

УДК 539.142

## МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА $^{156}\text{Gd}$

© 2023 г. П. Н. Усманов<sup>1, \*</sup>, А. И. Вдовин<sup>2</sup>, Э. К. Юсупов<sup>1</sup>, Ш. Р. Нетьматжонов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан

<sup>2</sup>Международная межправительственная организация “Объединенный институт ядерных исследований”,  
Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Дубна, Россия

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

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Для ядра  $^{156}\text{Gd}$  были проведены теоретические расчеты в рамках феноменологической модели с учетом кориолисова смешивания состояний низколежащих ротационных полос положительной четности. Кориолисово взаимодействие позволяет объяснить наблюдающиеся в свойствах возбужденных состояний эффекты неадиабатичности. Рассчитаны приведенные вероятности  $M1$ -переходов  $B(M1)$  и коэффициенты смеси мультиполей  $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$  для переходов из вибрационных состояний. Изучены закономерности изменения вероятностей  $M1$ -переходов из состояний смешивающихся полос в зависимости от полного углового момента. Получено удовлетворительное согласие теоретических результатов с экспериментальными данными.

**DOI:** 10.31857/S0367676523702058, **EDN:** ZCEDUW

### ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные о низколежащей части спектра возбуждений ядра  $^{156}\text{Gd}$  с энергией  $E_x < 2$  МэВ, полученные в реакциях  $(\alpha, 2n)$ ,  $(n, \gamma)$  и  $(n, n' \gamma)$  на ядре  $^{156}\text{Gd}$  достаточно многочисленны [1]. Известны пять вращательных полос, построенных на основаниях с  $K^\pi = 0^+$ , две полосы с основаниями  $K^\pi = 2^+$  и пятнадцать дипольных уровней  $1^+$ . Определены энергии  $1^+$  уровней, а для одиннадцати из них – вероятности  $B(M1) \uparrow$  возбуждения [2]. Эти данные очень важны для систематики и поиска соответствующих уровней в соседних ядрах.

Экспериментально определены приведенные вероятности  $E2$ - и  $M1$ -переходов из состояний  $K^\pi = 0_2^+, 0_3^+$ - и  $K^\pi = 2_1^+$ -полос на уровни основной полосы, а также отношения вероятностей  $E2$ -переходов и коэффициенты смеси мультиполей  $\delta(E2/M1)$  и магнитные моменты [1–11].

Интересные экспериментальные данные о свойствах ножничного  $1^+$  уровня с энергией  $E_x = 3070$  кэВ были получены в работе [12]. В частности, впервые был обнаружен ротационный  $2^+$  уровень, построенный над ножничным

состоянием и определена его энергия  $E_{1^+}(2^+) = 3089(1)$  кэВ, т.е. это ротационное состояние расположено на 19 кэВ выше основания полосы. Кроме того, впервые было определено экспериментальное значение вероятности  $E2$ -перехода с ножничного состояния  $1^+$  на первый возбужденный  $2^+$  уровень основной полосы ядра  $^{156}\text{Gd}$ .

Как известно, в первом приближении вращение аксиально-симметричного ядра может рассматриваться, по крайней мере при малых угловых моментах, как независимая мода ядерных возбуждений, слабо связанная с другими степенями свободы (например, одночастичными). Такое приближение называют адиабатическим. Оно работает и для вращательного движения, построенного на нижайших возбужденных состояниях ядра иной природы, например, колебательных. Основным указанием на адиабатический характер ядерного вращения считается тот факт, что вращательные уровни образуют полосы, в которых энергии уровней с хорошей точностью следуют закономерности характерной для твердого ротатора –  $I(I+1)$ , где  $I$  – спин уровня в полосе. В адиабатическом приближении ротационные полосы не смешиваются и отношения вероятностей электромагнитных переходов из состояний одной из полос  $|I_i K_i\rangle$  на разные уровни другой полосы

$|I_f K_f\rangle$  (например, основной, т.е. построенной на основном состоянии ядра) равны квадратам отношений соответствующих коэффициентов Клебша–Гордана. Эти геометрические соотношения называют правилами ветвления или правилом Алаги [13–15].

