

3-1-2018

## CORIOLIS MIXING OF ROTATIONAL STATES OF POSITIVE PARITY 158,160Gd

P N. Usmanov

S S. Sabirov

Follow this and additional works at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi>

---

### Recommended Citation

Usmanov, P N. and Sabirov, S S. (2018) "CORIOLIS MIXING OF ROTATIONAL STATES OF POSITIVE PARITY 158,160Gd," *Scientific-technical journal*: Vol. 22 : Iss. 1 , Article 8.  
Available at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi/vol22/iss1/8>

This Article is brought to you for free and open access by 2030 Uzbekistan Research Online. It has been accepted for inclusion in Scientific-technical journal by an authorized editor of 2030 Uzbekistan Research Online. For more information, please contact [brownman91@mail.ru](mailto:brownman91@mail.ru).

UDC 538.958

**1. CORIOLIS MIXING OF ROTATIONAL STATES OF POSITIVE PARITY  $^{158,160}\text{Gd}$** P.N. Usmanov<sup>1</sup>, S.S. Sabirov<sup>2</sup>, Kh.N. Bozorov<sup>1</sup>, E.K. Yusupov<sup>1</sup><sup>1</sup>Namangan Engineering and Technology Institute, [usmanov1956.56@mail.ru](mailto:usmanov1956.56@mail.ru)<sup>2</sup>Ferghana branch of Tashkent University of Information Technology  
them. Muhammad Al-Khwarizmi, Ferghana **$^{158,160}\text{Gd}$  МУСБАТ ЖУФТЛИКЛИ РОТАЦИОН ҲОЛАТЛАРИНИ КОРИОЛИС  
АРАЛАШУВИ  
КОРИОЛИСОВОЕ СМЕШИВАНИЕ СОСТОЯНИЙ РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС  
ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ  $^{158,160}\text{Gd}$** 

**Abstract.** The structure of excited states and nonadiabatic effects in the energies are studied in the context of a phenomenological model taking into account the Coriolis mixing of low-lying states of positive parity in rotational bands.

The energies and the structure of wave functions of excited states are calculated. The mixing of rotational band states is demonstrated to play an important role to the wave functions of vibrational states.

The calculated energies of the first and second  $\beta$ -,  $\gamma$ -vibrational and  $K^\pi = 1^+$  bands state energies in agreements with experimental data.

**Keywords:** deformed nuclear, positive, parity, states, excited, structure, rotational, phenomenological model, energy.

**Аннотация.** Уйғонган мусбат жуфтлик ҳолатларнинг структураси ва энергиясида намоён бўладиган ноадиабатик эффектлар ядронинг қуйи ротаццион ҳолатларини Кориолис аралашувини ҳисобга олувчи феноменологик модель ёрдамида тадқиқ қилинган.

Уйғонган ҳолатларнинг энергиялари ва тўлқин функциялари ҳисобланган. Ротаццион бандларнинг аралашуви вибрацион ҳолатларнинг тўлқин функцияларига таъсири жуда сезгирлиги кўрсатилган.

Ҳисобланган биринчи ва иккинчи  $\beta$ -,  $\gamma$ -вибрацион ва  $K^\pi = 1^+$  бандларининг ҳолат энергиялари эксперимент билан таққослаб мос келиши кўрсатилган.

**Таянч сўзлар:** деформацияланган ядролар, мусбат жуфтлик, ҳолат, уйғонган, структура, ротаццион, феноменологик модель, энергия.

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

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.

Расчетные значения энергии состояний первой и второй  $\beta$ -,  $\gamma$ -вибрационных и  $K^\pi = 1^+$  полос сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** деформированные ядра, положительные, четности, состояния, возбужденные, структура, ротационные, феноменологическая модель, энергия.

**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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -переходов установлены параметры смешивания мультиполей  $\delta$ . 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  $^{158}\text{Gd}$  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  $\gamma$ -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  $^{160}\text{Gd}$ , отличающемся от  $^{158}\text{Gd}$  на два нейтрона известна полоса основного состояния до  $I^\pi=16^+$ , а полоса  $\gamma$ -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. Вычисленные в рамках используемой модели значения энергий удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Показано, что в ротационных состояниях  $0_2^+, 0_3^+$  - и  $\gamma$ -полос эффект смешивания играет заметную роль.

## 2. Модель

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  $K^\pi = 1_\nu^+$  полос. В рамках данной модели гамильтониан ядра записывается в следующем виде:

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

$$H_{KK'} = \omega_K \delta_{K,K'} - \omega_{rot}(I) \cdot (j_x)_{KK'} \chi(I, K) \delta_{K,K'+1}, \quad (2)$$

где  $(j_x)_{K,K'} = \langle K | j_x | K' \rangle$  - матричный элемент (м.э.) кориолисова взаимодействия между состояниями ротационных полос,  $\omega_{rot}(I)$  - угловая частота вращения остова ( $\omega_{rot}(I) = dE_{cor}(I)/dI$ ),  $\omega_K$  - энергии оснований полос и

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

Собственная волновая функция гамильтониана имеет вид

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \sqrt{2} \Psi_{gr,K}^I D_{M,0}^I(\theta) + \sum_{K'} \frac{\Psi_{K',K}^I}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} [D_{M,K'}^I(\theta) b_{K'}^+ + (-1)^{I+K'} D_{M,-K'}^I(\theta) b_{-K'}^+] \right\} |0\rangle \quad (3)$$

Здесь  $\Psi_{K,K'}^J$  - амплитуды смешивания базисных состояний.

Решив уравнение Шредингера

$$H_{K,\nu} \Psi_{K,\nu}^I = \varepsilon_\nu^I \Psi_{K,\nu}^I, \quad (4)$$

определяем собственные волновые функции и энергии состояний положительной четности.

Полная энергия состояния определяется формулой

$$E_\nu(I) = E_{rot}(I) + \varepsilon_\nu(I) \quad (5)$$

Энергию вращающегося остова  $E_{rot}(I)$  определяем, используя параметризацию Харриса для энергии и углового момента,

$$E_{rot}(I) = \frac{1}{2} J_0 \omega_{rot}^2(I) + \frac{3}{4} J_1 \omega_{rot}^4(I), \tag{6}$$

$$\sqrt{I(I+1)} = J_0 \omega_{rot}(I) + J_1 \omega_{rot}^3(I). \tag{7}$$

где  $J_0$  и  $J_1$ - инерционные параметры вращающегося остова.

Угловую частоту вращения остова  $\omega_{rot}(I)$  находим, решая кубическое относительно  $\omega_{rot}(I)$  уравнение (7). Это уравнение имеет два мнимых и одно действительное решения. Действительным решением является значение угловой частоты вращения  $\omega_{rot}(I)$  при данном спине  $I$ , имеющее вид

$$\omega_{rot}(I) = \left\{ \frac{\tilde{I}}{2J_1} + \left[ \left( \frac{J_0}{3J_1} \right)^3 + \left( \frac{\tilde{I}}{2J_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{3}} + \left\{ \frac{\tilde{I}}{2J_1} - \left[ \left( \frac{J_0}{3J_1} \right)^3 + \left( \frac{\tilde{I}}{2J_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{3}} \tag{8}$$

здесь  $\tilde{I} = \sqrt{I(I+1)}$ .

### 3. Спектры энергий и структура состояний

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.

Таблица 1.

Параметры, использованные в расчетах для изотопов <sup>158,160</sup>Gd

A	$J_0$	$J_1$	$\omega_\gamma$	$(j_x)_{gr,1v}$	$(j_x)_{\beta_1,1v}$	$(j_x)_{\beta_2,1v}$	$(j_x)_{\gamma,1v}$
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 ( $\hbar^2 / \text{МэВ}$ ,  $\hbar^4 / \text{МэВ}^3$ );

$\omega_\gamma$  - параметры головных энергий полос (МэВ);

$(j_x)_{KK'}$ - матричные элементы кориолосова взаимодействия.

Таблица 2.

Характеристики  $1^+$  состояний в <sup>160</sup>Gd[7].

$\nu$	$E_{I\nu}(keV)$	$R_{exp.}$	$B(M1) \uparrow \cdot (\mu_N^2)$
1	1568	-	-
2	2348	0,56±0,07	0,22±0,02
3	2670	0,60±0,01	0,19±0,01
4	2796	0,63±0,03	0,75±0,05
5	2820	1,43±0,21	0,20±0,03
6	3170	0,64±0,06	0,42±0,04
7	3277	0,59±0,02	0,58±0,06

Параметрами модели являются  $\omega_K$  - энергии оснований полос и  $(j_x)_{K,K'}$  - матричный элемент (м.э.) кориолосова взаимодействия между состояниями ротационных полос. Энергии оснований  $gr-, 0_2^+, 0_3^+$  - и  $K^\pi = 1^+$  полос были взяты из

8	3308	0,62±0,03	0,43±0,05
9	3331	0,49±0,05	0,22±0,03
10	3340	0,63±0,05	0,25±0,03
11	3477	0,46±0,04	0,32±0,06

эксперимента, так как они не возмущены кориолисовыми силами.

Свободными параметрами модели являются

матричные элементы  $(j_x)_{K,K'}$  и головная энергия  $\gamma$ -полосы ( $\omega_\gamma$ ), 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.

