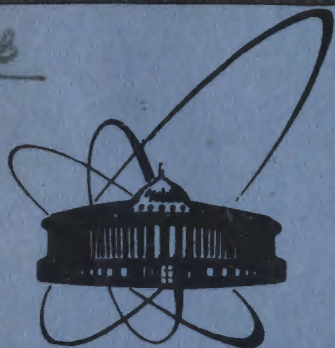


СЗЧ.2В



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

6271 / 83

6-83-617

М.Будзынски, О.И.Кочетов, Г.И.Лизурей,
В.А.Морозов, А.И.Муминов, Я.Саржински

СВОЙСТВА
НИЗКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ^{165}Er

Направлено в журнал "Annales"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные значения ядерных моментов, отношений матричных элементов и вероятностей электромагнитных переходов дают важную информацию о структуре ядра и его возбужденных состояниях. Эти величины являются чувствительными критериями для проверки применимости выбранных ядерных потенциалов и волновых функций в современных моделях ядра. Определение новых и уточнение ранее измеренных значений ядерных моментов, времен жизни возбужденных состояний атомных ядер, коэффициентов смешивания мультипольностей излучений позволяют не только проверить существующие модельные представления о свойствах возбужденных состояний ядра, но и наметить пути улучшения этих представлений.

В настоящей работе методом интегральных возмущенных угловых корреляций измерен магнитный момент уровня 242,9 кэВ ^{165}Er . В результате анализа новых данных ¹ по схеме распада $^{165}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Er}$ время жизни $T_{1/2} = 10,98 \pm 0,14$ нс², которое ранее связывалось с состоянием 745,9 кэВ, приписываем состоянию $1/2^-$ 589,8 кэВ. Результаты проведенных исследований угловых $\gamma\gamma$ -корреляций позволили определить мультипольный состав ядра у переходов в ^{165}Er .

В рамках современных полумикроскопических моделей ядра проведены расчеты магнитных моментов основных состояний ротационных полос $3/2^- [521]$ и $5/2^- [523]$ для нечетно-нейтронных изотопов $^{161}, ^{163}, ^{165}\text{Er}$.

2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ И ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Моноизотопные источники ^{165}Tm получались в реакции глубокого расщепления тантала протонами с энергией 660 МэВ на внутреннем пучке синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ с последующим радиохимическим выделением фракции тулия и разделением ее по массам на электромагнитном масс-сепараторе.

При сепарации ионы ^{165}Tm внедрялись в алюминиевую фольгу, которая затем растворялась в концентрированной соляной кислоте. В измерениях использовался IN раствор TmCl_3 , помещенный в плексигласовую ампулу диаметром 2 мм и высотой $h = 5$ мм.

Исследования проводились на автоматизированном корреляционном спектрометре с полупроводниковым $\text{Ge}(\text{Li})$ - и двумя сцинтилляционными $\text{NaI}(\text{Tl})$ -детекторами^{3/}. При измерениях возмущенных угловых корреляций внешнее поляризирующее магнитное поле создавалось электромагнитом бронзового типа $H = 2$ Тл в зазоре между полюсами, равном 5 мм/.

Для накопления спектров совпадений использовался 4096-канальный амплитудный анализатор ICA-70. В конце каждой серии измерений накопленная информация передавалась по линии связи на ЭВМ ЕС-1010. Спектры совпадений обрабатывались с помощью пакета программ ГАММА¹⁴. Коэффициенты угловых корреляций A_{22} и A_{44} рассчитывались с учетом вкладов конкурирующих каскадов, комптоновского распределения и случайных совпадений.

3. УГЛОВЫЕ $\gamma\gamma$ -КОРРЕЛЯЦИИ

Задача, которая ставилась при исследовании угловых корреляций в ^{165}Er , заключалась в определении величины возможной примеси E2-компонента в M1-переходах между состояниями ротационных полос отрицательной четности с $\Delta K = +1$.

Полученные коэффициенты угловых корреляций после введения поправок на конечные телесные углы детекторов¹⁵ приведены в табл.1. Там же для сравнения даны коэффициенты угловых корреляций, определенные в работе¹⁶.

При анализе коэффициентов угловых корреляций /табл.1/ мы исходили из схемы распада $^{165}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Er}$ /рис.1/, предложенной в работе¹⁷ и мультипольностей γ -переходов, определенных в работах^{1,7-9}. В соответствии с данными этих работ принималось, что переходы 1131,2 кэВ и 1184,4 кэВ имеют чистый E1-характер.

Каскад /1104,4 - 242,9/ кэВ связывает состояния со спинами $3/2^+ - 3/2^- - 5/2^-$. Поскольку переход 1184,4 кэВ чистый - E1, из таблиц¹⁰ следует, что парциальный коэффициент $A_2 / 1184,4 / = -0,400$. Используя экспериментальное значение A_{22} для данного каскада /табл.1/, получаем $A_{22} / 242,9 / = +0,12 / 3 /$. На основе этой величины был установлен предел возможной примеси E2-компонента в переходе 242,9 кэВ: $M1 + \leq 0,04\% E2$ при $\delta > 0$, что находится в согласии с данными по электронам внутренней конверсии^{1,9}.

