

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-86-126

Б.А.Аликов¹, Х.Н.Бадалов², К.Я.Громов,
Т.М.Муминов¹, И.А.Шаронов¹

АНАЛИЗ E1-ПЕРЕХОДОВ
В НЕЧЕТНО-НЕЙТРОННЫХ ЯДРАХ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Влияние парных корреляций
и кириолисова смешивания состояний
на E1-переходы в нечетных ядрах с $N=99-103$

Направлено в журнал "Известия АН СССР"
и в Оргкомитет 36 Совещания по ядерной спектроскопии
и структуре атомного ядра, Харьков, апрель 1986.

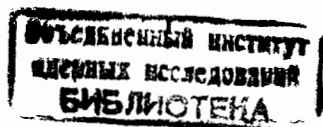
¹ Научно-исследовательский институт прикладной физики
Ташкентского государственного университета.

² Самаркандский государственный университет

1986

Интенсивные экспериментальные и теоретические исследования свойств нечётных деформированных ядер привели к значительному прогрессу в описании энергий и других характеристик нижайших возбужденных состояний (≤ 500 кэВ), имеющих преимущественно одноквазичастичный характер^{/1-3/}. Исследования показали, что в теоретических расчётах свойств этих состояний важно учитывать остаточные взаимодействия: парные корреляции сверхпроводящего типа^{/4/}, примеси вибрационных компонентов за счёт квазичастично-фононного взаимодействия^{/4/}, а также неадиабатические эффекты, обусловленные корисолисовым смешиванием состояний^{/5,6/}.

Последовательные микроскопические расчёты энергий возбужденных состояний в нечётных ядрах, учитывающие эти остаточные взаимодействия, предполагают некоторую феноменологию, заключающуюся в выборе определенного набора свободных параметров и "констант" взаимодействий. Это приводит к неоднозначности в расчётах при удовлетворительном описании энергий возбуждения. В этом случае хорошим тестом правильности описания свойств ядер может служить анализ вероятностей электромагнитных переходов, которые очень чувствительны к деталям структуры волновых функций начального и конечного состояний, связанных исследуемым γ -переходом. Наиболее интересным объектом для исследования являются вероятности E1-переходов. Известно, что при описании электрических переходов заметную роль могут оказать все перечисленные выше остаточные взаимодействия. Особенно значительную роль здесь играет влияние парных корреляций, что было объектом изучения в ряде теоретических работ^{/7-9/}. Было показано, что расчёты в одночастичной модели Нильссона с учётом парных корреляций приводят к некоторому улучшению согласия с экспериментом для переходов с $\Delta K = 0$ ^{/10-13/} (K - проекция углового момента на ось симметрии ядра), однако для переходов с $\Delta K = 1$ согласие с экспериментом остается довольно грубым (факторы задержки порядка $10^2 - 10^3$), причем результаты сильно зависят от выбора свободных параметров модели (например, параметров среднего поля) из-за высокой чувствительности вероятности электрического перехода к величине



сверхтекучей поправки $R_f = u_i u_f - v_i v_f$, которая в некоторых случаях может стать очень малой.

Представляет интерес анализ тех случаев EI-переходов, когда другие взаимодействия – кориолисово смешивание и квазичастично-фононное взаимодействие дают незначительный вклад в матричные элементы переходов. Это дало бы возможность изучить эффект спаривания в "чистом" виде. Однако, по-видимому, случаи таких переходов очень редки (это, например, демонстрируют наши расчёты), и, следовательно, необходим полный анализ влияния всех остаточных взаимодействий на величины вероятностей EI-переходов.

Так, в работе Базната и Пятова^{/13/} отмечается, что величины матричных элементов оператора EI-перехода между состояниями с $\Delta K=I$ почти на порядок меньше соответствующих величин для переходов с $\Delta K=0$. Следовательно, кориолисово смешивание состояний может привести к значительному вкладу последних, тем более, что компоненты с $\Delta K=I$ дополнительно могут быть подавлены за счёт малой величины сверхтекучей поправки R_f в случае частично-дырочного перехода.

Объектом анализа в настоящей работе являются EI-переходы ($\Delta K=I$) типа $5/2^- [512] \rightleftharpoons 7/2^+ [633]$, наблюдаемые в нечётно-нейтронных ядрах редкоземельных элементов ^{165}Dy , $^{167,169}\text{Er}$, $^{169,171,173}\text{Yb}$, $^{173,175}\text{Hf}$, $^{173,175}\text{W}$. Сравнение экспериментальных значений вероятностей EI-переходов этого типа показывает значительные флуктуации их величин (см. рис. 1).

Ранее вероятности этого типа исследовались в работах^{/14,15/}. Было показано, что в расчетах с различными модификациями потенциала Нильссона очень важен учёт спаривательного взаимодействия. Учёт последнего значительно улучшает факторы задержки, особенно в случае ядер $N=101$, где переходы рассматриваемого типа частично-дырочные. Однако учёт только эффекта спаривания оказывается недостаточным. Не удается, например, объяснить большую задержку вероятности перехода в случае ядра ^{173}Yb .

Анализ EI-вероятностей типа $5/2^- [512] \rightleftharpoons 7/2^+ [633]$ проводится нами в рамках неадиабатической вращательной модели с использованием реалистического потенциала Саксона-Вудса. Учёт спаривательного взаимодействия проведен в рамках модели независимых квазичастиц^{/4/}. В работе количественно определена роль парных корреляций и кориолисова смешивания при формировании полной величины вероятности EI-переходов исследуемого типа.