Данные экспериментов указывают на отклонения от правил адиабатического приближения (см. [1, 6, 14–16] и ссылки в этих работах). Эти отклонения усиливаются с ростом энергии возбужденных состояний ядра. Они видны и в экспериментальных энергиях уровней ротационных полос с высокими спинами, и в отклонениях вероятностей электромагнитных переходов из состояний полос от правил Алаги. Такие отклонения характеризуют как проявления неадиабатичности ядерного вращения. Причиной этих отклонений – в широком смысле слова – является связь вращательных и внутренних возбуждений ядра – колебательных или одночастичных. Одно из важных проявлений этой связи – взаимодействие Кориолиса.

В работах [17, 18] в рамках феноменологической модели [16], учитывающей кориолисово взаимодействие, были рассчитаны некоторые характеристики состояний ядра  $^{156}\text{Gd}$  – энергии, волновые функции, вероятности электрических переходов и их отношения, оценена роль неадиабатических эффектов.

В настоящей работе мы продолжаем изучение свойств ротационных состояний ядра  $^{156}\text{Gd}$ . Используя волновые функции, полученные в [17], мы рассчитали приведенные вероятности  $M1$ -переходов и другие магнитные характеристики состояний ротационных полос. Изучено влияние вращения на магнитные характеристики возбужденных состояний.

Используемая феноменологическая модель в деталях изложена в обзоре [16]. Ранее эта модель была нами успешно применена для изучения кориолисова смешивания полос состояний в изотопах  $^{156,158,160}\text{Gd}$  [18–22] и  $^{170,172,174}\text{Yb}$  [23, 24].

### ВЕРОЯТНОСТИ $M1$ -ПЕРЕХОДОВ И КОЭФФИЦИЕНТЫ СМЕСИ МУЛЬТИПОЛЕЙ $\delta(E2/M1)$

В рамках модели [16] выражение для приведенной вероятности  $B(M1)$  перехода из состояния  $I_i K_i$  на уровень  $I_f 0_1$  основной полосы имеет следующий вид:

$$B(M1; I_i K_i \rightarrow I_f 0_1) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f 0_1 | \hat{m}(M1) | I_i K_i \rangle|^2, \quad (1)$$

где  $\hat{m}(M1)$  – магнитный дипольный оператор;  $I_i$  и  $I_f$  – полные угловые моменты (спины) начального и конечного состояний ядра.

Приведем выражение для приведенного матричного элемента  $M1$ -перехода из формулы (1):

$$\langle I' 0_1 | \hat{m}(M1) | I K \rangle = \sqrt{\frac{3(2I+1)}{4\pi}} \times \left( \sum_{K_1=1}^2 (g_{K_1} - g_R) K_1 \psi_{K_1, K}^I \psi_{K_1, 0}^{I'} C_{IK_1 10}^{I' K_1} + \frac{\sqrt{6}}{10} \sum_{\nu} m_{i\nu}^+ (\psi_{0, 0}^{I'} \psi_{1\nu, K}^I - \psi_{1\nu, 0}^{I'} \psi_{0, K}^I) C_{I1; 1-1}^{I' 0} \right), \quad (2)$$

где  $m_{i\nu}^+ = \langle 0_1^+ | \hat{m}(M1) | 1_{\nu}^+ \rangle$  – матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной и  $1_{\nu}^+$ -полос;  $C_{I_i K_i; 1(K_1+K_f)}^{I_f K_f}$  – коэффициенты Клебша–Гордана;  $\psi_{K, K}^I$  – амплитуды смешивания базисных состояний;  $g_K$  – внутренний  $g$ -фактор полосы с  $K \neq 0$ ,  $g_R = Z/A$  – гиромагнитный фактор, связанный с вращением.