Каскад /113,5 - 242,9/ кэВ. Используя значение $A_2 / 242,9 /$, установленное при анализе предыдущего каскада, определили парциальный коэффициент $A_2 / 113,5 / = -0,408 / 122 /$, из которого следует мультипольный состав перехода 113,5 кэВ: $M1 + \leq 1\% E2$ ($\delta < 0$).

Каскад /1131,2 - 296,1/ кэВ. Верхний переход этого каскада $3/2^+ - 5/2^- - 5/2^-$ имеет чистый E1-характер, поэтому из таблиц¹⁰ следует $A_2 / 1131,2 / = 0,374$. Аналогично предыдущим каскадам, определяем парциальный коэффициент $A_2 / 296,1 / = -0,323 / 61 /$, анализ которого позволяет приписать переходу 296,1 кэВ мультипольности или $M1 + / 1,0 + 1,3 - 0,8 / \% E2$, $/\delta = -0,10 + 0,05 - 0,06 /$, или $M1 + / 81 - 5 + 4 / \% E2$, $/\delta = +2,07 + 0,32 - 0,27 /$.

Таблица 1

Коэффициенты $\gamma\gamma$ -угловых корреляций в ^{165}Er

Каскад $I_1^{\pi_1}(E_1, \text{кэВ}) I_2^{\pi_2}(E_2, \text{кэВ})$	$A_{22}(\Delta A_{22})$	$A_{44}(\Delta A_{44})$	$A_{22}(\Delta A_{22})/6/$	$A_{44}(\Delta A_{44})/6/$
$3/2^-(113,5) 3/2^-(242,9) 5/2^-$	-0,049(8)	+0,002(23)		
$3/2^+(346,8) 3/2^-(242,9) 5/2^-$	+0,059(8)	-0,006(24)	+0,057(11)	-0,034(38)
$1/2^-(346,9) 3/2^-(242,9) 5/2^-$	-0,048(12)	+0,003(21)	-0,050(18)	+0,024(39)
$3/2^+(1184,4) 3/2^-(242,9) 5/2^-$	-0,121(23)	+0,010(40)		

Таблица 2

Смеси мультипольностей исследуемых γ -переходов ^{165}Er

E_γ (кэВ)	Мультипольность			$\gamma\gamma$ (θ) наст. работы	δ
	$K\pi K\pi / I$	$K\pi K\pi / 9/$	$I\% (\theta)$		
113,5	M1	M1+0,8% E2	M1+ 1% E2		$\delta < 0$
242,9	M1	M1	M1+ 0,04% E2		$\delta > 0$
296,1	E2	M1+ 11% E2	M1+ (81+4) % E2		$\delta > 0$
346,8	E1	E1	E1		
346,9	M1	M1	M1+ 0,7% E2		$\delta > 0$

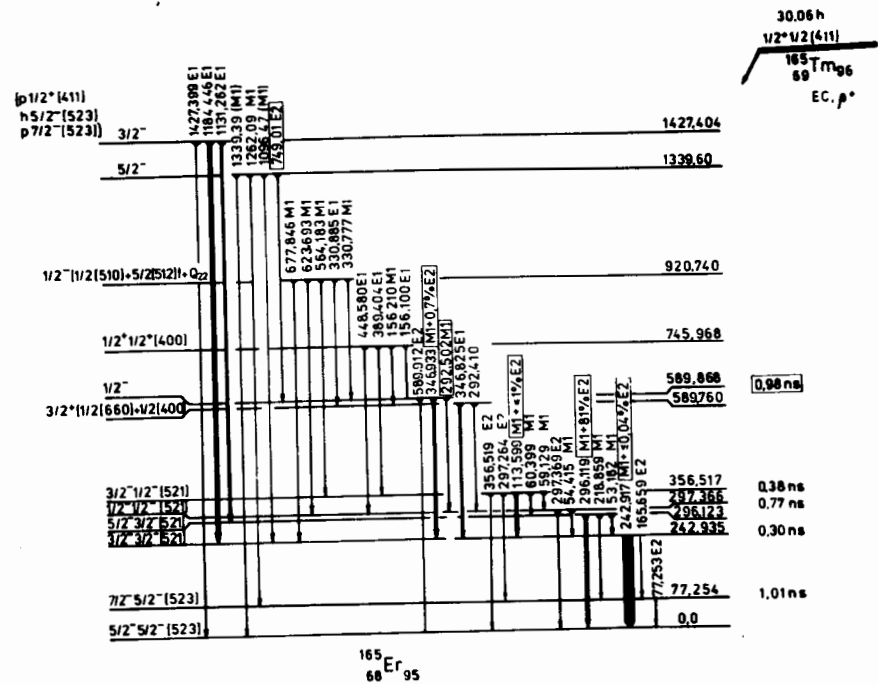


Рис.1. Фрагмент схемы распада $^{165}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Er}$. Выделены величины, определенные в настоящей работе.

