

АНАЛИЗ КОЭФФИЦИЕНТОВ СМЕСИ МУЛЬТИПОЛЕЙ δ (E2/M1) В ИЗОТОПАХ $^{158,160}\text{Gd}$

Усманов П.Н.^{а),б)}, Вдовин А.И.^{а)}, У.С.Салихбаев^{в)}

^{а)}Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

^{б)}Наманганский инженерно-технологический институт, Узбекистан

^{в)}Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, Ташкент

В рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание низколежащих состояний ротационных полос положительной четности, изучена структура возбужденных состояний и неадиабатические эффекты, проявляющиеся в энергиях состояний и вероятностях электромагнитных переходов.

Вычислены энергии и структура волновых функций возбужденных состояний. Рассчитанные по модели значения энергий удовлетворительно согласуются с данными эксперимента. Показано, что эффект смешивания полос существенно влияет на волновые функции вибрационных состояний.

Вычислены вероятности E2 – и M1 – переходов. Расчетные значения отношений E2 – переходов и коэффициентов смешивания мультиполей δ (E2/M1) из состояний первой и второй β^- , γ^- – вибрационных и $K^\pi=1^+$ полос сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

Введение

Экспериментальные данные о возбужденных состояниях $^{158,160}\text{Gd}$ проанализированы и представлены в [1,2]. В экспериментах [3,4] на пучке быстрых нейтронов были измерены спектры и угловые распределения γ -лучей в реакции $^{158,160}\text{Gd}(n,n'\gamma)$. Авторами [3,4] предложена модифицированная схема возбужденных состояний $^{158,160}\text{Gd}$ и для большинства γ -переходов установлены параметры смешивания мультиполей δ . В работах [5-7] исследованы состояния $I=1$ вплоть до энергий возбуждения 3,5 МэВ и определены значения вероятностей $B(M1)$ и $B(E1)$ с них на $I^\pi=0^+$ и 2^+ состояния основной ротационной полосы.

В ротационной полосе основного состояния с $K^\pi=0_1^+$ ядра ^{158}Gd известны уровни до состояний со спином $I^\pi=12^+$, однако в полосе с $K^\pi=0_2^+$ из эксперимента известны лишь четыре уровня с $I^\pi=0^+\div 6^+$. В третьей полосе с $K^\pi=0_3^+$ известны три состояния $I^\pi=0^+$, 2^+ и 4^+ . В γ -вибрационной полосе $K^\pi=2^+$ установлено пять уровней до $I^\pi=6^+$. Известны низколежащие три полосы с $K^\pi=1^+$, в каждой из которых лишь по три состояния $I^\pi=1^+$, 2^+ и 3^+ .

В ядре ^{160}Gd , отличающемся от ^{158}Gd на два нейтрона известна полоса основного состояния до $I^\pi=16^+$, а полоса γ -вибрационного состояния - до $I^\pi=12^+$. Вторая и третья полосы с $K^\pi=0_2^+$ и 0_3^+ содержат по три состояния с $I^\pi=0^+$, 2^+ и 4^+ . В полосе на низколежащем состоянии $K^\pi=1_1^+$ с энергией возбуждения 1568.7 кэВ известны три уровня до $I^\pi=3^+$ [4]. Известны еще десять уровней с $I^\pi=1^+$, которые не связаны с какими либо ротационными состояниями [7].

В данной работе, в рамках феноменологической модели учитывающей кориолисово смешивание низколежащих состояний ротационных полос,

исследованы электромагнитные свойства упомянутых выше состояний положительной четности в $^{158,160}\text{Gd}$.

Рассчитаны энергии, установлена структура волновых функций возбужденных состояний, также определены вероятности $E2$ – и $M1$ – переходов между ними. Вычисленные в рамках используемой модели значения энергий, отношений приведенных вероятностей $E2$ -переходов и коэффициентов смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Показано, что в ротационных состояниях $0_2^+, 0_3^+$ – и γ - полос эффект смешивания играет заметную роль.

Спектр энергии

Для изучения свойств коллективных состояний положительной четности в $^{158,160}\text{Gd}$ нами использована феноменологическая модель [8], в которой учитывается смешивание уровней основной (0_1^+) -, $\beta_1(0_2^+)$ -, $\beta_2(0_3^+)$ -, $\gamma(2^+)$ - и $K^\pi = 1_v^+$ полос. При описании спектра состояний положительной четности параметры модели подбирались следующим образом.

Согласно [9] мы предполагали, что при низких значениях спина энергия вращающегося остова совпадает с энергией основной ротационной полосы. Поэтому инерционные параметры вращающегося остова J_0 и J_1 определялись, используя экспериментальные значения энергий основной ротационной полосы до $I \leq 10\hbar$, представленные в Таблице 1.

Параметрами модели являются ω_K - энергии оснований полос и $(j_x)_{K,K'}$ - матричный элемент (м.э.) кориолисова взаимодействия между состояниями ротационных полос. Энергии оснований gr -, 0_2^+ -, 0_3^+ – и $K^\pi = 1_v^+$ полос были взяты из эксперимента, так как они не возмущены кориолисовыми силами.