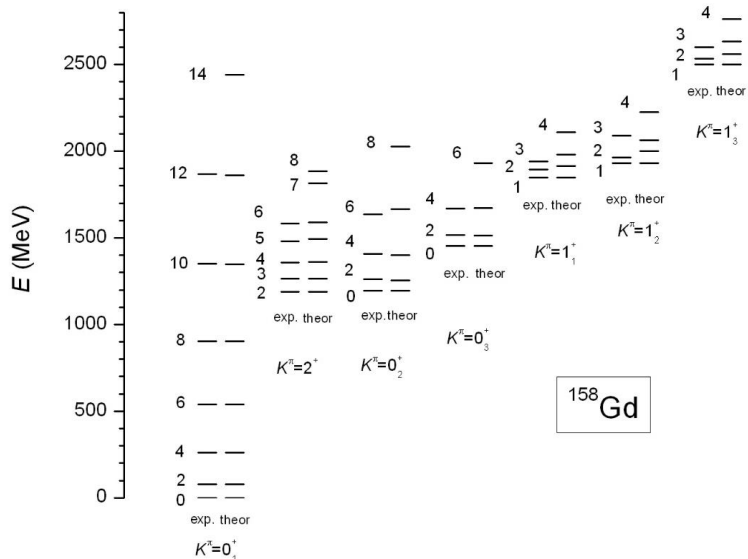


Рис.1. Сравнение спектров энергий состояний с положительной четностью в  $^{158}\text{Gd}$ .

полос и должно проявляться на электромагнитных характеристиках возбужденных состояний.

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

**Закключение**

В данной работе показано, что спектры энергии возбужденных состояний 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

В  $^{158}\text{Gd}$   $\gamma$ - и  $\beta_1$ - ротационные полосы расположены очень близко друг другу (см. рис.1) и они имеют большие матричные элементы  $(j_x)_{K,K'}$ , связывающие их с состояниями  $K^\pi = 1_\nu^+$  полос. Это приводит к сильному смешиванию состояний  $\gamma$ - и  $\beta_1$ -

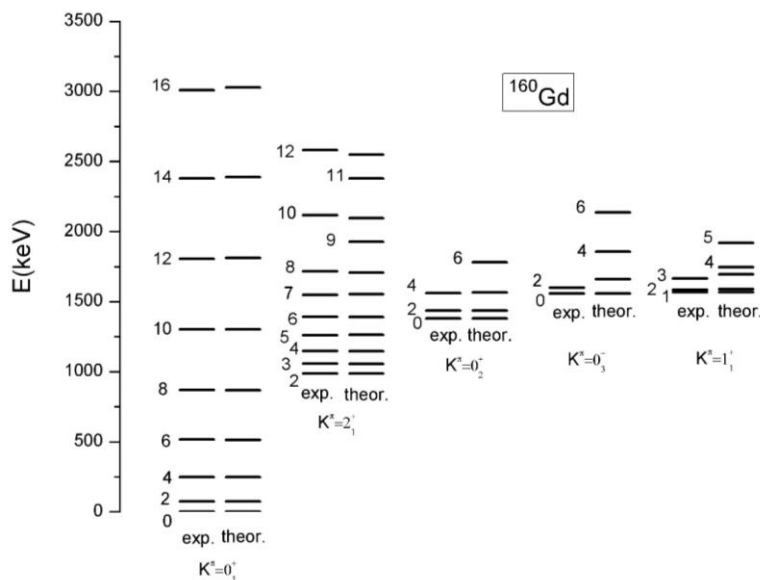


Рис.2. Сравнение спектров энергий состояний с положительной четностью в  $^{160}\text{Gd}$ .

эффектов смешивания адиабатических полос с использованием одних и тех же основных

модельных параметров ( момент инерции и внутренних квадрупольных моментов ) для смешивающихся полос.

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

Вычислены спектр энергии уровней положительной четности. Вычисленные значения энергии  $\beta_1(0_2^+)$ –,  $\beta_2(0_3^+)$ –,  $\gamma(2^+)$ – и  $K^\pi = 1_v^+$  полос сравниваются с имеющимися экспериментальными данными, которые дают удовлетворительное согласие.

Показано, что эффект смешивания низлежащих полос играет важную роль даже при низких спинах.

#### References:

- [1]. R.G. Helmer, Nucl.Data Sheets 77, 481 (1996)
- [2]. C.W. Reich, Nucl.Data Sheets 105, 555 (2005)
- [3]. L.I. Govor, A.M. Demidov, I.V. Mixaylov, YaF64, 1329 (2001)
- [4]. L.I. Govor, A.M. Demidov, V.A. Kurkin, I.V. Mixaylov, YaF72, 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]. H. Friedrichs, D. Hager, P. von Brentano et al., Nucl.Phys. A 567, 266 (1994)
- [8]. P. N. Usmanov, I. N. Mixaylov, ECHA Ya28(4), 887 (1997)
- [9]. R. Bengtsson, S. Frauendorf, Nucl. Phys. A 327, 139 (1979)

#### Список литературы

- [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, ЯФ64, 1329 (2001)
- [4]. Л.И. Говор, А.М. Демидов, В.А. Куркин, И.В. Михайлов, ЯФ72, 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]. H. Friedrichs, D. Hager, P. von Brentano et al., Nucl.Phys. A 567, 266 (1994)
- [8]. П. Н. Усманов, И. Н. Михайлов, ЭЧАЯ28(4), 887 (1997)
- [9]. R. Bengtsson, S. Frauendorf, Nucl. Phys. A 327, 139 (1979)