В работе ^{11/} для перехода 296,1 кэВ определен коэффициент внутренней конверсии $\text{KVK} / \alpha_K = 0,113$, что позволяет приписать ему мультипольность - M1. Однако в работе ^{1/}, также на основе данных по $\text{KVK} / \alpha_K = 0,051/$, мультипольность этого перехода определяется как E2.

Таким образом, имеющиеся данные по КВК противоречивы и не дают возможности однозначного выбора δ для перехода 296,1 кэВ.

Рассмотрим разрядку состояния 218,8 и 296,1 кэВ на основное и первое возбужденное состояния полосы $5/2^-$ [523]. Поскольку указанные состояния практически не смешиваются /см. табл.5/, отношения приведенных вероятностей электрических и магнитных переходов одинаковой мультипольности, идущих между начальным состоянием $I_1 K_1$ и двумя конечными состояниями $I_f K_f$ и $I_f' K_f'$ одной вращательной полосы в нечетных ядрах, должно описываться отношением квадратов коэффициентов Клебша-Гордана /правила Алаги/:

$$\frac{B(\sigma L; I_1 K_1 \rightarrow I_f K_f)}{B(\sigma L; I_1 K_1 \rightarrow I_f' K_f')} = \frac{\langle I_1 L K_1 K_f - K_1 | I_f K_f \rangle^2}{\langle I_1 L K_1 K_f - K_1 | I_f' K_f' \rangle^2} \quad /1/$$

Из анализа отношений приведенных вероятностей можно определить величину отношения δ^2 (E2/M1) разряжающих переходов.

Используем это свойство для выбора одного из двух возможных значений $\delta/296,1/$. Отношения квадратов коэффициентов Клебша-Гордана для случаев E2 и M1-переходов: $5/2^- 3/2^- [521] \rightarrow 5/2^- 5/2^- [523]$ и $5/2^- 3/2^- [521] \rightarrow 7/2^- 5/2^- [523]$ равны:

$$\frac{B(E2, 5/2^- 3/2^- \rightarrow 5/2^- 5/2^-)}{B(E2, 5/2^- 3/2^- \rightarrow 7/2^- 5/2^-)} = \frac{\langle 5/2^- 2 3/2^- | 5/2^- 5/2^- \rangle^2}{\langle 5/2^- 2 3/2^- | 7/2^- 5/2^- \rangle^2} = 27 \quad /2/$$

$$\frac{B(M1, 5/2^- 3/2^- \rightarrow 5/2^- 5/2^-)}{B(M1, 5/2^- 3/2^- \rightarrow 7/2^- 5/2^-)} = \frac{\langle 5/2^- 1 3/2^- | 5/2^- 5/2^- \rangle^2}{\langle 5/2^- 1 3/2^- | 7/2^- 5/2^- \rangle^2} = 0,4 \quad /3/$$

Экспериментальные значения приведенных вероятностей M1- и E2-переходов определяются выражениями:

$$B(M1) = \frac{3,96 \cdot 10^6}{T_{1/2}^Y(M1) E_Y^3(\text{кэВ})} \quad /4/$$

и

$$B(E2) = \frac{56,3}{T_{1/2}^Y(E2) E_Y^5(\text{кэВ})} \quad /5/$$

Учитывая то, что $\frac{T_{1/2}^Y(M1)}{T_{1/2}^Y(E2)} = \delta \left(\frac{E2}{M1} \right)$, взяв отношение уравнений

/2/ и /3/ и подставляя выражения /4/ и /5/ для приведенных вероятностей M1- и E2-переходов, получаем:

$$\frac{B(E2; 296,1)}{B(E2; 218,8)} \cdot \frac{B(M1; 218,8)}{B(M1; 296,1)} = \frac{16,23 \cdot \delta^2(296,1)}{29,68 \cdot \delta^2(218,8)} = 67,5 \quad /6/$$

откуда $\delta^2 / 296,1/ = 123,44 \delta^2 / 218,8/$. Подставляя значение $\delta^2 / 218,8/ = 0,07$, определенное как среднее значений из работ ^{9/} и ^{11/}, получаем $\delta^2 / 296,1/ = 8,65$. Это позволяет выбрать из двух возможных значений отношений смешивания для перехода 296,1 кэВ одно - $\delta = +2,07$ и другое - $-0,27$.

Каскад /346,8 - 242,9/ кэВ + /346,9 - 242,9/ кэВ. В работе ^{12/} был проведен тщательный анализ коэффициентов угловых корреляций этого суммарного каскада /рис.1/ с привлечением данных

по исследованию спектров γ -лучей и электронов внутренней конверсии ^{165}Er /1,9/. В результате был установлен мультипольный состав дублета γ -переходов: $3/2^+/346,8/ 3/2^-$ - E1 и $1/2^-/346,9/ 3/2^-$ - M1 + 0,7%E2. Данные настоящих измерений подтверждают эти результаты.