Свободными параметрами модели являются матричные элементы $(j_x)_{K,K'}$ и головная энергия γ -полосы (ω_γ), которые подбирались по методу наименьших квадратов из условия наилучшего согласия теоретического спектра энергии с экспериментальными данными. Подобранные значения параметров модели представлены в Таблице 1. На Рис. 1 и 2 приведены теоретические и экспериментальные энергии уровней $^{158,160}\text{Gd}$, соответственно. Видно, что модель качественно воспроизводит экспериментальные значения энергий.

В ^{158}Gd γ - и β_1 - ротационные полосы расположены очень близко друг другу (см. рис.1) и они имеют большие матричные элементы $(j_x)_{K,K'}$, связывающие их с состояниями $K^\pi = 1_v^+$ полос. Это приводит к сильному смешиванию состояний γ - и β_1 - полос и должно проявляться на электромагнитных характеристиках возбужденных состояний.

Отметим, что в наших расчетах для ^{158}Gd в базисные состояния гамильтониана включены три низколежащих состояния с $K^\pi=1^+$ и для ^{160}Gd одиннадцать, которые известны из эксперимента [5-7]. В таблице 2 представлены экспериментальные энергии и магнитные характеристики состояний 1_v^+ , включенные в базисные состояния гамильтониана ^{160}Gd [7].

Таблица 1. Параметры, использованные в расчетах для изотопов $^{158,160}\text{Gd}$

A	J_0	J_1	ω_γ	$(j_x)_{gr,1v}$	$(j_x)_{\beta_1,1v}$	$(j_x)_{\beta_2,1v}$	$(j_x)_{\gamma,1v}$
156	37.52	107.0	1,110	0,45	1,66	1,310	0,628
160	39.724	83.488	0.915	0.1232	0.9	0.9	0.95

Примечание:

J_0, J_1 - инерционные параметры вращающегося остова ($\hbar^2 / \text{МэВ}$, $\hbar^4 / \text{МэВ}^3$);

ω_κ - параметры головных энергий полос (МэВ);

$(j_x)_{\kappa\kappa}$ - матричные элементы кориолосова взаимодействия.

Электрические квадрупольные и магнитные дипольные переходы

В рамках нами рассмотренной модели выражение для приведенной вероятности $E2$ – переходов из состояний $I_i K_i$ на уровни $I_f gr$ основной полосы имеет следующий вид [8]:

$$B(E2 I_i K_i \rightarrow I_f gr) = \frac{1}{2I_i + 1} \left| \langle I_f gr | \hat{m}(E2) | I_i K_i \rangle \right|^2, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \langle I_f gr | \hat{m}(E2) | I_i K_i \rangle = & (2I_i + 1) \cdot \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} eQ_0 \left[\psi_{gr,gr}^{I_f} \psi_{gr,K_i}^{I_i} C_{I_i,0;20}^{I_f,0} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \sum_n \psi_{K_n,gr}^{I_f} \psi_{K_n,K_i}^{I_i} C_{I_i,K_n;20}^{I_f,K_n} \right] + \sqrt{2} \left[\psi_{gr,gr}^{I_f} \sum_n \frac{(-1)^{K_n} m_{K_n} \psi_{K_n,K_i}^{I_i}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n,0}}} \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times C_{I_i,K_n;2-K_n}^{I_f,0} + \psi_{gr,K_i}^{I_i} \sum_n \frac{m_{K_n} \psi_{K_n,gr}^{I_f}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n,0}}} C_{I_i,0;2K_n}^{I_f,K_n} \right] \right\}. \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь $m_K = \langle gr | \hat{m}(E2) | K^\pi \rangle$ --- матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной (gr) и $K^\pi = 0^{+-}, 2^{+-}, 1^{+-}$ полос, значения которых определяются из экспериментальных данных; Q_0 – внутренний квадрупольный момент ядра; $C_{I_i K_i; 2(K_i + K_f)}^{I_f K_f}$ --- коэффициенты Клебша – Гордана; $\psi_{K,K}^I$ - амплитуды смешивания базисных состояний.

В адиабатическом приближении для приведенной вероятности $E2$ – переходов из β - и γ - вибративных полос имеем

$$B^{rot}(E2; I_i K_i \rightarrow I_f gr) = (2 - \delta_{K,0}) \left| m_K C_{I_i K; 2-K}^{I_f,0} \right|^2. \quad (3)$$

При спине $I=2$ кориолосово взаимодействие является не существенным.

Поэтому значения параметров $m_{\beta 1}$, $m_{\beta 2}$ и m_{γ} определялись по адиабатической формуле (3), используя экспериментальные данные для переходов из 2^+ состояний 0_2^+ , 0_3^+ – и γ -полос [1,2,10].

