

СВОЙСТВА СОСТОЯНИЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ ЯДРА ^{156}Gd

**П. Н. Усманов ^{1,*}, А. И. Вдовин ²,
А.Н.Нишонов ¹**

*¹ Наманганский инженерно-технологический институт, 160115 Наманган,
Узбекистан*

*² Международная межправительственная организация Объединенный
институт ядерных исследований,*

*Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, 141980 Дубна,
Россия*

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

По совокупности экспериментальных данных можно думать, что в ^{156}Gd обнаружены все или почти все уровни до энергии возбуждения 2 МэВ. Соответствующие экспериментальные данные оценены и систематизированы в работе [1]. Экспериментально известны развитые ротационные полосы с положительной чётностью. В работах [2-5] нами проведены теоретические исследования состояний положительной чётности этого ядра и обсуждены эффекты неадиабатичности, проявляемые в энергиях и электромагнитных характеристиках. В спектре ^{156}Gd выделены четыре ротационные полосы отрицательной четности с квантовыми числами оснований $K^\pi=0^-, 1^-$ и 2^- . Нижайшая из указанных четырёх полос—полоса с основанием $K^\pi=1^-$ и энергией $E_x = 1.2425$ МэВ. Эта полоса прослежена до спина $I^\pi=25^-$, в ней нарушена последовательность уровней с четными и нечетными спинами. Неадиабатичность видна также и в отношениях вероятностей $E1$ -переходов с уровней этой полосы на уровни основной полосы. В полосе с $K^\pi=0^-$ и энергией основания 1.3665 МэВ известны три уровня с $I^\pi=1^-, 3^-, 5^-$. Две другие полосы построены на основаниях с $K^\pi=2^-$ и энергиями 1.7805 МэВ и 1.9342 МэВ, в них известны по три уровня: $I^\pi=2^-, 3^-, 4^-$.

[1] Reich C. W. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2537.

[3] 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. Vol. 85. No 10. pp.

В настоящей работе для изучения свойств состояний отрицательной четности ядра ^{156}Gd предложена простая феноменологическая модель, которая учитывает смешивание состояний полос с $K^\pi=0^-$ и 1^- . Получены аналитические выражения для расчета энергий и волновых функций ротационных уровней. Исследуются неадиабатические эффекты проявляемые в энергиях и в вероятностях $E1$ -переходов из октупольно-колебательных полос ядра ^{156}Gd . Используемая модель хорошо описывает экспериментальные значения энергий. Нарушение четно-нечетной последовательности уровней в ротационной полосе $K^\pi=1^-$ и неадиабатичность в вероятностей $E1$ переходов объясняются смешиванием состояний октупольных полос $K^\pi=0^-$ и 1^- .

Модель ядра

Для изучения свойств низколежащих коллективных состояний в деформированных ядрах, гамильтониан ядра выбираем в следующем виде [6]

$$H = H_{rot}(I^2) + H_{KK'}(I) \quad (1)$$

где

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

Здесь ω_K - головная энергия ротационных полос, $\omega_{rot}(I)$ - угловая частота вращения остова, j_x - проекция внутреннего углового момента на ось x.

Волновую функцию ищем в виде .

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

где $\Psi_{K'K}^I$ - коэффициент смешивание ротационных полос; D_{MK}^I - функция Вигнера; $b_{K^-}^+$ - однофононные полосы $b_{\lambda=3K}^+ |0\rangle = b_K^+ |0\rangle$ с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- .

[6] Михайлов И. Н., Усманов П. Н. Бриансон Ш. Природа ядерных коллективных мод отрицательной четности. Ядерная физика. 1995. Т.58.8.с.1371

Решая уравнения Шредингера

$$(H_{K\nu}(I) - \varepsilon_\nu(I))\psi_{K\nu}^I = 0 \quad (4)$$

определяем собственные значения энергии и функции состояний отрицательной 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

$$E_{rot}(I) = \frac{1}{2} \mathfrak{I}_0 \omega_{rot}^2(I) + \frac{3}{4} \mathfrak{I}_1 \omega_{rot}^4(I) \quad (6)$$

$$\sqrt{I(I+1)} = \mathfrak{I}_0 \omega_{rot}(I) + \mathfrak{I}_1 \omega_{rot}^3(I), \quad (7)$$

