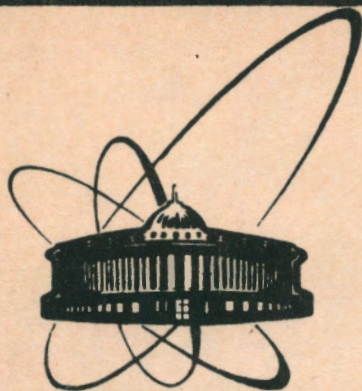


92-470



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-92-470

К.Я.Громов, П.Н.Усманов¹, А.Х.Холматов²,
Ю.С.Бутабаев², Р.А.Ниязов²

КОРИОЛИСОВО СМЕШИВАНИЕ
ОКТУПОЛЬНО-ВИБРАЦИОННЫХ ПОЛОС В ^{156}Gd

Направлено в Оргкомитет 43 Международного совещания
по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра,
г.Дубна, 1993 г.

¹Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, Ташкент

²Ташкентский государственный университет

1992

1. Введение

Исследованию свойств состояний отрицательной четности в деформированных ядрах посвящены работы /1-10/. Модели, основанные на кориолисовом смешивании октупольных полос, были использованы как для ядер трансурановой области /6,7/, так и для редкоземельных ядер /8-10/. Они удачно объясняют некоторые неадиабатичности, проявляемые в спектре энергий и в вероятностях дипольных электрических переходов. Высокие энергии возбуждения и близость головных уровней вращательных полос отрицательной четности в редкоземельных ядрах приводят к сильному смешиванию состояний и неадиабатичностям переходов. Это усложняет классификацию уровней по К- проекции углового момента на ось симметрии ядра и делает актуальными теоретические исследования в этой области.

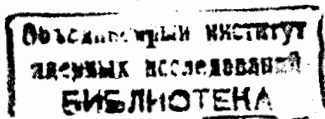
В данной работе изучаются свойства состояний отрицательной четности в ^{156}Gd . Вычисляется энергия и описываются отношения вероятностей E1- переходов. Оцениваются значения $B(E1)$ из состояний октупольных полос.

2. Спектр энергий октупольных полос

Матричный элемент кориолисова смешивания напомним в виде /6,9/

$$\langle K+1 | H_{\text{cor}} | K \rangle = -\omega_{\text{rot}}(I) \langle K+1 | \hat{J}_x | K \rangle \cdot \chi(I, K), \quad (1)$$

где ω_{rot} - угловая частота вращающегося остова и



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

Вращательную энергию остова определяем, как в /10,11/, используя параметризацию Харриса, и инерционные параметры остова J_0 и J_1 определим, используя экспериментальную энергию основной полосы (см./11/).

Рассмотрим кориолисово смешивание состояний с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- октупольных полос. В отличие от авторов /9/ считаем, что все полосы имеют одинаковый момент инерции. Параметрами модели являются головные энергии ω_K полос и матричные элементы, описывающие кориолисово смешивание состояний $\langle K+1 | \hat{j}_x | K \rangle$. Головную энергию 3^- полосы фиксировали, полагая, что $\omega_3 = 1.8$ МэВ. Матричные элементы кориолисова взаимодействия $\langle 1^- | \hat{j}_x | 2^- \rangle$, $\langle 2^- | \hat{j}_x | 3^- \rangle$ и головные энергии ω_1 , ω_2 $K^\pi = 1^-, 2^-$ полос соответственно подбирались по методу χ^2 из наилучшего согласия расчетных энергий с экспериментом для состояний с четными спинами I. Головная энергия 0^- полосы ω_0 и матричный элемент $\langle 0^- | \hat{j}_x | 1^- \rangle$ подбирались также по χ^2 из лучшего согласия энергий для состояний с нечетными I.