Однако, по формуле (3) невозможно однозначно определить знаки эмпирических значений вышеопределенных параметров. Отсутствуют экспериментальные данные для $E2$ -переходов из состояний полос с $K^{\pi} = 1_{\nu}^+$. Поэтому знаки параметров $m_{\beta 1}$, $m_{\beta 2}$, m_{γ} и численные значения $m_{1\nu} = m_1$ определялись из условия наилучшего согласия вычисленных значений отношений $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1 gr) / B(E2; IK \rightarrow I_2 gr)$ $E2$ – переходов из состояний $K^{\pi} = 0_2^+$, 0_3^+ – и γ -вибрационных полос с экспериментом. Использованные значения параметров m_K в вычислениях вероятностей $E2$ -переходов приведены в таблице 3. Отметим, что значения внутреннего квадрупольного момента Q_0 брались из эксперимента [10,11].

Нет экспериментальных данных для вероятностей $E2$ -переходов из 2^+ состояний 0_2^+ и 0_3^+ полос для ^{160}Gd , поэтому значения параметров $m_{\beta 1}$, $m_{\beta 2}$ для данного ядра брались такие же, как в ^{158}Gd . Как видно из таблицы 3 для ^{158}Gd значения параметра m_1 на много больше чем для ^{160}Gd . Это связано с тем, что в базисные состояния гамильтониана модели для ^{158}Gd включены три полосы с $K^{\pi} = 1^+$, для ^{160}Gd – одиннадцать.

Таблица 2. Характеристики 1_{ν}^+ состояний в ^{160}Gd [7].

ν	$E_{1\nu}(keV)$	$R_{exp.}$	$B(M1) \uparrow \cdot (\mu_N^2)$	$m_{1\nu} (\mu_N)$
1	1568	-	-	0,02
2	2348	0,56±0,07	0,22±0,02	3,92±0,17
3	2670	0,60±0,01	0,19±0,01	3,64±0,10
4	2796	0,63±0,03	0,75±0,05	7,23±0,24
5	2820	1,43±0,21	0,20±0,03	3,74±0,27
6	3170	0,64±0,06	0,42±0,04	5,41±0,25
7	3277	0,59±0,02	0,58±0,06	6,36±0,32
8	3308	0,62±0,03	0,43±0,05	5,48±0,31
9	3331	0,49±0,05	0,22±0,03	3,92±0,26
10	3340	0,63±0,05	0,25±0,03	4,18±0,24
11	3477	0,46±0,04	0,32±0,06	4,72±0,43

Таблица 3. Значения параметров m_K и внутреннего квадрупольного момента Q_0 , использованные в расчетах для изотопов Gd (в единицах $e fm^2$)

A	m_{0_1}	m_{0_2}	$m_{1\nu}$	m_{γ}	Q_0 [10,11]
158	9	9,7	-20	21,5	703(4)
160	9	9,7	-7,5	23,5	722(29)

В Таблице 4 представлены вычисленные и экспериментальные [2,10,12] значения приведенных вероятностей $E2$ -переходов из 2^+ состояний β_{1-} , β_{2-} и γ -вибрационных полос.

В Таблицах 5 и 5а для изотопов $^{158,160}\text{Gd}$ представлены вычисленные и экспериментальные [1-4,12-14] значения отношений $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1gr) / B(E2; IK \rightarrow I_2gr)$ для $E2$ – переходов из состояний β_1^- , β_2^- и γ^- вибрационных полос. Здесь же даны значения отношений, вычисленные по правилу Алаги.

Таблица 4. Вероятности E2-переходов $B(E2; IK \rightarrow I_1gr)$ из 2^+ состояний 0_2^- , 0_3^- и γ^- полос для $^{158,160}\text{Gd}$ (в единицах e^2fm^4)

A	$I K_i \rightarrow I K_f$	$B(E2)_{\text{эксн}}$	$B(E2)_{\text{теор}}$
158	$2^+0_2 \rightarrow 0^+0_1$	16(1) [10,12]	20
	$2^+0_3 \rightarrow 0^+0_1$	19(2) [10,12]	22
	$2^+2_1 \rightarrow 0^+0_1$	170(10) [10,12]	164
160	$2^+0_1 \rightarrow 0^+0_1$	10371(82) [2,10]	10381
	$2^+2_1 \rightarrow 4^+0_1$	37,2(51) [2,10]	26
	$2^+2_1 \rightarrow 2^+0_1$	371,5(52) [2,10]	332
	$2^+2_1 \rightarrow 0^+0_1$	198(20) [2,10]	198

Таблица 5. Отношения приведенных вероятностей E2-переходов $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1gr) / B(E2; IK \rightarrow I_2gr)$ для ^{158}Gd

IK	I_1gr	I_2gr	<i>эксн.</i>	<i>теор.</i>	<i>Алага</i>
2^+0_2	2^+gr	0^+gr	0,737(37) [14] 0,769(94) [12]	0,53	1,43

