

УДК 539.142

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА ^{156}Gd

© 2021 г. П. Н. Усманов^{1, *}, А. И. Вдовин², Э. К. Юсупов¹

¹Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан

²Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Дубна, Россия

*E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 28.06.2021 г.

Имеющиеся в литературе и электронных базах ядерных данных экспериментальные данные о низколежащих состояниях ядра ^{156}Gd были обобщены и проанализированы в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний вращательных полос. Рассчитаны приведенные вероятности внутрислопных и межслопных квадрупольных электрических переходов, а также их отношений. Рассчитанные величины сравниваются с экспериментальными данными, согласие теории и эксперимента удовлетворительное. Обсуждаются неадиабатические эффекты, проявляющиеся в отношениях вероятностей квадрупольных переходов из ротационных уровней, построенных на вибрационных основаниях.

DOI: 10.31857/S0367676521100264

ВВЕДЕНИЕ

Анализируя имеющиеся экспериментальные данные, полученные в реакциях $(\alpha, 2n)$, (n, γ) и $(n, n' \gamma)$ на ядре ^{156}Gd , можно предположить, что в этом ядре обнаружены почти все возбужденные уровни до энергии возбуждения 2 МэВ [1]. Известны пять вращательных полос, построенных на основаниях с $K^\pi = 0^+$, две полосы с $K^\pi = 2^+$ и пятнадцать дипольных уровней положительной четности. Состояния 1^+ с однозначно определенными спинами сконцентрированы в двух энергетических интервалах: 1.9–2.5 и 2.7–3.3 МэВ. Для каждого 1^+ уровня нижней группы идентифицированы 1–2 уровня соответствующей вращательной полосы. Известны и вероятности $B(M1) \uparrow$ возбуждения 1^+ уровней [2]. Эти данные важны для систематики и поиска соответствующих уровней в соседних ядрах.

Измерены приведенные вероятности $E2$ -переходов из состояний полос с $K^\pi = 0_2^+$, 0_3^+ – и $K^\pi = 2_1^+$ – на уровни основной полосы. Также известны отношения вероятностей некоторых $E2$ -переходов [1–11].

Данные экспериментов указывают на отклонения от правил адиабатической теории (правил Алаги) [12]. Существенные отклонения наблюда-

ются в энергиях состояний ротационных полос и отношениях вероятностей электромагнитных переходов из состояний полос, построенных на вибрационных основаниях. В некоторых случаях предсказания адиабатической теории для отношений приведенных вероятностей переходов $B(E2)$ из состояний вышеперечисленных полос отличаются в несколько раз и даже на порядок от данных эксперимента. Одно из ярких проявлений неадиабатичности ротационного движения ядер – экспериментально наблюдаемые магнитные дипольные переходы между состояниями полос, построенных на основаниях с $K^\pi = 0^+$, 2^+ .

Здесь мы исследуем неадиабатические эффекты, проявляющиеся в свойствах низколежащих возбужденных состояний ядра ^{156}Gd в рамках феноменологической модели, детально изложенной в обзоре [13]. Эта модель учитывает кориолисово смешивание состояний вращательных полос. Все параметры модели, так или иначе связанные с внутренними степенями свободы деформированного ядра, определяются из эксперимента или условия наилучшего описания энергий уровней или других их свойств, например вероятностей $E2$ или $M1$ переходов между уровнями.

Энергии низколежащих уровней ядра ^{156}Gd были нами рассчитаны в работе [14]. При этом

учитывалось кориолисово смешивание основных вышеупомянутых двадцати двух полос с $K^\pi = 0^+$, $K^\pi = 2^+$ и $K^\pi = 1^+$. Матричные элементы взаимодействия Кориолиса были определены из условия наилучшего описания имеющихся экспериментальных данных. Энергии вращательных уровней рассчитывались с использованием параметризации Харриса. Были также рассчитаны волновые функции ротационных состояний. В [14] приведены параметры гамильтониана модели для ядра ^{156}Gd и таблицы с коэффициентами смешивания базовых волновых функций. Ранее эта же модель была нами применена для изучения кориолисова смешивания полос состояний в изотопах $^{158,160}\text{Gd}$ [15–17].