Полученные значения параметров перечислены в таблице 1. Вычисленные значения энергий на рис.1 сравниваются с экспериментом. На рис.1 представлено также сравнение теоретических значений энергий основной полосы с экспериментом. Отметим, что вращательные энергии этой полосы вычислены по формуле Харриса с вышеопределенными значениями

Таблица 1

ω_0 (МэВ)	ω_1 (МэВ)	ω_2 (МэВ)	ω_3 (МэВ)	$(j_x)_{01}$	$(j_x)_{12}$	$(j_x)_{23}$	J_0 $\hbar^2/\text{МэВ}$	J_1 $\hbar^4/\text{МэВ}^3$
1.258	1.260	1.662	1.80	1.681	1.635	1.122	31.75	221.1

Параметры, использованные в расчетах

Примечание:

- ω_K - головные энергии полос;
- $(j_x)_{K, K'}$ - матричные элементы кориолисова взаимодействия;
- J_0, J_1 - инерционные параметры остова

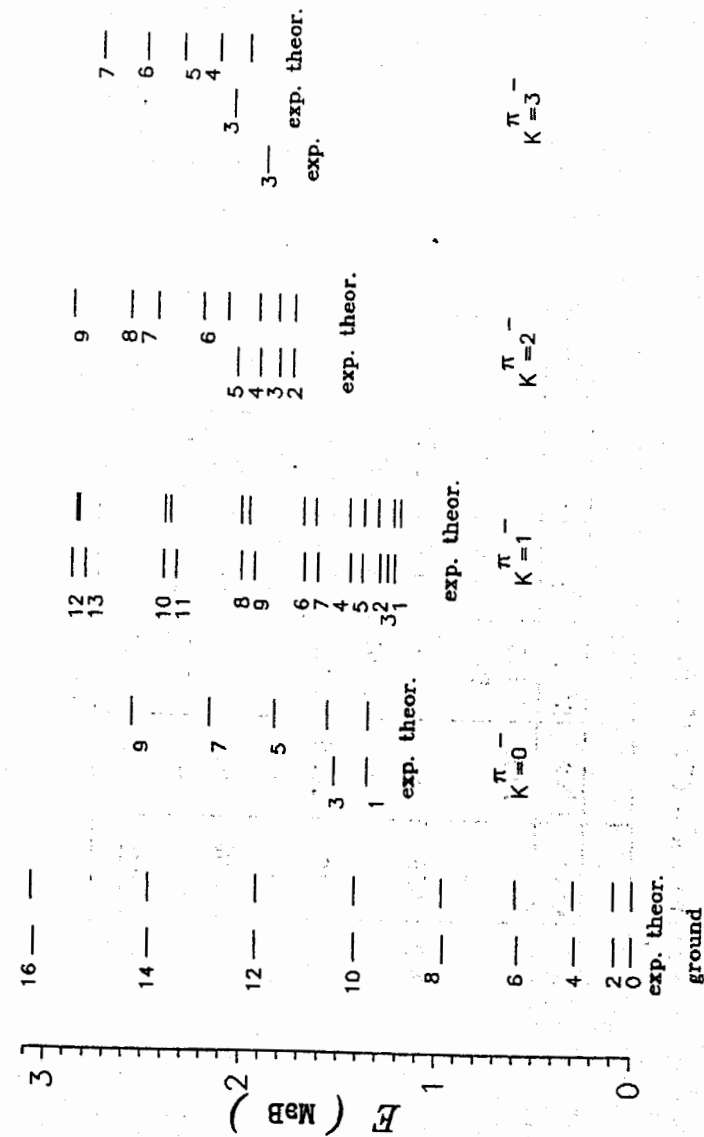


Рис.1. Энергии состояний отрицательной четности в ^{156}Gd

Таблица 2

Структура состояний $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ полос

I	0 ⁻				1 ⁻				2 ⁻			
	$K^\pi=0^-$	$K^\pi=1^-$	$K^\pi=2^-$	$K^\pi=3^-$	$K^\pi=0^-$	$K^\pi=1^-$	$K^\pi=2^-$	$K^\pi=3^-$	$K^\pi=0^-$	$K^\pi=1^-$	$K^\pi=2^-$	$K^\pi=3^-$
1	-.706	.708	-	-	.708	.706	-	-	-	-	-	-
2	-	-	-	-	-	.974	.227	-	-.227	.974	-	-
3	-.743	.572	.342	.068	.654	.732	.190	.210	.141	-.342	.779	.507
4	-	-	-	-	-	.918	.390	.074	-	-.353	.716	.602
5	-.725	.425	.507	.193	.625	.736	.259	.046	.275	-.460	.527	.660
6	-	-	-	-	-	.874	.471	.121	-	-.416	.595	.688
7	-.693	.308	.583	.292	.606	.734	.299	.065	.365	-.505	.351	.699
8	-	-	-	-	-	.842	.518	.154	-	-.452	.519	.726
9	-.667	.228	.613	.358	.592	.732	.327	.078	.417	-.516	.230	.712