			0,77(8) [3]		
2^+0_2	4^+gr	2^+gr	6,4(6) [13] 5,78(56) [14] 5,77(70) [12]	4,54	1,8
4^+0_2	4^+gr	2^+gr	0,47(7) [13] 0,55(7) [14] 0,63(7) [3]	0,52	0,91
4^+0_2	6^+gr	4^+gr	3,8(5) [13] 4,2(6) [14] <7,15 [3]	1,7	1,75
6^+0_2	6^+gr	4^+gr	1,88(18) [3]	2,07	0,81
2^+2_1	2^+gr	0^+gr	1,01(9) [13] 1,72(24) [14] 1,86(11) [12] 2,59(27) [3]	1,67	1,43
2^+2_1	4^+gr	2^+gr	0,036(10) [13] 0,045(7) [14] 0,035(6) [12] 0,041(6) [3]	0,11	0,05
3^+2_1	4^+gr	2^+gr	0,37(4) [13] 0,60(6) [14] 0,50(5) [3]	0,61	0,40
4^+2_1	4^+gr	2^+gr	6,35(65) [13] 6,7(9) [14] 6,82(70) [3]	5,3	2,94
4^+2_1	6^+gr	4^+gr	0,90(11) [13] 0,25(4) [14] 0,51(6) [3]	0,93	0,25
5^+2_1	6^+gr	4^+gr	0,83(15) [14]	1,08	0,57
2^+0_3	2^+gr	0^+gr	1,85(13) [13] 1,5(1) [14] 1,05(21) [12] 1,84(21) [3]	1,58	1,43
2^+0_3	4^+gr	2^+gr	0,63(8) [13] 0,68(7) [14] 0,95(19) [12] 0,67(8) [3]	1,36	1,8
4^+0_3	4^+gr	2^+gr	1,27(16) [13] 1,65(18) [3]	1,22	0,91
4^+0_3	6^+gr	4^+gr	2,09(34) [13]	1,1	1,75

Таблица 5а. Отношения приведенных вероятностей $E2$ -переходов $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1gr) / B(E2; IK \rightarrow I_2gr)$ для ^{160}Gd

IK	I_1gr	I_2gr	эсп. [4]	теор.	Алага
2^+2_1	2^+gr	0^+gr	1,67(6)	1,67	1,43

2^+2_1	4^+gr	0^+gr	0,225(19)	0,13	0,072
2^+2_1	4^+gr	2^+gr	0,135(12)	0,08	0,05
3^+2_1	4^+gr	2^+gr	0,64(3)	0,59	0,40
4^+2_1	4^+gr	2^+gr	4,15(18)	4,19	2,94
5^+2_1	6^+gr	4^+gr	0,97(8)	1,04	0,57
6^+2_1	6^+gr	4^+gr	6,49(60)	6,41	3,7

Далее, вычислялись коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для переходов $I_i K_i \rightarrow I_f K_f$ из состояний $K_i = \beta_v^-$, γ^- и 1^+ полос

$$\delta(I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = 0,834 \cdot E_\gamma (MeV) \frac{\langle I_f K_f | \hat{m}(E2) | I_i K_i \rangle}{\langle I_f K_f | \hat{m}(M1) | I_i K_i \rangle} \left(\frac{e \cdot b}{\mu_{\gamma a}} \right). \quad (4)$$

Приведенные матричные элементы $M1$ - переходов в формуле (4) определялись следующим образом [8]:

$$\langle I' gr | \hat{m}(M1) | IK \rangle = \sqrt{\frac{3(2I+1)}{4\pi}} \left(\sum_{K_1=1}^2 (g_{K_1} - g_R) K_1 \psi_{K_1, K}^I \psi_{K_1, gr}^{I'} C_{IK_1; 10}^{I' K_1} + \frac{\sqrt{6}}{10} \sum_{\nu} m'_{1\nu} \psi_{gr, gr}^{I'} \psi_{1\nu, K}^I C_{11; 1-1}^{I' 0} \right) \quad (5)$$

где $m'_{1\nu} = \langle gr | \hat{m}(M1) | 1^+_{\nu} \rangle$ – матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной (gr) и 1^+ - полос; g_K – внутренний g – фактор полосы с $K \neq 0$. Из систематики g_R – факторов деформированных ядер редкоземельной и трансурановой области следует $g_R \approx 0,4 \pm 0,1$ ($g_R = Z/A$).

Вычисленные и экспериментальные [3,4,12] значения коэффициентов смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ из состояний $0^+_{\nu^-}$, γ^- и $K^\pi = 1^+$ полос для $^{158,160}\text{Gd}$ приведены в Таблицах 6 и 6а, соответственно. Отметим, что в формуле (5) основной вклад в приведенные матричные элементы межполосных переходов дает последний член. Присутствующие здесь параметры $m'_{1\nu}$ в случае ^{158}Gd предполагали, что $m'_{11} = m'_{12} = m'_{13} = m'_1$, значение $m'_1 = 1.81 \mu_N$ и знак определяли из условия согласия теоретического значения δ с экспериментом для перехода $\delta(4\beta_1 \rightarrow 4gr) = 1.0(2)$ [4].