где \mathfrak{I}_0 и \mathfrak{I}_1 - инерционные параметры вращающегося остова, которые определяются из наилучшего согласия энергии основной полосы с экспериментом. Далее используя определенные значения параметров \mathfrak{I}_0 и \mathfrak{I}_1 , находим частоту вращения остова $\omega_{rot}(I)$, решив кубическое уравнение (7). Действительное решение этого уравнения имеет вид:

$$\omega_{rot}(I) = \left\{ \left\{ \frac{\sqrt{I+1}}{2\mathfrak{I}} + \left[\left(\frac{\mathfrak{I}_0}{3\mathfrak{I}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{2\mathfrak{I}_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \right. \\ \left. + \left\{ \frac{\sqrt{I+1}}{2\mathfrak{I}_1} - \left[\left(\frac{\mathfrak{I}_0}{3\mathfrak{I}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\mathfrak{I}_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3} \right\} \quad (8)$$

Численные расчеты

Расчеты проводились для изотопа ^{156}Gd . Структура возбужденных уровней этого ядра получена в результате изучения реакции $(n, n'\gamma)$ [7]. Из двух полос с отрицательной чётностью ниже 1.2425 МэВ с $K^\pi = 1^-$ хорошо совпадает с расчетом для коллективного октупольного уровня [8]. Будем рассматривать кориолисово смешивание состояний известных из эксперимента $K^\pi = 0^-$ и 1^- полос, что позволяет упростить теоретические расчеты. В этом случае для собственных значений энергии $\varepsilon(I)$ в уравнение (5) имеем следующую формулу:

$$\varepsilon(I)_{0,1} = \frac{\omega_0 + \omega_1}{2} \pm \sqrt{\frac{(\omega_0 - \omega_1)^2 + 4\omega_{rot}^2(I)(j_x)_{0,1}^2}{4}} \quad (9)$$

При вычислениях $E_{rot}(I)$ использовались для инерционных параметров значения $J_0 = 42.739 \text{ h}^2/\text{МэВ}$ и $J_1 = 131.59 \text{ h}^4/\text{МэВ}^3$, которые отличаются от значений определенных, используя энергии основной полосы [2]. Наилучшее согласие вычисленных значений энергий с экспериментом получены при значениях $\omega_0 = 1.33 \text{ МэВ}$, $\omega_1 = 1.235 \text{ МэВ}$ и $(j_x)_{0,1} = 2,142$.

[7] Бондаренко В. А., Григорьев Е. П., Прокофьев П. Т. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, с.2141.

[8] Григорьев Е. П., Соловьев В. Г. // Структура четных деформированных ядер, М. Наука, 1974г

