

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС ИЗОТОПОВ $^{158,160}\text{Gd}$

П. Н. Усманов^{а, 1}, *А. И. Вдовин*^{б, 2}, *Э. К. Юсупов*^а, *У. С. Салихбаев*^в

^а Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан

^б Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^в МАГАТЭ, Вена

В рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание низколежащих ротационных полос, изучены неадиабатические эффекты, проявляющиеся в энергиях состояний и вероятностях электромагнитных переходов в ядрах $^{158,160}\text{Gd}$. Рассчитаны энергии состояний нижайших полос, построенных на внутренних 2^+ -, 0^+ - и 1^+ -уровнях, и вероятности $E2$ -переходов между ними. Эффект смешивания заметно влияет на волновые функции оснований полос. Рассчитанные значения энергий и вероятности $E2$ -переходов в целом удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

In the framework of a phenomenological model which takes into account the Coriolis mixing of rotational bands, the non-adiabatic effects revealing themselves in energies of low-lying excited states and probabilities of $E2$ transitions between them in the nuclides $^{158,160}\text{Gd}$ are analyzed. The level energies of the ground band, and several bands built on the 2^+ , 0^+ and 1^+ intrinsic states as well as reduced probabilities of quadrupole electrical transitions between states of different bands are calculated. In some cases the Coriolis mixing sizeably affects wave functions of band heads. The agreement of experimental data and theoretical results is acceptable.

PACS: 21.10.Re; 21.60.Ev; 23.20.Lv

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные о возбужденных состояниях нуклидов $^{158,160}\text{Gd}$ довольно обширны [1, 2]. Их спектры исследовались и в слабых распадах соседних ядер, и в различных реакциях: (n, γ) , $(n, n'\gamma)$, (p, t) , (t, p) , (d, p) , (d, d') , а также в кулоновском возбуждении, неупругом рассеянии электронов, с помощью ядерной резонансной флуоресценции и др.

Следует отметить, что данные о спектре ^{160}Gd были дополнены и уточнены в относительно недавних $(n, n'\gamma)$ -экспериментах (см. [3–5]). В частности, в [3] были впервые

¹Е-mail: usmanov1956.56@mail.ru

²Е-mail: vdovin@theor.jinr.ru

определены коэффициенты смешивания мультиполей $\delta(E2/M1)$ между состояниями различных ротационных полос в ^{160}Gd .

Обсудим имеющуюся в литературе экспериментальную информацию об интересующих нас ротационных полосах нуклидов $^{158,160}\text{Gd}$.

Согласно [1] в ядре ^{158}Gd помимо основной полосы, прослеженной до состояния со спином $I^\pi = 12^+$, известна полоса с основанием $K^\pi = 2_1^+$ (γ -полоса, $I^\pi = 2^+ - 6^+$) и три полосы, построенные на уровнях с $K^\pi = 0^+$. Нижайшая из них ($K^\pi = 0_2^+$, энергия основания $E_x = 1196$ кэВ) интерпретируется как β -вибрационная. Помимо основания к ней отнесены три уровня со спинами $I^\pi = 2^+, 4^+, 6^+$. В следующей полосе, построенной на основании с $K_i^\pi = 0_3^+$ и энергией $E_x = 1452$ кэВ, известны всего три уровня $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$. Энергия основания четвертой полосы с $K_i^\pi = 0_4^+$ равна 1743 кэВ. Так как полоса расположена заметно выше предыдущих полос и, кроме того, отсутствуют данные о вероятностях $E2$ -переходов с состояний этой полосы, в данной работе мы ее не рассматриваем. Заметим, что энергии оснований полос, построенных на уровнях $K^\pi = 0^+$, в ^{158}Gd хорошо воспроизводятся в рамках квазичастично-фононной модели [11].

Что касается состояний 1^+ , то в спектре ^{158}Gd однозначно идентифицированы только четыре таких уровня. Два нижайших из них с энергиями $E_x = 1848$ и 1930 кэВ соответственно служат основаниями полос, в каждой из которых идентифицированы состояния $I^\pi = 1^+, 2^+, 3^+$. Положение этих 1^+ -уровней хорошо описывает квазичастично-фононная модель ядра [11]. Два других 1^+ -уровня расположены намного выше ($E_x \simeq 3200$ кэВ) и, по-видимому, принадлежат ножничной моде [12, 13].