J_0 и J_1 (см. табл. 1) и смешивание основной полосы с другими состояниями положительной четности не учитывается. Как видно из рис. 1, модель качественно описывает энергии $K^\pi=0^-, 1^-$ и 2^- полос. Для полосы 3^- имеется некоторое различие. Это, вероятно, связано с тем, что в ядре ^{156}Gd экспериментально наблюдалось несколько уровней с $K^\pi=3^-$, но в базисные состояния гамильтониана нами включена всего одна полоса с $K^\pi=3^-$.

В таблице 2 представлена структура состояний $K^\pi=0^-, 1^-$ и 2^- полос. Как видно из таблицы 2, из-за близости головных уровней 0^- и 1^- полос при низких спинах идет сильная гибридизация состояний этих полос и с ростом I в состояниях 0^- полосы уменьшается ψ_1 -компонента, а в состояниях 1^- полосы — ψ_0 -компонента. В состояниях 0^- и 1^- также существенной является ψ_2 -компонента, которая растет со спином I.

3. Вероятности E1- и E2- переходов

Исследуем вероятности E1-переходов из октупольных состояний на уровни основной полосы. В рамках модели для таких переходов имеем следующую формулу:

$$B(E1; I_i K_i^- \rightarrow I_f 0_{gr}^-) = |\langle 0^+ | M(E1) | 0^- \rangle|^2 \times \left[\psi_{0K}^I C_{I_i 0; 10}^{I_f 0} - \sqrt{2} \cdot Z \cdot \psi_{1K}^I C_{I_i 1; 1-1}^{I_f 0} \right]^2, \quad (2)$$

где

$$Z = \langle 0^+ | M(E1) | 1^- \rangle / \langle 0^+ | M(E1) | 0^- \rangle.$$

Здесь ψ_{0K}^I , ψ_{1K}^I — амплитуды смешивания $K^\pi=0^-, 1^-$ полос в состояниях K- полосы.

Для отношения E1- переходов имеем

$$R_{IK} = \frac{B(E1; IK \rightarrow (I+1)0_{gr}^-)}{B(E1; IK^- \rightarrow (I-1)0_{gr}^-)} = \left| \frac{\psi_{0K}^I \sqrt{I+1} - Z \psi_{1K}^I \sqrt{I}}{\psi_{0K}^I \sqrt{I} + Z \psi_{1K}^I \sqrt{I+1}} \right|^2. \quad (3)$$

В работах /8,11,12/ экспериментально исследовались такие отношения E1-переходов, используя которые мы определяли эмпирические значения параметра Z. В таблице 3 представлены