Надо отметить, что в случае ^{160}Gd в смешивании участвуют 11 полос с $K^\pi = 1^+$. Экспериментальные значения отношений $R_{11\nu} = B(M1; 1^+1_{\nu} \rightarrow 2^+0_1) / B(M1; 1^+1_{\nu} \rightarrow 0^+0_1)$ из этих состояний близки к адиабатическому значению $R_{11} \approx 0,5$ (см. таблицу 2). Это свидетельствует о том, что головные энергии 1^+ полос не смешиваются какими-либо ротационными состояниями. Действительно, во всех полосах положительной четности кроме $K^\pi = 1^+$ отсутствуют уровни $I^\pi = 1^+$. Это указывает на то, что смешивание состояний происходит через силы Кориолиса. Все компоненты $K^\pi = 1^+$ в состояниях $0^+_{\nu^-}$ и γ^- имеют одинаковую фазу и в расчетах знаки $m_{1\nu}$ считали одинаковыми, поэтому вычисленные значения δ для переходов из состояний $0^+_{\nu^-}$ и γ^- полос являются меньше чем экспериментальные в ^{160}Gd .

В ^{160}Gd сумма вероятностей $M1$ -переходов из 1^+ состояний равна [7] $\sum B(M1) \uparrow = (3,58 \pm 0,38 \mu_N^2)$. Самая большая $B(M1) \uparrow = (0,75 \pm 0,05 \mu_N^2)$ соответствует $I^\pi = 1_4^+$ с энергией возбуждения 2,796 МэВ.

В ^{160}Gd для переходов из состояний первой полосы с $K^\pi = 1_1^+$ в работе [2] были определены экспериментальные значения коэффициентов смеси мультиполей δ , которые позволили фиксировать значение параметра $m'_{1_1} = 0,2 \mu_N$.

Параметры m'_{1_1} , приведенные в таблице 2, определялись, используя экспериментальные данные [7] для вероятностей $M1$ -переходов из состояний $I^\pi = 1^+$ на уровне 0^+ основной полосы, по адиабатической формуле:

$$B(M1; I1_1^+ \rightarrow I' gr) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{\sqrt{6}}{10} C_{I1;1-1}^{I'0} \cdot m'_{1_1} \right)^2 \mu_N^2 \quad (6)$$

Это формула не позволяет определить однозначно знаки параметров m'_{1_1} . Поэтому, в расчетах нами использовались одинаковые знаки для параметров m'_{1_1} , в связи с чем, представленные в таблицах 6 и 6а вычисленные значения коэффициентов смеси мультиполей $\delta_{теор.}$ во многих случаях имеют меньшие значения, чем экспериментальные. Имеется единственный эксперимент [2] для вероятности $M1$ -перехода из 2^+ состояния γ -вибрационной полосы $B(M1; 2^+ 2_1 \rightarrow 2^+ gr)(W.u.) \leq 1,3 \cdot 10^{-6}$. Расчетное значение в рамках данной модели оказалось $B(M1; 2^+ 2_1 \rightarrow 2^+ gr)(W.u.) = 2,4 \cdot 10^{-3}$, что на три порядка больше чем экспериментальное [2]. Заниженные значения $\delta_{теор.}$ и завышенное значение $B(M1; 2^+ 2_1 \rightarrow 2^+ gr)$ свидетельствуют о том, что знаки некоторых параметров m'_{1_1} в формуле (5), представленные в таблице 2 должны быть противоположными.

Отметим, что в адиабатическом приближении $M1$ -переходы из состояний β_{v-} и γ -полос на уровне основной полосы равны нулю (см. формулу (5)). В рамках данной модели $M1$ -переходы из состояний β_{v-} и γ -полос появляются благодаря 1^+ компоненте в волновых функциях состояний β_{v-} и γ -полос.

В таблицах 6 и 6а приведены адиабатические значения коэффициентов смеси мультиполей δ для переходов из состояний 1^+ полос, которые вычислялись по следующей формуле

$$\delta(I1_1^+ \rightarrow I' gr) = -9,853 \cdot E_\gamma \cdot \left(\frac{m'_{1_1}}{m'_{1_1}} \right) \cdot \frac{C_{I1;2-1}^{I'0}}{C_{I1;1-1}^{I'0}} \quad (7)$$

Из их сравнения видно, что вычисленные значения $\delta_{теор.}$ в рамках данной модели и адиабатические значения $\delta_{адиаб.}$ для переходов $41_2 \rightarrow 4gr$ в ^{158}Gd и $21_2 \rightarrow 2gr$ для ^{160}Gd имеют противоположные знаки. Это связано с тем, что знаки приведенных матричных элементов $\langle I_f gr || \hat{m}(E2) || I_i K_i \rangle$ в формуле (3), вычисленных по (2) в рамках данной модели с учетом кориолисова взаимодействия и их адиабатические значения имеют противоположные знаки.

