных^{/8-9/}:

$$R_{IK}^{\text{эксп}} = \frac{B(E2; I_\beta \rightarrow I + 2 \text{ gr})}{B(E2; I_\beta \rightarrow I - 2 \text{ gr})} \quad /19/$$

для спинов $I = 2, 4, 6$. Эмпирические значения $m_0^{\text{эм}}$ для этих I приведены в табл.3. Оказывается, усредненное значение первых решений $m_{01}^{\text{сп}} = 16,0$ вычисленных по /19/, совпадает с первым решением $m_{01} = 14,25 \pm 1,65$, определенным по /18/ в пределах погрешности эксперимента. Поэтому при вычислении $R_{IK}^{\text{теор}}$ из β - и γ -полос мы использовали параметр $m_0 = 16,0$.

Вычисленные значения отношений приведенных вероятностей переходов $R_{IK}^{\text{теор}}$ из состояний β -вибрационной полосы приведены на рис.3, из состояний γ -вибрационной полосы - на рис.4, и даются сравнения с экспериментальными значениями $R_{IK}^{\text{эксп}}$ ^{/8,9/}.

Расчеты приведенных вероятностей переходов показали, что, фиксируя параметр m_0 по данным эксперимента, удастся достичь



по крайней мере, качественного согласия результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными. Это является подтверждением наличия кориолисова смешивания между состояниями полос положительной четности.

Рис.4. Отношения приведенных вероятностей E2-переходов $B(E2; I_\gamma \rightarrow I+2 gr) / B(E2; I_\gamma \rightarrow I-2 gr)$. Обозначения такие же, как на рис.3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михайлов И.Н., Бриансон Ш. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, т. 46, с. 849.
2. Михайлов И.Н. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т. 43, с. 1026.
3. Михайлов И.Н. и др. ЯФ, 1983, т. 38, вып. 2/8/, с. 297.
4. Соловьев В.Г. "Теория атомного ядра", Энергоиздат, М., 1981.
5. Михайлов И.Н. и др. Лекции X Всесоюзной школы по ядерной физике, ФАН, Ташкент, 1983, с. 283.
6. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М. Гамма-спектроскопия атомных ядер. ФАН, Ташкент, 1980.

7. Briancon Ch. et al. Proc. Argonne. Conf., 1979, ANL/PHY 79-4, p. 477; Lefebvre A., These de 3. eme cycle, ORSAY, 1980.
8. Lefebvre A. These de Etat, CSNSM, Orsay, june, 1984.
9. Ower M. et al. Proc. Int. Conf. on Nuclear Behaviour at High Angular Momentum, Strasbourg, 1980.
10. Simon R.S. et al. Phys.Lett., 1982, vol.1088, p. 87.
11. Iachello F. "Interacting Bosons in Nuclear Physics", Plenum Press, 1979, No 4, p. 3.
12. Bohle D. et al. Phys.Lett., 1984, vol. 137B, No 1,2, p. 27.
13. Franceschi G.De. et al. Phys.Rev.C, 1984, vol. 29, No 4, p. 1496.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 февраля 1985 года.