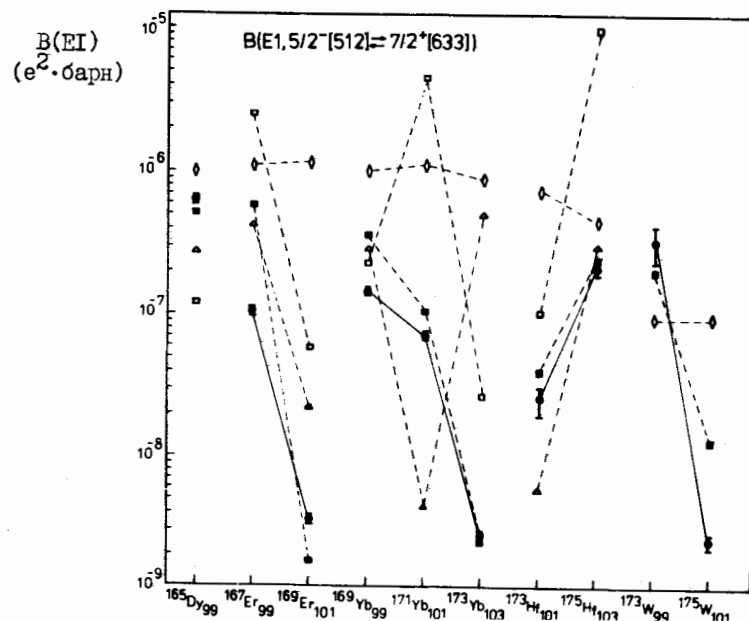


Рис. 1. Сравнение экспериментальных значений приведенных вероятностей $B(EI, 5/2^- [512] \rightleftharpoons 7/2^+ [633])$ с теоретическими значениями в ядрах Dy, Er, Yb, Hf и W.

- – экспериментальные значения.
- – рассчитанные значения с учётом сверхтекучих поправок и кориолисова смешивания.
- ◇ – рассчитанные значения с учётом только кориолисова смешивания.
- △ – одночастичная оценка с учетом сверхтекучей поправки.
- – одночастичная оценка.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ВЕРОЯТНОСТЕЙ EI-ПЕРЕХОДОВ

На основе измеренных времен жизни $T_{1/2}$, а также значений энергий γ -переходов E_γ относительных интенсивностей I_γ и величин ко-

Таблица I. Приведенные вероятности E1-переходов типа $5/2^- [512] \rightleftharpoons 7/2^+ [633]$

Ядро	$E_{ур}$ (кэВ) ($T_{1/2}$)с	E_{β} (кэВ)	I_{β}^{π}	I_{β}^{π}	I_{β}^{π}	$B(E1)$ (e^2 барн)	F_{sw}^D	F_{sw}^C	F_{sw}^{CP}	$\overline{F_{sw}^{CP}}$
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	10
^{165}Dy	184,23 (1,0(1)-9)/17/ 261,78 ($\sim 1,6-10$) а)	184,23 261,77 178,39	5/2 ⁻ 7/2 ⁻	7/2 ⁺ 7/2 ⁺ 9/2 ⁺	6,2(21)-7 $\sim 1,7-7$ $\sim 2,1-7$	0,46 0,56 $\sim 1,1$	0,19 $\sim 16,4$ $\sim 0,53$	0,47 $\sim 0,96$ $\sim 2,2$	0,84 $\sim 0,11$ $\sim 2,6$	
^{167}Er	346,55 (1,0(1)-9)/18/	346,5	5/2 ⁻	7/2 ⁺	1,04(10)-7	4,3	24	2,9	5,6	
^{169}Er	243,7 (2,0(1)-7)/19/	151,9 67,3	7/2 ⁺	5/2 ⁻ 7/2 ⁻	3,53(23)-9 1,42(12)-8	7,8 0,58	162 70	36 2,5	0,25 3,9	
^{169}Yb	191,21 (3,35(15)-9)/20/	191,30	5/2 ⁻	7/2 ⁺	1,42(6)-7	2,0	1,6	2,0	3,8	
^{171}Yb	278,60 ($\leq 6,9-11$)/21/ 122,39 (2,65(20)-7)/20/	278,6 207,73 27,13	7/2 ⁻ 5/2 ⁻	7/2 ⁺ 9/2 ⁺ 7/2 ⁺	$\geq 1,4-8$ $\geq 1,1-7$ 7,0(3)-8	$\leq 4,5$ $\leq 1,9$ 0,17	$\leq 8,5$ $\leq 4,4$ 65,9	$\leq 9,6$ $\leq 1,6$ 1,8	$\leq 6,7$ $\leq 1,9$ 1,5	

Таблица I. /продолжение/

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
^{173}Yb	350,7 (4,3(3)-10)/22/	350,7 272,0 171,35	7/2 ⁺	5/2 ⁻ 7/2 ⁻ 9/2 ⁻	2,73(15)-9 4,09(18)-7 2,23(13)-7	186 0,37 0,08	11,1 35 27,3	0,33 3,4 5,4	0,92 4,9 7,8	
^{173}Hf	197,5 (1,6(4)-8)/15/	90,3	7/2 ⁺	5/2 ⁻	2,54(64)-8	0,22	4,1	3,2	1,5	
^{175}Hf	207,4 (1,55(9)-9)/23/	207,4 125,9	7/2 ⁺	5/2 ⁻ 7/2 ⁻	2,05(18)-7 3,8(6)-7	1,5 0,23	49,8 10,5	1,1 3,2	1,1 6,0	
^{173}W	85+X (1,4(4)-8)/24/	65,37	7/2 ⁺	5/2 ⁻	3,2(9)-7	0,48	6,5	0,62	-	
^{175}W	235,0 (2,16(6)-7)/24/	130,92 38,69	7/2 ⁺	5/2 ⁻ 7/2 ⁻	2,58(26)-9 1,15(7)-7	6,7 0,04	291 25	2,7 0,67	5,0 0,75	

Здесь 6,2(21)-7 означает $(6,2 \pm 2,1) \cdot 10^{-7}$.

а) Значение $T_{1/2} \sim 1,6 \cdot 10^{-10}$ с оценено по величине $G_0 = 6,74/25$ барн для основного состояния ^{165}Dy (подробно см. в разд. 3).

эффективности внутренней конверсии $\alpha_{\text{пол.}}^*$ были вычислены приведенные вероятности E1-переходов типа $5/2^- [512] \rightleftharpoons 7/2^+ [633]$. Полученные значения вероятностей E1-переходов и соответствующие факторы задержки приведены в таблице I. Описание таблицы приводится в разделе 3.

2. МЕТОД РАСЧЕТА И ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ

Энергии неротационных состояний исследуемых ядер рассчитывались в рамках модели независимых квазичастиц^{4/}. Энергии и волновые функции одночастичных состояний в аксиально-симметричном потенциале Саксона-Вудса вычислялись по методу, предложенному в работе Гареева и др.^{3/}

Параметры потенциала среднего поля, выбранные нами для расчетов, приведены в таблице 2.

Таблица 2. Параметры потенциала Саксона-Вудса

Ядро	V_0 (МэВ)	R_0 (фм)	α (фм ⁻¹)	\mathcal{Z} (фм ²)	β_{20}	β_{40}
¹⁶⁵ Dy	44,8	1,26	1,75	0,44	0,295	0,010
¹⁶⁷ Er	48,8	1,24	1,65	0,44	0,295	0,010
¹⁶⁹ Er	48,8	1,24	1,65	0,42	0,300	-0,013
¹⁶⁹ Yb	44,8	1,24	1,67	0,43	0,287	-0,009
¹⁷¹ Yb	44,8	1,26	1,67	0,43	0,287	-0,024
¹⁷³ Yb	44,8	1,26	1,62	0,42	0,297	-0,038
¹⁷³ Hf	44,8	1,26	1,75	0,44	0,291	-0,017
¹⁷⁵ Hf	44,8	1,26	1,65	0,39	0,289	-0,033
¹⁷⁵ W	44,8	1,26	1,75	0,44	0,286	-0,041

Равновесные значения β_{20} и β_{40} определялись на основе Q_2 и Q_4 , рассчитанных в работе^{25/}, а в случае изотопов Hf и W получены нами в дополнительных расчетах по аналогичной методике.

Сверхтекучие поправки R_f вычислялись с учетом эффекта блокировки по формуле^{7/}:

* Получены интерполяцией данных, приведенных в таблицах Росселя^{16/}.

$$R_f^{\alpha\alpha'} = (U_\alpha^{(\alpha')} U_{\alpha'}^{(\alpha)} - V_\alpha^{(\alpha')} V_{\alpha'}^{(\alpha)}) \prod_{s \neq \alpha\alpha'} (U_s^{(\alpha')} U_s^{(\alpha)} + V_s^{(\alpha')} V_s^{(\alpha)}),$$

где

$$U_\alpha^{(\alpha')} = \left\{ \frac{1}{2} [1 + (E_\alpha - \lambda_{\alpha'}) / (\Delta_{\alpha'}^2 + (E_\alpha - \lambda_{\alpha'})^2)^{1/2}] \right\}^{1/2}, \quad V_\alpha^{(\alpha')} = [1 - (U_\alpha^{(\alpha')})^2]^{1/2},$$

E_α - одночастичные энергии,
 α - асимптотические квантовые характеристики,
 λ_α и Δ_α - хим. потенциал и корреляционная функция.

Однако, как правило, энергия одноквазичастичного состояния $5/2^- [512]$ заметно больше экспериментального значения. Учет квазичастично-фонового взаимодействия недостаточно полно улучшает согласие с экспериментом. Расчеты равновесных деформаций показали, что деформация состояния $5/2^- [512]$ меньше равновесной деформации основного состояния на $\Delta\beta_{20} \sim 0,02$. Если соответственно различию в деформациях скорректировать одночастичную энергию состояния $5/2^- [512]$ в рассматриваемых ядрах, то его одноквазичастичная энергия уменьшается, что приводит к заметному улучшению согласия с величиной экспериментальной энергии. Кроме того, существенно изменяются величины сверхтекучих поправок R_f , соответствующих компонентам ($512^+ - 633^+$) и ($512^+ - 642^+$), которые, как показал проведенный ниже анализ, являются определяющими для величин вероятностей рассматриваемого типа E1-переходов. Так, в случае ¹⁶⁵Dy, коррекция одночастичного спектра изменяет сверхтекучие поправки от значений $R_f(512^+ - 633^+) = 0,859$ и $R_f(512^+ - 642^+) = 0,011$ до значений 0,523 и -0,278 соответственно, что соответствует величинам R_f , полученным в вычислениях для других изотопов с $N = 99$. Аналогичная коррекция одночастичной схемы проводилась нами для нечетно-нейтронных ядер с $N = 101$ и 103.

Энергии и структура вращательных возбуждений исследуемых изотопов были рассчитаны в рамках неадиабатической вращательной модели^{6/}. Однако для того, чтобы улучшить согласие рассчитанных энергий рассматриваемых ротационных состояний, мы "подгоняли" энергии головных состояний полос к экспериментальным, сдвигая одночастичные энергии относительно поверхности Ферми и ослабляя некоторые матричные элементы $\langle J_+ \rangle$.

Энергии состояний и амплитуды кориолисова смешивания приведены в таблице 3 для состояний отрицательной четности и в таблице 4 для состояний положительной четности. В таблицах приведены только главные компоненты волновых функций рассчитанных состояний.

Инерциальный параметр $A = \hbar^2/2 \mathcal{J}$ выбирался одинаковым для всех диагонализированных состояний одной четности.

Таблица 3. Амплитуды кориолисова смешивания для состояний отрицательной чётности

Ядро	I ^π	E _{ур} (кэВ)		Амплитуды смешивания C _{IK}			
		эксп.	теор.	7/2 ⁻ [514]	7/2 ⁻ [503]	5/2 ⁻ [512]	3/2 ⁻ [521]
I65 _{Dy}	5/2 ⁻	184,2	184	-	-	0,988	0,100
	7/2 ⁻	261,8	261	0,012	0,028	0,984	0,158
I67 _{Er}	5/2 ⁻	346,6	347	-	-	0,997	0,075
	7/2 ⁻	430,0	430	0,023	0,013	0,991	0,115
I69 _{Er}	5/2 ⁻	92,2	92	-	-	0,998	0,053
	7/2 ⁻	177,0	174	0,027	0,020	0,996	0,082
I69 _{Yb}	5/2 ⁻	191,2	191	-	-	0,997	0,073
	7/2 ⁻	278,6	277	0,032	0,078	0,988	0,110
I71 _{Yb}	5/2 ⁻	122,4	122	-	-	0,999	0,040
	7/2 ⁻	207,9	207	0,033	-	0,997	0,062
I73 _{Yb}	5/2 ⁻	0	0	-	-	0,999	0,054
	7/2 ⁻	78,6	78	0,014	0,010	0,996	0,083
I73 _{Hf}	5/2 ⁻	107,2	108	-	-	0,999	0,037
	7/2 ⁻	197,3	197	0,030	0,029	0,997	0,058
I75 _{Hf}	5/2 ⁻	0	0	-	-	0,998	0,062
	7/2 ⁻	81,5	82	0,037	0,015	0,995	0,095
I73 _W	5/2 ⁻	0+X	0	-	-	0,994	0,112
	7/2 ⁻	95+X	94	0,102	0,079	0,977	0,167
I75 _W	5/2 ⁻	104,0	104	-	-	0,998	0,042
	7/2 ⁻	196,3	196	0,037	0,025	0,997	0,066

Вероятности E1-переходов вычислялись по формуле [13]:

$$B(E1, I_i \rightarrow I_f) = \left| \sum_K \sum_{K'} C_{IK} C_{IK'} R_{\gamma} \left\{ \langle K' | M'_{K-K} | K \rangle \times \right. \right.$$

$$\times \langle IK1K'-K | IK' \rangle + (-1)^{I+K} \delta_{K,1/2} \delta_{K',1/2} \langle K' | M'_{K+K} | \tilde{K} \rangle \times$$

$$\left. \times \langle I-1/2 11 | I'1/2 \rangle \right|^2,$$

где $M'_{\mu} = e_{\text{eff}} r Y_{\mu}$, $e_{\text{eff}} = e \cdot \begin{cases} 1 - \frac{Z}{A} & \text{для протона} \\ -\frac{Z}{A} & \text{для нейтрона.} \end{cases}$

Сравнение экспериментальных и теоретических вероятностей переходов проводилось с помощью факторов задержки:

$$F = B(E1)_{\text{теор}} / B(E1)_{\text{эксп}},$$

причем F_{sw}^p , F_{sw}^c , F_{sw}^{pc} , F_{sw}^{pc} означают:

Таблица 4. Амплитуды кориолисова смешивания для состояний положительной чётности

Ядро	I ^π	E _{ур} (кэВ)		Амплитуды смешивания C _{IK}			
		эксп.	теор.	9/2 ⁺ [624]	7/2 ⁺ [633]	5/2 ⁺ [642]	3/2 ⁺ [651]
I65 _{Dy}	7/2 ⁺	0	0	-	0,988	0,156	0,020
	9/2 ⁺	83,4	82	0,142	0,964	0,222	0,038
I67 _{Er}	7/2 ⁺	0	0	-	0,993	0,119	0,014
	9/2 ⁺	79,3	79	0,113	0,977	0,175	0,027
I69 _{Er}	7/2 ⁺	243,7	244	-	0,997	0,071	0,007
	9/2 ⁺	318,0	321	0,155	0,982	0,104	0,014
I69 _{Yb}	7/2 ⁺	0	0	-	0,994	0,105	0,014
	9/2 ⁺	70,9	69	0,190	0,970	0,149	0,026
I71 _{Yb}	7/2 ⁺	95,3	95	-	0,987	0,161	0,018
	9/2 ⁺	167,6	168	0,081	0,967	0,236	0,053
I73 _{Yb}	7/2 ⁺	350,7	351	-	0,981	0,190	0,028
	9/2 ⁺	412	413	0,098	0,942	0,266	0,051
I73 _{Hf}	7/2 ⁺	197,5	198	-	0,982	0,188	0,029
	9/2 ⁺	255,5	256	0,269	0,926	0,258	0,053
I75 _{Hf}	7/2 ⁺	207,4	208	-	0,969	0,242	0,050
	9/2 ⁺	259,2	261	0,202	0,916	0,329	0,089
I73 _W	7/2 ⁺	85+X	85	-	0,982	0,182	0,050
	9/2 ⁺	128+X	126	0,331	0,910	0,233	0,083
I75 _W	7/2 ⁺	235,0	235	-	0,987	0,158	0,031
	9/2 ⁺	265,6	265	0,332	0,917	0,213	0,055

F_{sw}^p - фактор без учёта кориолисова смешивания, но с учётом сверхтекучей поправки R_{γ} ;

F_{sw}^c - фактор с учётом кориолисова смешивания, но без учёта R_{γ} ;

F_{sw}^{pc} - фактор с учётом R_{γ} и кориолисова смешивания;

F_{sw}^{pc} - фактор с учётом R_{γ} и кориолисова смешивания, а также с коррекцией одночастичной схемы при расчёте R_{γ} .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ И АНАЛИЗ ВЕРОЯТНОСТЕЙ

Результаты расчётов приведены в таблице I.

В первой колонке указано ядро, во второй колонке - энергия возбужденного состояния и период полураспада, в третьей - энергия перехода, в четвертой и пятой колонках приведены квантовые характеристики

начальных и конечных состояний, в шестой – экспериментальные значения приведенных вероятностей ЕИ-переходов, в 7 – 10 колонках приведены факторы задержки ЕИ-переходов (см. раздел 2).

Анализ вероятностей ЕИ-переходов типа $5/2^- 5/2 [512] \rightleftharpoons 7/2^+ 7/2 [633]$ удобно провести, разбив все исследуемые ядра на три группы, соответственно числу нейтронов $N = 99$, 101 и 103 . В первой группе ядер $N = 99$ состояние $7/2^+ [633]$ является основным (за исключением ^{173}W , где основное состояние не установлено), а состояния $5/2^- [512]$ и $5/2^+ [642]$ являются частичным и дырочным возбужденными состояниями соответственно. Для этих ядер (^{165}Dy , ^{167}Er , ^{169}Yb) следует ожидать малое значение поправки R_f для компонента ($512^+ - 642^+$) частично-дырочного перехода относительно величин R_f компонента ($512^+ - 633^+$), где переход идет с частичного возбужденного состояния на основное. Как следствие, следует ожидать подавления компонента ($512^+ - 642^+$) за счёт малой величины R_f . Действительно, во всех рассматриваемых изотонах с $N = 99$ (см. табл. 5) главным компонентом является ($512^+ - 633^+$), а вклад компонента ($512^+ - 642^+$) мал. Например, в ядре ^{167}Er вклад компонента ($512^+ - 642^+$) составляет $\sim 10\%$ от вклада компонента ($512^+ - 633^+$). Другая особенность этих переходов в том, что вклады рассматриваемых компонентов во всех изотонах с $N = 99$ имеют одинаковые фазы. В результате во всех этих изотонах вероятность ЕИ-перехода $5/2^- \rightarrow 7/2^+$ незначительно меняется в пределах от $(1 + 6) \cdot 10^{-7} \text{e}^2 \text{барн}$. Полученные нами факторы задержки 0,84, 5,6, 3,8 и 0,62 соответственно для ядер ^{165}Dy , ^{167}Er , ^{169}Yb и ^{173}W показывают хорошее согласие рассчитанных значений вероятностей этого типа переходов с экспериментальными.

Иная ситуация наблюдается в изотонах с $N = 101$ (ядра ^{169}Er , ^{171}Yb , ^{173}Hf и ^{175}W). В этой группе ядер основным состоянием является орбиталь $1/2^- [521]$, орбиталь $5/2^- [512]$ – частичная, а орбитали $7/2^+ [633]$ и $5/2^+ [642]$ – дырочные возбужденные состояния. Здесь ожидается малое значение R_f для обоих главных компонентов ($512^+ - 633^+$) и ($512^+ - 642^+$), причем для первого компонента значение поправки R_f по абсолютной величине должно быть меньше, так как орбитали $|512^+\rangle$ и $|633^+\rangle$ расположены более симметрично относительно поверхности Ферми, чем орбитали $|512^+\rangle$ и $|642^+\rangle$ (см. табл. 5).

Наиболее четко эти выводы проявляются в случае изотопов ^{171}Yb и ^{173}Hf . Рассчитанные значения поправок R_f равны $R_f(512^+ - 633^+) = 0,046$ и $R_f(512^+ - 642^+) = -0,373$ в ядре ^{171}Yb , а в случае ^{173}Hf , соответственно, $-0,071$ и $-0,371$. Различие в знаках R_f для компонента ($512^+ - 633^+$) в этих ядрах объясняется тем, что в ядре ^{171}Yb квази-частичное состояние $5/2^- [512]$ лежит выше квазичастичного состояния

Таблица 5. Анализ ЕИ-переходов типа $5/2^- 5/2 [512] \rightleftharpoons 7/2^+ 7/2 [633]$

С-квадрат амплитуды смешивания в %	N = 99				N = 101				N = 103	
	^{165}Dy	^{167}Er	^{169}Yb	^{173}W	^{169}Er	^{171}Yb	^{173}Hf	^{175}W	^{173}Yb	^{175}Hf
$5/2^- : (C 512^+\rangle)$	97,6	99,4	99,4	98,8	99,6	99,8	99,8	99,6	99,8	99,6
$7/2^+ : (C 633^+\rangle + C 642^+\rangle + C 651^+\rangle)$	97,6 2,4 0,04	98,6 1,4 0,02	98,8 1,1 0,02	96,4 3,3 0,3	99,4 0,5 0,01	97,4 2,6 0,03	96,4 3,5 0,1	97,4 2,5 0,1	96,2 3,6 0,1	93,9 5,9 0,3
$R_f(512^+ - 633^+)$	0,52	0,65	0,59	0,40	-0,15	0,05	-0,07	-0,14	-0,87	-0,80
$R_f(512^+ - 642^+)$	-0,28	-0,19	-0,18	-0,06	-0,41	-0,37	-0,37	-0,32	-0,89	-0,85
$R_f(512^+ - 651^+)$	-0,36	-0,30	-0,23	-0,27	-0,51	-0,43	-0,45	-0,43	-0,90	-0,88
M ($512^+ - 633^+$)	0,53	0,67	0,60	-0,39	0,17	0,07	0,07	0,14	0,83	0,55
M ($512^+ - 642^+$)	0,19	0,10	0,08	-0,06	-0,14	0,27	-0,28	-0,26	-0,80	-1,04
M ($512^+ - 651^+$)	-0,01	-0,01	-0,00	0,02	0,00	-0,01	0,02	0,02	0,03	0,05
$B(\text{E1})_{\text{эксп.}} \cdot 10^{-9}$	620	104	142	323	3,53	70	25,4	2,58	2,73	205
$F(\text{E1})_{\text{SW}}^{\text{PC}}$	0,84	5,6	3,8	0,62	0,25	1,5	1,5	5,0	0,92	1,1

M ($512^+ - 633^+$) – вклад компонента ($512^+ - 633^+$) в полный матричный элемент в $10^{-2} \text{e} \cdot \text{фм}$.
 $B(\text{E1})_{\text{эксп}}$ – в $\text{e}^2 \cdot \text{барн}$.

$7/2^+$ [633], а в ядре ^{173}Hf (то же и для ядер ^{169}Er и ^{173}W) наоборот. Это приводит к тому, что, во-первых, во всех изотонах с $N = 101$ за счёт относительно малой величины сверхтекучей поправки происходит подавление компонента ($5I2^+-633^+$), и, во-вторых, дополнительная задержка перехода типа $5/2^- \rightarrow 7/2^+$ происходит за счёт некогерентного *) вклада рассматриваемых компонентов (исключение - ядро ^{171}Yb , см. табл. 5). Как результат, мы наблюдаем значительную задержку (на один-два порядка) $E1$ -переходов рассматриваемого типа в изотонах с $N = 101$ по сравнению с изотонами с $N = 99$. Полученные нами факторы задержки 0,25, 1,5, 1,5, 5,0, соответственно, для изотопов ^{169}Er , ^{171}Yb , ^{173}Hf и ^{175}W показывают, что учёт спаривания и кориолисова смешивания позволяет хорошо объяснить наблюдаемые величины вероятностей этого типа $E1$ -переходов.

И, наконец, рассмотрим группу ядер с $N = 103$ (изотопы ^{173}Yb и ^{175}Hf). В этих ядрах основным состоянием является орбиталь $5/2^-$ [512], а орбитали $7/2^+$ [633] и $5/2^+$ [642] - дробочные.

Полученные значения R_T для обоих компонентов ($5I2^+-633^+$) и ($5I2^+-642^+$) относительно велики $|R_T| \sim 0,8$ (см. табл. 5), но вклад обоих компонентов в полную вероятность переходов некогерентен. Таким образом, результат зависит от относительных величин вкладов обоих компонентов. Так, в случае ядра ^{173}Yb оба компонента сравнимы по величине, а в случае ^{175}Hf компонент (642^+-5I2^+) приблизительно в два раза больше величины компонента (633^+-5I2^+). Напомним, что матричный элемент ($5I2^+-642^+$) приблизительно на порядок больше величины матричного элемента ($5I2^+-633^+$), при этом матричный элемент типа ($5I2^+-633^+$) всегда положителен, а матричный элемент ($5I2^+-642^+$) - отрицателен жк). Это приводит к тому, что в случае ядра ^{173}Yb наблюдается значительная задержка (на два порядка) перехода $7/2^+7/2$ [633] $\rightarrow 5/2^-5/2$ [512], относительно аналогичного перехода в ядре ^{175}Hf . Полученные нами факторы задержки 0,92 и 1,1 для ядер ^{173}Yb и ^{175}Hf указывают на очень хорошее согласие с экспериментом. Значения факторов задержки, полученные в работе /17/ (1,68 и 4,3, соответственно), указывают на необходимость учёта кориолисова смешивания состояний при расчётах приведенных вероятностей этого типа переходов.

*) Термин "Когерентный" мы применяем для случая компонентов полного матричного элемента, имеющих одинаковые знаки, а "Некогерентный" - разные знаки.

жк) Матричные элементы оператора $\gamma_{1\mu}$ вычислялись нами по программе "MATREL" /26/.

Рассмотрим теперь вероятности $E1$ -переходов типа $7/2^-5/2$ [512] $\rightleftharpoons 7/2^+7/2$ [633], наблюдаемые в большинстве рассмотренных выше ядер. В отличие от вероятностей рассмотренного выше типа, в этом случае за счёт кориолисова смешивания ожидается появление в волновой функции состояния $7/2^-5/2$ [512] дополнительных компонентов, учёт которых может повлиять на полную вероятность $E1$ -перехода рассматриваемого типа. Действительно (см. табл. 6), величины компонентов (503^+-633^+), ($5I4^+-633^+$), а также ($5I2^+-65I^+$) и ($52I^+-65I^+$) в ряде случаев сравнимы с уже рассмотренными компонентами ($5I2^+-633^+$) и ($5I2^+-642^+$), и их учёт важен при расчёте полной вероятности $E1$ -перехода типа $7/2^- \rightleftharpoons 7/2^+$.

В случае ^{165}Dy ($N = 99$) первое вращательное состояние с $I^\pi = 7/2^-$ ($26I,8$ кэВ) ротационной полосы $5/2^-$ [512] разряжается ($M1+E2$) - переходом на головной уровень полосы и $E1$ -переходами на уровни $7/2^+$ (0 кэВ) и $9/2^+$ ($178,4$ кэВ) полосы основного состояния $7/2^+$ [633]. Расчёт показывает, что основной вклад в вероятность $E1$ -переходов $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ и $7/2^- \rightarrow 9/2^+$ дают компоненты (503^+-633^+) и ($5I2^+-642^+$). Если рассчитать экспериментальные значения вероятностей переходов, разряжающих уровень $26I,8$ кэВ с учётом оценки $T_{1/2} \leq 35$ пс^{21/}, то для $E1$ -переходов типа $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ и $7/2^- \rightarrow 9/2^+$ получаем факторы задержки $\leq 0,02$ и $\leq 0,73$, соответственно. Кроме того, вычисленное значение $B(E2, 7/2^- \rightarrow 5/2^-) \geq 7,5$ e²барн² слишком велико для этого типа внутривращательного перехода (при расчёте мы использовали значение $Q_0 = 1,1 \cdot 10^{-1} / 21/). Оценку времени жизни для уровня $26I,8$ кэВ можно получить (используя теоретическое значение квадрупольного момента $Q_0 = 6,74$ барн^{25/}), вычисляя вероятность $B(E2)$ внутривращательного перехода: $T_{1/2}(26I,8 \text{ кэВ}) \sim 0,16$ нс, т.е. время жизни этого уровня более чем в 4 раза превышает результат, указанный в работе /21/. Рассчитывая значения приведенных вероятностей $E1$ -переходов, разряжающих уровень $26I,8$ кэВ с $T_{1/2} \sim 0,16$ нс, получим следующие значения:$

$B(E1, 7/2^-5/2 [512] \rightarrow 9/2^+7/2 [633]) \sim 2,1 \cdot 10^{-7}$ e²барн,
и $B(E1, 7/2^-5/2 [512] \rightarrow 7/2^+7/2 [633]) \sim 1,7 \cdot 10^{-7}$ e²барн,
тогда соответствующие факторы задержки $\sim 2,6$ и $\sim 0,1$ для этих переходов показывают также лучшее согласие с экспериментом. Значение фактора задержки $\sim 0,1$ для второго типа перехода можно объяснить тем (см. табл. 6), что главный компонент ($5I2^+-633^+$) почти полностью компенсируется компонентом ($5I2^+-642^+$). Это приводит к высокой чувствительности теоретического значения вероятности к параметрам расчёта, так как из-за неопределённости энергии состояния $5/2^+$ [642] трудно оценить величину R_T для частично-дробочного компонента ($5I2^+-642^+$) рассматриваемого гамма-перехода.