В нечетных состояниях полос с  $K^{\pi} \neq 0^+$  компонента волновой функции  $\psi_{0, K}^I = 0$ , т.к. в основной полосе отсутствуют состояния с нечетными спинами. Поэтому приведенный матричный элемент (2) для переходов из  $I$ -нечетных уровней полос с  $K^{\pi} \neq 0^+$  в состояния  $I' = (I \pm 1)$  имеет следующий вид:

$$\langle I' 0_1 | \hat{m}(M1) | I K \rangle = \sqrt{\frac{3(2I+1)}{4\pi}} \times \left( \sum_{K_1=1}^2 (g_{K_1} - g_R) K_1 \psi_{K_1, K}^I \psi_{K_1, 0}^{I'} C_{IK_1 10}^{I' K_1} + \frac{\sqrt{6}}{10} \sum_{\nu} m_{i\nu}^+ \psi_{0, 0}^{I'} \psi_{1\nu, K}^I C_{I1; 1-1}^{I' 0} \right). \quad (3)$$

Из формул (2)–(3) ясно видно, что  $M1$ -переходы между основной полосой и полосой с  $K^{\pi} = 2^+$  возможны лишь благодаря примесям в их волновых функциях компонент  $\psi_{1\nu, K}^I$ , связанных с уровнями  $1^+$ . Последние же появляются в результате взаимодействия Кориолиса, смешивающего полосы с  $\Delta K = 1$ . В адиабатическом приближении такие  $M1$ -переходы запрещены.

В адиабатическом приближении приведенная вероятность  $M1$  перехода из состояний полос с  $K^{\pi} = 1^+$  на уровни основной полосы имеет следующий вид:

$$B^A(M1; 1_{\nu} \rightarrow I' 0_1) = \left(\frac{3}{4\pi}\right) \cdot 0.06 \cdot \left(m_{i\nu}^+ C_{I1; 1-1}^{I' 0}\right)^2. \quad (4)$$

Адиабатическая формула для  $M1$ -переходов внутри полос с  $K^\pi \neq 0^+$  имеет следующий вид:

$$B^A(M1; IK \rightarrow (I+1)K) = \left(\frac{3}{4\pi}\right) \left[ (g_K - g_R) K \cdot C_{IK;10}^{(I+1)K} \right]^2. \quad (5)$$

Наряду с приведенными вероятностями  $M1$ -переходов важную информацию содержат коэффициенты смеси мультиполей  $\delta(E2/M1)$ , которые вычисляются по формуле:

$$\delta(IK \rightarrow I'0_1) = 0.834E_\gamma \text{ (МэВ)} \frac{\langle IK \|\hat{m}(E2)\| I'0_1 \rangle}{\langle IK \|\hat{m}(M1)\| I'0_1 \rangle} \left( \frac{e \cdot \text{б}}{\mu_N} \right), \quad (6)$$

где  $\hat{m}(E2)$  – электрический квадрупольный оператор. Здесь  $E_\gamma$  – энергия  $\gamma$ -перехода в единицах МэВ;  $\langle IK \|\hat{m}(E2)\| I'0_1 \rangle$  и  $\langle IK \|\hat{m}(M1)\| I'0_1 \rangle$  – приведенные матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной и  $1_v^+$  – полос в единицах барн (б) и ядерный магнетон ( $\mu_N$ ).

В адиабатическом приближении формула (6) для переходов из  $|1_v^+\rangle$  состояний на состояния  $|(I \pm 1)0_1\rangle$  основной полосы имеет вид:

$$\delta^A(I1_v \rightarrow (I+1)0_1) = -9.855E_\gamma \left( \frac{m_{1_v}}{m'_{1_v}} \right) \sqrt{\frac{I+2}{I}} \quad (7)$$

и

$$\delta^A(I1_v \rightarrow (I-1)0_1) = 9.855E_\gamma \left( \frac{m_{1_v}}{m'_{1_v}} \right) \sqrt{\frac{I-1}{I+1}} \quad (8)$$

где  $m_{1_v} = \langle gr \|\hat{m}(E2)\| 1_v \rangle$  – матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной полосы  $K^\pi = 0_1^+$  и полос с  $K^\pi = 1_v^+$ .

### ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Параметры  $g_K$  и  $m'_{1_v}$  необходимые для описания магнитных характеристик состояний определялись следующим образом. Значение параметра  $g_R$  – определяли по общепринятой формуле  $g_R = \frac{Z}{A}$  для деформированных ядер, поскольку для ядра  $^{156}\text{Gd}$  отсутствуют экспериментальные данные для  $M1$ -переходов внутри  $K^\pi = 2_{1,2}^+$  полос. Из систематики гиромангнитных отношений для деформированных ядер редкоземельной и трансурановой областей следует  $g_R \approx 0.4 \pm 0.1$ .

Для параметра  $g_K$  были использованы значения, определенные ранее для ядра  $^{158}\text{Gd}$  [19]. Вли-

яние указанных параметров на рассчитанные значения магнитных моментов состояний  $K^\pi = 0_2^+$ ,  $K^\pi = 2_1^+$ ,  $K^\pi = 1^+$  полос и вероятности внутрислоосных переходов заметно. Однако на вероятности переходов между состояниями разных ротационных полос они влияют слабо. В межслоосных переходах в формуле (2) важную роль играет часть формулы, где присутствуют параметры  $m'_{1_v}$ . Их значения определялись по формуле

$$m'_{1_v} = \sqrt{\frac{B(M1; 0gr \rightarrow 11_v^+)}{0.014325}}, \quad (9)$$

где для  $B(M1; 0gr \rightarrow 11_v^+)$  использовались экспериментальные данные [1]. Значения  $m'_{1_v}$ , определенные по формуле (9) для  $1_v^+$  уровней с номерами  $v$  2 и 7–15 и соответствующие экспериментальные значения  $B(M1; 0gr \rightarrow 11_v^+)$  приведены в табл. 1. Для уровней с номерами  $v = 1, 3, 4$  коэффициенты  $m'_{1_v}$  определялись по экспериментальным данным о коэффициентах смеси мультиполей (см. (7) и табл. 3). Входящие в формулы (7) и (8) параметры  $m_{1_v}$  взяты из работы [16], где исследовались электрические свойства состояний положительной четности ядра  $^{156}\text{Gd}$ . Поскольку для  $1_v^+$  состояний с  $E_x = 2301$  кэВ ( $v = 5$ ) и  $E_x = 2361$  кэВ ( $v = 6$ ) экспериментальные данные по вероятностям  $M1$ -переходов отсутствуют, для этих уровней расчеты  $B(M1)$  – факторов и коэффициентов смешивания мультиполей  $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$  не проводились.

Рассчитанные нами значения  $B(M1)$  для  $M1$ -переходов из оснований полос  $K^\pi = 1_v^+$  на состояния со спинами  $I = 0$  и  $I = 2$  основной полосы и соответствующие экспериментальные данные представлены в табл. 1. Результаты расчетов получились несколько противоречивыми. Теоретические значения  $B(M1)_{\text{теор}}$  для состояний  $1_v^+$ ,  $v$  в интервале 7–15 неплохо согласуются с экспериментальными<sup>1</sup> как для переходов на уровень  $0_{gr}^+$ , так и на уровень  $2_1^+$  основной полосы. В то же время теоретические значения  $B(M1; 0gr, 2_1^+ \rightarrow 11_2^+)$  для уровня  $1_2^+$  получились намного больше экспериментальных величин. Также представляются слишком большими значения  $B(M1)_{\text{теор}}$  и для уровня  $1_1^+$ . Правда, для этого состояния экспериментальные значения  $B(M1)$  не известны. В то же время модель правильно передает резкое возрас-

<sup>1</sup> Исключением является  $B(M1; 0gr \rightarrow 1^+)$  для уровня  $1_{10}^+$ .