Таблица 3

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

I	E _{ур} , кэВ	R _{I1⁻}			Z(I)	E _{ур} , кэВ	R _{I0⁻}			Z(I)
		эксп.	z=0.11 теория	АЛАГА			эксп.	z=0.11 теория	АЛАГА	
1 ⁻	1242.5	1.23(13) ^{/9/} 1.51(39) ^{/13/}	1.28	0.5	0.12(3)	1366.4	2.33(16) ^{/9/} 2.48(35) ^{/13/}	3.2	2.0	0.04(2) 0.07(3)
3 ⁻	1276.1	0.75(5) ^{/9/} 0.5 ^{+9/} ₋₃ ^{/12/}	0.82	0.75	0.13(2)	1538.8	1.67(14) ^{/9/}	1.89	1.33	0.07(3)
5 ⁻	1408.0	0.75(7) ^{/9/} 0.5(3) ^{/12/}	0.72	0.83	0.10(2)	-	-	1.56	1.2	-
7 ⁻	1637.9	0.71(8) ^{/12/}	0.68	0.88	0.10(3)	-	-	1.40	1.14	-
9 ⁻	1958.5	0.43(12) ^{/12/}	0.65	0.9	0.19(5)	-	-	1.29	1.11	-
11 ⁻	2360.0	-	0.63	0.92	-	-	-	1.22	1.08	-
13 ⁻	2829.5	-	0.62	0.93	-	-	-	1.18	1.08	-

эмпирические значения Z(I) и вычисленные значения $R_{IK}^{теор.}$ при Z=0.11, которые сравниваются с экспериментальными $R_{IK}^{эксп.}$ и вычисленными R_{IK}^A в адиабатическом приближении (правила Алаги).

В эксперименте по рассеянию γ -квантов на ядрах /13/ для нескольких деформированных ядер редкоземельной области были определены значения B(E1) из 1^- состояний. Используя значения $B(E1; 0_{gr} \rightarrow 11^-) = (10.0 \pm 4.0) \cdot 10^{-3} \text{ e}^2 \cdot \text{фм}^2$ для перехода с энергией $E_\gamma = 1.243 \text{ МэВ}$ в ^{156}Gd , по формуле (2) определялись значения параметров $\langle 0^+ | M(E1) | 0^- \rangle$ и $\langle 0^+ | M(E1) | 1^- \rangle$, которые оказались равными $\langle 0^+ | M(E1) | 0^- \rangle = 12 \cdot 10^{-2} \text{ e} \cdot \text{фм}$ и $\langle 0^+ | M(E1) | 1^- \rangle = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ e} \cdot \text{фм}$. При этом было использовано вышеуказанное значение Z. Баклин и др. /9/ для таких матричных элементов дают

$$\begin{aligned} \langle 0^+ | M(E1) | 0^- \rangle &= 11 \cdot 10^{-2} \text{ e} \cdot \text{фм} \\ \langle 0^+ | M(E1) | 1^- \rangle &= 0.82 \cdot 10^{-2} \text{ e} \cdot \text{фм}. \end{aligned}$$

Для ^{158}Gd в /14/ приводятся значения матричных элементов $\langle 0^+ | M(E1) | 0^- \rangle = 10.3 \text{ e} \cdot \text{фм}$, $\langle 0^+ | M(E1) | 1^- \rangle = 0.448 \text{ e} \cdot \text{фм}$. При сравнении матричных элементов ^{156}Gd и ^{158}Gd можно заметить, что м.э. с $|\Delta K|=1$ сильно отличаются, в то время как м.э. с $|\Delta K|=0$ оказываются близкими. В работе /10/ при описании отношений E1-переходов для ^{164}Er нами был подобран параметр Z=0.11(2).

На рис. 2,3 представлены вычисленные значения B(E1) из 1^- и 2^- октупольных полос для переходов $IK^- \rightarrow (I-1)0_{gr}$, $IK^- \rightarrow (I+1)0_{gr}$ и $IK^- \rightarrow I0_{gr}$. Как видно из рис.2,3, значения B(E1) для переходов $I1^- \rightarrow (I\pm 1)0_{gr}$ являются существенными. Для $I2^- \rightarrow (I\pm 1)0_{gr}$ переходов они при низких I оказались небольшими и с ростом I увеличиваются, так как ψ_0^- и ψ_1^- компоненты в $K^\pi=2^-$ полосе растут со спином (см. табл. 2). Значения B(E1) для $IK^- \rightarrow I0_{gr}$ переходов являются незначительными. Это связано с тем, что E1-переход происходит в основном за счет ψ_0^- компоненты, которая в четных состояниях $K^\pi=1^-$ и 2^- полос отсутствует.