E_x MeV

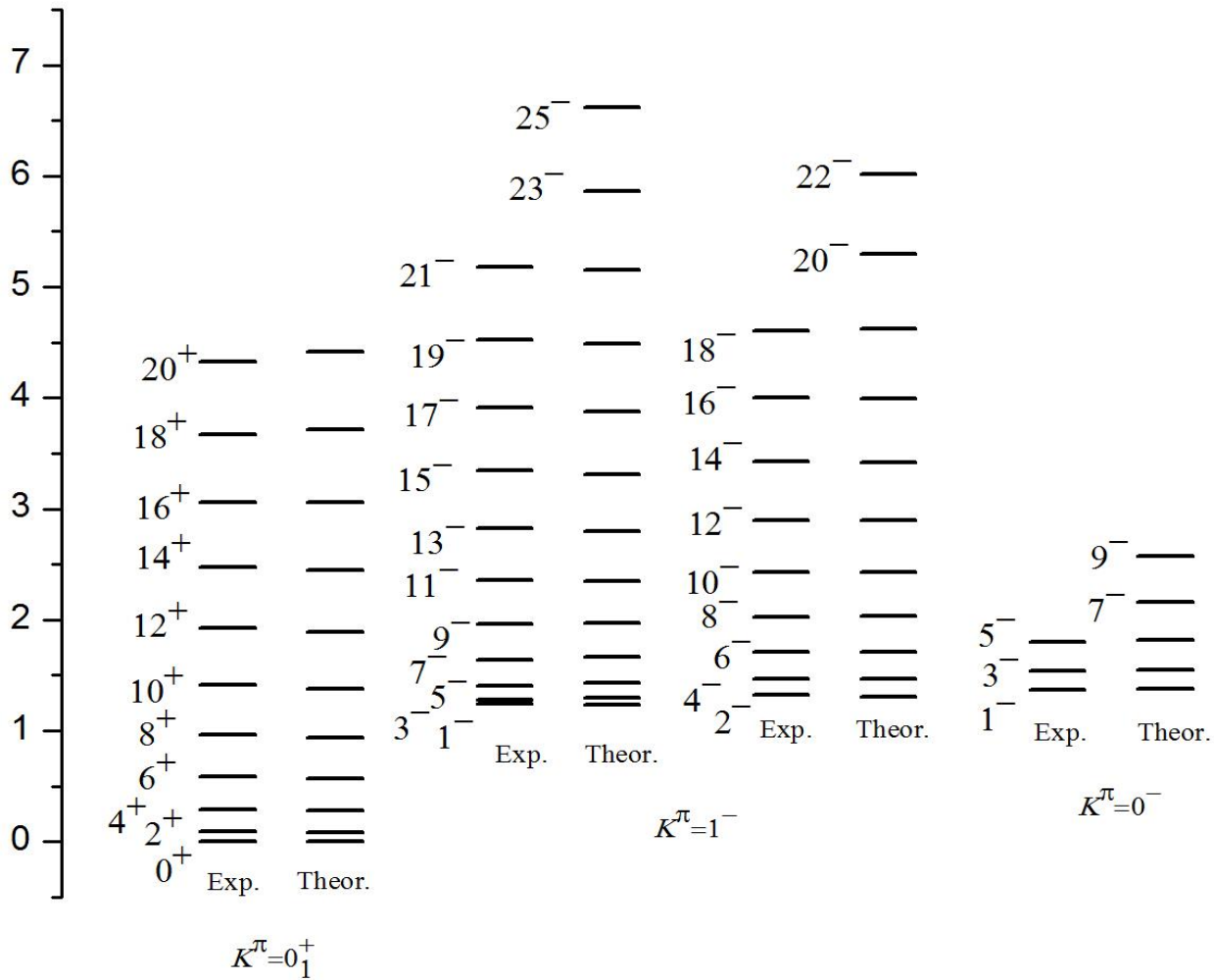


Рис.1. Сравнение теоретических и экспериментальных значений энергии

Таблица 1. Энергетические характеристики возбужденных состояний

полос с $K^\pi = 1^-$ и $K^\pi = 0^-$.

I	$\omega_{rot}(I)$	$E_{rot}(I)$	$\varepsilon_{1^-}(I)$	$E_{1^-}^{meop.}(I)$	$E_{1^-}^{эксн.}(I)$	$\varepsilon_{0^-}(I)$	$E_{0^-}^{meop.}(I)$	$E_{0^-}^{эксн.}(I)$
1	0.0330	0.0234	1.2139	1.2372	1.2425	1.3511	1.3745	1.3665
2	0.0568	0.068	-	1.3048	1.3197	-	-	-
3	0.0795	0.1390	1.1540	1.2930	1.2761	1.4110	1.5500	1.5389
4	0.1014	0.2303	-	1.4653	1.4685	-	-	-
5	0.1225	0.3429	1.0925	1.4354	1.4081	1.4725	1.8154	1.7987
6	0.1427	0.4760	-	1.7110	1.7058	-	-	-
7	0.1620	0.6288	1.0346	1.6635	1.6380	1.5304	2.1592	
8	0.1804	0.8004	-	2.0354	2.0276	-	-	-
9	0.1981	0.9901	0.9813	1.9714	1.9585	1.5837	2.5737	
10	0.2149	1.1968	-	2.4318	2.4274	-	-	-
11	0.2309	1.4200	0.9325	2.3525	2.3600	1.6325	3.0525	
12	0.2463	1.6589	-	2.8939	2.8979	-	-	-
13	0.2609	1.9127	0.8878	2.8005	2.8296	1.6772	3.5899	
14	0.2750	2.1809	-	3.4159	3.4280	-	-	-
15	0.2885	2.4629	0.8466	3.3095	3.3504	1.7184	4.1813	
16	0.3015	2.7581	-	3.9931	4.0040	-	-	-
17	0.3140	3.0660	0.8086	3.8746	3.9143	1.7564	4.8224	
18	0.3260	3.3862	-	4.6212	4.6034	-	-	-
19	0.3376	3.7181	0.7733	4.4914	4.5237	1.7917	5.5098	
20	0.3488	4.0615	-	5.2965	-	-	-	-
21	0.3597	4.4159	0.7403	5.1562	5.1826	1.8247	6.2406	
22	0.3702	4.7809	-	6.0159		-	-	-
23	0.3803	5.1563	0.7094	5.8657				
24	0.3902	5.5416	-	6.7766		-	-	-
25	0.3998	5.9367	0.6803	6.6170				
26	0.4091	6.3413	-	7.5763		-	-	-
27	0.4182	6.7550	0.6527	8.2357				
28	0.4240	7.1777	-	8.4127		-	-	-
29	0.4356	7.6091	0.6266	9.0990				
30	0.4440	8.0490	-	9.2840		-	-	-