В настоящей работе, используя волновые функции, рассчитанные в [14], мы исследуем вероятности электрических $E2$ -переходов в ядре ^{156}Gd .

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ γ -ПЕРЕХОДЫ

Выражение для приведенной вероятности $E2$ -перехода из некоторого состояния ядра со спином I_i входящего в полосу, построенную на внутреннем возбуждении ядра K_i , $I_i K_i$, на уровень основной полосы $I_f 0_1$ имеет следующий вид:

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

Матричный элемент оператора квадрупольного электрического перехода $\hat{m}(E2)$ между этими состояниями в модели [13] определяется формулой:

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

Здесь квантовое число K принимает значения $K_n = 0_2, 0_3, 0_4, 0_5, 1_v^+, 2_1$ и 2_2 .

Величины m_{K_n} в (2) – это матричные элементы $E2$ оператора между внутренними волновыми функциями основной полосы ($K_v^\pi = 0_1^+$) и прочих полос, включенных в базис гамильтониана модели [14]; Q_0 – внутренний квадрупольный момент ядра; $\psi_{KK'}^I$ – амплитуды смешивания состояний

разных полос с одинаковым угловым моментом I из-за взаимодействия Кориолиса; $C_{I_i K_i; 2K_i + K_f}^{I_f K_f}$ – коэффициенты Клебша–Гордана.

В ротационных полосах с $K^\pi = 0^+$ имеются только состояния с четными значениями спинов. Поэтому формула (2) для переходов из нечетных I уровней полос $K^\pi = 2_1^+, 2_2^+$ и 1_v^+ на $(I \pm 1)$ уровни основной полосы имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \langle (I \pm 1) 0_1 | \hat{m}(E2) | I K_i^\pi \rangle = \\ = (2I + 1)^{1/2} \left[\sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \sum_n \psi_{K_n,0_1}^{(I \pm 1)} \psi_{K_n,K_i}^I C_{I K_n; 20}^{(I \pm 1) K_n} + \right. \\ \left. + \sqrt{2} \psi_{0_1,0_1}^{(I \pm 1)} \sum_n (-1)^{K_n} m_{K_n} \psi_{K_n,K_i}^I C_{I K_n; 2-K_n}^{(I \pm 1) 0} \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

При низких спинах первое слагаемое в уравнении (3) мало, его можно не учитывать и формулу (3) написать в виде:

$$\begin{aligned} \langle (I \pm 1) 0_1 | \hat{m}(E2) | I K_i \rangle = \\ = \sqrt{2(2I + 1)} \psi_{0_1,0_1}^{(I \pm 1)} \sum_n (-1)^{K_n} m_{K_n} \psi_{K_n,K_i}^I C_{I K_n; 2-K_n}^{(I \pm 1) 0}. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь $K_n = 2_1, 2_2$ и 1_v^+ .

Для отношений вероятностей переходов из I -нечетных состояний с полосы $K^\pi = 2_1^+$ можно написать следующее выражение:

$$\begin{aligned} R_{I,2_1} = \frac{B(E2; I 2_1 \rightarrow (I - 1) 0_1)}{B(E2; I 2_1 \rightarrow (I + 1) 0_1)} = \\ = \left| \frac{\sqrt{I - 1} \sum_{v=1,15} m_{1_v} \psi_{1_v,2_1}^{I-1} + \sqrt{I + 2} \sum_{v=1,2} m_{2_v} \psi_{2_v,2_1}^I}{-\sqrt{I + 2} \sum_{v=1,15} m_{1_v} \psi_{1_v,2_1}^I + \sqrt{I - 1} \sum_{v=1,2} m_{2_v} \psi_{2_v,2_1}^{I-1}} \right|^2. \quad (5) \end{aligned}$$

Согласно Бенгтссону–Фрауендорфу и Бору–Моттельсону, основная полоса при низких спинах почти не возмущена и, следовательно, $\psi_{0_1,0_1}^{(I-1)} \approx \psi_{0_1,0_1}^{(I+1)} \approx 1$.

