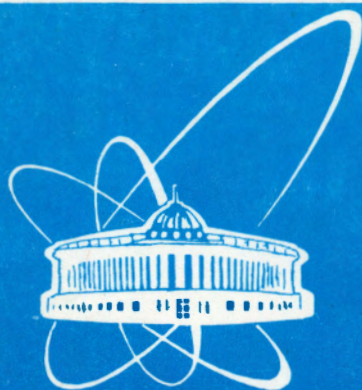


94-265



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-94-265

П.Н.Усманов, К.Я.Громов, Р.А.Ниязов,
А.Х.Холматов*, Ж.Сэрээтер, М.Б.Юлдашев

СВОЙСТВА
НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ ^{166}Er

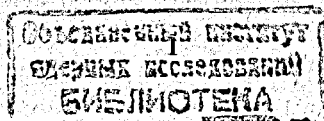
Направлено в «Turkish Journ. of Physics»

*Ташкентский государственный университет, Узбекистан

1994

В работах /1,2/ изучались возбужденные состояния ^{166}Er , заселяющиеся при β -распаде ^{166}Tm . В работе /1/ проводились прецизионные исследования спектров электронов /внутренней конверсии (ЭК), γ -лучей, γ - γ и e - γ -совпадений при распаде ^{166}Tm на бета-спектрографах с постоянным однородным магнитным полем и на γ -спектрометре с Ge(Li) -детекторами. Работа /2/ представляет результаты исследований спектра γ -лучей, γ - γ - и e - γ -совпадений распада ^{166}Tm на антикомптоновском спектрометре, причем полученные данные существенно уточняют и дополняют схему распада ^{166}Tm , приводимую в работе /1/. В результате получены данные о более чем 300 гамма-переходах, значительная часть которых размещена в схеме уровней ^{166}Er вплоть до энергии 2.8 МэВ. Для ≈ 90 гамма-переходов были определены интенсивности линий ЭК.

На β -спектрографах с постоянным однородным магнитным полем /3/ и на β -спектрометре типа мини-апельсин /4/ нами продолжены исследования спектра электронов внутренней конверсии, образуемых при распаде ^{166}Tm . В качестве источника использовался ^{166}Yb ($T_{1/2}=56.7$ ч) в равновесии с ^{166}Tm ($T_{1/2}=7.7$ ч). Радиоактивные источники ^{166}Yb и ^{166}Tm были получены в реакции глубокого расщепления танталовой мишени протонами с энергией 660 МэВ на внутреннем пучке синхроциклотрона ОИЯИ. Из облученной мишени ускоренным хроматографическим методом /5/



выделялась иттербиевая фракция, которая затем методом электролитического осаждения наносилась на платиновую проволоку диаметром 0.1 мм /6/.

Данные о распаде ^{166}Tm , полученные на β -спектрографах с постоянным однородным магнитным полем, представлены в табл.1(а), где приводятся энергии, относительные интенсивности γ -лучей и ЭВК К-оболочек, размещение γ -переходов в схеме распада ^{166}Tm , квантовые характеристики начального и конечного состояний и мультипольности γ -переходов. Интенсивности ЭВК нормированы к интенсивности ЭВК γ -перехода 80.58 кэВ так, чтобы при интенсивностях γ -лучей, приведенных в табл.1(а), коэффициент внутренней конверсии (КВК) $\alpha_K(80.58 \text{ кэВ})_{\text{эксп}}$ соответствовал чистому E2-переходу. Мультипольности γ -переходов определены при сравнении экспериментальных и теоретических /7/ значений КВК для К-оболочки, а также при сравнении относительных интенсивностей ЭВК L-оболочек. Полученные данные позволили впервые определить мультипольности для 10 γ -переходов. Для γ -переходов 87.25 и 114.04 кэВ отношение интенсивностей составило $L_2/L_3 \approx 1$, соответственно мультипольность оценена как E2. Впервые определено значение интенсивности ЭВК К-оболочек и определена мультипольность для γ -переходов 572.2, 1126.81, 1142.45, 1187.49, 1248.78, 1334.74, 1413.81 и 1433.10 кэВ. Для двух переходов 1413.81 и 1447.82 кэВ установлена смесь мультиполей E0+M1+E2.

В табл. 1(б) приведены данные, полученные при измерении спектра ЭВК на β -спектрометре типа мини-апельсин. Регистрация электронов производилась Si(Li)-детектором в диапазоне энергий от 1000 до 2000 кэВ. Разрешение для линии K-1374 составило 4 кэВ.

Для построения зависимости спектральной чувствительности

Таблица 1(а)