**Таблица 1.** Приведенные вероятности  $B(M1)$  для  $M1$ -переходов из  $1_v^+$  состояний на состояния  $2_1^+$  и  $0_{gr}^+$  основной полосы ядра  $^{156}\text{Gd}$ .  $E_{1_v^+}$  — энергии  $1_v^+$  уровней,  $E_\gamma$  энергии  $\gamma$ -переходов на указанные уровни

$1_v^+$	$E_{1_v^+}$ , кэВ	$E_\gamma(11_v \rightarrow 20_1)$ $E_\gamma(11_v \rightarrow 00_1)$ , кэВ	$m_{1_v}^+$ ( $\mu_N$ )	$B(M1)(\mu_N^2)$	
				эксперимент [1, 2]	теория
$1_1^+$	1965	1877 1965	11.25	—	0.303 0.604
$1_2^+$	2027	1938 2027	-7.82	$0.025_{-9}^{+6}$ $0.066(20)$	0.145 0.292
$1_3^+$	2187	2098 2187	-3.88	—	0.036 0.072
$1_4^+$	2270	2181 2270	-7.34	—	0.128 0.257
$1_5^+$	2301	2212 2301	—	—	—
$1_6^+$	2361	2272 2361	—	—	—
$1_7^+$	2402	2314 2403	-4.8	$0.064_{-25}^{+20}$ $0.109_{-34}^{+22}$	0.055 0.110
$1_8^+$	2785	2696 2785	-4.09	$0.048_{-16}^{+14}$ $0.079_{-22}^{+18}$	0.040 0.080
$1_9^+$	2974	2885 2974	-4.87	0.064(11) 0.113(39)	0.056 0.113
$1_{10}^+$	3010	2921 3010	-0.79	$0.018_{-11}^{+9}$ 0.030(7)	0.0015 0.030
$1_{11}^+$	3050	2961 3050	-2.77	$0.014_{-9}^{+7}$ 0.036(11)	0.018 0.037
$1_{12}^+$	3070	2981 3070	-9.23	$0.254_{-34}^{+30}$ 0.406(30)	0.203 0.407
$1_{13}^+$	3122	3033 3122	-2.64	0.018(2) 0.032(7)	0.021 0.029
$1_{14}^+$	3158	— 3158	-4.87	— 0.113(16)	0.056 0.113
$1_{15}^+$	3218	3129 3218	-4.80	$0.052_{-16}^{+14}$ 0.109(13)	0.055 0.110

тание обоих  $B(M1)$  факторов для уровня  $1_{12}^+$  по сравнению с их значениями для соседних уровней  $1_{11}^+$  и  $1_{13}^+$ . Изменения  $B(M1)$  факторов от одного  $1^+$  уровня к другому коррелируют с изменениями феноменологических параметров  $m_{1_v}^+$ , симулиру-

ющих значения матричных элементов  $M1$ -оператора между основаниями полос. Резкий рост вероятностей  $M1$ -переходов с уровнями  $1_1^+$ ,  $1_2^+$ ,  $1_4^+$  и  $1_{12}^+$  на основную полосу соответствует резкому увеличению абсолютных значений соответствующих параметров  $m_{1_v}^+$ .

Отдельно обсудим описание экспериментальных данных о ножничном состоянии  $1_{12}^+$ . Используя параметры, определенные в работах [17, 18], мы рассчитали энергию вращательного уровня  $2^+$ , построенного на состоянии  $1_{12}^+$  ( $IK^\pi = 21_{12}^+$ ). Получено значение  $E_x(21_{12}^+) = 3111$  кэВ, хорошо согласующееся с экспериментальным (см. Введение). Кроме того, была рассчитана приведенная вероятность  $E2$ -перехода на  $2_1^+$  уровень основной полосы. Получено значение  $B(E2; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+) = 198e^2 \text{ Фм}^4$ , что на два порядка больше экспериментального значения  $B(E2; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+) = 1.9(13)e^2 \text{ Фм}^4$ . Вероятность  $M1$ -перехода  $B(M1; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+)$  наши расчеты воспроизводят неплохо (см. таблицу 1). Однако из-за сильно завышенного теоретического значения вероятности  $B(E2)$  рассчитанное значение коэффициента смешивания мультиполей  $\delta(E2/M1; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+) = -0.78$ , на порядок превосходит экспериментальную оценку  $\delta = -0.07(1)$  для данного перехода.