В адиабатическом приближении для приведенной вероятности $E2$ -перехода из вибрационных полос с $K^\pi = 0^+$ и $K^\pi = 2^+$ справедливо следующее выражение:

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

Эта формула позволяет определить параметры $m_{0_2}, m_{0_3}, m_{0_4}, m_{0_5}, m_{2_1}$ и m_{2_2} в формулах (2)–(5), основываясь на экспериментальных данных о вероятностях переходов из 2^+ -уровней соответствующих полос. Однако так определяются лишь их абсолютные значения, а знаки остаются неизвестными.

Таблица 1. Амплитуды смешивания базовых состояний $\psi_{K_n 0_2}^I$ для $K^\pi = 0_2^+$ полосы ядра ¹⁵⁶Gd

<i>I</i>	<i>K_n</i>							
	0 ₁ ⁺	0 ₂ ⁺	0 ₃ ⁺	0 ₄ ⁺	0 ₅ ⁺	1 ₁ ⁺	2 ₁ ⁺	2 ₂ ⁺
2	-0.0052	0.9927	0.0261	0.0176	0.0068	0.0279	0.0927	0.0011
4	-0.0183	0.9516	0.0808	0.0599	0.0231	0.0555	0.2534	0.0043
6	-0.0385	0.8926	0.1404	0.1186	0.0460	0.0829	0.3496	0.0087
8	-0.0638	0.8353	0.1872	0.1815	0.0708	0.1068	0.3890	0.0135
10	-0.0922	0.7835	0.2177	0.2395	0.0942	0.1260	0.3988	0.0179
12	-0.1222	0.7378	0.2352	0.2884	0.1143	0.1404	0.3951	0.0216

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

В качестве примера мы привели в табл. 1 структуру волновых функций состояний полосы с $K^\pi = 0_2^+$, рассчитанную в [14]. Хотя базис модельного гамильтониана включает в себя 15 полос с $K^\pi = 1_v^+$, в таблице представлен один компонент — $K^\pi = 1_1^+$ ($\psi_{1_1 0_2}^I$). Компоненты $\psi_{1_1 0_2}^I$ других $K^\pi = 1_v^+$ полос определяются по формуле:

$$\psi_{1_1 0_2}^I = \psi_{1_1 0_2}^I \frac{\omega_{1_1} - \omega_{0_2}}{\omega_{1_1} - \omega_{0_2}}, \tag{7}$$

где ω_{1_v} — энергия основания полосы с $K^\pi = 1_v^+$, а ω_{0_2} — энергия основания полосы с $K^\pi = 0_2^+$, значения которых взяты равными экспериментальным [1, 2].

Из табл. 1 видно, что в полосе с $K^\pi = 0_2^+$ другие компоненты $\psi_{K 0_2}^I$ смешивающихся полос увеличиваются с ростом спина *I*. Такая картина наблюдается и в других вращательных полосах [14]. Этот результат обусловлен взаимодействием Кориолиса и демонстрирует неадиабатичность вращательного движения. Стоит отметить, что хотя в настоящей работе исследуются электрические гамма переходы, включение в базис модели полос с основаниями $K^\pi = 1_v^+$ необходимо, т.к. именно благодаря им взаимодействие Кориолиса, изменяющее квантовое число *K* на 1, смешивает полосы с $K^\pi = 0^+$ и $K^\pi = 2^+$.

Абсолютные значения параметров m_{0_2} , m_{0_3} , m_{0_4} , m_{0_5} , m_{2_1} и m_{2_2} из (2) были рассчитаны, используя соотношение (6) и экспериментальные значения $B(E2; 2K_i \rightarrow 00_1)$ [1]. Поскольку экспериментальные данные о вероятностях *E2*-переходов из состояний полос с $K^\pi = 1_v^+$ отсутствуют, численные значения m_{1_v} и знаки параметров m_{1_v} , m_{2_1} и m_{2_2} определялись из условия наилучшего описания

данных об отношениях R_{I2} , (5) для переходов из состояний с нечетными спинами полосы $K^\pi = 2_1^+$ [1, 10]. При этом все матричные элементы m_{1_v} предполагались одинаковыми ($m_{1_v} = m_1$). Знаки m_{0_2} , m_{0_3} , m_{0_4} , m_{0_5} определялись по наилучшему согласию экспериментальных значений приведенных вероятностей *E2*-переходов из ротационных уровней полос с $K^\pi = 0_2^+$ —, 0_3^+ — и из состояний с четными спинами полосы с $K^\pi = 2_1^+$ — [1].