$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$ кэВ	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$ /2/	$I_K(\Delta I_K)$ x 100	$E_H \rightarrow E_K$	$I^{K}_{K_H} \rightarrow I^{K}_{K_K}$	σ_L
1	2	3	4	5	6
73.45(2)	-	$L_1: L_2=0.14(1)$ $L_2: L_3=1.20(12)$ 10330*	859-786	$3^+2 - 2^+2$	$E2+(21\pm 2)\%M1^{\gamma}$
80.58(2)	60.4(32)	$L_1: L_2=0.085(8)$ $L_2: L_3=0.097(9)$ $L_2: L_3 \approx 1^H$ 8.0(15)	80 - 0	$2^+0 - 0^+0$	E2
87.25(5)	-	$L_1: L_2=0.160(14)$ $L_2: L_3=1.10(9)$ 7.0(12)	1917-1830 ^H	$3^-1 - 1^-1$	E2 ^H
96.85(5)	0.065(3)	$L_1: L_2=0.25(2)$ $L_2: L_3=1.3(1)$ $L_2: L_3 \approx 1^H$ $\approx 0.08^H$	956-859	$4^+2 - 3^+2$	$E2+(5.0\pm 3)\%M1^{\gamma}$
112.70(2)	-	$L_1: L_2=0.12(3)^H$ $\approx 0.06^H$	2046-1934 ^H	$(3, 4)^+ - 3^+1$	$E2+(7.1\pm 7)\%M1^{\gamma}$
114.04(2)	-	2.7(4)	1572-1458 ^H	$4^-4 - 2^-2$	E2 ^H
572.2(6)	-	0.17(4) ^H	1528-956 ^H	$2^+0 - 4^+2$	-
1126.81(3)	0.38(1)	0.18(5)	2082-956	$(3, 4)^{\pm} - 4^+2$	$M1+(47\pm 12)\%E2^H$
1142.45(3)	0.578(3)	$\approx 0.06^H$	2002-859	$3^- - 3^+2$	E1 ^H
1152.35(2)	8.20(21)	0.17(4) ^H	1938-786	$3^+3 - 2^+2$	$M1+(30\pm 5)\%E2^{\gamma}$
1187.49(4)	0.56(1)	0.17(4) ^H	2046-859	$(3, 4)^+ - 3^+2$	$M1+(35\pm 8)\%E2^H$
1192.52(2)	0.88(2)	0.18(5)	1978-786	$4^+4 - 2^+2$	E2 ^{\gamma}

Продолжение табл. 1(а)

1	2	3	4	5	6
1235.43(2)	9.80(20)	0.9(2)	2021-786	(2,3) ⁻ 2 ⁺²	E1 ^y
1248.78(3)	1.175(5)	0.13(5) ^H	1514-265	3 ² - 4 ⁰	E1 ^H
1263.41(2)	4.77(10)	1.0(2)	1528-265	2 ⁰ - 4 ⁰	E2 ^y
1334.74(2)	0.042(7)	≈0.02 ^H	2291-956	3 ⁺ - 4 ⁺²	M1, E2 ^H
1356.62(4)	0.09(6)	0.07(2)	2216-859	3 ⁻ - 3 ⁺²	E1 ^y
1413.81(4)	0.310(5)	0.15(5) ^H	1679-265	4 ⁰ - 4 ⁰	M1+E2+E0 ^H
1433.10(3)	2.3(4)	0.20(6) ^H	1514-81	3 ² - 2 ⁰	E1 ^H
1447.82(3)	3.39	1.3(3)	1528-81	2 ⁰ - 2 ⁰	M1+E2+E0 ^H

Примечания: "H"-новые данные; "y"-уточненные данные;

"*" - интенсивность K-линии E2-перехода 80.58 кэВ принята за 103.3 ед.

Таблица 1(б)

E _y , кэВ	α _K * 100	σL	E _H , кэВ	I _H I _K I _H	E _K , кэВ	I _K I _K I _K
1	2	3	4	5	6	7
1057.67	0.295(36)	E2	2132.94	3 ⁺	1075.28	5+2
1078.88	0.530(56)	M1	1938.26	3 ⁺³	859.39	3+2
1084.83	0.191(37)	E2	2160.11	3 ⁺	1075.28	5+2
1119.50	0.362(41)	E1, E2	1978.43	(3,4) ⁺	859.39	3+2
1152.35	0.271(28)	M1+E2	1938.26	3 ⁺³	785.91	2+2
1176.70	0.300(26)	M1+E2	2132.94	3 ⁺	956.23	4+2
1203.88	0.404(52)	M1 ^y	2160.11	3 ⁺	956.23	4+2
1235.43	0.113(11)	E1	2021.35	(2,3) ⁻	785.91	2+2
1273.54	≈0.290*	M1	2132.94	3 ⁺	859.39	3+2
1300.73	0.285(26)	M1	2160.11	3 ⁺	859.39	3+2
1347.04	0.232(15)	M1	2132.94	3 ⁺	785.91	2+2
1374.19	0.233(17)	M1 ^y	2160.11	3 ⁺	785.91	2+2
1437.30	0.340(83)	M1 ^H	2393.13	2 ⁺ , 3 ⁺	956.23	4+2
1447.82	0.332(26)	M1+E2+E0	1528.39	2 ⁰	80.57	2+0
1457.17	0.129(49)	M1+E2 ^H	2413.66	3 ⁺	956.23	4+2
1474.84	0.094(34)	E2	2260.66	2 ⁺ y	785.91	2+2
1505.00	0.265(37)	M1	2290.96	3 ⁺	785.91	2+2
1522.85	0.237(39)	M1 ^y	2382.26	(3) ⁺	859.39	3+2
1528.38	0.097(17)	E2	1528.39	2 ⁰	0	0+0
1586.68	0.287(56)	M1 ^H	2542.86	3 ⁺ y	956.23	4+2
1591.77	0.218(19)	M1 ^y	2377.85	1 ⁺ 1	785.91	2+2
1607.18	0.185(20)	M1 ^y	2393.13	2 ⁺ , 3 ⁺⁽¹⁾	785.91	2+2
1622.45	0.195(17)	M1 ^y	1703.05	0 ⁺ 0	80.57	2+0
1627.80	0.100(36)	E2	2413.66	(2,3,4) ^{+y}	785.91	2+2
1641.10	0.189(89)	M1 ^H	2427.00	(1,2,3) ^{+H}	785.91	2+2
1652.76	0.060(5)	E1	1917.76	3 ⁻ 3	264.99	4+0
1720.87	0.039(12)	E1 ^y	1985.64	3 ⁻	264.99	4+0
1731.90	0.183(66)	M1+E2 ^H	1813.20	1 ⁺ 0	80.57	2+0
1737.09	0.061(10)	E1 ^y	2524.00	(1) ⁻ y	785.91	2+2
1749.78	0.071(36)	E1 ^H	1830.48	1 ⁻ 1	80.57	2+0
1758.06	0.158(42)	M1+E2 ^H	2022.62	(3,4,5) ^{+H}	264.99	4+0
1781.40	0.136(31)	M1+E2 ^H	2046.87	(3,4) ^{+y}	264.99	4+0
1784.58	0.051(9)	E1 ^H	1865.10	(2,3) ^{-H}	80.57	2+0