Мультипольный состав исследуемых γ -переходов, установленный на основании измеренных коэффициентов угловых корреляций /см. табл.1/, приведен в табл.2.

4. УТОЧНЕНИЕ СХЕМЫ УРОВНЕЙ ^{165}Er

Баланс интенсивностей переходов, заселяющих и разряжающих состояния 745,9 и 589,8 кэВ ^{165}Er , проведенный в работе /1/, позволяет перейти от оценки периода полураспада состояния $1/2^-$ 589,8 кэВ / $T_{1/2} \leq 0,6$ нс /2/ / к определению его точного значения.

В работе /1/ было показано, что состояние 745,9 кэВ заселяется только в результате К-захвата. Поэтому при той постановке эксперимента /совпадения конверсионных электронов К-384,5; К-389,4; L-346,9 кэВ с гамма-лучами $E_{\gamma} \geq 300$ кэВ/, которая имела место в исследованиях /2/, приписываемое состоянию 745,9 кэВ время жизни $T_{1/2} = /0,98 \pm 0,14/$ нс следует относить к состоянию $1/2^-$ 589,8 кэВ, так как основной вклад в совпадения тогда должны давать конверсионные электроны L-346,9 кэВ.

Для вычисления приведенных вероятностей переходов, разряжающих уровень 589,8 кэВ, необходимо решить вопрос о размещении перехода с энергией 292,4 кэВ в схеме распада ^{165}Er . В работе Вылова и др. /1/ этот переход размещен между состояниями $3/2^+$ 589,7 кэВ и $1/2^-$ 297,3 кэВ. Однако в работе Маргуе /11/ есть указание на то, что переход с энергией 292,4 кэВ является дублетным и идет не только с уровня $3/2^+$ 589,7 кэВ, но и с уровня $1/2^-$ 589,8 кэВ. Воспользовавшись значением коэффициента внутренней конверсии перехода 292,4 кэВ $a_K = 0,094$ /31/ /1/ и приняв во внимание значение спина состояния 589,8 кэВ - $1/2^-$ /12/ из выражения:

$$a_K^{\text{экс.}} = P \cdot a_K(M1) + (1 - P) \cdot a_K(E1), \quad //1/$$

где $\frac{I_{\gamma}(M1)}{I_{\gamma}(E1)} = \frac{P}{1 - P}$, можно определить относительные интенсивности

компонент дублета. Получено $P = 0,75$ /25/. Приведенные вероятности переходов, разряжающих состояние 589,8 кэВ, и факторы запрета по Вайскопфу, приведены в табл.3.

Необходимо отметить, что факторы запрета и вероятности переходов с коллективного состояния, каким является состояние с энергией 589,8 кэВ /13, 14/, на практически чистые одноквазичастичные состояния, не противоречат систематике переходов между одноквазичастичными состояниями.

Таблица 3

Факторы запрета по Вайскопфу (F_w) и приведенные вероятности $B(\sigma L)$ переходов, разряжающих состояние $1/2^-$ 589,8 кэВ ^{165}Er

E_{γ} (кэВ) $T_{1/2}$ (с)	I_f K_f [$K_{\sigma} \Lambda$]	E_{γ} (кэВ)	f_1	Мультипольность	$B(\sigma L)$ эксп.	F_w
589,8 $0,98 \cdot 10^{-9}$	$1/2^- 1/2^-$ [52I]	292,5	0,18	M1	$2,52 \cdot 10^{-4}$	$7,13 \cdot 10^3$
	$3/2^- 3/2^-$ [52I]	346,9	0,52	M1 + 0,7% E2	$4,47 \cdot 10^{-4}$ $0,39 \cdot 10^{-4}$	$4,03 \cdot 10^3$ $1,39 \cdot 10^2$
	$5/2^- 5/2^-$ [523]	589,9	0,30	E2	$2,34 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^1$

Таблица 4

Отношение приведенных вероятностей M1-переходов с уровня 1339,6 кэВ ^{165}Er

E_{γ} (кэВ) I339,6	$I_1 (E_{\gamma} I_1) I_2$	$K_1 - K_2$	$\frac{B_{\gamma 1}(M1)}{B_{\gamma 2}(M1)}$ теор.	$\frac{B_{\gamma 1}(M1)}{B_{\gamma 2}(M1)}$ эксп.
	$5/2^- (1262,0) 7/2^-$ $5/2^- (1339,3) 5/2^-$	$3/2^- - 5/2^-$ $5/2^- - 5/2^-$	2,49 0,40	$0,72 \pm 0,17$

Полученные факторы ветвления f_i /табл.3/ позволяют разместить переход 749,0 кэВ между состояниями $5/2^-$ 1339,6 кэВ и $1/2^-$ 589,8 кэВ. В работе ^{1/} переход 749,0 кэВ размещен между состояниями $5/2^-$ 1339,6 кэВ и $3/2^+$ 589,7 кэВ. В пользу предлагаемого нами варианта размещения говорит то, что для значения фактора ослабления интенсивностей γ -лучей 749,0 кэВ, равного 0,52, получается лучшее согласие со значением, полученным в экспериментах по e^- совпадениям ^{1/} /фактор ослабления равен 0,36/7//. Кроме того, имеется лучшее согласие по энергии, чем в альтернативном варианте размещения перехода 749,0 кэВ между состояниями $5/2^-$ 1339,6 кэВ и $3/2^+$ 589,7 кэВ.