Согласно последней опубликованной компиляции оцененных данных [2], в ядре ^{160}Gd надежно установлены уровни основной полосы 0_1^+ вплоть до состояния $I^\pi = 16^+$ и γ -вибрационной полосы ($K_i^\pi = 2_1^+$) до уровня $I^\pi = 6^+$. Кроме того, для γ -полосы имеются предварительные данные о состояниях с более высокими спинами $I^\pi = 7^+, 8^+, 10^+, 12^+$. Бета-вибрационной предположительно считается полоса $K^\pi = 0_2^+$ с энергией основания $E_x = 1380$ кэВ, в которой известны уровни $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ [3]. Кроме того, в работе [3] выявлены два состояния третьей полосы с $K^\pi = 0_3^+$. Эти результаты подтверждены последующими экспериментами [4]. В то же время данные, приведенные в [2], о полосе $K^\pi = 0^+$ с энергией основания $E_x = 1325$ кэВ в работах [3, 4] не подтверждены. Следует отметить, что теоретические расчеты В.Г. Соловьева и др. [11] с хорошей точностью предсказали энергию уровня 0_3^+ .

Дипольных уровней положительной четности в ^{160}Gd известно около десятка. Все они, кроме двух, обнаруженных в [3], находятся в интервале энергии возбуждения $2,3 \lesssim E_x \lesssim 3,5$ и относятся к ножничной моде [2]. Энергии 1^+ -уровней из работы [3] заметно меньше — 1569 и 2109 кэВ. При этом в [3] были найдены и уровни $I^\pi = 2^+, 3^+$, которые можно интерпретировать как состояния полосы, построенной на нижайшем из двух указанных 1^+ -состояний. Теоретические расчеты [11] предсказывают заметно более высокую энергию возбуждения нижайшего 1^+ -уровня в этом ядре — $E_x \sim 1900$ кэВ.

Цель настоящего исследования — проанализировать влияние смешивания полос, построенных на основаниях с $K^\pi = 0^+, 2^+, 1^+$, на энергии их уровней и приведенные вероятности $E2$ -переходов в нуклидах $^{158,160}\text{Gd}$. Мы используем феноменологическую модель, подробно изложенную в [6]. Ранее эта модель была успешно применена для изучения смешивания полос состояний как положительной, так и отрицательной четности в работах [7–10].

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ

Изложим основные положения используемой нами модели [6]. В ее рамках смешивание полос происходит только в результате действия сил Кориолиса. Взаимодействие внутренних степеней свободы ядра между собой не учитывается, так что внутренняя часть полного гамильтониана ядра считается диагональной по операторам соответствующих внутренних возбуждений: $H_{\text{intr}} = \sum_K \omega_K b_K^\dagger b_K$, где ω_K — энергия внутреннего возбуждения (основания полосы), b_K^\dagger, b_K — операторы рождения и уничтожения внутреннего возбуждения, например, квадрупольного фонона. Таким образом, гамильтониан модели имеет вид

$$H = H_{\text{rot}} + H_{KK'}, \quad (1)$$

$$H_{KK'} = \omega_K \delta_{KK'} - \omega_{\text{rot}}(I) \langle K | j_x | K' \rangle \chi(I, K) \delta_{K, K'+1},$$

где $\omega_{\text{rot}}(I) = dE_{\text{rot}}(I)/dI$ — угловая частота вращения остова; $\langle K | j_x | K' \rangle$ — матричный элемент кориолисова взаимодействия между состояниями ротационных полос (МЭКВ). Коэффициенты $\chi(I, K)$ задаются следующими соотношениями:

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

Собственная волновая функция гамильтониана (1) имеет вид

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \sqrt{2} \psi_{0,K}^I D_{M,0}^I(\theta) + \sum_{K'} \frac{\psi_{K,K'}^I}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} \left[D_{M,K'}^I(\theta) b_{K'}^\dagger + (-1)^{I+K'} D_{M,-K'}^I(\theta) b_{-K'}^\dagger \right] \right\} |0\rangle. \quad (2)$$

В (2) $D_{M,K'}^I(\theta)$ — обобщенные сферические функции; $|0\rangle$ — вакуум для операторов b_K^\dagger , другими словами — основное состояние ядра во внутренней системе; $\psi_{K,K'}^I$ — амплитуды смешивания состояний разных полос с одним и тем же угловым моментом I из-за взаимодействия Кориолиса.

Амплитуды $\psi_{K,K'}^I$ находятся диагонализацией гамильтониана (1):

$$H_{K,K'} \psi_{K,K'}^I = \varepsilon_K(I) \psi_{K,K'}^I, \quad (3)$$

где $\varepsilon_K(I)$ — энергия внутреннего возбуждения ядра после учета взаимодействия полос. При этом полная энергия состояния $|IMK\rangle$ равна сумме энергий основания полосы и вращательной энергии остова

$$E_K(I) = \varepsilon_K(I) + E_{\text{rot}}.$$

Энергия вращения остова $E_{\text{rot}}(I)$ и частота вращения остова $\omega_{\text{rot}}(I)$ вычисляются с помощью параметризации Харриса [14].

