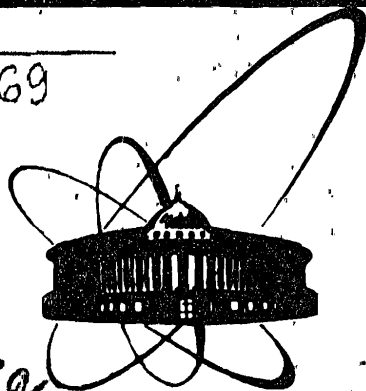


М 69



с 3410

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-87-318

И. Н. Михайлов, Б. Ч. Чориев\*

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ  
НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

\* Научно-исследовательский институт  
прикладной физики, ТашГУ

1987

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Феноменологический анализ /1/ вращательно-колебательного смешивания вращательных полос показал, что хотя при описании энергетического спектра оказалось одинаково важным взаимодействие полос с  $\Delta K = 0, 1$  и  $2$ , при описании электромагнитных характеристик деформированных ядер удовлетворительное согласие теории с экспериментом наблюдается лишь при учете сильного прямого смешивания состояний с  $\Delta K = 0$  и  $2$ .

В данной работе обсуждаются возможности отделения взаимодействия полос с  $\Delta K = 0$  и  $2$  от взаимодействия Кориолиса  $/\Delta K = 1/$ , а также исследуется влияние такого смешивания на энергию и электромагнитные свойства четно-четных деформированных ядер на примере  $^{232}\text{Th}$  и  $^{158}\text{Dy}$ .

Выбор этих ядер обоснован следующим:

- 1/ богатый экспериментальный материал и по спектру, и по E2-переходу;
- 2/ близкое расположение состояний с  $K^\pi = 0_2^+$  и  $2^+$ , что предъявляет жесткие требования к выбору матричного элемента их взаимодействий;
- 3/ выделенность других высоколежащих состояний с положительной четностью по энергии возбуждений.

## 2. СХЕМА РАСЧЕТА

Если допустить, что смешивание  $K^\pi = 0_1^+, 0_2^+$  и  $2^+$  полос с другими высоколежащими состояниями несущественно /что может быть обосновано сравнительно малой коллективностью и выделенностью по энергии высоколежащих состояний/, тогда состояния с нечетными угловыми моментами /1/ полосы  $K^\pi = 2^+$  описываются простой формулой

$$E_\gamma^I = \epsilon_2 + A[I(I+1) - 4],$$

с учетом неадиабатических эффектов остова

$$E_\gamma^I = \epsilon_2 + \frac{\sqrt{1 + 2 \cdot A \cdot B[I(I+1) - 4] - 1}}{B}, \quad /1/$$

где  $\epsilon_2$  - энергия внутреннего возбуждения с  $K^\pi = 2^+$ ,  $B$  - параметр неадиабатичности. Здесь под неадиабатическими эффектами остова понимаются эффекты изменения характеристик среднего поля для нуклонов в зависимости от частоты вращения и эффекты кориолисова антиспаривания, а также эффекты влияния высоколежащих состояний при больших угловых моментах.

Таким образом, в феноменологических модельных гамильтонианах инерционный параметр  $A = \hbar^2/2\mathcal{I}$  можно фиксировать по энергии состояний с нечетными угловыми моментами полосы  $K^\pi = 2^+$ . Феноменологический модельный гамильтониан выберем в виде

$$H = h + H_{вр} \quad /2/$$

где  $h$  - гамильтониан внутренних возбуждений

$$h = \sum_{\nu} \epsilon_{\nu} b_{\nu}^{\dagger} b_{\nu}, \quad h \chi_{\nu} = \epsilon_{\nu} \chi_{\nu},$$

в котором  $\chi_{\nu}$  - волновые функции внутренних состояний, т.е.  $\chi_{\nu} = b_{\nu}^{\dagger} |0\rangle$ . Здесь  $|0\rangle$  - вакуум по отношению фононных операторов /основное состояние/.

С учетом неадиабатических эффектов остова вращательный гамильтониан параметризуем следующим образом /2/ :

$$A \cdot f(R^2) = H_{вр} + \frac{B}{2} H_{вр}^2 \quad /3/$$

Здесь

$$f(R^2) = I^2 - I_z^2 + h_0(I^2 - I_z^2) + (h_{+2} I_-^2 + h_{-2} I_+^2), \quad /4/$$

в котором первый член соответствует вращению остова, второй и последний взаимодействиям полос с  $\Delta K = 0$  и  $\Delta K = 2$  соответственно;  $K$  - проекция момента на внутреннюю ось симметрии,  $R$  и  $I$  - вращательный и полный моменты.