Для $^{150,160}\text{Gd}$ экспериментальные значения $\delta(E2/M1)$ для переходов с состояний γ -полосы являются значительно больше, чем для переходов с

состояний 0_2^- , 0_3^- - полос. По нашему мнению это связано с тем, что γ - полоса является более коллективной, чем 0_2^- , 0_3^- - полосы. Т.е. Значения $B(E2)$ для переходов с γ - полосы всегда больше, чем с 0_2^- , 0_3^- - полос, тогда как величины $B(M1)$ для переходов с γ -, 0_2^- и 0_3^- - полос сравнимы между собой (см. таблицы 4, 6 и 6а).

В рамках рассматриваемой модели для магнитного момента имеем следующее выражение

$$\mu_K(I) = g_R \cdot I + \sum_{K_i} (g_{K_i} - g_R) \frac{K_i^2}{I+1} |\psi_{K_i K}^I|^2 + \frac{\sqrt{3}}{10} \sum_{\nu} m_{\nu} \psi_{g_r K}^I \psi_{\nu K}^I \sqrt{\frac{I}{I+1}} \quad (8)$$

В адиабатическом приближении имеем:
для $K^\pi=0^+$ - полос (g_r и β)

$$\mu_K(I) = g_R \cdot I \quad (9)$$

для $K \neq 0$ - полос (γ - и $K^\pi=1^+$)

$$\mu_K(I) = g_R \cdot I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1} |\psi_{K,K}^I|^2 \quad (10)$$

Используя экспериментальное значение магнитного момента для состояния $I = 2$ основной полосы был определен g_R - фактор, который оказался равным: для ^{158}Gd $g_R=0,42$ и для ^{160}Gd $g_R=0,37$.

В таблице 7 приведены вычисленные значения магнитных моментов состояний основной ротационной полосы для $^{158,160}\text{Gd}$, которые сравниваются с экспериментальными данными

Как видно из последних таблиц использованная модель [8] с подобранными параметрами для оператора $M1$ -перехода дает удовлетворительное описание коэффициентов смешивания $\delta(E2/M1)$ для известных переходов и магнитные моменты $\mu_{gr}(I)$ состояний основной ротационной полосы.

Таблица 7.

Магнитные моменты $\mu_{gr}(I)$ состояний основной ротационной полосы

I	^{158}Gd		^{160}Gd	
	эксп.[1,15]	теор.	эксп.[2,15]	теор.
2	0,84(20)	0,84	0,72(4)	0,72

4	1,55(13)	1,66	1,52(20)	1,44
6	2,28(30)	2,50	2,30(30)	2,16
8	-	3,33	-	2,88
10	-	4,16	3,40(50)	3,60
12	-	4,99	-	4,31

Заключение

В данной работе показано, что спектры возбужденных состояний и приведенные вероятности электромагнитных переходов между состояниями ротационных полос ядер $^{150,160}\text{Gd}$ представляют особый интерес для исследования проявления неадиабатических эффектов. Продемонстрирована возможность исследования эффектов смешивания адиабатических полос с использованием одних и тех же основных параметров (момент инерции и внутренних квадрупольных моментов).

Проведен теоретический анализ спектроскопических характеристик состояний полос положительной четности $^{158,160}\text{Gd}$ в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний низколежащих ротационных полос.

Вычислены спектр энергии уровней положительной четности, приведенные вероятности $E2$ - и $M1$ - переходов. Вычисленные значения отношений вероятностей $E2$ -переходов и коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ из $\beta_1(0_2^+)$ -, $\beta_2(0_3^+)$ -, $\gamma(2^+)$ - и $K^\pi = 1_1^+$ полос сравниваются с имеющимися экспериментальными данными, которые дают удовлетворительное согласие.

Показано, что эффект смешивания низколежащих полос играет важную роль и значительно проявляется в вероятностях электромагнитных переходов даже при низких спинах.

Результаты расчетов показали, что для более адекватного описания экспериментальных характеристик, необходимо использование какого либо дополнительного метода для определения знака параметров, входящих в мультипольные операторы $E2$ - и $M1$ - переходов.

Литература

1. R.G. Helmer, Nucl.Data Sheets **77**, 481 (1996)
2. C.W. Reich, Nucl.Data Sheets **105**, 555 (2005)
3. Л.И. Говор, А.М. Демидов, И.В. Михайлов, ЯФ **64**, 1329 (2001)
4. Л.И. Говор, А.М. Демидов, В.А. Куркин, И.В. Михайлов, ЯФ **72**, 1859 (2009)
5. H.H. Pits et al., Nucl.Phys. A **492**, 411 (1989)
6. U. Hartmann, D. Bohle, F. Humbert and A. Richter, Nucl.Phys. A **499**, 93 (1989)