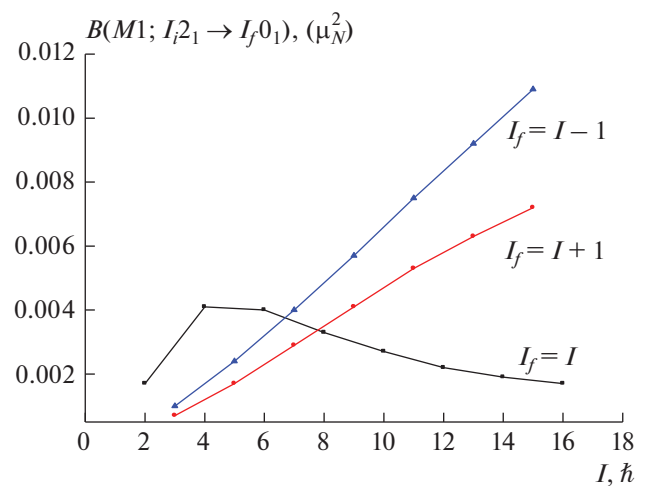
В табл. 2 мы привели значения  $B(M1)_{\text{теор}}$  для переходов из состояний полос  $K^\pi = 0_3^+$  и  $K^\pi = 2_1^+$  на уровни основной полосы. Имеющиеся экспериментальные данные об этих переходах немногочисленны. Для  $\gamma$ -полосы теоретические значения получились заметно больше экспериментальных, для единственного известного перехода на  $0_3^+$ -полосу значение  $B(M1)_{\text{теор}}$  много меньше экспериментального.

В табл. 3 рассчитанные нами коэффициенты смеси мультиполей  $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$  (см. (6)) для переходов из состояний полос  $K^\pi = 0_2^+$ ,  $K^\pi = 0_3^+$ ,  $K^\pi = 2_1^+$  и  $K^\pi = 1_v^+$  на состояния основной полосы сравниваются с экспериментальными данными. Здесь же приведены значения приведенных матричных элементов  $E2$ - и  $M1$ -переходов, использованные при вычислении коэффициентов смеси мультиполей  $\delta(E2/M1)$ . Процедура расчета матричных элементов переходов в рамках данной модели описана в нашей работе [18]. Имея в виду умеренную точность экспериментальных данных, из табл. 3 можно заключить, что в целом модель удовлетворительно воспроизводит как абсолютные значения, так и знаки коэффициентов  $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ . Лучше других описываются коэффициенты смеси мультиполей для переходов с  $1_v^+$  уровней.

**Таблица 2.**  $B(M1)$  величины для переходов из состояний полос с основаниями  $K^\pi = 0_3^+$  и  $2_1^+$  на основную полосу ядра  $^{156}\text{Gd}$ .  $E_\gamma$  – энергии  $\gamma$ -переходов

$IK_i$	$I_f K_f$	$E_\gamma$	$B(M1)(\mu_N^2)$	
			эксперимент [1]	теория
$2^+2_1$	$2^+0_1$	1065.2	$1.07 \cdot 10^{-4} (72)$	$1.7 \cdot 10^{-3}$
$3^+2_1$	$4^+0_1$	959.8	$1.07 \cdot 10^{-4} (72)$	$6.76 \cdot 10^{-4}$
	$2^+0_1$	1159	$2.51 \cdot 10^{-4} (54)$	$9.80 \cdot 10^{-4}$
$4^+2_1$	$4^+0_1$	1067.2	$2.51 \cdot 10^{-3} (+1.25, -1.43)$	$4.10 \cdot 10^{-3}$
$2^+0_3$	$2^+0_1$	1169.1	$1.40 \cdot 10^{-2} (+16, -13)$	$2.9 \cdot 10^{-3}$

Рассмотрим поведение вероятностей  $B(M1; I_i 2_1 \rightarrow I_f 0_1)$  переходов с состояний  $I_i$  полосы  $K^\pi = 2_1^+$  на уровни  $I_f$  основной полосы в зависимости от спина начального состояния. Эта зависимость изображена на рис. 1. Силы Кориолиса смешивают состояния из разных полос имеющие одинаковые спины. В основной полосе все состояния имеют четные спины. Поэтому  $M1$ -переходы из полосы  $K^\pi = 2_1^+$  с  $\Delta I = 1$  идут из состояний с нечетными спинами  $I_i$ , а переходы с  $\Delta I = 0$  – только из состояний с четными  $I_i$ . Как видно из рисунка, вероятности переходов с  $\Delta I = 1$  монотонно растут с ростом  $I$ , в то время как вероятности переходов с  $\Delta I = 0$  при небольших спинах ( $I \leq 6$ ) увеличиваются, а при дальнейшем росте  $I$



**Рис. 1.** Вероятности  $M1$ -переходов из состояний  $K^\pi = 2_1^+$  полосы на состояния основной полосы в зависимости от спина начального состояния  $I_i$ .

**Таблица 3.** Экспериментальные и теоретические коэффициенты смеси мультиполей  $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$  для переходов из состояний  $\gamma$  и  $\beta$ -полос, а также  $1_v^+$  уровней на состояния основной полосы в  $^{156}\text{Gd}$ .  $\langle E2 \rangle_{if}$  и  $\langle M1 \rangle_{if}$  – приведенные матричные элементы  $E2$ - и  $M1$ -переходов, соответственно;  $E_\gamma$  – энергия  $\gamma$ -перехода

$I_i K_i$	$I_f K_f$	$E_\gamma$ , МэВ	$\langle E2 \rangle_{if}$ e $\Phi\text{M}^2$	$\langle M1 \rangle_{if}$ $\mu_N$	$\delta_{\text{эксп}}$ [6]	$\delta_{\text{теор}}$
22 <sub>1</sub>	20 <sub>1</sub>	1.0652	-18.81	0.0412	-16(5)	-4.1
32 <sub>1</sub>	20 <sub>1</sub>	1.159	19.46	-0.0313	-11.8(+6, -7)	-6.0
32 <sub>1</sub>	40 <sub>1</sub>	0.9598	-16.23	0.0260	-12(+13, -5)	-5.0
42 <sub>1</sub>	40 <sub>1</sub>	1.0672	-18.60	0.0639	+4.0(+9, -16)	-2.6
52 <sub>1</sub>	40 <sub>1</sub>	1.2187	-16.83	0.0488	$\delta > 7$	-3.5
52 <sub>1</sub>	60 <sub>1</sub>	0.922	19.21	-0.0417	–	-3.5
62 <sub>1</sub>	60 <sub>1</sub>	1.060	17.00	-0.063	$\delta < -0.8$ или $\delta > 2.5$	-2.4
72 <sub>1</sub>	60 <sub>1</sub>	1.2648	15.06	-0.0634	–	-2.5
82 <sub>1</sub>	80 <sub>1</sub>	1.0457	15.84	-0.0584	$\delta < -0.6$ или $\delta > 1.6$	-2.4
92 <sub>1</sub>	80 <sub>1</sub>	1.2843	-13.73	0.0758	$\delta < -0.8$ 0.39(6)	-1.9
20 <sub>2</sub>	20 <sub>1</sub>	1.0405	10.31	-0.1011	+5.9(+14, -28)	-0.9
40 <sub>2</sub>	40 <sub>1</sub>	1.0106	-12.75	0.2176	–	-0.49
11 <sub>1</sub>	20 <sub>1</sub>	1.876	14.66	0.5503	+0.41(+25, -14) +0.35(4)	0.41
11 <sub>2</sub>	20 <sub>1</sub>	1.938	14.61	-0.3812	-0.55(3)	-0.63
11 <sub>3</sub>	20 <sub>1</sub>	2.0977	14.49	-0.1888	-1.2(2) или -1.08(+0.03, -0.22)	-1.34
11 <sub>4</sub>	20 <sub>1</sub>	2.1807	14.44	-0.3579	-0.66(+0.06, -0.08)	-0.73
20 <sub>3</sub>	20 <sub>1</sub>	1.1691	-7.53	-0.0539	0.38(6)	1.4
40 <sub>3</sub>	40 <sub>1</sub>	1.1741	-8.65	-0.0934	–	0.91

уменьшаются. Приведенные матричные элементы  $M1$ -переходов из состояний  $K^\pi = 2^+$  полосы с четными спинами  $I_i$  вычислены по формуле (2), а с нечетными спинами  $I_i$  по формуле (3). В волновых функциях состояний с нечетными спинами полосы  $K^\pi = 2_1^+$  отсутствуют компоненты от смешивания с соседними полосами с  $K^\pi = 0^+$ , которые увеличиваются с ростом спина  $I_i$ . Однако эти компоненты имеются в волновых функциях состояний этой полосы с четными спинами. Именно эти примеси объясняют немонотонную зависимость от  $I_i$  вероятностей  $M1$ -переходов с  $\Delta I = 0$  на рис. 1.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках феноменологической модели выполнены расчеты магнитных характеристик ротационных состояний ядра  $^{156}\text{Gd}$  с учетом кориолисова смешивания низколежащих ротационных полос положительной четности  $K^\pi = 0^+, 2^+, 1^+$ .

Используемая модель [16] позволяет описать  $M1$ -переходы из состояний полос с  $K^\pi = 0^+, 2^+$ , запрещенные в адиабатическом приближении из-за запрета по  $K$ .

Нами рассчитаны приведенные вероятности  $M1$ -переходов  $B(M1)_{\text{теор}}$ , а также коэффициенты смеси мультиполей  $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$  с уровнями полос

$K^\pi = 0_{2,3}^+, K^\pi = 2_1^+$  и  $1_v^+$  уровней на состояния основной полосы. В целом согласие теории с экспериментальными данными можно признать удовлетворительным, хотя в ряде случаев наблюдаются значительные отклонения предсказаний модели от экспериментальных значений. Эти случаи детально обсуждены.

### 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. A 492. P. 411.
3. McGowan F.K., Milner W.T. // Phys. Rev. 1981. V. C 23. Art. No. 1926.

4. Backlin A., Hedin G., Fogelberg B. et al. // Nucl. Phys. 1982. V. A 380. 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. Beck T., Beller J., Pietralla N. et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. Art. No. 212502.
13. Alaga G., Alder K., Bohr A., Mottelson B.R. // K. Dan. Vidensk. Selesk. Mat. Fys. Medd. 1955. V. 29. No. 9. P. 1.
14. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
15. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure. V. II. N.Y., Amsterdam: W. A. Benjamin Inc., 1974.
16. 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.
17. Usmanov P.N., Yusupov E.K. // ИУМ Engin. J. 2021. V. 22. No. 1. P. 167.
18. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1423. Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1102.
19. 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.
20. 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. № 8. P. 968.
21. Усманов П.Н., Охуннов А.А., Абу Х. Кассим и др. // Узб. физ. журн. 2018. Т. 20. № 6. С. 339.
22. Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Acta Phys. Polon. B. Proc. Suppl. 2021. V. 14. No. 4. P. 787.
23. Abu El Sheikh M.K.M., Okhunov A.A., Usmanov P.N., Hassan T.H.J. // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 949. Art. No. 012019.
24. Okhunov A.A., Usmanov Ph.N., Hassan T.H.J., Abu El Sheikh M.K.M. // Mater. Today. Proc. 2019. V. 17. P. 424.

## Magnetic properties of the excited states of $^{156}\text{Gd}$

P. N. Usmanov<sup>a,\*</sup>, A. I. Vdovin<sup>b</sup>, E. K. Yusupov<sup>a</sup>, Sh. R. Nematjonov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Namangan Engineering and Technology Institute, Namangan, 160115 Uzbekistan

<sup>b</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Dubna, 141980 Russia

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

Theoretical calculations within the framework of a phenomenological model with Coriolis mixing of states of low-lying positive-parity rotational bands were performed for  $^{156}\text{Gd}$ . The Coriolis interaction allows to explain the observed non-adiabaticity effects in the properties of the excited states. Reduced probabilities of the  $M1$  transitions  $B(M1)$  and multipole mixing coefficients  $\delta(E2/M1)$  for transitions from vibrational states were calculated. The behavior of the probabilities of  $M1$  transitions from the mixing states as a function of the total angular momentum was studied. The agreement of the theoretical results with experimental data is, in the whole, satisfactory.