Нами была предпринята попытка определения квантового числа K^π для состояния 1339,6 кэВ по отношению приведенных вероятностей M1-переходов, следующих на первые два уровня ротационной полосы основного состояния $5/2^-$ [523]. Полученные результаты /табл.4/ позволяют сделать заключение, что состояние 1339,6 кэВ имеет, вероятнее всего, $K^\pi = 5/2^-$, хотя значительное отклонение отношения приведенных вероятностей от расчетных, свидетельствует о сложной структуре этого состояния.

5. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ СОСТОЯНИЯ 242,9 кэВ

Измерение магнитного момента уровня 242,9 кэВ ^{165}Er проводилось методом интегральных возмущенных угловых корреляций $\gamma\gamma$ -каскадов /1104,4 - 242,9/ кэВ и /110,5 - 242,9/ кэВ.

В эксперименте регистрировалось число совпадений $N(\theta, \pm H)$ для двух противоположных направлений магнитного поля $H_{\text{внеш.}} = 2,0 \text{ Тл/}$, приложенного к источнику перпендикулярно плоскости детекторов. Угол между осями детекторов составлял $\theta = 135^\circ$, после чего определялась экспериментальная величина:

$$R = 2 \frac{N(\theta, +H) - N(\theta - H)}{N(\theta + H) + N(\theta - H)}, \quad /8/$$

которая в случае $A_{22} \gg A_{44}$ связана с углом поворота картины угловой корреляции следующим выражением:

$$R = -b_2 \sin 4\Delta\theta, \quad /9/$$

где

$$b_2 = \frac{3A_{22}}{4 + A_{22}} \quad \text{и} \quad \Delta\theta = \frac{1}{2} \arctg 2\omega_L r.$$

Частота ларморовской прецессии ω_L определяется произведением величин магнитного момента ядра μ и действующего на него эффективного магнитного поля $H_{\text{эфф.}} = H_{\text{внеш.}} \cdot \beta / \beta$ - парамагнитная

поправка/:

$$\omega_L = \frac{-\mu H_{\text{эфф.}}}{\hbar}. \quad /10/$$

Эта формула действительна в том случае, если в изучаемом образце имеет место только статистическое магнитное взаимодействие, а другими видами сверхтонких взаимодействий можно пренебречь.

В жидких образцах возможно ослабление угловой корреляции динамическим квадрупольным взаимодействием. Оценка интегрального фактора ослабления угловой корреляции, определяемого этим взаимодействием, на основе данных работ ^{15-17/} /в предположении величины спектроскопического квадрупольного электрического момента $Q = 1,5 \text{ б}$ и периода полураспада $T_{1/2} = 0,30/2/ \text{ нс}^{2/}$ промежуточного состояния изучаемых каскадов/ дает $G_{22}(\infty) \geq 0,998$. Для Er^{3+} парамагнитная поправка определена как теоретически $\beta_{\text{теор.}} = 6,82 \pm 0,38^{18/}$, так и экспериментально $\beta_{\text{эксп.}} = 6,61 \pm 0,30^{19/}$. Согласие этих величин дает возможность надежно определить эффективное магнитное поле, действующее на ядра эрбия $H_{\text{эфф.}} = 13,2/7/ \text{ Тл}$.

При вычислении экспериментальной величины магнитного момента уровня 242,9 кэВ ^{165}Er использовалось значение времени жизни $T_{1/2} = 0,30/2/ \text{ нс}$ из работы ^{12/}. Частота ларморовской прецессии $\omega_L = 215/3/ \cdot 10^6 \text{ рад/с}$ определялась как средневзвешенная величина двух частот, полученных в результате измерений интегральных возмущенных угловых корреляций $\gamma\gamma$ -каскадов /1184,4 - 242,9/ кэВ и /113,5 - 242,9/ кэВ.

Полученное значение магнитного момента $\mu/242,9/ = -0,51/14/ \text{ я.м.}$ ^{165}Er хорошо укладывается в систематику экспериментальных величин магнитных моментов $3/2^-$ [521] состояний нечетно-нейтронных (Dy , Gd , Er) ядер редкоземельной области /-0,25 ÷ -0,55/ я.м.^{17/}.

6. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ

В рамках современных полумикроскопических моделей ядра нами были проведены расчеты магнитных дипольных моментов $3/2^-$ [521] и $5/2^-$ [523] состояний нечетно-нейтронных изотопов $^{161}, ^{163}, ^{165}\text{Er}$, для которых имеются экспериментальные данные ^{20,21/} /см.табл.6/.

а/ Расчеты в рамках одночастичной модели деформированного ядра с учетом квадрупольной ϵ_2 и гексадекапольной ϵ_4 деформации

Использовался гамильтониан Нильссона, модифицированный Густафсоном и др. ^{22/}. Величина магнитного момента определялась из

выражения /23/ :

$$\mu = \frac{I}{I+1} \{ (g_B - g_R) \frac{1}{2} \sum_{\ell} (a_{\ell}^2, \Omega - 1/2 - a_{\ell}^2, \Omega + 1/2) + g_{\ell} I + g_R \} \quad /11/$$

Энергии одночастичных состояний в асимптотическом представлении $[N n_z \lambda] \Omega$ и коэффициенты разложения волновых функций $(a_{\ell}, \Omega - 1/2, a_{\ell}, \Omega + 1/2)$ в сферическом базисе $|N \ell \lambda \Sigma\rangle$ были вычислены с помощью программы, описанной в работе /24/. Параметры квадрупольной ϵ_2 и гексадекапольной ϵ_4 деформаций были взяты из работы Экстрема и Ламма /25/. Во всех расчетах $g_B = 0,8 \cdot g_B$ своб. и $g_R = 0,3 / g_{\ell} = 0$ для нечетно-нейтронных ядер/.

б/ Расчеты в рамках обобщенной модели ядра с использованием потенциала Саксона-Вудса, адиабатическое приближение

В адиабатическом приближении состояния аксиально-симметричного нечетного ядра характеризуются квантовыми числами полного углового момента I , его проекции K на ось симметрии ядра и некоторого набора ρ асимптотических квантовых чисел. В этом приближении магнитный момент определяется формулой /23/ :

$$\mu = g_R + \frac{K}{I+1} (g_K - g_R) \quad (K \neq \frac{1}{2}), \quad /12/$$

где в общем случае величина g_R отличается от значений g_R^0 в четно-четных ядрах из-за взаимодействия Кориолиса между внешними нуклонами и остовом.

Учет эффектов спиновой поляризации, которая возникает как результат влияния I^+ -возбуждений остова, сводился к перенормировке спинового гиромангнитного фактора g_B /26/. В этом случае g_K - гиромангнитный коэффициент внутреннего движения имеет вид:

$$g_K = g_{\ell} + \frac{1}{K} (g_B^{\text{эфф.}} - g_{\ell}) \cdot \langle K \rho | S_z | K \rho \rangle, \quad /13/$$

где обычно $g_B^{\text{эфф.}} = 0,6 g_B$, а $g_{\ell} = 0$ для нечетно-нейтронных ядер.

Вычисления одночастичных уровней и волновых функций в потенциале Саксона-Вудса проводились с помощью программы CALDNU /27/. Параметры потенциала были позаимствованы из работы /28/.

в/ Расчеты в рамках неадиабатической роторной модели

Эта модель является прямым обобщением модели Бора-Моттельсона на случай сильного взаимодействия Кориолиса между внешними

E_1 / MeV

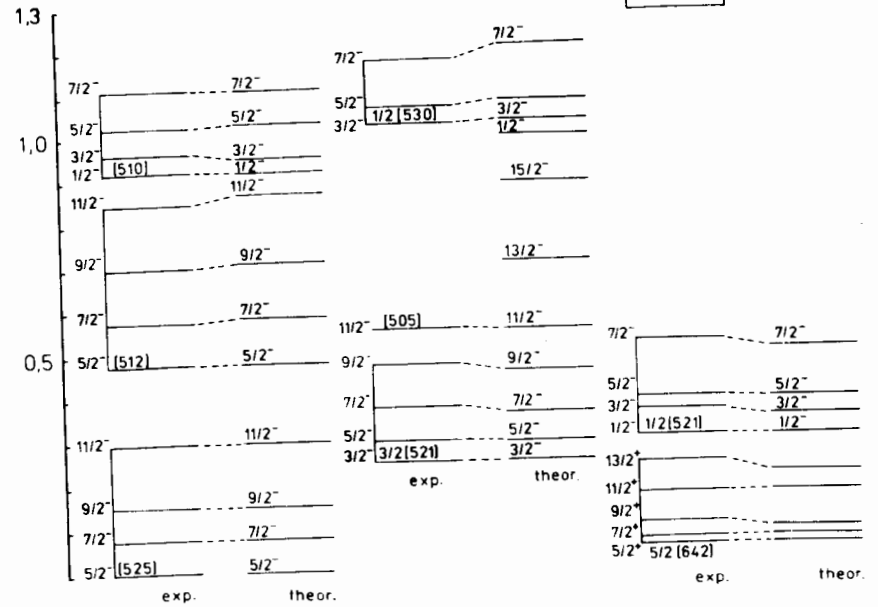


Рис.2. Сравнение рассчитанных значений энергий состояний ротационных полос в ^{165}Er с экспериментальными значениями. НВМ - неадиабатическая вращательная модель /14/.