В представлении базисных волновых функций

$$|IMK_{\nu}\rangle = \sqrt{\frac{2 \cdot I + 1}{8\pi^2(1 + \delta_{K_{\nu}0})}} [D_{MK_{\nu}}^I |\chi_{\nu}\rangle + (-1)^{I+K_{\nu}} D_{M,-K_{\nu}}^I |\tilde{\chi}_{\nu}\rangle] \quad /5/$$

матрица оператора /4/ в рассматриваемом пространстве состояний ( $\nu \in \{K^\pi = 0_1^+, 0_2^+, 2^+\}$ ) имеет следующий вид:

$$(f)_{\nu\nu'} = [I(I+1) - K_{\nu}^2] \delta_{\nu\nu'} + I(I+1) a_{00} \delta_{\Delta n1} \delta_{\Delta K0} +$$

$$+ \sqrt{2I(I-1)(I+1)(I+2)} (a_{02} \delta_{\Delta n1} + a'_{02} \delta_{\Delta n0}) \delta_{\Delta K2}, \quad /5'/$$

где  $\Delta n$  и  $\Delta K$  - изменения числа фононов и квантового числа  $K$  в состояниях  $\nu$  и  $\nu'$  соответственно; введены также обозначения

$$a_{00} = \langle 0_1^+ | h_0 | 0_2^+ \rangle, \quad a_{02} = \langle 0_1^+ | h_{+2} | 2^+ \rangle, \quad a'_{02} = \langle 0_2^+ | h_{+2} | 2^+ \rangle, /6/$$

т.е. операторы  $h_0$  и  $h_{+2}$  действуют только на внутреннюю часть волновой функции. Вращательный гамильтониан определяется решением матричного уравнения /3/, которое легко решается в представлении оператора  $f(R^2)$  /см. работы /1, 2/' /.

Волновая функция, получаемая решением уравнения Шредингера, для гамильтониана /2/ имеет вид

$$|IMK\rangle = \sum_{K_{\nu}} C_{K_{\nu}}^I |IMK_{\nu}\rangle. \quad /7/$$

Электромагнитные переходы вычисляются стандартным образом /3/, отличаясь только учетом смешивания состояний, а также тем, что внутренний оператор перехода параметризуется следующим образом:

$$\mathcal{M}^{\nu}(E2, \mu) = Q_0 + q_{\mu} (b_{\mu}^{\dagger} + (-1)^{\mu} b_{-\mu}), \quad /8/$$

где  $Q_0$  - квадрупольный момент,  $q_{\mu}$  - недиагональные матричные элементы оператора перехода.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 и 2 сравниваются экспериментальные /6-10/ спектры основной ( $g$ -),  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос с результатами численного расчета для ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{158}\text{Dy}$  соответственно. Там же приведены значения подогнанных параметров, использованных при формировании матрицы полного гамильтониана. Следует заметить, что параметр  $A_2$  фиксирован по формуле /1/ по энергиям состояний с нечетными  $l$  полосы  $K^\pi = 2^+$  /вариант а/. В другом варианте расчета /6/, хотя параметр  $A_2$  опять фиксирован, параметр  $A_0$  /инерционный параметр для состояний  $K^\pi = 0_1^+$  и  $K^\pi = 0_2^+$ / подогнан по энергиям состояний с четными угловыми моментами. Такое различие моментов инерции для  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос следует из теоретического анализа /5/ природы  $K^\pi = 1^+$  состояний, в котором такое возбуждение связывается движением нейтронов относительно протонов без изменения центров масс нейтронной и протонной среды. В цитированной работе предсказано, что момент инерции  $\mathcal{I}_3 = \hbar^2/2A$