7. Н. Friedrichs, D. Hager, P. von Brentano et al., Nucl.Phys. A **567**, 266 (1994)
8. П. Н. Усманов, И. Н. Михайлов, ЭЧАЯ **28** (4), 887 (1997)
9. R. Bengtsson, S. Frauendorf, Nucl. Phys. A **327**, 139 (1979)
10. Р.Б. Бегжанов и др. Справочник по ядерной физике, ФАН, Ташкент, Т. 1,2, 1989.
11. Дж. Г. Гамильтон, Изв. АН СССР, сер. физ., **40**, 18, (1976)
12. F.K. Mc Gowan, W.T. Milner, Phys.Rev. C **23**, 1926 (1981)
13. P.H. White, T.A. Siddiqi, Nucl.Phys. A **217**, 410 (1973)
14. R.C. Greenwood, C.W. Reich, H.A. Baader et al., Nucl.Phys. A **304**, 327 (1978)
15. A.E. Stuchbery, A.G. White, G.D. Dracoulis et al., Z. Phys. A – Hadrons and Nuclei **338**, 135 (1991)

Таблица 6. Коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для ^{158}Gd

$I_i K_i$	$I_f K_f$	E_γ , МэВ	$\sqrt{B(E2)}$ efm^2	$\sqrt{B(M1)}$ μ_N	$\delta_{\text{экс. [3]}}$	$\delta_{\text{теор.}}$	$\delta_{\text{адиаб.}}$
20 ₂	2gr	1,1804	-3,226	0,0434	-0,70(7)	-0,73	-
40 ₂	4gr	1,1454	-5,953	-0,0571	+1,0(2)	1,0	-
20 ₃	2gr	1,4379	5,841	0,0447	-1,5(4)	1,58	-
40 ₃	4gr	1,4058	6,539	0,0563	+6(2) или (-0,76(11))	1,36	-

					+1,6(5) [2]		
22 ₁	2gr	1,1076	-16,540	-0,0116	+80 ≤ δ ≤ -25 -9,0(15) [2]	13,17	-
32 ₁	2gr	1,1859	-17,070	-0,010	+30 (+32,-14)	16,88	-
32 ₁	4gr	1,0040	13,300	0,0091	-23(+19,-7)	12,24	-
42 ₁	4gr	1,0970	-14,370	-0,0525	+6,4(+14,-10) или (-0,73(4))	2,49	-
21 ₂	2gr	1,8846	1,943	-0,1706	-0,08(12) или +2,9(+18,-9)	-0,18	-0,39
31 ₂	2gr	2,0099	4,956	0,1161	+0,45(20) или +7(+70,-4)	0,72	0,77
41 ₂	4gr	1,8337	-0,195	-0,1742	+0,25(13) или +1,8(6)	0,02	-0,20
11 ₂	22 ₁	0,7431	4,390	0,0018	+0,17(15)	15,11	-
31 ₂	22 ₁	0,9024	-1,965	-0,0013	+1,5(7)	11,4	-

Таблица ба. Коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для ^{160}Gd

$I_i K_i$	$I_f K_f$	E_γ , МэВ	$\sqrt{B(E2)}$ efm^2	$\sqrt{B(M1)}$ μ_N	$\delta_{\text{эсп. [4]}$	$\delta_{\text{теор.}}$	$\delta_{\text{адиаб.}}$
22 ₁	20 ₁	0,9134	-18,229	-0,0495	-72+35-∞	2,8	-
32 ₁	20 ₁	0,9822	18,714	0,0562	+47+18-10	2,7	-
32 ₁	40 ₁	0,8089	14,391	0,0490	-11,7+16-23	2,0	-
42 ₁	40 ₁	0,8995	-19,770	-0,1103	+21+21-7	1,3	-
52 ₁	40 ₁	1,0125	16,544	0,0885	+49+34-14	1,6	-
52 ₁	60 ₁	0,746	16,884	0,0819	+0,03 ± 3 или -22+11-800	1,3	-
62 ₁	60 ₁	0,8782	-19,334	-0,1749	+30 < δ < -1,5	0,81	-
20 ₂	20 ₁	1,3611	-4,161	0,1081	-0,02 ± 4 или +2,46+30-25	-0,44	-
40 ₂	40 ₁	1,3130	-5,937	0,1902	+0,57+17-44	-0,34	-
11 ₁	20 ₁	1,4934	8,047	0,010	+0,3 < δ < 24,6	10,0	9,53
11 ₁	22 ₁	0,5801	-6,098	-0,0025	+0,45+50-24 или +2 < δ < -11	11,8	-
21 ₁	20 ₁	1,5114	-0,776	0,0635	-0,24±5 или +5,8+24-13	-0,15	2,11
31 ₁	20 ₁	1,5897	-5,316	0,0078	-0,9 ± 5	-9,0	-4,15
31 ₁	40 ₁	1,4167	5,538	0,0073	+1,5 ± 10	9,68	6,75
20 ₃	20 ₁	1,5235	5,213	-0,0807	-0,83+10-15 или -3,4+8-11	-0,82	-
20 ₃	32 ₁	0,5414	-1,676	-0,0009	-0,06 ± 10 или -4,3+12-29	8,4	-

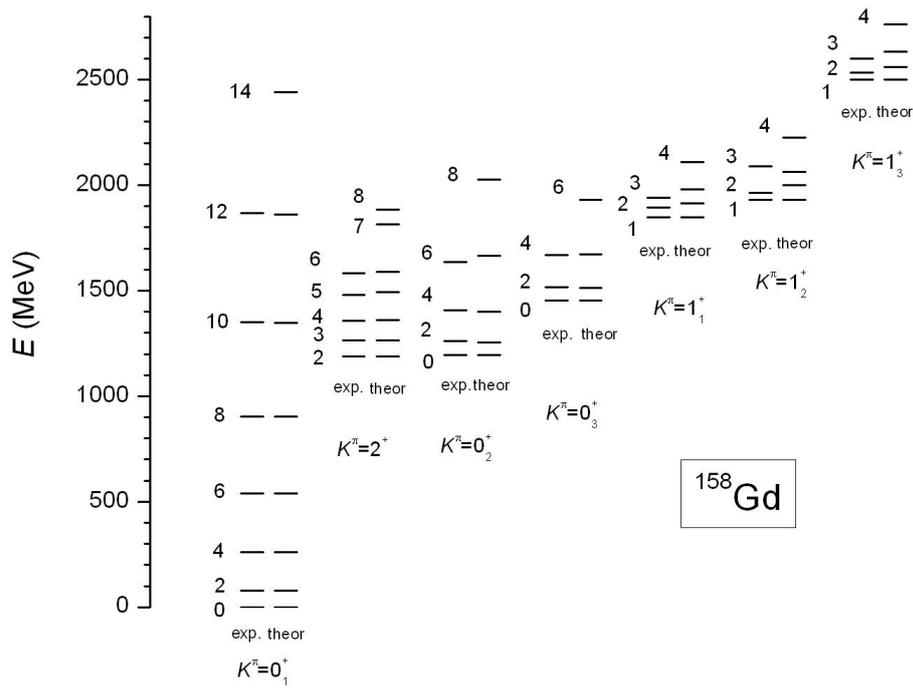


Рис.1. Сравнение спектров энергий состояний с положительной четностью в ^{158}Gd .

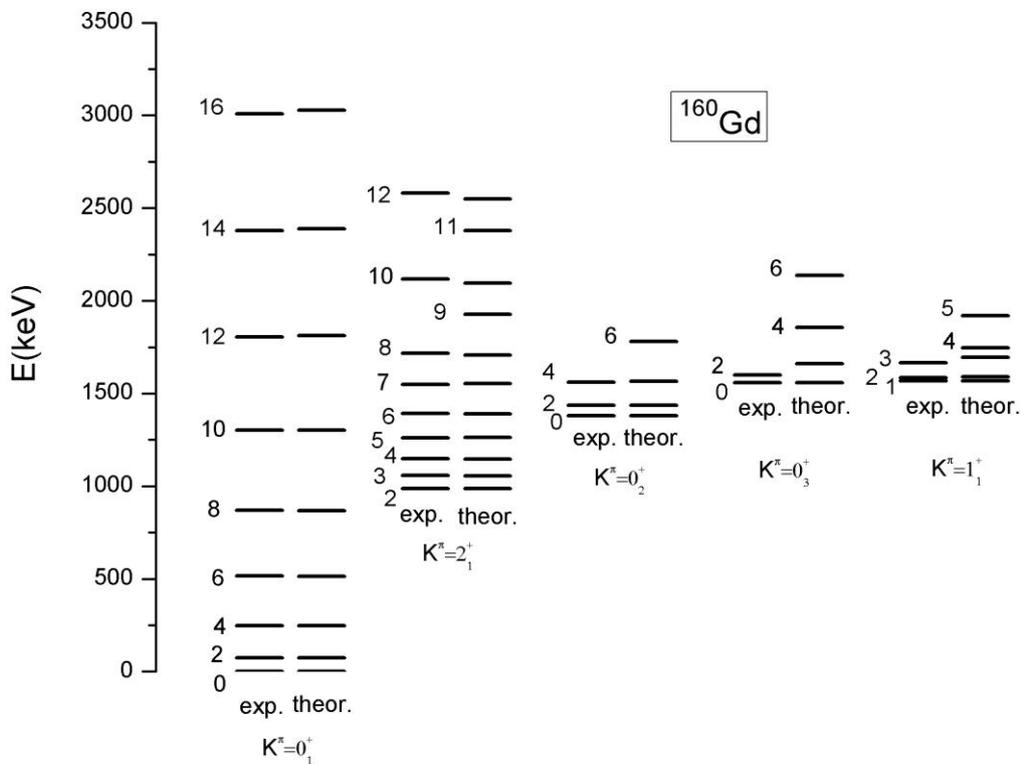


Рис.2. Сравнение спектров энергий состояний с положительной четностью в ^{160}Gd .