В обоих нуклидах $^{158,160}\text{Gd}$ учитывалось смешивание следующих квадрупольных полос: основной полосы ($K^\pi = 0_1^+$), γ -полосы ($K^\pi = 2_1^+$) и двух полос с основаниями $K^\pi = 0_2^+, 0_3^+$. Что касается полос, построенных на уровнях $K^\pi = 1^+$, то в ^{158}Gd в базисные состояния были включены три 1^+ -уровня с наименьшими E_x . В расчетах для ^{160}Gd

Таблица 1. Значения параметров модели, использовавшиеся в расчетах энергий уровней: J_0, J_1 — инерционные параметры вращающегося остова (параметры Харриса); ω_γ — энергия основания γ -полосы; $\langle K|j_x|K' \rangle$ — матричные элементы кориолисова взаимодействия

Ядро	$J_0, \hbar^2/\text{МэВ}$	$J_1, \hbar^4/\text{МэВ}^3$	$\omega_\gamma, \text{МэВ}$	$\langle 0_1 j_x 1_i \rangle, \text{МэВ}$	$\langle 0_2 j_x 1_i \rangle, \text{МэВ}$	$\langle 0_3 j_x 1_i \rangle, \text{МэВ}$	$\langle 2_1 j_x 1_i \rangle, \text{МэВ}$
^{158}Gd	37,52	107,00	1,110	0,450	1,66	1,310	0,628
^{160}Gd	39,724	83,488	0,915	0,1232	0,90	0,90	0,95

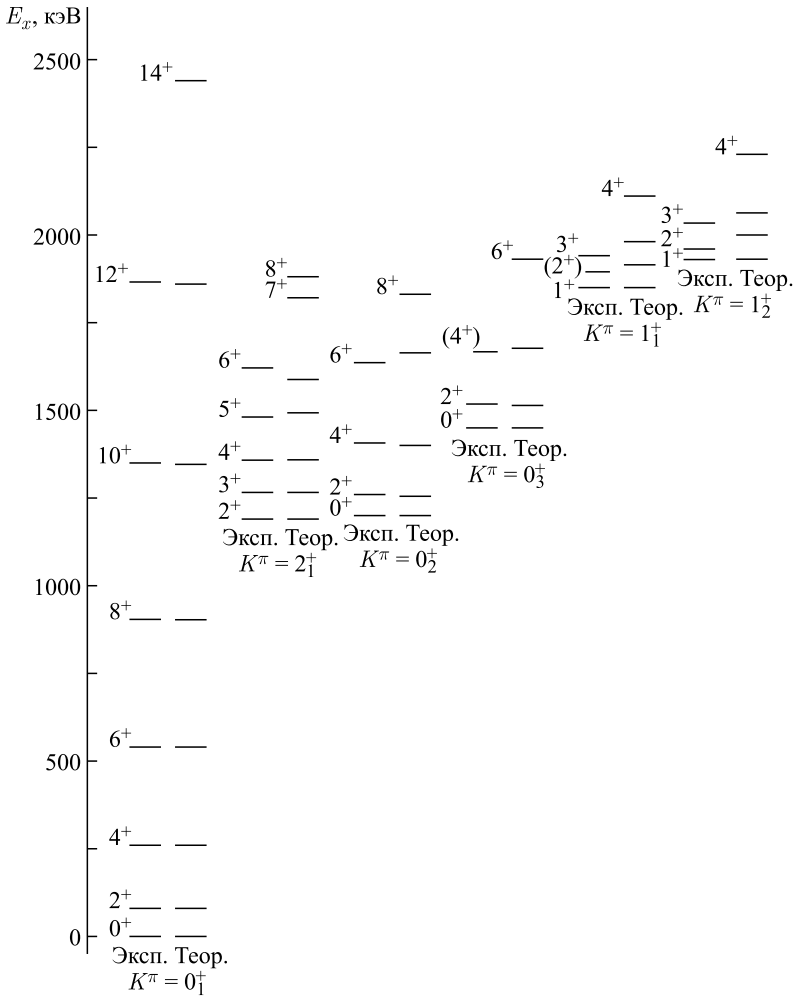


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические энергии уровней низколежащих полос ядра ^{158}Gd

была учтена связь с 11 известными 1⁺-уровнями вплоть до энергии возбуждения 3,5 МэВ. Повторим, что состояния ротационной полосы известны только для нижайшего из этих 1⁺-уровней (см. [3]).