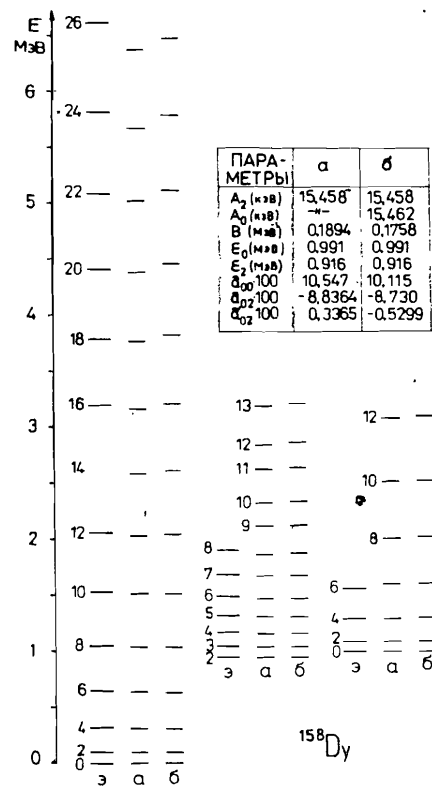
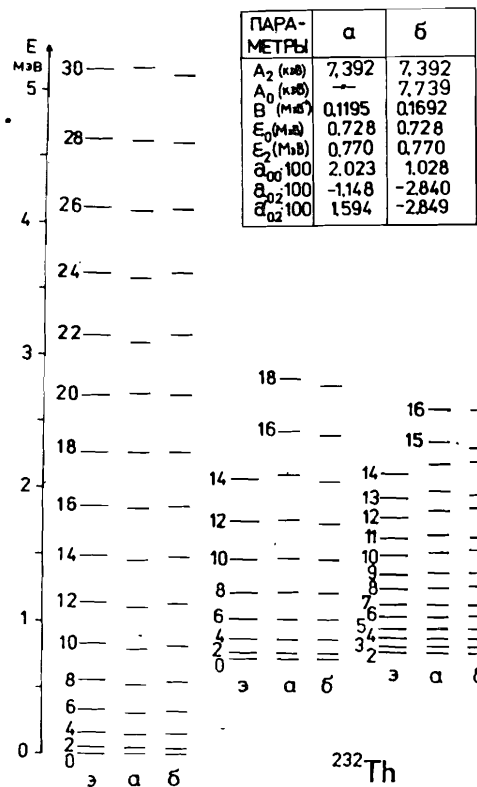


Рис. 1. Сравнение экспериментальных /э/ и расчетных /а,б/ спектров  $g$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос в  $^{232}\text{Th}$ . В таблице приведены значения параметров модели в различных /а и б/ вариантах расчета /см. текст/.

Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для  $^{158}\text{Dy}$ .

$\gamma$ -полосы должен быть больше, чем моменты инерции других полос, что подтверждается в наших расчетах

/см. таблицу на рис. 1 и 2/ вне зависимости от  $\epsilon_0 > \epsilon_2$  или  $\epsilon_0 < \epsilon_2$ .

Таким образом, в варианте а независимыми свободными параметрами являлись  $B$ ,  $\epsilon_2$  и матричные элементы взаимодействий  $a_{00}$ ,  $a_{02}$  и  $a'_{02}$ . В варианте б расчета к ним добавлен  $A_0$ . Параметр  $\epsilon_0$  фиксирован энергией состояния  $IK^\pi = 00^+_{2^+}$ .

Как видно из рисунков, оба варианта расчета дают удовлетворительные результаты во всей экспериментально наблюдаемой области спектра / $E \leq 6$  МэВ,  $I \leq 30 \hbar$ /.

Хотя в варианте б расчета согласие теории с экспериментом улучшается, структуры волновых функций /коэффициенты  $C_{KV}^I$  в формуле /7//, приведенные на рис. 3-5 в зависимости от углового момента для  $g$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос, оказались почти одинаковыми-

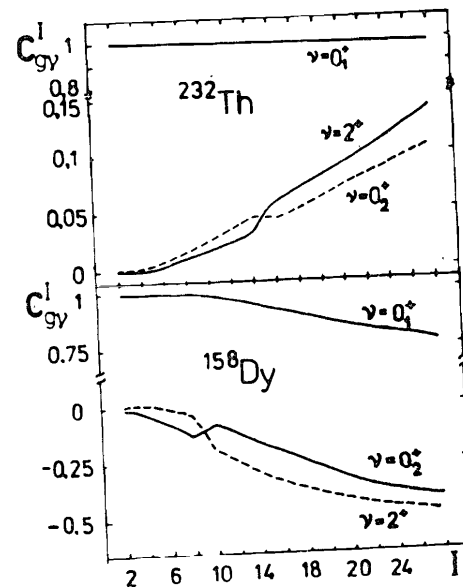
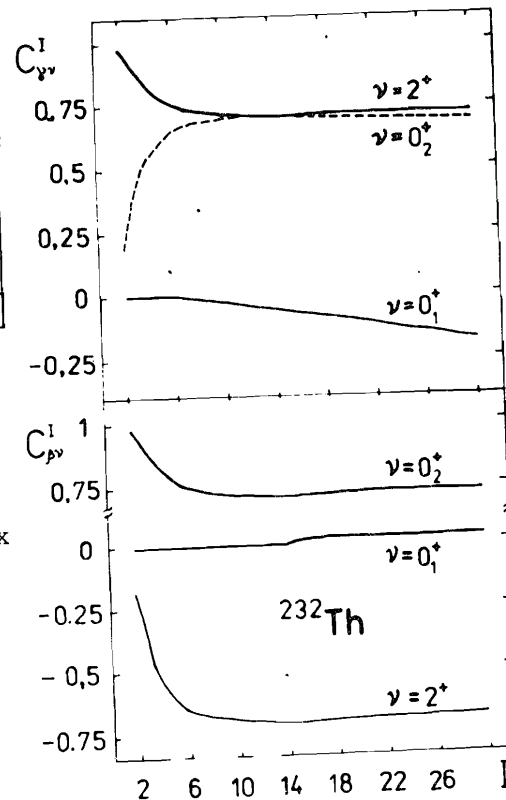


Рис. 3. Структура волновых функций  $g$ -полосы в зависимости от углового момента для  $^{232}\text{Th}$  и  $^{158}\text{Dy}$ .

Рис. 4. Структура волновых функций  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос в зависимости от углового момента для  $^{232}\text{Th}$ .



ми. Видно, что структура основной полосы в  $^{158}\text{Dy}$  сильно усложняется, хотя в  $^{232}\text{Th}$  примеси  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос не больше 5%. Такое различие структуры полос проявляется при расчете  $B(E2)$ -факторов внутри  $g$ -полосы, что видно на рис. 6 и 7. Параметр  $Q_0$  подобран таким образом, чтобы описать переход  $2g \rightarrow 0g$  в каждом ядре /см. дальше/.

Вывод об усложнении структуры  $g$ -полосы в ядре  $^{158}\text{Dy}$  был сделан авторами работы /11/ на основе анализа  $B(E2)$ -факторов

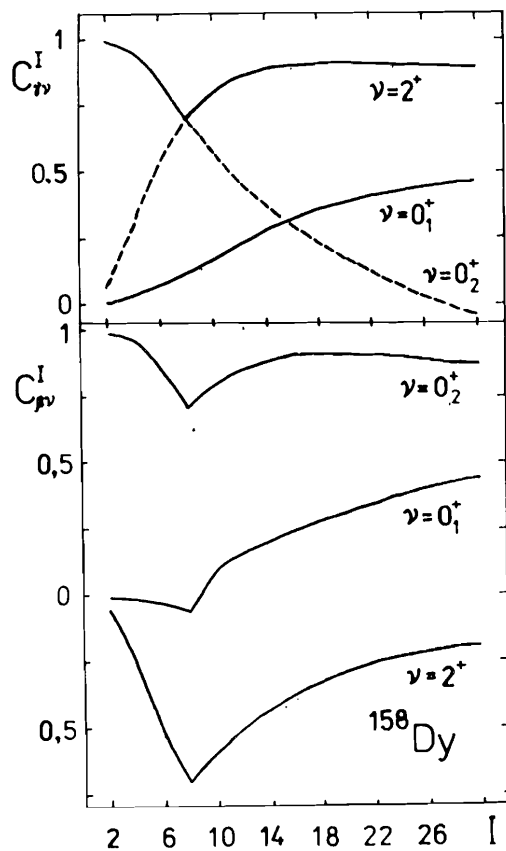


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для  $^{158}\text{Dy}$ .