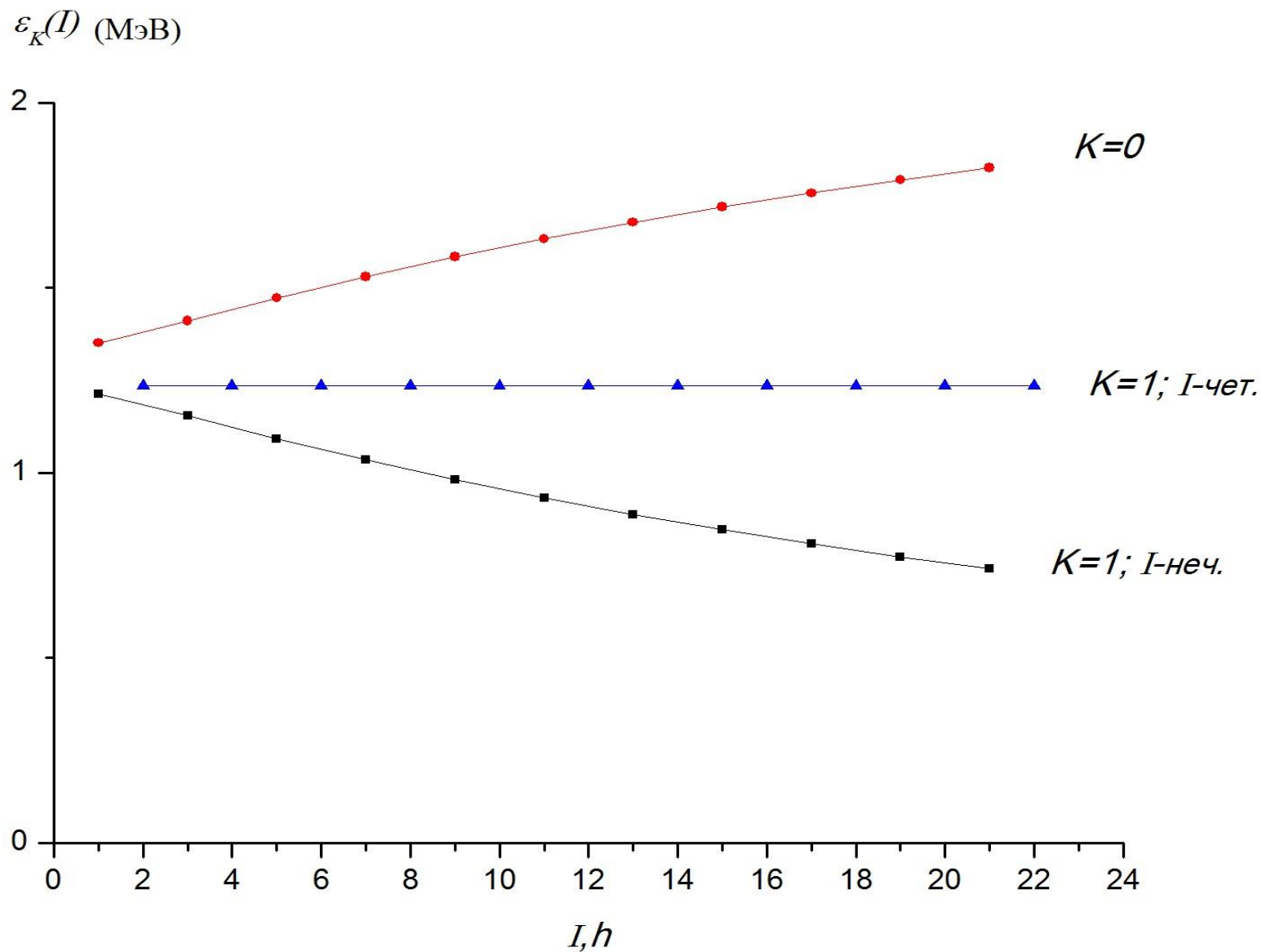


Рис.2. Спиновая зависимость внутренней энергии $\varepsilon_v(I)$

Таблица-2. Отношения вероятностей E2-переходов в основной полосе.