Значение квадрупольного момента Q_0 взято из эксперимента [6]. Использованные в вычислениях численные значения параметров m_{K_n} и Q_0 приведены в табл. 2. Знаки всех параметров m_{K_n} , приведенных в табл. 2, кроме m_{0_2} совпадают со знаками этих же параметров для ядер ^{158,160}Gd [15–17]. Причина этого, по-видимому, в том, что, в отличие от спектров изотопов ^{158,160}Gd, в спектре ядра ¹⁵⁶Gd полоса с $K^\pi = 0_2^+$ — расположена ниже, чем полоса с $K^\pi = 2_1^+$.

Используя вышеописанные значения параметров, по формуле (2) вычислены вероятности межполосных и внутриволосных *E2*-переходов. На рис. 1 изображены как функции спина начального состояния *I_i* рассчитанные нами приведенные вероятности *E2*-переходов внутри основной полосы $B(E2; I_i 0_1 \rightarrow I_f 0_1)$ (Theor.), а также их экспериментальные значения [1]. Кроме того, здесь же представлены результаты теоретических

Таблица 2. Значения параметров m_K и внутреннего квадрупольного момента Q_0 , использованные в расчетах для изотопа ¹⁵⁶Gd (в единицах *e* Фм²)

<i>A</i>	Q_0 [6]	m_{0_2}	m_{0_3}	m_{0_4}	m_{0_5}	m_{1_v}	m_{γ_1}	m_{γ_2}
156	687	-14.0	14.4	10.0	-2.0	-13.0	25.0	8.0

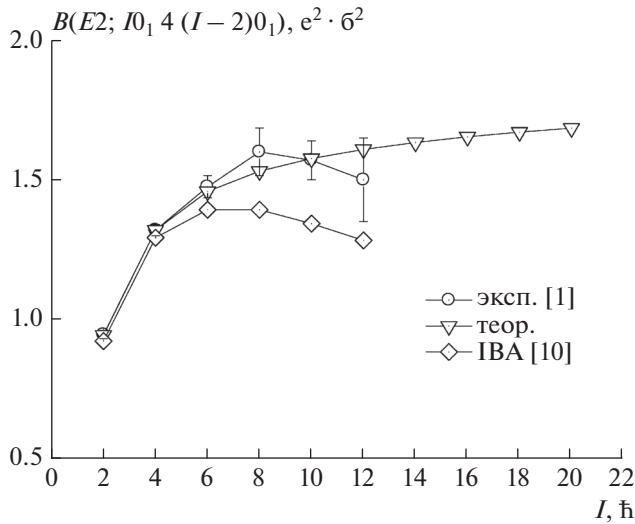


Рис. 1. Квадрупольные электрические переходы в основной (0_1) полосе. (∇ — теоретические значения, полученные в настоящей работе; \circ — эксперимент [1]; \diamond — результаты расчета в рамках ИВА [10]).

расчетов в рамках модели взаимодействующих бозонов (ИВА) [10]. Как видно, наши результаты для $B(E2; I_i 0_1 \rightarrow I_f 0_1)$ совпадают с экспериментальными в пределах экспериментальных ошибок. В работе [10] значения $B(E2; I_i 0_1 \rightarrow I_f 0_1)$ получились заметно меньше экспериментальных, хотя их поведение в зависимости от спина I_i ближе к экспериментально наблюдаемому.