в микроскопической модели, что подтвердилось и в наших расчетах /рис. 3 и 7/. В табл. 1 приведена зависимость вероятности межполосных переходов от

$$\Delta I = I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1), \quad /9/$$

где  $I_f$  и  $I_i$  - угловые моменты конечных и начальных состояний. Из таблицы видно, что усложнение структуры  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос /рис. 4 и 5/ приведет к качественным отклонениям от формул В.М.Михайлова /4/. Заметим, что значения  $q_0$  и  $q_2$  для обоих ядер определены так, чтобы правильно /в рамках ошибок/ описать экспериментальные значения вероятности переходов  $2\beta \rightarrow 0_g$  и  $2\gamma \rightarrow 0_g$ .

Сравнение отношений

$B(E2)$ -факторов для меж-

полосных переходов дано в табл. 2 и 3 для ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{158}\text{Dy}$  соответственно. В колонке "Эксп." табл. 2 даны экспериментальные значения величин /7/.

$$R(E2, \gamma, \gamma') = E_\gamma^{-5} \cdot S_\gamma / E_{\gamma'}^{-5} \cdot S_{\gamma'}, \quad /10/$$

где  $E_\gamma$  и  $S_\gamma$  - энергия и интенсивность  $\gamma$ -переходов. Если примеси M1-переходов несущественно малы, значения этих величин совпадают с соответствующими отношениями  $B(E2)$ -факторов.

Как видно из табл. 2 и 3, что хотя для  $^{232}\text{Th}$  описание экспериментальных данных удовлетворительно, для  $^{158}\text{Dy}$  в некоторых случаях имеются большие расхождения, которые можно улучшить подбором набора значений параметров  $q_0$  и  $q_2$  /см. табл. 3/. Но при таких значениях  $q_0$  и  $q_2$ , хотя и удастся описать приведенные вероятности переходов  $2\beta \rightarrow 0_g$  и  $2\gamma \rightarrow 0_g$  /см. табл. 1/,  $B(E2)$ -факторы в  $g$ -полосе не отличаются от правил Алаги /см. рис. 7/.

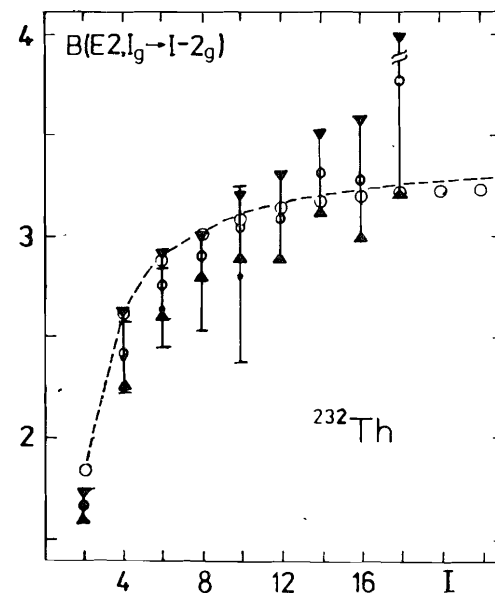


Рис. 6.  $B(E2)$ -факторы в  $g$ -полосе в зависимости от момента начальных состояний для  $^{232}\text{Th}$ . Штриховая линия - правила Алаги,  $\circ$  - результаты расчета,  $\Phi$  и  $\boxtimes$  - экспериментальные данные с ошибкой из /8, 9/ соответственно.

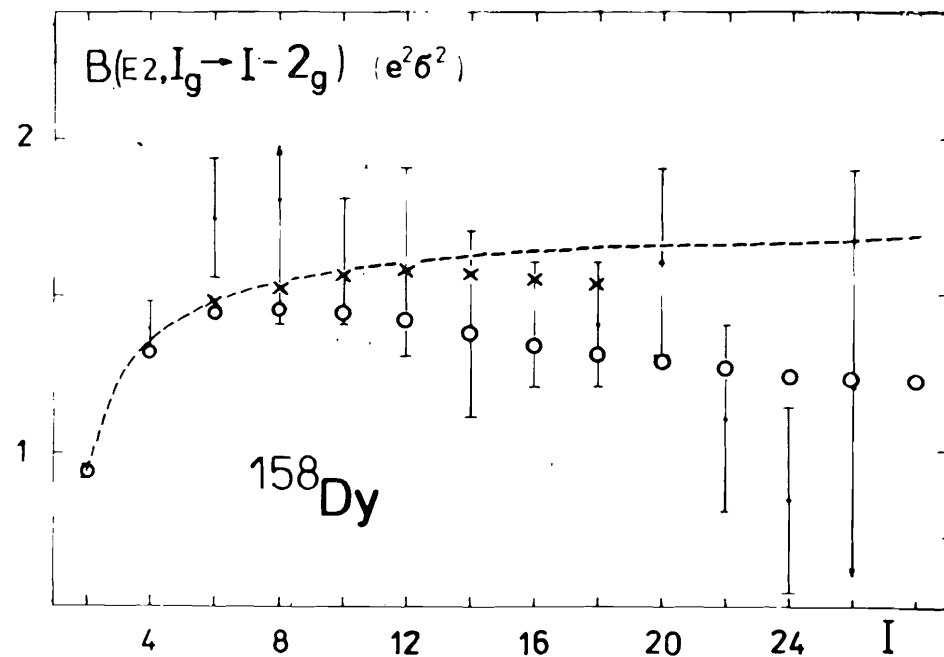


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для  $^{158}\text{Dy}$ .  $\boxtimes$  - экспериментальные данные из обзора /8/.  $\times$  - результаты микроскопического расчета /11/.

Таблица 1

Зависимость вероятности межполосных переходов от  $\Delta I$  в ядрах  $^{232}\text{Th}$  и  $^{158}\text{Dy}$  ( $I_\beta \rightarrow I_g$  - переходы в  $^{158}\text{Dy}$  приведены в относительных единицах  $^{10}/$ ; в колонке  $K = 0$  результаты по формуле В.М.Михайлова для  $K = 0^{10}/$ )

$I'_\beta \rightarrow I_g$	$\Delta I$	A = 232		A = 158		
		Эксп.	Теор.	Эксп. $^{10}/$	K = 0 $^{10}/$	Теор.
$\gamma = \gamma$	2→0	-6	0,022(2)	0,019	0,033(3)	0,030
	2→2	0	0,060(6)	0,048		0,026
	2→4	14	0,0011(7)	3,-5		0,001
	4→2	-14	-	1,-3		0,041
	4→4	0	-	0,06		0,02
	4→6	22	-	3,-3		0,005
	$\gamma = \beta$	2→0	-6	0,019(8)	0,021	0,200
2→2		0	0,5(2)-3	0,01	0,54(6)	0,44
2→4		14	0,027(10)	0,04	>2,5	0,73
4→2		-14	-	0,033	0,286	0,286
4→4		0	-	7,-3	0,26(5)	0,260
4→6		22	-	0,035	2,5(6)	0,455

В табл. 1-3 и на рис. 6 и 7 использованы следующие значения  $Q_0$ ,  $q_0$  и  $q_2$  для рассматриваемых ядер /в ед. б/:

Ядро	$Q_0$	$q_0$	$q_2$
A = 232	9,61	0,26	-0,26
A = 158	6,84	0,32	0,26

Таблица 2

Сравнение отношений  $B(E2, I_\beta \rightarrow I-2g)$ -факторов для межполосных переходов в ядре  $^{232}\text{Th}$  /см. текст/.

I	$B(E2, I_\gamma \rightarrow I+2g)$		$B(E2, I_\gamma \rightarrow I-2g)$		$B(E2, I_\beta \rightarrow I+2g)$		$B(E2, I_\beta \rightarrow I-2g)$		$B(E2, I_\gamma \rightarrow I+2g)$		$B(E2, I_\gamma \rightarrow I-2g)$	
	Эксп.	Теор.	Эксп.	Алага	Эксп.	Алага	Эксп.	Алага	Эксп.	Алага	Эксп.	Алага
2	0,06(6)	0,0006	0,52(60)	0,40	2,6(19)	2,57	0,12(13)	0,001	0,071	0,001	0,071	
4	0,02(2)	0,04	0,10(1)	0,017	0,8(5)	1,59	1,8(19)	2,5	0,25	2,5	0,25	
6	0,56(13)	0,08	0,029(23)	1,-5	1,1(10)	1,37	20(18)	5,+3	0,39	5,+3	0,39	
8	0,7(7)	0,10	0,024(17)	7,-4	-	1,27	29(30)	1,5+2	0,49	1,5+2	0,49	
10	-	0,11	0,022(15)	1,-3	-	1,21	-	84	0,56	84	0,56	
12	-	0,11	-	1,7-3	-	1,17	-	68	0,62	68	0,62	

Таблица 3

Сравнение экспериментальных и теоретических значений  $B(E2, I_\gamma \rightarrow I'_g) / B(E2, I_\gamma \rightarrow I''_g)$  в ядре  $^{158}\text{Dy}$ . В колонке  $Z = 0,04$  приведены результаты по формуле В.М.Михайлова [4, 12]

$\frac{I_\gamma \rightarrow I'_g}{I_\gamma \rightarrow I''_g}$	Эксп./I2/	$Z = 0,04/I2/$	Теор. $Q_0 = 0,32$ $Q_2 = 0,26$	Теор. $Q_0 = 0,28$ $Q_2 = 0,28$
$\frac{2 \rightarrow 0}{2 \rightarrow 2}$	0,43(I)	0,55	I, I	0,75
$\frac{2 \rightarrow 4}{2 \rightarrow 2}$	<0, I	0,08	0,04	0,003
$\frac{4 \rightarrow 4}{4 \rightarrow 2}$	4,79(100)	5,45	0,48	3,9
$\frac{6 \rightarrow 4}{6 \rightarrow 6}$	0,26(I)	0,095	10,4	0, I
$\frac{3 \rightarrow 4}{3 \rightarrow 2}$	0,58(I5)	0,67	0, I6	0, I8
$\frac{5 \rightarrow 6}{5 \rightarrow 4}$	I,33(3)	I,28	0, I3	0, I5

В принципе, применяя теории возмущения для собственных функций полного гамильтониана /см. формулы /2/, /3/ и /5//, можно получить аналитические выражения для  $B(E2, I_\gamma \rightarrow I'_g)$  в зависимости от  $\Delta I$ , которые содержат линейную и квадратичную степени  $\Delta I$  в первом порядке по матричным элементам взаимодействий. Квадратичные члены по  $\Delta I$  приводят к качественно новой зависимости  $B(E2)$ -факторов от  $\Delta I$ .

#### 4. ВЫВОДЫ

1. В некоторых случаях удается отделить взаимодействие полюса с  $\Delta K = 0$  и 2 от взаимодействия Кориолиса  $\Delta K = 1$  с точ-

ностью до параметра неадиабатичности  $B$ , т.е. взаимодействие Кориолиса эффективно учитывается через параметр неадиабатичности. В этих случаях феноменологический модельный гамильтониан можно параметризовать очень экономно, и такой подход позволяет исследовать спектральные и электромагнитные характеристики деформированных ядер в широкой области углового момента  $|I| \leq 30$  в основной полосе/.

2. Смешивание состояний с  $\Delta K = 0$  и 2 может привести к сложной структуре не только близлежащих  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос, но также и основной полосы. Усложнение структуры состояний играет очень важную роль при описании электрических характеристик ядер. В рассмотренных двух ядрах наблюдается качественное отклонение от формул В.М.Михайлова для  $B(E2)$ -факторов, которое удовлетворительно описывается в рамках предложенной феноменологической схемы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бегжанов Р.Б., Чориев Б.Ч. Препринт ИЯФ АН УзССР, Р-1-283, Ташкент, 1987.
2. Михайлов И.Н. и др. - Изв.АН СССР, сер.физ., 1978, т.42, с.2338.
3. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М.:Наука, 1971.
4. Михайлов В.М. - Изв.АН СССР, сер.физ., 1966, т.30, с.1334.
5. Михайлов И.Н., Юлдашбаева Э.Х., Бриансон Ш. ОИЯИ, Р4-86-570, Дубна, 1986.
6. Schmorak M.R. - Nucl.Data Sheets, 1980, vol.36, p.367.
7. Lefebvre A. These de Etat, CSNSM, N2888, Orsay, 1984.
8. de Voigt M.J.A., Dudek J., Szymanski Z. - Rev.Mod.Phys., 1983, vol.55, No.4, p.949.
9. Бегжанов Р.Б., Биленький В.М. Гамма-спектроскопия атомных ядер. Ташкент: Фан, 1980.
10. Александров А.А. и др. - Изв.АН СССР, сер.физ., 1975, т.39, с.458.
11. Митропольский И.А., Шуваев А.Г. Препринт ЛИЯФ, №986, Л., 1984.
12. Tuli J.K. - Nucl.Data Sheets, 1974, vol.12, No.2, p.245.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 мая 1987 года.