$\frac{I_1^+ gr \rightarrow I_2^+ gr}{I_2^+ gr \rightarrow I_3^+ gr}$	Эксп.	Теория Алага
$\frac{4^+ gr \rightarrow 2^+ gr}{2^+ gr \rightarrow 0^+ gr}$	1.412(56) [10] 1.403(41) [11] 1.40(3) [12,13]	1.43
$\frac{6^+ gr \rightarrow 4^+ gr}{4^+ gr \rightarrow 2^+ gr}$	1.261(108) [10] 1.144(41) [11] 1.14(3) [12,13]	1.11
$\frac{8^+ gr \rightarrow 6^+ gr}{6^+ gr \rightarrow 4^+ gr}$	1.06(11) [12,13]	1.05
$\frac{10^+ gr \rightarrow 8^+ gr}{8^+ gr \rightarrow 6^+ gr}$	1.06(10) [13] 1.01(11) [12,13]	1.03

[13] Sie S. H., Ward D., Geiger J. S. et al. // Nucl. Phys. 1977. Vol. A 291. p.443.

Таблица-3. Квадрупольные электрические переходы $B(E2; I_i 0_1 \rightarrow I_f 0_1)$ для ^{156}Gd (e^2b^2)

I_i	I_f	Эксп.	Настоящая работа
2	0	0.92(3) [14]	0.94
4	2	1.29(2) [14]	1.34
6	4	1.47(4) [14]	1.48
8	6	1.57(15) [13,14]	1.55
10	8	1.59(9) [13,14]	1.59
12	10	-	1.61
14	12	-	1.63

[14] Kearns F., Varley G., Dracoulis G.D. et al. // Nucl. Phys. 1977. vol. A278. P.109.

В данной схеме для собственных функций состояний отрицательной четности с учетом силы Кориолиса имеем следующую формулу:

$$\Psi_{K,K'}^I(I) = \frac{\Phi_{K,K'}^I}{\sqrt{\sum_{\nu=0}^1 [\Phi_{K,\nu}^I]^2}}, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{00} &= \omega_0 - \varepsilon_1(I) \\ \Phi_{11} &= -(\omega_1 - \varepsilon_0(I)) \\ \Phi_{01} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \omega_{\text{rot}}(I) (j_x)_{01} \\ \Phi_{10} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \omega_{\text{rot}}(I) (j_x)_{01} \end{aligned} \quad (12)$$