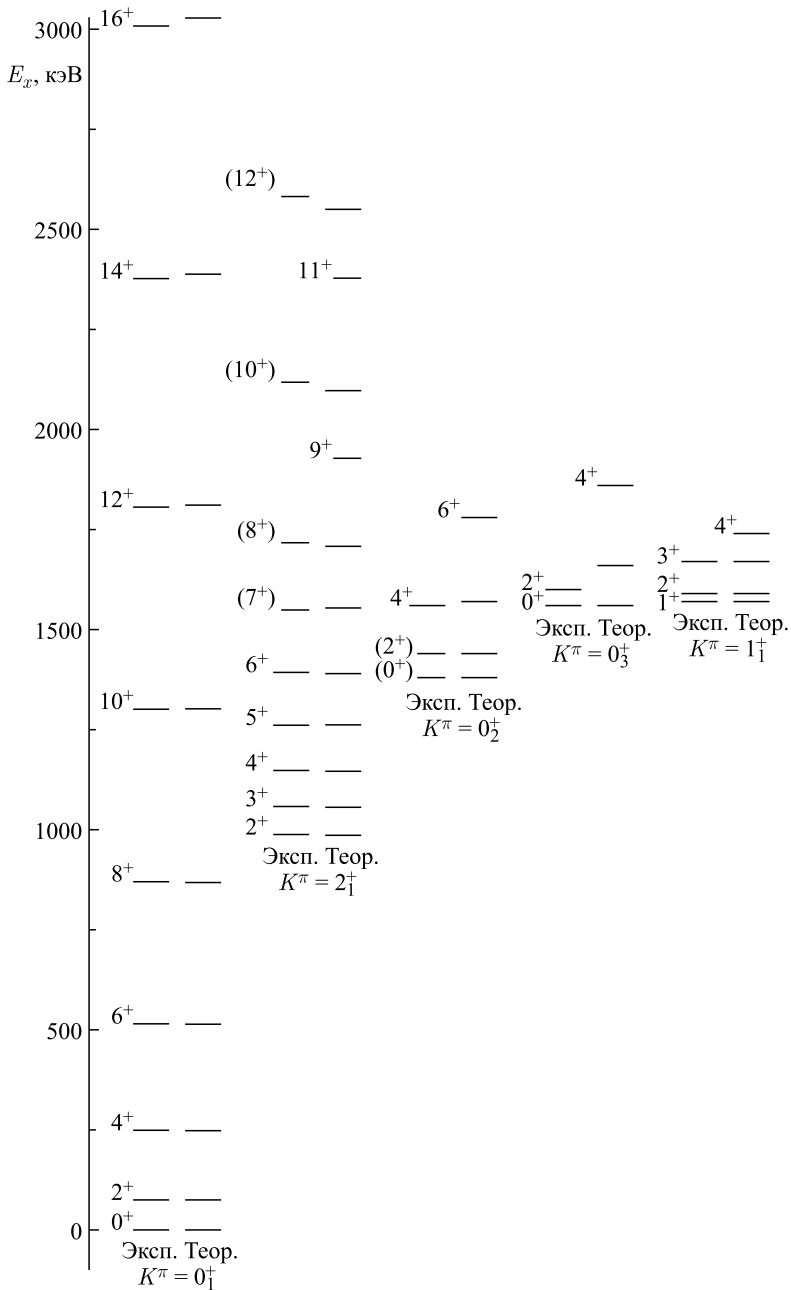


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические энергии уровней низколежащих полос ядра ¹⁶⁰Gd

Далее энергии оснований полос, построенных на уровнях $K^\pi = 0^+, 1^+$, были взяты равными экспериментальным значениям, так как кориолисово взаимодействие на них не влияет. Инерционные параметры вращающегося остова J_0, J_1 (параметры Харриса) рассчитывались на основе экспериментальных данных об уровнях основной полосы со спинами $I \leq 10$.

Матричные элементы кориолисова взаимодействия $\langle K | j_x | K' \rangle$ и энергия основания γ -полосы ω_γ — свободные параметры модели. Они определялись методом наименьших квадратов из условия наилучшего описания экспериментальных данных. Значения МЭКВ, отвечающих за связь квадрупольных полос с 1^+ -полосами, предполагались одинаковыми для всех 1^+ -уровней данного нуклида. Перечисленные выше параметры модели приведены в табл. 1.

Экспериментальные и рассчитанные энергии уровней ядра ^{158}Gd изображены на рис. 1, ядра ^{160}Gd — на рис. 2. Согласие теоретических энергий с экспериментальными данными можно считать вполне удовлетворительным.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ γ -ПЕРЕХОДЫ

Перейдем к обсуждению расчетов вероятностей $E2$ -переходов. Выражение для приведенной вероятности $E2$ -перехода из некоторого состояния $\langle I_i K_i |$ на уровень основной полосы $\langle I_f 0_1 |$ имеет следующий вид:

$$B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f 0_1) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f 0_1 | \hat{m}(E2) | I_i K_i \rangle|^2, \quad (4)$$

где матричный элемент оператора квадрупольного электрического перехода $\hat{m}(E2)$ определяется формулой

$$\begin{aligned} \langle I_f 0_1 | \hat{m}(E2) | I_i K_i \rangle = & \\ = (2I_i + 1)^{1/2} & \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \left[\psi_{0_1, 0_1}^{I_f} \psi_{0_1, K_i}^{I_i} C_{I_i 0; 20}^{I_f 0} + \sum_n \psi_{K_n, 0_1}^{I_f} \psi_{K_n, K_i}^{I_i} C_{I_i K_n; 20}^{I_f K_n} \right] + \right. \\ + \sqrt{2} & \left[\psi_{0_1, 0_1}^{I_f} \sum_n \frac{(-1)^{K_n} m_{K_n} \psi_{K_n, K_i}^{I_i} C_{I_i K_n; 2-K_n}^{I_f 0}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n 0}}} + \psi_{0_1, K_i}^{I_i} \sum_n \frac{m_{K_n} \psi_{K_n, 0_1}^{I_f} C_{I_i 0; 2K_n}^{I_f K_n}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n 0}}} \right] \left. \right\}. \quad (5) \end{aligned}$$