В табл. 3 приведены рассчитанные нами значения $B(E2)$ для $E2$ -переходов из состояний полос с $K^\pi = 2_1^+, 0_2^+$ и 0_3^+ — на уровни основной полосы и соответствующие экспериментальные данные [1–6]. Экспериментальные вероятности переходов из состояний полосы $K^\pi = 2_1^+$ известны для уровней со спинами вплоть до $I = 5$, для полосы $K^\pi = 0_2^+$ вплоть до $I = 4$, а для полосы $K^\pi = 0_3^+$ только для состояния с $I = 2$. В работах [4, 6] были измерены вероятности переходов из состояния $I = 4^+$ полосы $K^\pi = 0_3^+$. Надо отметить, что в работах [1, 5] во многих случаях велики экспериментальные ошибки. Для переходов $2^+ 0_2 \rightarrow 4^+ 0_1$ и

Таблица 3. Приведенные вероятности $E2$ -переходов из состояний $K^\pi = 2_1^+, 0_2^+$ и 0_3^+ —полос на состояния основной полосы (0_1)

$I_i K_i$	$I_f K_f$	$B(E2), e^2 \Phi_M^4$		
		Эксп. [1]	Эксп. [5]	Настоящая работа
$2^+ 2_1$	$0^+ 0_1$	233(8)	175(35)	237
$2^+ 2_1$	$2^+ 0_1$	361(13)	255(55)	354
$2^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	38(2)	40(9)	43
$3^+ 2_1$	$2^+ 0_1$	364(70)	385(75)	379
$3^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	255(50)	255(55)	264
$4^+ 2_1$	$2^+ 0_1$	90(+20, -25)	95(25)	151
$4^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	509(+115, -145)	565(155)	346
$5^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	399(+1000, -250)	500(380)	283
$5^+ 2_1$	$6^+ 0_1$	549(+1700, -400)	745(565)	369
$2^+ 0_2$	$0^+ 0_1$	31.4(30)	43(15)	51
$2^+ 0_2$	$2^+ 0_1$	165(15)	235(75)	106
$2^+ 0_2$	$4^+ 0_1$	205(20)	275(95)	33
$4^+ 0_2$	$2^+ 0_1$	65(+25, -35)	79(32)	81
$4^+ 0_2$	$4^+ 0_1$	—	159(61)	162
$4^+ 0_2$	$6^+ 0_1$	105(+35, -55)	130(50)	5
$2^+ 0_3$	$0^+ 0_1$	15.4(2)	11(4)	25
$2^+ 0_3$	$2^+ 0_1$	21(+3, -2)	4.3(17)	57
$2^+ 0_3$	$4^+ 0_1$	215(25)	153(58)	153
$4^+ 0_3$	$2^+ 0_1$	15(4) [4, 6]	—	26
$4^+ 0_3$	$4^+ 0_1$	230(20) [4, 6]	—	75
$4^+ 0_3$	$6^+ 0_1$	370(30) [4, 6]	—	167

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

IK	$I_1 0_1$	$I_2 0_1$	R_{JK} (эксперимент)	Настоящая работа	Правило Алаги [12]
$2^+ 2_1$	$2^+ 0_1$	$0^+ 0_1$	1.55(1) [1] 1.75(55) [10] 1.54(5) [6] 1.56(17) [11]	1.50	1.43
$2^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	0.106(3) [1] 0.101(6) [10] 0.105(3) [11]	0.122	0.05
$3^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	0.70(3) [1] 0.77(15) [4] 0.56(21) [10] 0.67(18) [6]	0.70	0.40
$4^+ 2_1$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	6.03(12) [1] 5.9(6) [4] 5.38(29) [10] 5.81(24) [12]	2.29	2.95
$4^+ 2_1$	$6^+ 0_1$	$4^+ 0_1$	0.046(8) [1] 0.030(6) [6]	0.33	0.09
$5^+ 2_1$	$6^+ 0_1$	$4^+ 0_1$	1.44(15) [1] 1.40(16) [4] 1.41(16) [6] 1.45(19) [11]	1.30	0.57
$6^+ 2_1$	$6^+ 0_1$	$4^+ 0_1$	5.9(14) [10] 3.7 (3) [1]	2.05	3.71
$7^+ 2_1$	$8^+ 0_1$	$6^+ 0_1$	2.0(12) [10]	1.92	0.67
$9^+ 2_1$	$10^+ 0_1$	$8^+ 0_1$	2.5(12) [10]	2.57	0.73
$2^+ 0_2$	$2^+ 0_1$	$0^+ 0_1$	5.50(38) [1] 5.06(51) [4] 5.26(25) [6]	2.10	1.43
$2^+ 0_2$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	1.18(8) [1] 1.10(11) [4] 1.17(5) [6]	0.31	1.8
$4^+ 0_2$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	2.20(17) [1] 2.30(22) [4] 2.94(35) [6]	2.01	0.91
$4^+ 0_2$	$6^+ 0_1$	$4^+ 0_1$	0.71(33) [1] 0.65(9) [4] 0.7(3) [6]	0.2	1.75
$6^+ 0_2$	$6^+ 0_1$	$4^+ 0_1$	1.59(50) [1] 1.2(8) [10]	1.76	0.81
$8^+ 0_2$	$8^+ 0_1$	$6^+ 0_1$	1.98(22) [1]	1.32	0.59
$10^+ 0_2$	$10^+ 0_1$	$8^+ 0_1$	18.5 (13) [1] >1.7 [10]	0.95	0.74