Здес K и K' принимают значения 0 и 1

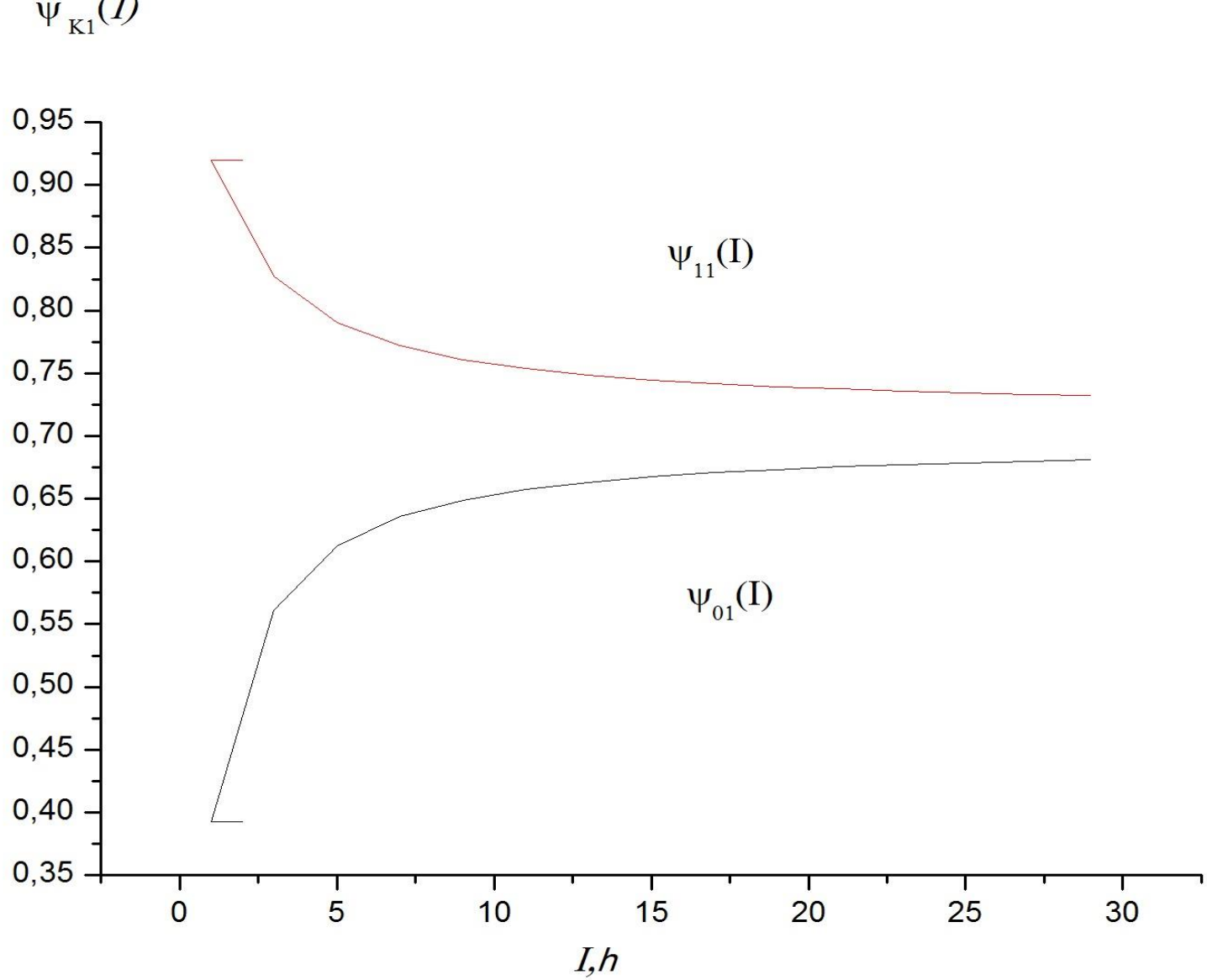


Рис. 3. Структура состояний $K^\pi = 1^-$ полосы

В рамках данной модели для вероятностей E1-переходов из октупольных состояний на уровни основной полосы имеем:

$$B(E1; IK^\pi; (I \pm 1)gr) = \left[m_0 \psi_{0K}^I C_{I0;10}^{(I \pm 1)0} + \sqrt{2} m_1 \psi_{1K}^I C_{I1;1-1}^{(I \pm 1)0} \right]^2 \quad (13)$$

Их можно написать в следующих видах:

$$B(E1; IK^\pi \rightarrow (I - 1)gr) = \left\{ -m_0 \sqrt{\frac{I}{2I+1}} \psi_{0K}^I - m_1 \sqrt{\frac{I+1}{2I+1}} \psi_{1K}^I \right\}^2 \quad (14)$$

$$B(E1; IK^\pi \rightarrow (I + 1)gr) = \left\{ m_0 \sqrt{\frac{I+1}{2I+1}} \psi_{0K}^I - m_1 \sqrt{\frac{I}{2I+1}} \psi_{1K}^I \right\}^2 \quad (15)$$

Отношения вероятностей E1-переходов из октупольных состояний на уровни основной полосы имеет вид:

$$R_{IK} = \frac{B(E1; IK \rightarrow (I + 1)gr)}{B(E1; IK \rightarrow (I - 1)gr)} = \left| \frac{\psi_{K,0}^I(I) \sqrt{(I+1)} - Z \cdot \psi_{K,1}^I(I) \sqrt{I}}{\psi_{K,0}^I(I) \sqrt{I} + Z \cdot \psi_{K,1}^I(I) \sqrt{(I+1)}} \right|^2 \quad (16)$$

где $Z = m_1 / m_0$, $m_K = \langle |m(E1)| b_{K'}^+ \rangle$.