Величины m_{K_n} в (5) — это матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной полосы $K_\nu^\pi = 0_1^+$ и прочих полос, которые включены в базис гамильтониана (1); Q_0 — внутренний квадрупольный момент ядра; $C_{I_i K_i; 2K_i + K_f}^{I_f K_f}$ — коэффициенты Клебша–Гордана.

В адиабатическом приближении для приведенной вероятности $E2$ -перехода из β - и γ -вибрационных полос справедливо следующее выражение:

$$B^{\text{rot}}(E2; I_i K_i \rightarrow I_f 0_1) = (2 - \delta_{K_i, 0}) |m_{K_i} C_{I_i K_i; 2-K_i}^{I_f 0}|^2. \quad (6)$$

Таблица 2. Значения параметров m_K и внутреннего квадрупольного момента Q_0 , использованные в расчетах вероятностей переходов

Ядро	m_{0_2}	m_{0_3}	m_1	m_γ	$Q_0, e \cdot \Phi_M^2$ [16, 17]
¹⁵⁸ Gd	9	9,7	-20	21,5	703(4)
¹⁶⁰ Gd	9	13,9	-7,5	23,5	722(29)

Таблица 3. Экспериментальные и теоретические значения приведенных вероятностей $B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)$ переходов из состояний полос с $K_i^\pi = 2_1^+, 0_2^+, 0_3^+, 1^+$ на состояния основной полосы в ядрах ^{158,160}Gd

A	$I_i K_i \rightarrow I_f 0_1$	$B(E2)_{\text{exp}}, e^2 \cdot \Phi_M^4$	$B(E2)_{\text{theor}}, e^2 \cdot \Phi_M^4$
¹⁵⁸ Gd	$2^+ 0_2 \rightarrow 0^+ 0_1$	16(1) [16, 18]	20
	$2^+ 0_3 \rightarrow 0^+ 0_1$	19(2) [16, 18]	22
	$2^+ 2_1 \rightarrow 0^+ 0_1$	170(10) [16, 18]	164
¹⁶⁰ Gd	$2^+ 0_1 \rightarrow 0^+ 0_1$	10371(82) [2, 16]	10381
	$2^+ 2_1 \rightarrow 4^+ 0_1$	37,2(51) [2, 16] 50(4) [5]	26
	$2^+ 2_1 \rightarrow 2^+ 0_1$	371,5(52) [2, 16] 62_{-9}^{+12} [5]	332
	$2^+ 2_1 \rightarrow 0^+ 0_1$	198(20) [2, 16] 212(10) [5]	199
	$3^+ 2_1 \rightarrow 4^+ 0_1$	< 2,1 [5]	207
	$3^+ 2_1 \rightarrow 2^+ 0_1$	< 335,4 [5]	350
	$4^+ 2_1 \rightarrow 4^+ 0_1$	826_{-516}^{+258} [5]	388
	$4^+ 2_1 \rightarrow 2^+ 0_1$	196_{-57}^{+134} [5]	95
	$5^+ 2_1 \rightarrow 6^+ 0_1$	1600_{-568}^{+361} [5]	285
	$5^+ 2_1 \rightarrow 4^+ 0_1$	1806_{-619}^{+413} [5]	274
	$0^+ 0_2 \rightarrow 2^+ 0_1$	< 160 [4, 5]	144
	$2^+ 0_2 \rightarrow 4^+ 0_1$	< 676 [4, 5]	98
	$2^+ 0_2 \rightarrow 2^+ 0_1$	< 125 [4, 5]	20
	$2^+ 0_2 \rightarrow 0^+ 0_1$	< 35 [4, 5]	2
	$4^+ 0_2 \rightarrow 6^+ 0_1$	< 1135 [4, 5]	137
	$4^+ 0_2 \rightarrow 4^+ 0_1$	< 279 [4, 5]	42
	$0^+ 0_3 \rightarrow 2^+ 0_1$	< 193 [4, 5]	193
	$2^+ 0_3 \rightarrow 2^+ 0_1$	< 138 [4, 5]	46
	$2^+ 0_3 \rightarrow 0^+ 0_1$	< 86 [4, 5]	54
	$1^+ 1_1 \rightarrow 2^+ 0_1$	22,7(119) [5]	56
$1^+ 1_2 \rightarrow 2^+ 0_1$	25,8(67) [5]	56	

При значении спина $I = 2$ кориолисово взаимодействие не играет существенной роли и параметры m_{0_2} , m_{0_3} и m_{2_1} можно определить, основываясь на экспериментальных данных о вероятностях переходов из 2^+ -уровней соответствующих полос, по адиабатической формуле (6). Однако так определяются лишь их абсолютные значения, а знаки остаются неизвестными. Знаки трех перечисленных матричных элементов и значения m_{1_ν} определялись из условия наилучшего описания экспериментальных значений отношений

$$R_{IK} = \frac{B(E2; IK \rightarrow I_1 0_1)}{B(E2; IK \rightarrow I_2 0_1)}. \text{ При этом все матричные элементы } m_{1_\nu} \text{ предполагались одинаковыми: } m_{1_\nu} = m_1. \text{ Значения внутреннего квадрупольного момента } Q_0 \text{ взяты равными экспериментальным.}$$

Использованные в вычислениях значения параметров m_{K_n} и Q_0 приведены в табл. 2. Отметим, что параметр m_1 для изотопа ^{158}Gd получился намного больше, чем для ^{160}Gd . Это связано с существенной разницей в числе оснований полос с $K^\pi = 1^+$, которые учитывались в расчетах для этих ядер (3 против 11 соответственно).

Рассчитанные и экспериментальные значения $B(E2)$ для переходов с состояний различных полос на уровни основной полосы в ядрах $^{158,160}\text{Gd}$ приведены в табл. 3. Экспериментальные данные взяты из работ [2, 4, 5, 16, 18].

Результаты расчетов, представленные в табл. 3, хорошо согласуются с немногочисленными данными давних экспериментов для ядра ^{158}Gd . Иная ситуация с результатами для ядра ^{160}Gd , которую можно назвать противоречивой. Наши расчеты неплохо описывают экспериментальные значения $B(E2)$ из работ [2, 16] для переходов с основания γ -полосы на нижайшие уровни основной полосы. Однако данные работ [2, 16] заметно отличаются от новых результатов $(n, n'\gamma)$ экспериментов (см. [5]). Особенно велико различие в вероятности $E2$ -перехода на состояние 2_1^+ основной полосы. Новое значение $B(E2)$ для этого перехода в 6 раз меньше и измеренного ранее, и рассчитанного. Неудовлетворительно описание величин $B(E2)$ и для переходов с уровней $3^+, 4^+, 5^+$ γ -полосы. Рассчитанные значения $B(E2)$ для переходов с состояния $3^+ 2_1$ на основную полосу получились заметно больше экспериментальных, в то время как для переходов с состояний $4^+ 2_1, 5^+ 2_1$ экспериментальные приведенные вероятности превосходят теоретические от двух до шести раз. Правда, велики и экспериментальные ошибки, доходящие до 30–40%. Для переходов с полос $K_i^\pi = 0_2^+, 0_3^+$ эксперимент [5] дает только верхнюю границу. Наши предсказания эксперименту не противоречат — за исключением пары случаев теоретические значения $B(E2)$ лежат намного ниже экспериментальных оценок.

Лучше обстоят дела с описанием отношений приведенных вероятностей $E2$ -переходов

$$R_{IK} = \frac{B(E2; IK \rightarrow I_1 0_1)}{B(E2; IK \rightarrow I_2 0_1)} \text{ с одного и того же состояния полос } \gamma, 0_2^+ \text{ или } 0_3^+ \text{ на разные}$$

уровни основной полосы. Результаты расчетов R_{IK} для ядра ^{158}Gd приведены в табл. 4, для ядра ^{160}Gd — в табл. 5. Для ядра ^{160}Gd величины R_{IK} были рассчитаны нами на основании данных, приведенных в работах [3, 5]. В ядре ^{158}Gd близко расположены друг к другу полосы γ и 0_2^+ (см. рис. 1). Эти полосы смешиваются сильнее других, о чем говорят отклонения значений отношений R_{IK} от тех, что предсказывает для адиабатического движения правило Алаги [21], чьи оценки также приведены в табл. 4 и 5. Сильнее всего экспериментальные значения R_{IK} отличаются от предсказываемых правилом Алаги для полосы 0_2^+ в ^{158}Gd . При этом согласие рассчитанных нами значений R_{IK} с экспериментальными можно считать удовлетворительным, особенно учитывая разброс соответствующих экспериментальных данных: отклонения находятся в пределах фактора 2.