нуклонами и вращающимся остовом. Вращение остова описывается в коллективных переменных /углы Эйлера/, а внутреннее движение нуклонов рассматривается в рамках микроскопического подхода, что позволяет учесть поляризационные эффекты, обусловленные внутренними возбуждениями остова.

Величина магнитных моментов вычислялась по формуле /14/:

$$\mu_I = (I+1)^{-1} [(g_R^0 - g_{\ell}) G(I) g_{\ell} I(I+1) + (g_B - g_{\ell}) \langle IM | \vec{s} | IM \rangle], \quad /14/$$

где

$$G(I) \equiv g(I) - \frac{1}{2} (-1)^{I+1/2} (I + \frac{1}{2}) a(I).$$

Для каждого ядра вычислялся спектр внутренних возбуждений и поляризационные факторы, учитывающие перенормировку одночастичных матричных элементов операторов J_{\pm}, S_z, S_{\pm} . Затем диагонализировалась матрица взаимодействия Кориолиса и вычислялись энергетические спектры /рис.2/, а также амплитуды смешивания $S_{K\rho}^I$. Параметр $\hbar/2J$ находился из процедуры подгонки расчетных энергий ротационных состояний к экспериментальным энергиям.

Таблица 5

Амплитуды смешивания ротационных полос в ^{165}Er

Полоса	I^{\pm}	$E_{\text{эксп.}}$ (кэВ)	$E_{\text{теор.}}$ (кэВ)	Амплитуды смешивания S_{Er}						
				$5/2 [523]$	$5/2 [12]$	$3/2 [532]$	$3/2 [521]$	$1/2 [530]$	$1/2 [521]$	$1/2 [510]$
$5/2^- [523]$	$5/2^-$	0	0	0,997	0,007	0,050	0,056	0,008	0,004	-0,002
	$7/2^-$	77,2	77	0,992	0,018	0,077	0,090	0,015	0,003	-0,003
	$9/2^-$	175,8	176	0,983	0,003	0,101	0,126	0,029	0,017	-0,008
	$11/2^-$	296,1	298	0,974	0,000	0,122	0,160	0,037	0,002	-0,009
$3/2^- [521]$	$3/2^-$	242,9	245	-0,056	0,300	-0,001	0,943	0,128	0,004	-0,040
	$5/2^-$	296,1	290	-0,089	0,369	-0,008	0,892	0,165	-0,165	-0,071
	$7/2^-$	372,0	360	-0,132	0,419	-0,003	0,872	0,198	0,058	-0,067
$1/2^- [521]$	$1/2^-$	297,4	295	-0,019	0,163	0,033	0,128	-0,045	0,963	0,154
	$3/2^-$	356,5	349	0,016	0,028	0,099	-0,029	0,020	0,999	-0,041
	$5/2^-$	384,3	383	-0,005	-0,003	0,028	-0,015	0,057	0,991	0,081
	$7/2^-$	514,0	489	-0,019	0,163	0,033	0,128	-0,045	0,963	-0,118

Таблица 6

Магнитные дипольные моменты $3/2^- [521]$ и $5/2^- [523]$ состояний $^{161,168,165}\text{Er}$

Ядро	$I^{\pm} [M_{\pi}, \Lambda]$	$E_{\text{ур.}}$ (кэВ)	J^{\pm} нильс.	M^{\pm} ад.	M^{\pm} неад.	M^{\pm} эксп.
^{161}Er	$3/2^- [521]$	0	-0,098	-0,295	-0,368	-0,369(5)/20/
	$5/2^- [523]$	172,06	-0,604	+0,715	+0,647	-
^{163}Er	$3/2^- [521]$	104,3	-0,133	-0,324	-0,463	-
	$5/2^- [523]$	0	+0,644	+0,803	+0,710	+0,56(3) /20/
^{165}Er	$3/2^- [521]$	242,935	-0,138	-0,248	-0,410	-0,51(14) нест
	$5/2^- [523]$	0	+0,662	+0,689	+0,655	+0,65(3) /21/

Результаты расчетов /табл.5/ показали, что наиболее существенные примеси к лидирующему компоненту уровня $242,9$ кэВ $3/2^- [521]$ в ^{165}Er дают состояния $1/2^- [521]$ /1%/ и $1/2^- [530]$ /1%/, а в основное состояние полосы $5/2^- [523]$ дают состояния $3/2^- [532]$ /0,3%/ и $3/2^- [531]$ /0,3%/. Расчеты, проведенные для изотопов $^{161,168}\text{Er}$, дают аналогичную картину смешивания, хотя вклад примесных состояний несколько увеличивается. Учет этих примесей, а также перенормировка матричных элементов за счет спин-спинового взаимодействия позволяют улучшить согласие с экспериментом.