В рамках используемой модели для приведенной вероятности E2-переходов между состояниями отрицательной четности имеем следующую формулу:

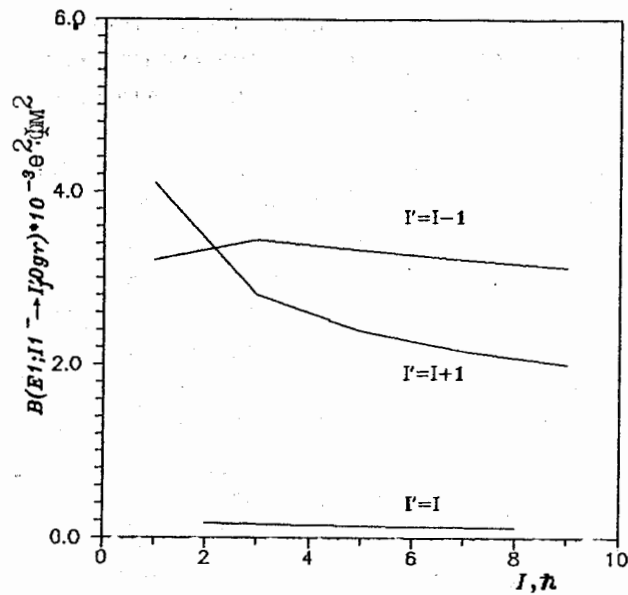


Рис.2. Вероятности E1-переходов из октупольных полос с $K^\pi = 1^-$

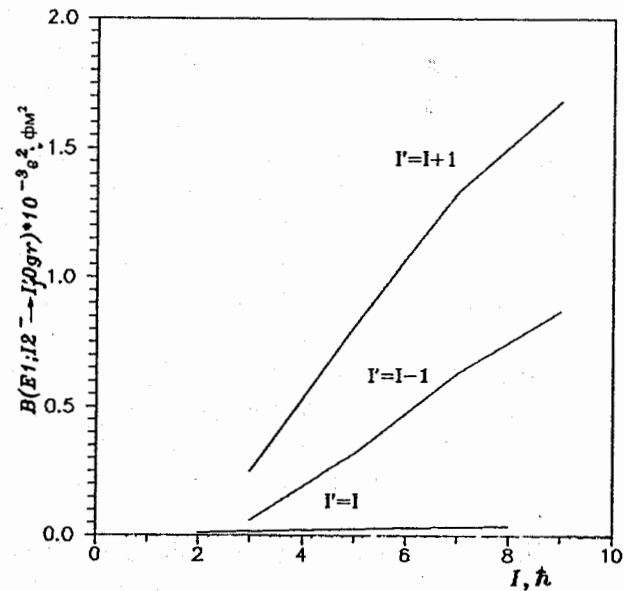


Рис.3. Вероятности E1-переходов из октупольных полос с $K^\pi = 2^-$

$$\begin{aligned}
 B(E2; IK_i^- \rightarrow (I-2)K_f^-) &= \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2(4I^2-1)} \times \\
 &\times \left\{ \Psi_{0K_i}^I \Psi_{0K_f}^{I-2} \sqrt{I(I-1)} + \Psi_{1K_i}^I \Psi_{1K_f}^{I-2} \sqrt{(I-2)(I+1)} + \right. \\
 &+ \frac{1}{\sqrt{I(I-1)}} \left[\Psi_{2K_i}^I \Psi_{2K_f}^{I-2} \sqrt{((I-1)^2-4)(I^2-4)} + \right. \\
 &\left. \left. + \Psi_{3K_i}^I \Psi_{3K_f}^{I-2} \sqrt{((I-1)^2-9)(I^2-9)} \right] \right\}^2, \quad (4)
 \end{aligned}$$

где Q_0 -внутренний квадрупольный момент, $Q_0 = 6.76(3) \text{ б} / 15/$.