Таблица 4. Окончание

IK	$I_1 0_1$	$I_2 0_1$	R_{IK} (эксперимент)	Настоящая работа	Правило Алаги [12]
$2^+ 0_3$	$2^+ 0_1$	$0^+ 0_1$	3.94(18) [1] 0.55(17) [4] 0.50(15) [11]	2.30	1.43
$2^+ 0_3$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	3.58(12) [1] 25(8) [4] 28(8) [11]	2.69	1.8
$4^+ 0_3$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	15(4) [4] 16(5) [11]	2.84	0.91
$4^+ 0_3$	$6^+ 0_1$	$4^+ 0_1$	1.6(2) [4] 3.0(3) [11]	2.23	1.75
$3^+ 2_2$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	1.41(12) [1]	0.95	0.40
$4^+ 2_2$	$4^+ 0_1$	$2^+ 0_1$	7.19(102) [1]	4.53	2.95

$4^+ 0_2 \rightarrow 6^+ 0_1$ рассчитанные нами значения $B(E2)$ получились намного меньше экспериментальных. Несмотря на эти исключения, можно утверждать, что в целом результаты наших расчетов из табл. 3 согласуются с имеющимися экспериментальными данными удовлетворительно.

Неадиабатичность вращательного движения в ^{156}Gd заметнее проявляется в отношениях $R_{IK} = B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f 0_1) / B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f' 0_1)$. Экспериментальные значения отношений R_{IK} определяют, используя интенсивности $\Gamma^\gamma(I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)$ и энергии $E^\gamma(I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)$ – γ -переходов с помощью следующей формулы:

$$R_{IK} = \frac{B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)}{B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f' 0_1)} = \left(\frac{\Gamma^\gamma(I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)}{\Gamma^\gamma(I_i K_i \rightarrow I_f' 0_1)} \right) \left(\frac{E^\gamma(I_i K_i \rightarrow I_f' 0_1)}{E^\gamma(I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)} \right)^5 \quad (8)$$

В табл. 4 приведены теоретические и экспериментальные значения отношений $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1 0_1) / B(E2; IK \rightarrow I_2 0_1)$ для переходов с уровней полос с $K_i^\pi = 2_1^+, 0_2^+$ и 0_3^+ на уровни основной полосы. В табл. 4 также приведены значения R_{IK} , рассчитанные в адиабатическом приближении [12]. Различия адиабатических и рассчитанных нами отношений R_{IK} заметны даже при малых значениях спинов. Это связано с тем, что полосы $K_i^\pi = 2_1^+, 0_2^+$ и 0_3^+ расположены близко друг к другу [1, 14]. Заметим, что энергии основа-

ний группы полос с $K_i^\pi = 2_2^+, 0_4^+$ и 0_5^+ также расположены близко друг к другу [1, 14]. По-видимому, по этой причине экспериментальные значения отношений R_{IK} из состояний $I = 3$ и $I = 4$ полосы с $K_i^\pi = 2_2^+$ в 2–3 раза больше адиабатических значений (см. табл. 4), что согласуется и с нашими расчетами. Представляется интересным дальнейшее экспериментальное изучение электрических переходов из состояний $K_i^\pi = 2_2^+, 0_4^+$ и 0_5^+ полос. Можно заключить, что наши результаты удовлетворительно описывают экспериментальные данные.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы эффекты неадиабатичности ротационного движения, которые проявляются в вероятностях электрических квадрупольных переходов между состояниями низколежащих вращательных полос ядра ^{156}Gd .