Из табл.6 видно, что теоретические значения магнитных моментов, рассчитанные в рамках неадиабатической модели, лучше согласуются с экспериментальными значениями по сравнению с расчетами, выполненными в рамках одночастичной модели Нильссона и в адиабатическом приближении. Это особенно заметно проявляется для полосы $3/2^- [521]$, для которой вклад примесных состояний за счет кориолисова взаимодействия выше, чем в случае полосы $5/2^- [523]$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вылов Ц. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, т.46, с.834.
2. Ион-Михай Р. и др. ОИЯИ, Р6-7007, Дубна, 1973.
3. Аликов Б.А. и др. Прикладная ядерная спектроскопия, 1977, 7, с.86.
4. Бруданин В.Б. и др. ОИЯИ, 6-82-23, Дубна, 1982.
5. Бруданин В.Б. и др. ОИЯИ, 10-82-641, Дубна, 1982.
6. Guia H. et al. Rev.Roum.Phys., 1975, 20, p.561.
7. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of Isotopes. Wiley A. Interscience Publication Sons J., Inc., New York, 1978.
8. Buurn A. Nucl.Data Sheets, 1974, 11, p.189-277.
9. Абдуразаков А.А. и др. ОИЯИ, Р6-80-459, Дубна, 1980.
10. Ференц М., Розенцвейг Н. В кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. /Под ред. К.Зигбана/. Атомиздат, М., 1968, с.656.
11. Marguier G. Theses Lysen 7115, J.P.N., Lyon, 1971.
12. Mогозов V.A., Budzynski M. JINR, E6-82-625, Dubna, 1982.
13. Соловьев В.Г., Фогель П., Юнгклаусен Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 1967, 31, с.518.
14. Базнат М.И., Пятов Н.И., Черней М.И. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.941.
15. The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. (Ed. by W.D.Hamilton). New York, 1975.
16. Karlsson E., Bajaj M.M., Bostrom L. Phys.Scr., 1970, 2, p.60.
17. Deutch B.I., Bonde Nielsen K., Bernas H. Phys.Lett., 1968, 27B, p.209.
18. Gunther G. et al. Phys.Lett., 1964, 10, p.303.
19. Herzog P., Lange J., Wagner H.F. Z.Phys., 1970, 234, p.465.
20. Ekström C. et al. Nucl.Phys., 1972, A194, p.237.
21. Ali D., Haleh I., Marrus R. Phys.Rev., 1965, 138, p.1356.

22. Gustafson By.C. et al. Ark.Fys., 1967, 36, p.613.
23. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
24. Войцеховска А., Марупов Н.З., Муминов Т.М. ОИЯИ, Д6-11574, Дубна, 1978, с.72.
25. Ekstrom C., Lamm L.L. Phys.Scr., 1973, 7, p.31.
26. Кулиев А.А., Пятов Н.И. ЯФ, 1969, 313, с.955.
27. Иванова С.П., Ширикова Н.Ю. ОИЯИ, Р4-9081, Дубна, 1975.
28. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 августа 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Будзынски М. и др. 6-83-617
Свойства низковозбужденных состояний ^{165}Er

В результате исследований угловых корреляций γ -излучений при распаде $^{165}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Er}$ уточнен мультипольный состав ряда γ -переходов. Установлено время жизни состояния $589,8 \text{ кэВ } (1/2^-)$, $T_{1/2} = 0,98/14/ \text{ нс}$. Методом интегральных возмущенных угловых $\gamma\gamma$ -корреляций измерен магнитный момент уровня $242,9 \text{ кэВ } ^{165}\text{Er}$, $\mu = -0,51/14/ \text{ я.м.}$ Анализ имеющихся экспериментальных данных в рамках современных полумикроскопических моделей ядра показал необходимость учета влияния взаимодействия Кориолиса при описании магнитных моментов состояний ротационных полос отрицательной четности в изотопах $^{161}, ^{163}, ^{165}\text{Er}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Budzynski M. et al. 6-83-617
Properties of Low Excited ^{165}Er

As a result of the investigation of angular correlation of the γ -ray radiation in $^{165}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Er}$ decay of the multipole composition of a number of the γ -transition is made more precise. The lifetime of the $589.8 \text{ keV } (1/2^-)$ level $T_{1/2} = 0.98/14 \text{ ns/}$ is determined. The magnetic moment of the 242.9 keV level in ^{165}Er is measured $\mu = -0.51/14/ \text{ n.m.}$ by the IPAC method of $\gamma\gamma$ -correlation. The analysis available of the experimental data in the framework of modern nuclear semimicroscopic method of nucleus shows necessity to take into account the influence of the Coriolis interaction at the description of the magnetic moments of the rotational bands of negative parity in $^{161}, ^{163}, ^{165}\text{Er}$ isotopes.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой