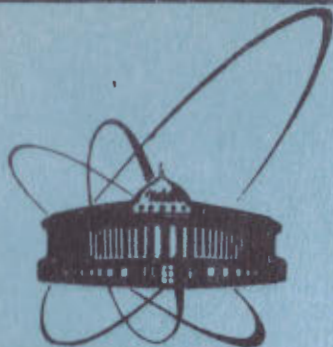


18/VI 84



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P6-84-207

Б.А.Аликов, Х.Н.Бадалов, Г.И.Лизурей,
И.С.Махмудов, Т.М.Муминов, А.Б.Халикулов,
Е.Г.Цой, И.А.Шаронов

**ИССЛЕДОВАНИЕ
ХАРАКТЕРИСТИК ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
НЕЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ С $A = 159-167$**

Направлено в Оргкомитет 34 совещания
по ядерной спектроскопии
и структуре атомного ядра
/Алма-Ата, апрель 1984 г./

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время есть большое количество работ, посвященных экспериментальному исследованию нечетных изотопов эрбия с $A = 159-167$. Эти изотопы подробно изучались как в радиоактивном распаде тулия, например, в ^{110}Tm , так и в различных ядерных реакциях (d, p) , (d, t) , $(\alpha, 3n)$, $(^{12}\text{C}, 3n)$, $(^{40}\text{Ar}, 3n)$, $(^3\text{He}, \alpha)$ и т.п. $^{111-119}\text{Er}$.

Ряд работ $^{119-122}\text{Er}$ посвящен измерению времени жизни возбужденных состояний исследуемых изотопов.

В нашей работе, кроме данных перечисленных работ, мы использовали также результаты экспериментальных исследований, приведенные в $^{23-25}\text{Er}$.

Таким образом, накоплен обширный экспериментальный материал и стоит проблема сопоставления его с результатами теоретических расчетов. Подробный теоретический анализ экспериментальных данных во многих случаях позволяет установить природу, а также еще неизвестные характеристики возбужденных состояний исследуемых ядер.

В настоящее время опубликован ряд работ $^{13,15,26-29}\text{Er}$, посвященных теоретическому исследованию возбужденных состояний изотопов эрбия. Однако в этих работах расчеты проводились в рамках одной модели и, как правило, — для вращательных состояний положительной четности.

В нашей работе на примере расчетов характеристик нечетных ядер эрбия мы хотели выяснить также возможности некоторых современных полумикроскопических моделей при описании как неротационных, так и вращательных состояний. Свойства неротационных состояний исследовались в рамках модели независимых квазичастиц ^{30}Er и квазичастично-фононной модели ^{30}Er . Вращательные состояния исследовались в рамках неадиабатической вращательной модели с учетом взаимодействия Кориолиса и неадиабатических эффектов, связанных с трехквазичастичными возбуждениями $^{27,28}\text{Er}$.

2. АНАЛИЗ РАВНОВЕСНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ

Еще в ^{31}Er указывалось на возможность отличия формы ядра в возбужденных состояниях от формы в основном состоянии, поэтому представляет интерес расчет и анализ значений параметров деформации основного и возбужденных состояний. Теоретически па-

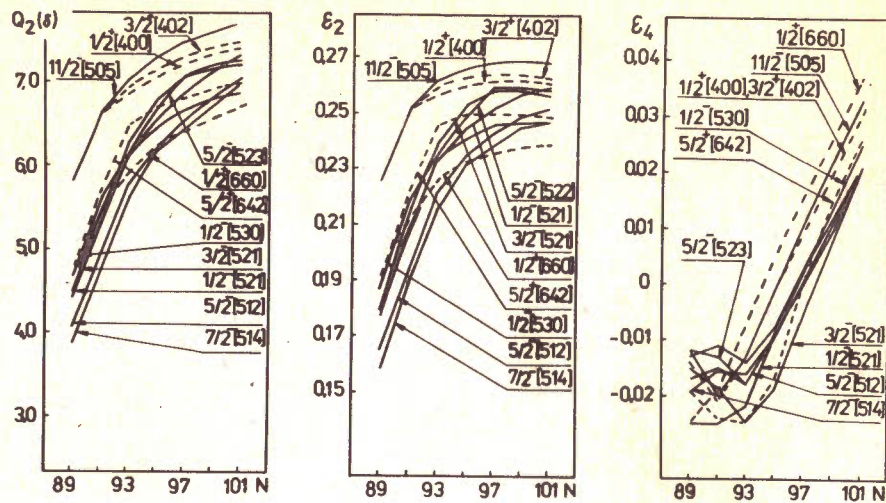


Рис.1. Зависимость теоретических значений величин внутренних квадрупольных моментов Q_2 , параметров квадрупольной ϵ_2 и гексадекапольной ϵ_4 деформаций некоторых одноквазичастичных состояний нечетных изотопов эрбия с $A = 157-169$. Сплошные линии относятся к состояниям отрицательной четности, пунктирные - к состояниям положительной четности.