Рассмотрим теперь результаты расчётов вероятностей $E1$ -переходов типа $7/2^-5/2$ [512] $\rightleftharpoons 7/2^+7/2$ [633] в ядрах с $N = 99$ (изотопы ^{165}Dy

Таблица 6. Анализ E1-переходов типа $7/2^- 5/2 [5I2] \rightleftharpoons 7/2^+ 7/2 [633]$

С-квадрат амплитуды смешивания в %	N = 99		N = IOI		N = IO3	
	¹⁶⁵ Dy	¹⁶⁹ Yb	¹⁶⁹ Er	¹⁷⁵ W	¹⁷³ Yb	¹⁷⁵ Hf
$7/2^- : (C 5I2^+ \rangle +$	96,8	97,6	99,2	99,4	99,2	99,0
$C 5I2^+ \rangle +$	2,5	1,2	0,7	0,4	0,7	0,9
$C 5O3^+ \rangle +$	0,1	0,6	0,0	0,1	0,0	0,0
$C 5I4^+ \rangle +$	0,0	0,1	0,1	0,1	0,0	0,1
$7/2^+ : (C 633^+ \rangle +$	97,6	98,8	99,4	97,4	96,2	93,9
$C 642^+ \rangle +$	2,4	1,1	0,5	2,5	3,6	5,9
$C 65I^+ \rangle +$	0,04	0,02	0,02	0,1	0,1	0,3
$R_f(5I4^- - 633^+)$	0,73	0,70	0,29	0,24	0,19	0,11
$R_f(5O3^- - 633^+)$	0,77	0,74	0,48	0,46	0,42	0,43
$R_f(5I2^- - 633^+)$	0,52	0,59	-0,15	-0,14	-0,87	-0,80
$R_f(5I2^- - 642^+)$	-0,28	-0,18	-0,41	-0,32	-0,89	-0,85
$R_f(5I2^- - 65I^+)$	-0,36	-0,23	-0,51	-0,43	-0,90	-0,88
$R_f(52I^+ - 65I^+)$	-0,88	-0,86	-0,91	-0,91	-0,97	-0,97
$M(5I4^- - 633^+)^*$	0,07	0,18	0,06	0,08	0,004	0,03
$M(5O3^- - 633^+)$	-0,13	-0,29	-0,09	-0,15	-0,04	-0,07
$M(5I2^- - 633^+)$	-0,25	-0,28	0,09	0,07	0,45	0,30
$M(5I2^- - 642^+)$	0,22	0,10	0,17	0,36	1,09	1,42
$M(5I2^- - 65I^+)$	-0,03	-0,01	-0,01	-0,07	-0,09	-0,15
$M(52I^+ - 65I^+)$	0,01	0,01	0,002	0,01	0,01	0,02
$B(E1)_{\text{экср.}} \cdot 10^{-8}$	17	1,4	1,42	11,5	40,9	38
$f(E1)_{\text{экср.}}^{\text{теор.}}$	0,1	6,7	3,9	0,75	4,9	6,0

* $M(5I4^- - 633^+)$ - вклад компонента $(5I4^- - 633^+)$ в полный матричный элемент в $10^{-2} e \cdot \text{ф.м.}$, $B(E1)_{\text{экср.}}$ - $e^2 \cdot \text{барн.}$

и ^{169}Yb). Основной вклад в вероятность перехода дают компоненты $(5I2^- - 633^+)$, $(5I2^- - 642^+)$, $(5O3^- - 633^+)$ и $(5I4^- - 633^+)$ (см. табл. 6). Ясно, что как и в случае рассмотренного выше перехода $5/2^- \rightarrow 7/2^+$, компонент $(5I2^- - 642^+)$ должен быть подавлен за счёт малой величины поправки R_f . Причем в ^{165}Dy компоненты $(5I2^- - 633^+)$ и $(5I2^- - 642^+)$ практически уничтожаются за счёт их некогерентного вклада, а в ^{169}Yb вклад компонента $(5I2^- - 642^+)$ меньше, чем компонента $(5I2^- - 633^+)$ (см. табл. 6). Если учесть полученные выше выводы относительно измеренного в работе [18] времени жизни состояния $261,8 \text{ кэВ}$ в ядре ^{165}Dy , то факторы задержки для переходов типа $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ равные $\sim 0,1$ и $\leq 6,7$ для изотопов ^{165}Dy и ^{169}Yb соответственно, показывают разумное согласие с экспериментальными оценками.

Аналогичные переходы наблюдаются также в изотонах с $N = IOI$ (^{169}Er и ^{175}W). Здесь вследствие частично-дырочного характера перехода подавлен компонент $(633^+ - 5I2^+)$, и компонент $(642^+ - 5I2^+)$ яв-

ляется определяющим. Кроме того, как видно из таблицы 6, в случае ядра ^{169}Er компоненты $(5I2^+ - 633^+)$ и $(5O3^+ - 633^+)$ сравнимы по величине, но имеют противоположные знаки, что приводит к их компенсации и уменьшению величины полного матричного элемента перехода. Это объясняет тот факт, что величина вероятности перехода $7/2^+ \rightarrow 7/2^-$ в ядре ^{169}Er на порядок меньше аналогичного перехода в ядре ^{175}W .

В случае ядер с $N = IO3$ поправки R для основных компонентов $(633^+ - 5I2^+)$ и $(642^+ - 5I2^+)$ относительно велики, а их вклады - некогерентны. Полученные нами факторы задержки 4,9 и 6,0 указывают на достаточно удовлетворительное согласие с экспериментом.

4. ВЫВОДЫ

Проведенный анализ вероятностей E1-переходов типа $5/2^- [5I2] \rightleftharpoons 7/2^+ [633]$ показал, что наряду с учётом спаривательного взаимодействия, которое в этом случае играет важную роль, необходим последовательный расчёт в рамках неадиабатической вращательной модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний. Значительные примеси в волновую функцию состояния $7/2^+ [633]$ дают компоненты $5/2^+ [642]$ и $3/2^+ [65I]$. Последний компонент имеет заметную величину в более тяжелых по A нечётно-нейтронных ядрах и в состояниях с большой величиной I^π . Так как матричный элемент $M(5I2^- - 642^+)$ приблизительно на порядок больше матричного элемента $M(5I2^- - 633^+)$, а примесь орбитали $|642^+\rangle$ в волновую функцию состояния $7/2^+ [633]$ составляет $\leq 4\%$, то с учётом геометрических факторов компонент $(5I2^- - 642^+)$ должен составлять приблизительно 1/5 часть величины компонента $(5I2^- - 633^+)$. Дальнейшая ситуация зависит от величины сверхтекучей поправки. Так, в случае изотонов с $N = 99$, за счёт малой величины R_f происходит подавление компонента $(5I2^- - 642^+)$, а в случае изотонов с $N = IOI$ - подавление компонента $(5I2^- - 633^+)$. В ядрах с $N = IO3$ значения R_f для обоих компонентов велики, и полная вероятность E1-перехода зависит от знака вкладов этих компонентов. Эта ситуация очень наглядно проявляется на примере ядра ^{173}Yb , где указанные компоненты практически уничтожают друг друга, в результате чего наблюдается сильная задержка E1-перехода типа $7/2^+ 7/2 [633] \rightarrow 5/2^- 5/2 [5I2]$.

Расчёты показали также, что для хорошего согласия с экспериментом необходимы были более точные значения сверхтекучих поправок R_f , которые мы получали "ручной" подгонкой энергий одночастичных состояний. Уменьшение факторов задержки для всех приведенных в таблице I переходов и особенно одновременное улучшение факторов задержки для переходов типа $5/2^- 5/2 [5I2] \rightleftharpoons 7/2^+ 7/2 [633]$ и $7/2^- 5/2 [5I2] \rightleftharpoons 7/2^+ 7/2 [633]$, наблюдаемых в одном и том же ядре, подтверждают наши выводы.

Очевидно, улучшение согласия приведенных вероятностей E1-переходов с экспериментом можно получить в случае использования одночастичного спектра, рассчитанного с учётом различия в величинах равновесной деформации. Кроме того, предварительные оценки учёта выбранных примесей показывают на улучшение в два-три раза согласия с экспериментом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bunker M.E., Reich C.W. Rev.Mod.Phys. 1971, 43, p. 348.
2. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т.2, "Мир", М., 1977.
3. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.
4. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
5. Kerman A.K. Kgl.Dan.Vidensk.Selsk. Mat.-Fys.Medd. 30, No 15, 1956.
6. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.941.
7. Гадецкий О.Г., Пятов Н.И. Изв. АН СССР, Серия физ., 1965, 29, с.830. Препринт ОИЯИ, Р1907, Дубна, 1964.
8. Vergnes M.N., Rasmussen J.O. Nucl.Phys., 1965, 62, p. 233.
9. Meiling W., Stary F. Preprint ZPK-PHA 21, 1966.
10. Соловьев В.Г. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. Атомиздат, М., 1963.
11. Ryatov N.I. Acta Phys.Polon., 1964, 25, p. 21.
12. Monsonogo G., Piedenbring R. Nucl.Phys., 1964, 58, p. 593.
13. Базнат М.И., Пятов Н.И. Ядерная физика, 1973, 18, с.762.
14. Andrejtsheff W. et al. Phys.Lett. 1972, 40B, p. 92.
15. Rezanka I. et al. Phys.Rev., 1973, C7, p. 1633.
16. Rosel F. et al. Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1971, 21, p.137.
17. Andrejtsheff W., Schilling K.D. Z.Physik, 1978, A289, p. 107.
18. Funke L. et al. Nucl.Phys. 1968, A118, p. 97.
19. Bonitz M. Thesis Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin, 1969.
20. Lobner K.E.G. Z.Physik., 1968, 216, p. 372.
21. Nabelek H. Thesis, Physikinstitut Reaktorzentrum Sibersdorf, Austria, 1968.
22. Jastrebski J. et al. Nucleonika, 1966, 11, p. 471.
23. Unik J.P. Bull.Am.Phys.Soc. 1964, 9, p. 108.
24. Walker P.M. et al. J.Phys. (London), 1978, G4, p. 1655.
25. Аликов Б.А. и др. Препринт ОИЯИ, 4-83-535, Дубна, 1983.
26. Малов Л.А. и др. Препринт ОИЯИ, Р4-83-811, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 марта 1986 года.

Аликов Б.А. и др.

P6-86-126

Анализ E1-переходов в нечетно-нейтронных ядрах редкоземельных элементов. Влияние парных корреляций и кориолисова смешивания состояний на E1-переходы в нечетных ядрах с N=99-103

Приведенные вероятности E1-переходов типа $5/2^-[512] \rightarrow 7/2^+[633]$ в нечетно-нейтронных ядрах с N=99-103 анализируются в рамках неадиабатической вращательной модели с использованием волновых функций и энергий одночастичных состояний, в аксиально-симметричном потенциале Саксона-Вудса. Поведение приведенных вероятностей исследуемых переходов в зависимости от числа нейтронов объясняется главным образом кориолисовым взаимодействием и парными корреляциями сверхтекучего типа. Получено хорошее согласие с экспериментом (факторы задержки E1-переходов $F \leq 6$). Объяснена сильная задержка перехода 350,7 кэВ в ядре ^{173}Yb .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой.

Alikov B.A. et al.

P6-86-126

Analysis of E1-Transitions in Odd-Neutron Nuclei of Rare-Earth Elements. Influence of Pairing Correlations and Coriolis Coupling on E1-Transitions in Odd Nuclei with N=99-103

The reduced probabilities of E1-transitions of $5/2^-[512] \rightarrow 7/2^+[633]$ type in odd-neutron nuclei with N=99-103 are analysed on the basis of nonadiabatic rotator model with using wave functions and energies of single-particle states in axial-symmetric Woods-Saxon potential. Behaviour of reduced probabilities of the studied transitions depending on neutron number is explained mainly by Coriolis interaction and pairing correlations of superfluid type. A good agreement with experiment has been obtained (hindrance factors of E1-transitions $F \leq 6$). Essential delay of 350.7 keV transition in ^{173}Yb nucleus is explained.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986