Продолжение табл. 1(б)

1	2	3	4	5	6	7
1813.40	0.130(22)	M1+E2	1894.36	(1,2,3) ^{+H}	80.57	2+0
1824.10	0.092(21)	E2 ^H	2089.00	(2,3,4) ^{+H}	264.99	4+0
1837.17	0.043(4)	E1	1917.76	3 ⁻³	80.57	2+0
1867.94	0.087(8)	E2	2132.94	3 ⁻	264.99	4+0
1895.12	0.078(8)	E2	2160.11	3 ⁺	264.99	4+0
1907.71	0.086(10)	E2	2172.74	3 ⁺	264.99	4+0
1966.52	0.086(35)	E2 ^y	2046.87	(3,4) ^{+y}	80.57	2+0
2008.00	0.017(10)	E1	2273.00	3 ⁻	264.99	4+0
2052.36	0.076(8)	E2	2132.94	3 ⁺	80.57	2+0
2079.53	0.071(6)	E2	2160.11	3 ⁺	80.57	2+0
2092.13	0.063(7)	E2	2172.74	3 ⁺	80.57	2+0

Примечания: "н"—новые данные; "у"—уточненные данные;

"*" — α_K вычислены с использованием измеренных в настоящей работе относительных интенсивностей ЭВК и относительных интенсивностей γ -лучей /2/; $\alpha_K(1274) \approx 0.0029$ (M1)

прибора от энергии нами использовались данные, представленные в работе /1/. В таблице приводятся энергии γ -лучей, КВК К-оболочек, мультипольности γ -переходов, соответствующие полученным значениям α_K , а также энергии и квантовые характеристики начальных и конечных состояний ядра, определяющих размещение γ -перехода в схеме распада ^{166}Tm . Полученные данные позволили определить интенсивности К-линий ЭВК с лучшей точностью по сравнению с этими величинами, приводимыми в работе /1/. На основании этого для ряда γ -переходов мы уточняем мультипольность, спин и четность начального уровня, а для отдельных γ -переходов приводим мультипольность впервые.

Значение коэффициента смешивания мультиполей для перехода $E_\gamma=73.45$ кэВ. составило $|\delta|=1.94(31)$. В работе /8/ эта величина, полученная в эксперименте, имеет значение $|\delta|>2.6$, а величина, рассчитанная в рамках двухроторной модели $\delta=-2.6$ /9/. В работе /1/ при указанных значениях отношений интенсивностей линий L1/L2/L3 неправильно оценено значение δ^2 .

Коэффициент смешивания мультиполей для $E_\gamma=96.85$ кэВ составил $|\delta|=4.40(87)$. Полученное нами значение $|\delta|$ вполне согласуется с экспериментальным $\delta=-3.3_{-3.0}^{+1.2}$ /10/ и с расчетным значением, вычисленным в рамках двухроторной модели $\delta=-4.5$ /9/.

На основании факта определения мультипольности M1 для переходов $E_\gamma=1591.77$ и 1607.18 кэВ и того, что эти переходы, разряжаясь с уровней 2377.85 и 2393.13 кэВ на уровень 785.91 кэВ соответственно, имеют примерно одинаковую интенсивность I_γ /II, I2/, можно заключить, что начальные уровни имеют одинаковую внутреннюю структуру. Следовательно, можно предположить, что уровень 2393.13 кэВ является ротационным уровнем полосы $K^\pi=1^+$; головной уровень полосы имеет энергию — 2377.85 кэВ.

Полученные данные показывают, что гамма-переходы из состояний 2^+ (1628.2 кэВ) и 4^+ (1679 кэВ) β -вибрационной полосы на уровни основной полосы имеют сложную мультипольность. Это обстоятельство затрудняет определение экспериментальных значений коэффициента $\delta(E2/M1)$ и параметра Расмуссена $X_T(E0/E2)$ для этих переходов. Экспериментальное значение X_0 для перехода из головного уровня полосы 0_1^+ , определенное из распада ^{166}Ho /13/, использовалось нами в дальнейших расчетах.

Наряду с изучением состояний ^{166}Er , возникающих в β -распаде, интерес вызывает работы, использующие другие виды возбуждения уровней этого ядра. Недавно в эксперименте по кулоновскому

возбуждению был измерен ряд приведенных матричных элементов для основной и γ -полосы вплоть до спина 14^+ и 12^+ соответственно /14/. Теоретический анализ этих данных в рамках полумикроскопической модели был проведен в работе /15/. В работе /16/ в рамках квазичастично-фононной модели ядра были рассчитаны энергии и волновые функции низколежащих неротационных состояний в ^{166}Er . Вычислены $B(E\lambda)$ величины для переходов из основных в возбужденные состояния и вероятности E1, E2 и M1- переходов между возбужденными состояниями.