Таблица 4. Теоретические и экспериментальные значения отношений $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1 0_1) / B(E2; IK \rightarrow I_2 0_1)$ для E2-переходов с уровнями $2_1^+(\gamma)$ -, 0_2^+ - и 0_3^+ -полос на уровни основной полосы в ядре ¹⁵⁸Gd

IK	I ₁ 0 ₁	I ₂ 0 ₁	R _{IK} (эксперимент)	R _{IK} (теория)	
				Настоящая работа	Правило Алаги [21]
2 ⁺ 2 ₁	2 ⁺ 0 ₁	0 ⁺ 0 ₁	1,01(9) [19] 1,72(24) [20] 1,86(11) [18] 2,59(27) [15]	1,67	1,43
2 ⁺ 2 ₁	4 ⁺ 0 ₁	2 ⁺ 0 ₁	0,036(10) [19] 0,045(7) [20] 0,035(6) [18] 0,041(6) [15]	0,11	0,05
3 ⁺ 2 ₁	4 ⁺ 0 ₁	2 ⁺ 0 ₁	0,37(4) [19] 0,60(6) [20] 0,50(5) [15]	0,61	0,40
4 ⁺ 2 ₁	4 ⁺ 0 ₁	2 ⁺ 0 ₁	6,35(65) [19] 6,7(9) [20] 6,82(70) [15]	5,3	2,94
4 ⁺ 2 ₁	6 ⁺ 0 ₁	4 ⁺ 0 ₁	0,90(11) [19] 0,25(4) [20] 0,51(6) [15]	0,93	0,25
5 ⁺ 2 ₁	6 ⁺ 0 ₁	4 ⁺ 0 ₁	0,83(15) [20]	1,08	0,57
2 ⁺ 0 ₂	2 ⁺ 0 ₁	0 ⁺ 0 ₁	0,737(37) [20] 0,769(94) [18] 0,77(8) [15]	0,53	1,43
2 ⁺ 0 ₂	4 ⁺ 0 ₁	2 ⁺ 0 ₁	6,4(6) [19] 5,78(56) [20] 5,77(70) [18]	4,54	1,8
4 ⁺ 0 ₂	4 ⁺ 0 ₁	2 ⁺ 0 ₁	0,47(7) [19] 0,55(7) [20] 0,63(7) [15]	0,52	0,91
4 ⁺ 0 ₂	6 ⁺ 0 ₁	4 ⁺ 0 ₁	3,8(5) [19] 4,2(6) [20] <7,15 [15]	1,7	1,75
6 ⁺ 0 ₂	6 ⁺ 0 ₁	4 ⁺ 0 ₁	1,88(18) [15]	2,07	0,81
2 ⁺ 0 ₃	2 ⁺ 0 ₁	0 ⁺ 0 ₁	1,85(13) [19] 1,5(1) [20] 1,05(21) [18] 1,84(21) [15]	1,58	1,43
2 ⁺ 0 ₃	4 ⁺ 0 ₁	2 ⁺ 0 ₁	0,63(8) [19] 0,68(7) [20] 0,95(19) [18] 0,67(8) [15]	1,36	1,8
4 ⁺ 0 ₃	4 ⁺ 0 ₁	2 ⁺ 0 ₁	1,27(16) [19] 1,65(18) [15]	1,22	0,91
4 ⁺ 0 ₃	6 ⁺ 0 ₁	4 ⁺ 0 ₁	2,09(34) [19]	1,1	1,75

Таблица 5. Теоретические и экспериментальные значения отношений $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1 0_1) / B(E2; IK \rightarrow I_2 0_1)$ для $E2$ -переходов с состояний $2_1^+(\gamma)$ -, 0_2^+ - и 0_3^+ -полос на состояния основной полосы в ядре ^{160}Gd

IK	$I_1 0_1$	$I_2 0_1$	R_{IK} (эксперимент)		R_{IK} (теория)	
			Работа [3]	Работа [5]	Настоящая работа	Правило Алаги [21]
$2^+ 2_1$	$2^+ 0_1$	$0^+ 0_1$	1,67(7)	1,67(4)	1,67	1,43
$2^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	$0^+ 0_1$	0,225(29)	< 0,096(3)	0,13	0,072
$2^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	0,135(95)	> 0,057(1)	0,079	0,05
$3^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	0,64(3)	0,54(1)	0,59	0,40
$4^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	4,15(18)	4,12(7)	4,09	2,94
$5^+ 2_1$	$6^+ 0_1$	$4^+ 0_1$	0,97(11)	0,90(2)	1,04	0,57
$6^+ 2_1$	$6^+ 0_1$	$4^+ 0_1$	6,50(35)	—	6,0	3,7
$2^+ 0_2$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	5,26(26)	5,43(6)	5,12	1,8
$2^+ 0_2$	$0^+ 0_1$	$4^+ 0_1$	0,075(8)	0,052(1)	0,027	0,39
$2^+ 0_2$	$0^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	0,40(3)	0,28(1)	0,14	0,7
$4^+ 0_2$	$6^+ 0_1$	$4^+ 0_1$	< 4,90(19)	4,15(7)	3,33	1,75
$2^+ 0_3$	$0^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	0,66(5)	< 0,62(1)	1,18	0,7

С такой же точностью модель описывает экспериментальные R_{IK} в ^{160}Gd . И для этого ядра наши расчеты оказываются ближе к экспериментальным значениям, чем оценки по правилу Алаги, подтверждая тем самым заметную неадиабатичность коллективного движения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы исследовали влияние неадиабатических эффектов на энергии уровней низколежащих полос и вероятности междуполосных $E2$ -переходов в нуклидах $^{158,160}\text{Gd}$. Расчеты соответствующих наблюдаемых (энергий уровней, приведенных вероятностей $E2$ -переходов и/или их отношений) были проведены в рамках феноменологической модели [6], учитывающей кориолисово смешивание основной полосы и полос, построенных на низколежащих внутренних возбуждениях с $K_i^\pi = 0_{2,3}^+, 2_1^+$ и 1_ν^+ .

Смешивание низколежащих полос заметно и значимо проявляется в вероятностях $E2$ -переходов. Модель успешно описывает энергии состояний вышеперечисленных полос и отношения вероятностей $E2$ -переходов $R_{IK} = \frac{B(E2; IK \rightarrow I_1 0_1)}{B(E2; IK \rightarrow I_2 0_1)}$. Однако наши результаты для $B(E2)$ -факторов переходов с γ -полосы на основную в ядре ^{160}Gd в ряде случаев значительно отличаются от экспериментальных. Причины этих расхождений предстоит выяснить.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nica N. // Nucl. Data Sheets. 2017. V. 141. P. 1–326.
2. Reich C. W. // Nucl. Data Sheets. 2005. V. 105. P. 557–774.
3. Говор Л. И., Демидов А. М., Куркин В. А., Михайлов И. В. // ЯФ. 2009. Т. 72, вып. 11. С. 1859–1871.

4. *Leshner S.R., Casarella C., Aprahamian A., Crider B.P., Ikeyama R., Marsh I.R., McEllistrem M.T., Peters E.E., Prados-Estévez F.M., Smith M.K., Tully Z.R., Vanhoy J.R., Yates S.W.* // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. P. 054317.
5. *Leshner S.R., Casarella C., Aprahamian A., Robledo L.M., Crider B.P., Ikeyama R., Marsh I.R., McEllistrem M.T., Peters E.E., Prados-Estévez F.M., Smith M.K., Tully Z.R., Vanhoy J.R., Yates S.W.* // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. P. 064309.
6. *Усманов П. Н., Михайлов И. Н.* // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, вып. 4. С. 887–950.
7. *Михайлов И. Н., Усманов П. Н., Охунов А. А., Бриансон Ш.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1992. Т. 56. С. 121
8. *Усманов П. Н., Охунов А. А., Салихбаев У. С., Вдовин А. И.* // Письма в ЭЧАЯ. 2010. Т. 7, вып. 3. С. 306–316.
9. *Усманов П. Н., Адам И., Салихбаев У. С., Солнышкин А. А.* // ЯФ. 2010. Т. 73, вып. 12. С. 2045–2051.
10. *Усманов П. Н., Вдовин А. И., Солнышкин А. А., Салихбаев У. С.* // ЯФ. 2014. Т. 77, вып. 11. С. 1408–1414.
11. *Соловьев В. Г., Сушков А. В., Ширикова Н. Ю.* // ЭЧАЯ. 1996. Т. 27, вып. 6. С. 1643–1704 (Part. Nucl. 1996. V. 27. P. 1643).
12. *Berg U. E. P., Bläsing C., Drexler J., Hell R. D., Kneissel U., Naatz W., Ratzek R., Schennach S., Stock R., Weber T., Wickert H., Fischer B., Hollick H., Kollwe D.* // Phys. Lett. B. 1984. V. 149. P. 59–63.
13. *Pitz H. H., Berg U. E. P., Heil R. D., Kneissel U., Stock R.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 492. P. 411–425.
14. *Harris S. M.* // Phys. Rev. 1965. V. 138, No. 3B. P. B509–B513.
15. *Говор Л. И., Демидов А. М., Михайлов И. В.* // ЯФ. 2001. Т. 64, вып. 7. С. 1329–1343.
16. *Бегжанов Р. Б. и др.* Справочник по ядерной физике. Ташкент: Фан, 1989.
17. *Гамильтон Дж. Г.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. С. 18.
18. *McGowan F. K., Milner W. T.* // Phys. Rev. C. 1981. V. 23, No. 5. P. 1926–1937.
19. *White D. H., Siddiqi T. A.* // Nucl. Phys. A. 1973. V. 217. P. 410–419.
20. *Greenwood R. C., Reich C. W., Baader H. A., Koch H. R., Breitig D., Schult O. W. B., Fogelberg B., Bäcklin A., Mampe W., Von Egidy T., Schreckenbach K.* // Nucl. Phys. A. 1978. V. 304. P. 327–428.
21. *Alaga G.* // Nucl. Phys. 1957. V. 4. P. 625–631.

Получено 31 июля 2019 г.