Приведенные вероятности внутриволосных и межполосных $E2$ -переходов и их отношения были рассчитаны в рамках ранее предложенной [13] феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание основной ротационной полосы и полос, построенных на внутренних состояниях с $K^\pi = 0^+$, $K^\pi = 2^+$ и $K^\pi = 1^+$.

Рассчитанные теоретические значения приведенных вероятностей $E2$ -переходов из состояний полос с $K^\pi = 0_2^+$, $K^\pi = 0_3^+$, $K^\pi = 2_1^+$ и $K^\pi = 2_2^+$ и их отношений в целом удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Отклонения от правил Алаги отношений $E2$ -переходов из состояний ротационных низко-

лежащих полос с $K^\pi = 0_2^+$, $K^\pi = 0_3^+$ и $K^\pi = 2_2^+$ значительны даже при малых спинах, что удовлетворительно воспроизводится в наших расчетах. Представляется интересным получить экспериментальную информацию об энергиях и интенсивностях $E2$ -переходов из состояний полос с $K_i^\pi = 2_2^+$, 0_4^+ и 0_5^+ , где можно ожидать схожее проявление неадиабатичности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственной научно-технической программы фундаментальных исследований Республики Узбекистан (проект № ОТ-Ф2-75).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reich C.W. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2537.
2. Pitz H.H., Berg U.E.P., Heil R.D. et al. // Nucl. Phys. 1989. V. A492. P. 411.
3. McGowan F.K., Milner W.T. // Phys. Rev. 1981. V. C23. Art. No. 1926.
4. Backlin A., Hedin G., Fogelberg B. et al. // Nucl. Phys. 1982. V. A380. P. 189.
5. Aprahamian A., de Haan R.C., Leshner S.R. et al. // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. No. 034303.
6. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М., Залюбовский И.И. Справочник по ядерной физике. Ташкент: Фан, 1989.
7. Rud N., Ewan G. T., Christy A. et al. // Nucl. Phys. 1972. V. A191. P. 545.
8. Sie S.H., Ward D., Geiger J.S. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A291. P. 443.
9. Kearns F., Varley G., Dracoulis G.D. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A278. P. 109.
10. Konijn J., Be Boer F.W.N., Van Poelgeest A. et al. // Nucl. Phys. 1981. V. A352. P. 191.
11. Iwata Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 49. P. 2114.
12. Alaga G. // Nucl. Phys. 1957. V. 4. P. 625.
13. Усманов П.Н., Михайлов И.Н. // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28. № 4. С. 887; Usmanov P.N., Mikhailov I.N. // Phys. Part. Nucl. 1997. V. 28. No. 4. P. 348.
14. Usmanov P.N., Yusupov E.K. // ИУМ Eng. J. 2021. V. 22. No. 1. P. 167.
15. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К., Салихбаев У.С. // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 19. № 6. С. 509; Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K., Salikhbaev U.S. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 19. No. 6. P. 706.
16. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1174; Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 968.
17. Усманов П.Н., Охунов А.А., Абу Х. Кассим и др. // УФЖ. 2018. Т. 20. № 6. С. 339.

Electric properties of rotation states in ^{156}Gd

P. N. Usmanov^{a, *}, A. I. Vdovin^b, E. K. Yusupov^a

^aNamangan Institute of Engineering and Technology, Namangan, 160115 Uzbekistan

^bBogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: usmanov1956.56@mail.ru

The available experimental data of the literary and electronic nuclear database for the nuclide ^{156}Gd were compiled and analyzed. Probabilities of in-band and inter-band quadrupole electrical transitions were calculated within the framework of a phenomenological model taking into account Coriolis mixing of the states of rotational bands. The calculated values of the reduced transition probabilities and their ratios are compared with the available experimental data. A satisfactory agreement between theoretical results and experimental data is obtained. The nonadiabaticities manifested in the ratios of quadrupole transition probabilities from the rotational bands build on vibrational states to the ground band are discussed.