Таблица-5. Отношения приведенных вероятностей $E1$ – переходов $R_{IK} = B(E1; I^\pi K \rightarrow I^+ gr) / B(E1; I^+ K \rightarrow I_2^+ gr)$ из состояний октупольной полосы с $K^\pi=1^-$ в состояния основной полосы для ядра ^{156}Gd

$I^\pi K$	$I_1^+ gr$	$I_2^+ gr$	Эксп.		Теория	
					настоящая работа	правило Алаги
1^-1	$2^+ gr$	$0^+ gr$	1.21(1) 1.16(11) 1.23(13)	[1] [16] [9]	1.40	0.5
3^-1	$4^+ gr$	$2^+ gr$	0.81(3) 0.80(12) $0.5 \left(\begin{smallmatrix} +\infty \\ -0,3 \end{smallmatrix} \right)$ 0.872(233) 0.746(50)	[1] [15] [17] [18] [19]	1.07	0.75
5^-1	$6^+ gr$	$4^+ gr$	0.75(7) 0.5(3) 0.746(67)	[1] [17] [19]	0.99	0.83
7^-1	$8^+ gr$	$6^+ gr$	1.27(3) 0.71(8)	[1] [17]	0.96	0.88
9^-1	$10^+ gr$	$8^+ gr$	0.42 (18) 0.43(12)	[1] [17]	0.93	0.90
11^-1	$12^+ gr$	$10^+ gr$	0.63(7)	[1]	0.92	0.92
13^-1	$14^+ gr$	$12^+ gr$	-		0.91	0.93

Таблица-6. Приведенные вероятности $E1$ – переходов из состояний $K^\pi = 1^-$ полосы.

$I_i K_i$	$I_f K_f$	$B(E1; I_i K_i \rightarrow I_f K_f) (W.u.)$		
		Эксп. [1]	$m_0 = 0,15$ $m_1 = 0,0056$	$m_0 = -0,15$ $m_1 = 0,0056$
1^-_1	0^+_0	0.0018(7)	0.0015	0.0009
1^-_1	2^+_0	0.0025^{+8}_{-18}	0.0020	0.0026
3^-_1	2^+_0	0.00098(21)	0.0034	0.0027
3^-_1	4^+_0	0.000777(16)	0.0037	0.0044
2^-_1	2^+_0	$< 3.2 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$
5^-_1	4^+_0	0.00085^{+15}_{-69}	0.0042	0.0034
4^-_1	4^+_0	$< 4.0 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$
5^-_1	6^+_0	0.00064^{+10}_{-52}	0.0042	0.0050
7^-_1	6^+_0	-	0.0047	0.0038
7^-_1	8^+_0	-	0.0045	0.0053

В рамках данной модели приведенные вероятности E2-переходов внутри октупольных ротационных полосах имеет следующий вид:

$$B(E2; I_K \rightarrow I-2K) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{1}{4I^2-1} \left[\Psi_{0K}^I \Psi_{0K}^{I-2} \sqrt{\frac{3}{2} I(I-1)} - \Psi_{1K}^I \Psi_{1K}^{I-2} \sqrt{I^2-1} \right]^2 \quad (17)$$

Вычисленные значения приведенных вероятностей внутри полосах с $K^\pi = 0^-$ и 1^- представлены на рис.4, которые сравниваются с адиабатическими значениями полученными по формуле (17). Из сравнения видно, что теоретические значения $B(E2)$ вычисленные с учетом Кориолисово смешивания состояний отличаются от адиабатических значений для спина $I=3$ в три раза и для высоких спинов в шесть раз. К сожалению, нет эксперимента для данных переходов. Поэтому было бы интересно экспериментально исследовать E2-переходы внутри октупольных полосах.