В таблице 4 приведены значения $B(E2; IK^- \rightarrow (I-2)K^-)$, вычисленные по формуле (4) для переходов внутри $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- полос, которые сравниваются с адиабатическими значениями:

$$B^{ад}(E2; IK^- \rightarrow (I-2)K^-) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \left[c_{IK; 20}^{I-2K} \right]^2. \quad (5)$$

Как видно из таблицы, при низких значениях спина они заметно расходятся и с увеличением I все более сближаются.

Таблица 4
Приведенные вероятности E2-переходов для $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- полос

I	$B(E2; IK^- \rightarrow I-2K^-) e^2 \text{б}^2$					
	$K^\pi = 0^-$		$K^\pi = 1^-$		$K^\pi = 2^-$	
	теор.	адиаб.	теор.	адиаб.	теор.	адиаб.
3	0.856	1.170	0.916	0.780	-	-
5	1.151	1.379	1.281	1.241	0.658	0.868
7	1.302	1.470	1.407	1.400	1.075	1.200
9	1.402	1.521	1.477	1.479	1.288	1.356
11	1.466	1.554	1.521	1.526	1.404	1.443
13	1.508	1.577	1.553	1.557	1.472	1.497
15	1.538	1.594	1.575	1.579	1.516	1.534

В заключение можно отметить, что проведенный расчет позволяет сделать качественный анализ состояний отрицательной четности ^{156}Gd , описывая спектр энергий и объясняя отклонения отношений приведенных вероятностей E1-переходов от правила Алаги, что, в свою очередь, указывает на возможность осуществления дипольных электрических переходов из уровней $K^\pi=2^-$ полосы на состояния основной ротационной полосы.

Было бы интересно провести дополнительные экспериментальные исследования $B(E1)$ для переходов из вращательных уровней $K^\pi=0^-, 1^-, 2^-$ полос и $B(E2)$ для внутриволосных переходов с целью сравнения их с вычисленными в данной работе значениями $B(E\lambda)$.

Литература

1. Soloviev V.G, Vogel P. Phys. Lett., 1963, v.6,126.
2. Soloviev V.G., Sushkov A.V. Phys. Lett., 1991, 262B, 189.
3. Donner W., Greiner W. Z.Phys., 1966, 197, 440.
4. Neergard K., Vogel P. Nucl. Phys., 1970, A145, 33.
5. Engel J., Iachello F. Nucl. Phys., 1987, A472, 61.
6. Бриансон Ш., Михайлов И.Н. ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.2, 245.
7. Михайлов И.Н., Сафаров Р.Х., Усманов П.Н., Бриансон Ш. ЯФ, 1983, т.38, 177.
8. Kochbach L., Vogel P. Phys. Lett., 32B, 1970, 434
9. Backlin A. et al. Nucl. Phys., 1982, A380, 189
10. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х., Исламов Т.А., Бутабаев Ю.С., Ниязов Р.А. Изв.РАН, сер.физ., 1992, т.56, 36.
11. Михайлов И.Н., Усманов П.Н. ЯФ, 1991, т.54, 1239.
12. Konijn J. et al. Nucl. Phys., 1981, A352, 191.
13. Zilges A. et al. Z.Phys. A - Hadrons and Nuclei, 1991, 340, 155.
14. Greenwood R.C. et al. Nucl. Phys., 1978, A304, 327.
15. Гамильтон Дж.Г. Изв.АН СССР, сер.физ., 1976, т.40, 18.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 ноября 1992 года.