Экспериментальные данные, полученные в /2/, позволяют вычислить отношения приведенных вероятностей E2- переходов с уровней полос положительной четности и отношения E1- переходов с уровней полос отрицательной четности на уровни полосы основного состояния:

$$R_{\text{IK}}^{\lambda} = \frac{I_{\gamma}(I_i K \rightarrow I_f 0_1)}{I_{\gamma}(I_i K \rightarrow I_f 0_1)} \left[\frac{E_{\gamma}(E\lambda; I_i K \rightarrow I_f 0_1)}{E_{\gamma}(E\lambda; I_i K \rightarrow I_f 0_1)} \right]^{2\lambda+1} \quad (1)$$

Эти значения R_{IK}^{λ} сильно отличаются от значений, предсказываемых правилом Алаги, (см. табл.3), что свидетельствует о заметном смешивании состояний ротационных полос ядра ^{166}Er . Для объяснения неадиабатичностей, проявляющихся в вероятностях E2- и E1-переходов, а также для оценки коэффициентов смеси мультиполей δ и параметра Расмуссена X_{T} нами проведены расчеты в рамках феноменологических моделей /9,17,18/.

Состояния положительной четности

Свойства состояний положительной четности ^{166}Er изучались в работе /9/, где в рамках феноменологической модели рассматривалось смешивание состояний $K^{\pi}=0_1^+, 0_2^+, 2^+$ и 1^+ - полос.

Неадиабатичности, проявляемые электромагнитными переходами из состояний γ -полосы в величинах отношений вероятностей E2- переходов и в вероятностях M1-переходов, объясняются смешиванием состояний вышеперечисленных полос. В нашей работе изучаются неадиабатичности, проявляющиеся в вероятностях E0-, E2- и M1- переходов, разряжающих состояния 0_2^+ -полосы. В расчетах нами были использованы параметры модели, описанной в работе /9/. Структура состояний $K^{\pi}=0_1^+, 0_2^+$ - полос представлена в табл.2. Значения отношений вероятностей E2-переходов из состояний $K^{\pi}=0_2^+$ -полосы представлены в табл. 3. Таблица содержит два варианта расчета, отличающиеся разными значениями параметров $m_K = \langle gr | m(E2) | K \rangle$ в мультипольном операторе E2-переходов (см.формулу (11) в работе /9/). Значения параметров m_K , использованные в расчетах, приведены в табл. 4. Величина $Q_0 = 742 \text{ фм}^2$ бралась из работы /19/. Также в табл.3

Таблица 2
Структура состояний $K^{\pi}=0_1^+, 0_2^+$ -полос

I	$\psi_{0_1 K}^I$				$\psi_{0_2 K}^I$			
	K=0 ₁	K=0 ₂	K=1	K=2 ₁	K=0 ₁	K=0 ₂	K=1	K=2 ₁
2	.9997	.0033	.0247	.0039	-.0063	.9921	.1237	-.0194
4	.9988	.0105	.0447	.0144	-.0182	.9776	.1984	-.0671
6	.9973	.0206	.0642	.0288	-.0320	.9607	.2452	-.1262
8	.9949	.0329	.0835	.0463	-.0452	.9428	.2714	-.1881
10	.9914	.0471	.1031	.0662	-.0569	.9246	.2838	-.2476
12	.9865	.0629	.1231	.0881	-.0667	.9064	.2875	-.3021
14	.9800	.0802	.1437	.1118	-.0747	.8887	.2859	-.3504

Отношения приведенных вероятностей E2-переходов Таблица 3

I	I'	I''	$R_{IK} = V(E2; I0_2 \rightarrow I'0_1) / V(E2; I0_2 \rightarrow I''0_1)$			
			экспер./2/	теор.1	теор.2	АЛАГА
2	4	0	59.69(505)	66.6	23.1	2.57
2	0	2	0.047(5)	0.114	0.235	0.70
2	4	2	2.78(8)	7.61	5.43	1.8
4	2	4	0.079(35)	0.148	0.032	1.1

приводятся величины $R_{IK}^{(2)}$ для переходов из состояний 0_2^+ -полос, полученные из экспериментальных данных /2/.

Из таблицы видно, что величина $R_{IK}^{(2)}$ заметно меняется при сравнительно небольшом изменении параметра m_K . Необходимо

Таблица 4

Значения параметров $m_K = \langle K | \hat{m}(E2) | 0_1^+ \rangle$

№	$e \text{ fm}^2$		
	m_0	m_1	m_2
1	-18	78.5	-26.5
2	-22	75	-26.5

отметить, что при определении экспериментальных величин $R_{IK}^{(2)}$ по формуле (1) допускается неточность, связанная с необходимостью учитывать случаи возникновения переходов, которые не всегда имеют чисто электрическую или магнитную природу. Именно это способствовало проведению теоретических исследований для

определения мультипольного состава переходов. Нами вычислялись вероятности M1-переходов и оценивались значения коэффициента смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для переходов из состояний $K^\pi = 0_2^+$ -полосы. Отметим, что в расчетах вероятностей M1-переходов нами использовались параметры, подобранные в работе /9/.

В табл. 5 приведены расчетные значения δ для переходов $I0_2^+ \rightarrow I0_1^+$. Отметим, что в адиабатическом приближении M1-переходы из состояний β - и γ -вибрационных полос на уровни основной полосы запрещены и только присутствие $K^\pi = 1^+$ -компонентов в состояниях β - и γ -полос делает возможным возникновение подобных переходов /9/. Значения δ , полученные нами для внутривибрационных переходов $3 \rightarrow 2$, $4 \rightarrow 3$ полосы $K^\pi = 2_1^+$ (см. табл. 5) позволяют по адиабатической формуле для δ получить параметры $(g_K - g_R)$, равные 0.09(2) и 0.04(1) соответственно.