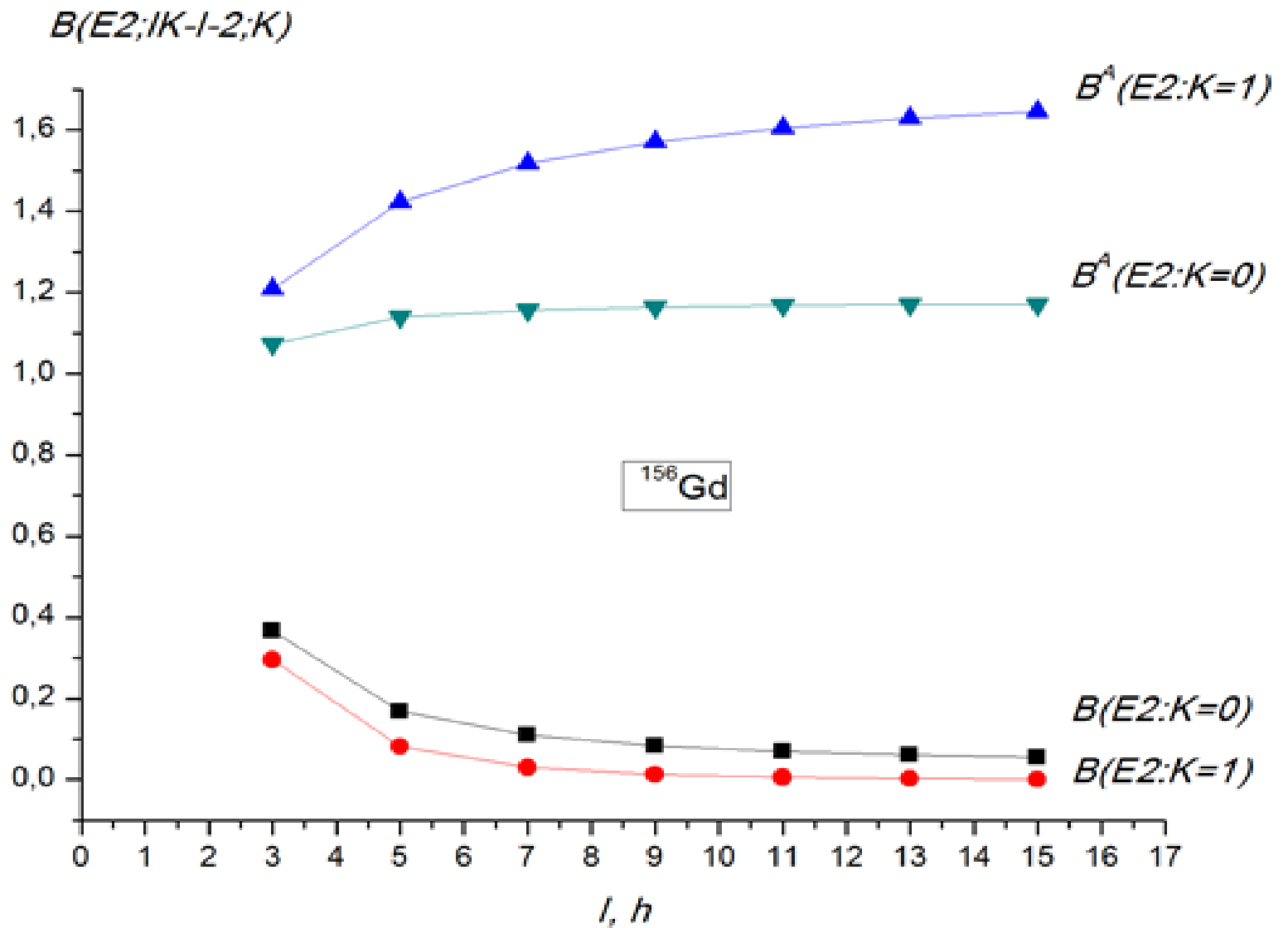


Рис.4. Приведенные вероятности E2-переходов внутри полос с $K^\pi=0^-$ и 1^- .

Заключение

Для изучения свойств октупольных состояний ядра ^{156}Gd предложена простая феноменологическая модель, которая учитывает смешивание состояний полос с $K^\pi=0^-$ и 1^- . Получены аналитические выражения для расчета энергий и волновых функций ротационных уровней.

Наши расчеты, проведенные с учетом Кориолисова смешивания состояний отрицательной четности с $K^\pi=0^-$ и 1^- полос, удовлетворительно воспроизводят экспериментальные данные. Используемая модель качественно описывает нарушение четно-нечетной последовательности уровней в ротационной полосе $K^\pi=1^-$. Показано, что эффект смешивания полос приводит к существенным неадиабатичностям в вероятностях $E2$ -переходов внутри $K^\pi=0^-$ и 1^- полосы и отношениях приведенных вероятностей $E1$ -переходов.

$R_{IK} = B(E1; IK \rightarrow (I+1)gr) / B(E1; IK \rightarrow (I-1)gr)$ из состояний $K^\pi=0^-$ и 1^- полос.

Проведенный расчет и анализ известных экспериментальных данных указывает, чтобы улучшить теоретическое описание эксперимента, необходимо учитывать смешивание состояний полос с $K^\pi \geq 2^-$. В этом ядре экспериментально известны две полосы с $K^\pi = 2^-$, но экспериментально не обнаружены состояния с квантовой характеристикой $K^\pi = 3^-$ и не изучены внутри полосные переходы в октапольных полосах. Поэтому было бы интересно дополнительные экспериментальные и теоретические исследования для классификации высоколежащих уровней по K , где плотность состояний является существенно высокой

Спасибо за внимание !!!