Таблица 5

Коэффициенты смешивания мультиполей δ для переходов $I0_2^+ \rightarrow I0_1^+$

I	E_γ	$\delta(E2/M1)$	
		теор1	теор2
2	1.442	0.883	1.195
4	1.414	0.629	0.807
6	1.352	0.588	0.720
8	1.283	0.594	0.704
10	1.130	0.572	0.662
12	0.810	0.451	0.512

Вероятности E0-переходов из состояний 0_2^+ -полосы определялись по формуле /20/:

Таблица 6

Характеристики E0-переходов между состояниями
0₁⁺- и 0₂⁺-полос

	B(E0)		X=B(E0)/B(E2)	
	теория 1	теория 2	теория 1	теория 2
0	9.734	14.516	0.030	0.030
2	9.575	14.279	0.231	0.188
4	9.277	13.834	0.165	0.149
6	8.924	13.307	0.109	0.108
8	8.538	12.731	0.075	0.080
10	8.132	12.126	0.055	0.061
12	7.710	11.497	0.042	0.049

Таблица 7

Параметры, использованные в расчетах

№	ω ₀ , МэВ	ω ₁ , МэВ	ω ₂ , МэВ	ω ₃ , МэВ	(j _x) ₀₁	(j _x) ₁₂	(j _x) ₂₃
1	1,681	1,780	1,360	1,79	1,984	1,061	1,540
2	1,681	1,780	1,354	1,79	1,984	0,893	0,314

Примечания:

ω_к - головная энергия полосы;

(j_x)_{к,к'} - матричные элементы кориолисова взаимодействия.

$$B(E0; I0_2 \rightarrow I0_1) = \left\{ \sum_2 m_{0_2} (\psi_{0_2 0_2}^I \psi_{0_1 0_1}^I + \psi_{0_1 0_2}^I \psi_{0_2 0_1}^I) \right\}^2, \quad (2)$$

где $m_{0_2} = \langle 0_1^+ | m(E0) | 0_2^+ \rangle$ - матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной 0₁⁺- и 0₂⁺-полос. Значения m_{0_2} определим по формуле:

$$X_0(E0/E2) = \frac{B(E0; 00_2 \rightarrow 00_1)}{B(E2; 00_2 \rightarrow 20_1)} = \left[\frac{m_{0_2}}{m_0} \right]^2, \quad (3)$$

используя экспериментальное значение $X_0(E0/E2) = 0.030(15) / 13/$.

Вычисленные ненулевые значения параметров смешивания E0- и E2- переходов из 0₂⁺-полос:

$$X_I(E0/E2) = \frac{B(E0; I0_2 \rightarrow I0_1)}{B(E2; I0_2 \rightarrow I0_1)} \quad (4)$$

и вероятности E0-переходов из состояний 0₂⁺-полосы представлены в табл. 6. Из таблицы видно, что с ростом углового момента значения X_I уменьшаются, а величина B(E0) почти неизменна, что свидетельствует о росте величины B(E2) для таких переходов при увеличении спина. Отметим, что в расчетах не учитывалось смешивание состояний полосы $K^\pi = 0_3^+$, вследствие того, что значение $X_0(E0/E2)$ для таких переходов, к сожалению, неизвестно. В дальнейшем, было бы интересно исследовать смешивание состояний с учётом полосы $K^\pi = 0_3^+$. Мы предполагаем, что по аналогии с расчетами для ¹⁵⁶Gd /20/, это приведет к поправкам в величине $B(E0; I0_2 \rightarrow I0_1)$.

Состояния отрицательной четности

В ядре ¹⁶⁶Er известно несколько ротационных полос отрицательной четности, расположенных близко друг к другу.

Спектроскопические характеристики низколежащих состояний этих полос достаточно хорошо изучены в экспериментальных работах, исследующих β -распад, образующий эти состояния. Анализ экспериментальных данных указывает на то, что состояния отрицательной четности проявляют неадиабатичности, в основном, обусловленные взаимодействием Кориолиса. Роль этого взаимодействия существенно усиливается в случаях, когда полосы оказываются энергетически сближенными и разность квантовых чисел ΔK оказывается равной 1. В случаях, когда $\Delta K \geq 2$, кориолисово взаимодействие также велико для близколежащих уровней с одинаковыми спинами.

Расчеты, сделанные нами для ядра ^{166}Er в рамках феноменологической модели [17,18], учитывают смешивание состояний низколежащих полос $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$. Инерционные параметры вращающегося остова J_0 и J_1 , используемые нами в расчетах, брались равными инерционным параметрам, использованным при расчете состояний положительной четности [9]. Матричные элементы кориолисова смешивания и параметры головных энергий определялись, из наилучшего согласия вычисленных значений энергий с экспериментальными величинами. Параметры, используемые в расчетах приведены в табл. 7. Расчеты содержат два варианта вычислений, отличающиеся разными значениями параметров.

Сравнение значений энергии состояний отрицательной четности, вычисленных в рамках модели и полученных экспериментальным путем, приводится на рис.1. Из рисунка видно, что для состояний с большими спинами в полосе $K^\pi = 2^-$ наблюдается некоторое расхождение теоретических и экспериментальных значений энергии, что, по-видимому, связано с ограничением

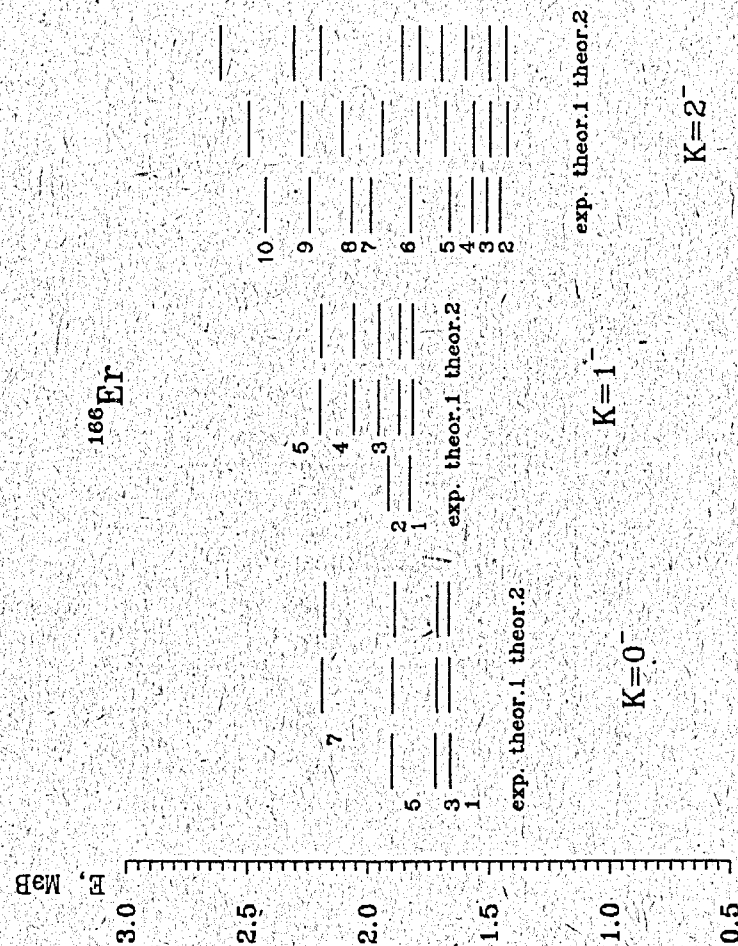


Рис.1. Энергии состояний отрицательной четности

Таблица 8

Структура состояний $K^\pi = 0^-$, 1^- и 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	0,875	0,484	-	-	-0,484	0,875	-	-	-	-	-	-
2	-	-	-	-	-	0,994	-0,114	-	-	0,114	0,994	-
3	0,794	0,566	-0,221	-0,019	-0,596	0,796	-0,106	0,016	0,117	0,216	0,968	0,044
4	-	-	-	-	-	0,870	-0,223	0,441	-	0,217	0,974	0,066
5	0,731	0,509	-0,450	-0,059	-0,621	0,771	-0,140	0,023	0,279	0,383	0,878	0,071
6	-	-	-	-	-	0,880	-0,299	0,370	-	0,285	0,954	0,093
7	0,655	0,417	-0,622	-0,099	-0,631	0,758	-0,161	0,027	0,412	0,501	0,757	0,075
8	-	-	-	-	-	0,871	-0,350	0,346	-	0,332	0,937	0,111
9	0,595	0,342	-0,715	-0,132	-0,636	0,751	-0,175	0,029	0,488	0,564	0,662	0,072

базисных состояний в гамильтониане, заметно проявляющимся с ростом I. Необходимо отметить, что в расчетах в учет берется только одна полоса с $K^\pi=3^-$, в то время как экспериментальные данные приводят несколько $K^\pi=3^-$ -полос с энергиями возбуждения 1916 кэВ, 1981 кэВ, 2080 кэВ и. уровней с $I^\pi=3^-$ - 1985 кэВ, 2002 кэВ, 2076 кэВ, значение K которых однозначно не определено.

Структура состояний низколежащих $K^\pi=0^-$, 1^- , 2^- -полос приведена в табл.8. Из таблицы видно, что состояния рассматриваемых полос заметно смешиваются даже при низких значениях спина.

Далее, используя волновые функции, нами определялись отношения вероятностей E1-переходов из октупольных полос:

$$R_{IK}^{(1)} = \left| \frac{\Psi_{OK}^I \sqrt{I+1} - Z \Psi_{1K}^I \sqrt{I}}{\Psi_{OK}^I \sqrt{I} + Z \Psi_{1K}^I \sqrt{I+1}} \right|^2, \quad (5)$$

где $Z = \langle 0_1^+ | m(E1) | 1^- \rangle / \langle 0_1^+ | m(E1) | 0^- \rangle$.

Здесь Ψ_{OK} и Ψ_{1K} - амплитуды смешивания $K^\pi=0^-$ и 1^- полос в состояниях K-полосы.

Хорошее согласие с экспериментом при расчете величин $R_{IK}^{(1)}$ нами получено при значении Z, равном 0.075 (см. табл.9). Из таблицы видно, что в рамках используемой нами модели качественно описываются значения $R_{IK}^{(1)}$ не только для переходов из состояний $K^\pi=0^-$ и 1^- полос, а также для переходов из состояний $K^\pi=2^-$ -полосы. В адиабатическом приближении E1-переходы из полосы $K^\pi=2^-$ -запрещены по K и, следовательно, возникает необходимость правильно учитывать эффект неадиабатичности, что и позволяют сделать наши расчеты. Нами

Таблица 9

Отношения вероятностей E1-переходов
из состояний $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ - полос

I.	$R_{IK}^{(1)} = V(E1; IK^- \rightarrow I+10_{gr}^+) / V(E1; IK^- \rightarrow I-10_{gr}^+)$							
	K=0			K=1			K=2	
	эсп.	теор.	АЛАГА	эсп.	теор.	АЛАГА	эсп.	теор.
1	1.82 ^{/22/} 1.45 ^{/2/}	1.68	2.0	3.95 ^{/22/} 2.10 ^{/2/}	3.68	0.5	-	-
3	1.49 ^{/22/}	1.00	1.33	1.77 ^{/22/}	2.01	0.75	0.57 ^{/22/} 0.77 ^{/2/}	0.77
5	-	0.97	1.2	-	1.75	0.83	0.92 ^{/22/}	0.80
7	-	0.94	1.14	-	1.65	0.88	-	0.79
9	-	0.79	1.11	-	1.59	0.9	-	0.94

пренебрегается влияние полос $K^\pi > 3^-$ на значения $V(E1)$, вследствие его малости, в то время как учет влияния этих полос приведет к перенормировке энергий уровней полос, включенных в базисные состояния гамильтониана.

В эксперименте по рассеянию γ -квантов на ядрах /21/ для ряда деформированных ядер редкоземельной области были определены значения $V(E1)$ для переходов из 1^+ -состояний. Используя значения $V(E1; 0_{gr}^- \rightarrow 10^-) = (26.6 \pm 1.6) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ для перехода с энергией $E_\gamma = 1.663$ МэВ ядра ^{166}Er , были определены значения матричных элементов между внутренними волновыми

функциями основной и $K^\pi = 0^-, 1^-$ -полос, которые оказались равными:

$$\langle 0_1^+ | M(E1) | 0^- \rangle = (19.8 \pm 1.2) \cdot 10^{-2} e fm;$$

$$\langle 0_1^+ | M(E1) | 1^- \rangle = (1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} e fm.$$

Используя эти матричные элементы, нами вычислены значения $V(E1)$ для переходов $IK^- \rightarrow I+10_{gr}^+$ и $IK^- \rightarrow I-10_{gr}^+$ из состояний $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ - полос, которые представлены на рис.2 и 3 соответственно. Из рисунков видно, что при низких значениях спина I значение $V(E1)$ для переходов из 0^- -полосы оказывается существенно больше, чем для переходов из других полос, и с ростом I это значение для всех полос становится примерно одинаковым. Экспериментально определенное значение $V(E1)$ для перехода из 1^- -уровня $K^\pi = 1^-$ -полосы - $V(E1) \downarrow \approx 1 \cdot 10^{-3}$ хорошо согласуется с соответствующей расчетной величиной (см. рис.3).

В работе /16/ в рамках квазичастично-фононной модели ядра были вычислены E1-переходы из основного состояния на 1^- -уровни $K^\pi = 0^-, 1^-$ - полос. При этом кориолисово смешивание состояний этих полос не учитывалось. Матричные элементы E1-переходов, полученные в такой микроскопической схеме, имеют следующие значения: $\langle 0_1^+ | M(E1) | 0^- \rangle = 30 \cdot 10^{-2} e fm;$
 $\langle 0_1^+ | M(E1) | 1^- \rangle = 10 \cdot 10^{-2} e fm.$

В работе /18/ в расчетах отношений вероятности E1-переходов ядра ^{156}Gd нами был подобран параметр $Z=0.11(3)$ и определены значения матричных элементов $\langle 0_1^+ | M(E1) | 0^- \rangle = 12 \cdot 10^{-2} e fm;$
 $\langle 0_1^+ | M(E1) | 1^- \rangle = 1.3 \cdot 10^{-2} e fm.$

В работе /17/ при изучении величин R_{IK} ядра ^{164}Er значение параметра Z составило $Z=0.11(2)$. К сожалению, значений м.э. $\langle 0^+ | M(E1) | K^- \rangle$ нам получить не удалось, вследствие того что экспериментальные значения $V(E1)$ для переходов из состояний октупольных полос не были известны.

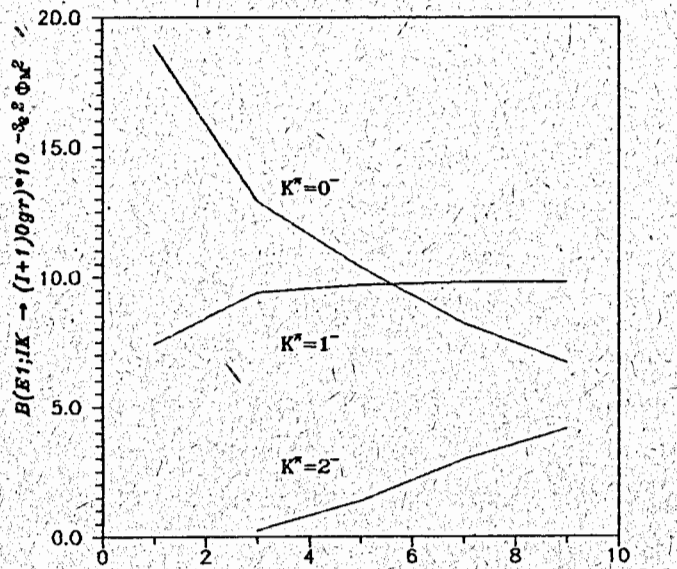


Рис.2. Вероятности E1-переходов $V(E1; K \rightarrow I+10_g) \cdot 10^{-3} \Phi_e^2$ I h

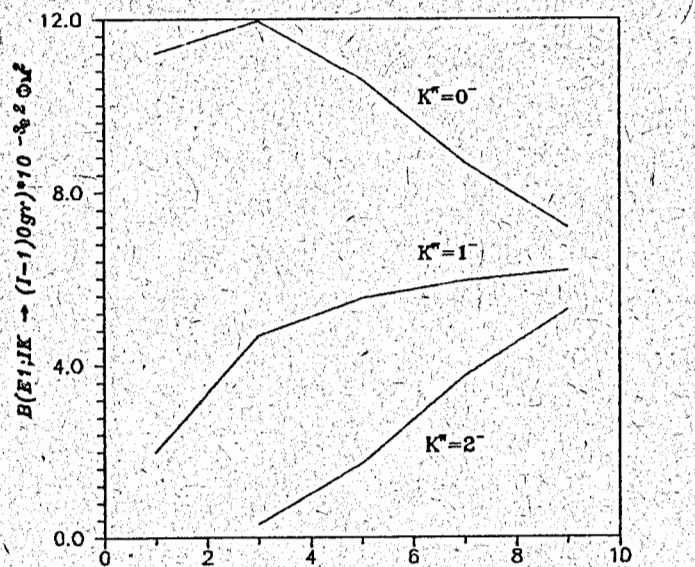


Рис.3. Вероятности E1-переходов $V(E1; K \rightarrow I-10_g) \cdot 10^{-3} \Phi_e^2$ I h

Заключение

Продолжены исследования спектра ЭВК, образуемого при распаде ^{166}Tm . Определены мультипольности переходов между возбужденными уровнями ядра ^{166}Er . Показано, что отношения вероятностей E2- и E1-переходов из состояний положительной и отрицательной четности соответственно имеют сильные отклонения от правила Алаги. Неадиабатичность сильно проявляется в отношениях $R_{IK}^{(2)}$ для переходов из уровней 0_2^- -полосы. Экспериментально показано, что переходы $10_2^+ \rightarrow 10_1^+$ для $I=2$ и 4 имеют сложную мультипольность (E0+M1+E2). Неадиабатичности, проявляющиеся в величинах энергии и вероятности электромагнитных переходов, объяснены в рамках феноменологических моделей, рассматривающих смешивание состояний низколежащих ротационных полос. Оценены теоретические значения коэффициентов смеси мультиполей δ и параметра Расмуссена X_{IK} для переходов из состояний $K^\pi=0_2^+$ -полосы. Вычислены значения вероятностей дипольных электрических переходов, разряжающих уровни $K^\pi=0_1^-, 1_1^-, 2_1^-$ -полос.

Исследования выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94-02-04828a) и АО "Мосбизнес".

ЛИТЕРАТУРА

1. Adam I., Frana J., Grigoriev E.P. et al. - Czechosl. Journ. Phys., 1979, V.29, p.997.
2. Адам И., Будзяк А., Вагнер В. и др. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.875.

3. Баратова М.А., Бутабаев Ю.С., Исламов Т.А., Ниязов Р.А., Холматов А.Х. – Тезисы докладов 43-го Совещания по ЯС и САЯ. С.-Петербург, 1993, с.91.
4. Сэрээтер Ж., Юлдашев М.Б., Кузнецов В.В., Громов К.Я. и др. Тезисы докладов 44-го Совещания по ЯС и САЯ. С.-Петербург, 1994, с.340.
5. Молнар Ф., Халкин В., Херрман Э. Получение высокорadioактивных препаратов нейтронодефицитных изотопов редкоземельных элементов для целей ядерной спектроскопии. –ЭЧАЯ, т.4, 1973, с.1077.
6. Кочетков В.А., Лебедев Н.А., Новгородов А.Ф., Халкин В.А. – Радиохимия, т.6, 1964, с.73.
7. Hager R.S., Seltzer E.C.–Nucl. Data, 1968, A4, p.1
8. Григорьев Е.П. и др.—В сб.: "Призмьные бета-спектрометры и их применение". Вильнюс, 1974.
9. Mikhailov I. N., Usmanov Ph. N. – Ann. Physik 2, 1993,с.239.
10. Domingos J.M. et.al.–Nucl. Phys., 1972, A180, p.600.
11. Бондаренко В.А., Григорьев Е.П., Прокофьев П.Т. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, т.45, с.2142.
12. Shurshikov E.N., Timofeeva N.V. – Nuclear Date Sheets, 1992, v. 67, p.45.
13. Григорьев Е.П.—Программа и тезисы докладов XXIV совещания по ЯС и САЯ. Л.: Наука, 1974, с.128.
14. Fahlander C. et al,–Nucl. Phys., 1992, A537, p.183.
15. Nesterenko V.O., Usmanov Ph.N., Okhunov A.A., Fahlander C.– J.Phys. G., Nucl.Part.Phys., 1993, 19, p.1339.
16. Soloviev V.G., Sushkov A. V., Shirikova N.Yu. – IV Internat. Conference on selected topics in Nucl. Structure, Dubna, 1994, p.94.

17. Громов К.Я., Усманов П.Н. Холматов А.Х., Бутабаев Ю.С., Ниязов Р.А. – Изв. РАН, сер.физ., 1992, т.56, с.36.
18. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х., Бутабаев Ю.С., Ниязов Р.А. – Изв. РАН, сер.физ., 1993, т.57, с.91.
19. Бегжанов Р.Б. и др. – Справочник по ядерной физике. Ташкент, ФАН, 1989, т.1,2.
20. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х., Бутабаев Ю.С., Ниязов Р.А. – Ядерная Физика, 1993, т.56, вып.2, с.29.
21. Zilges A. et. al. – Z. Phys. A, Hadrons and Nucl., 1991, v.340, p.155.
22. Беленький В.М., Григорьев Е.П. – Структура четных ядер. Москва: Энергоатомиздат, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июля 1994 года.