параметры деформации можно определить из величин внутренних квадрупольных Q_2 и гексадекапольных Q_4 моментов, рассчитываемых из условия минимума энергии деформации в рамках метода оболочечной поправки Струтинского [32,33]. В настоящей работе мы используем равновесные значения величин моментов Q_2 и Q_4 , приведенные в нашей недавней работе [34].

Результаты расчетов для изотопов эрбия /рис.1/ показывают, что величины внутренних квадрупольных моментов Q_2 и параметров квадрупольных деформаций ϵ_2 резко возрастают с увеличением числа нейтронов N в области $N = 89-93$. Величины параметров гексадекапольных деформаций ϵ_4 в этой области сосредоточены в районе значений $-0,01 \div -0,025$. Характерные изломы в зависимости ϵ_4 от N для состояний из подоболочек $2f_{7/2}$ и $1h_{9/2}$ связаны, очевидно, с заполнением этих подоболочек.

Начиная с $N = 93$, зависимость величин Q_2 и ϵ_2 от числа нейтронов становится менее сильной, и в области $N = 97-101$ для большинства одноквазичастичных состояний очень слабо зависит от N . Величины ϵ_4 после излома в области $N = 91-93$ резко возрастают от отрицательных значений к положительным в области более тяжелых изотопов.

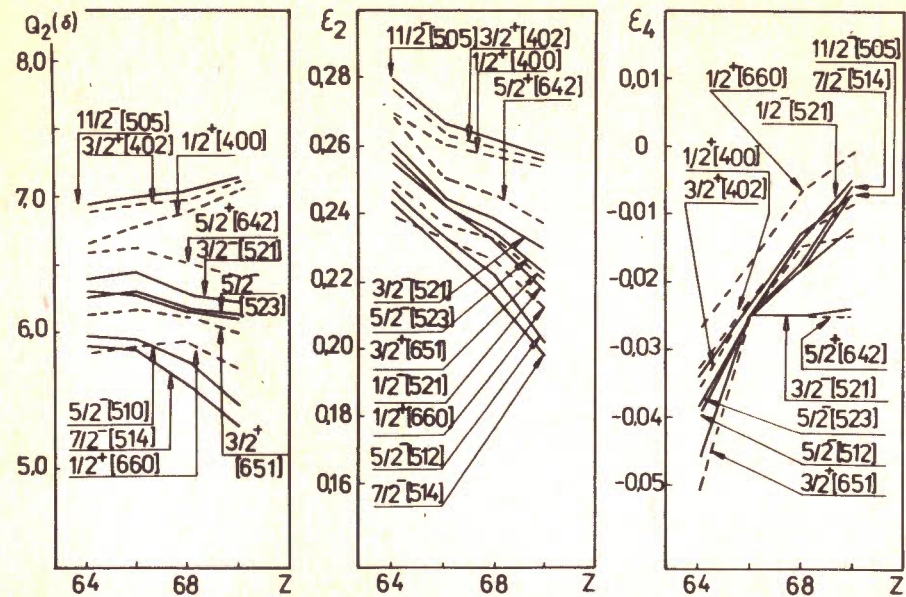


Рис.2. Зависимость теоретических значений величин внутренних квадрупольных моментов Q_2 , параметров квадрупольной ϵ_2 и гексадекапольной ϵ_4 деформаций некоторых одноквазичастичных состояний изотопов с $N = 93$. Обозначения те же, что и на рис.1.

Характерным является тот факт, что значения величин внутренних квадрупольных моментов и параметров квадрупольных деформаций одноквазичастичных состояний разделяются на две группы: а/ основная группа орбиталей из оболочки $82 < N \leq 126$; б/ группа восходящих орбиталей $11/2^- [505]$, $3/2^+ [402]$ и $1/2^+ [400]$ из оболочки $50 < N \leq 82$. Разброс значений величин Q_2 и ϵ_2 для различных состояний, достигающих в области переходных ядер ($^{157,159}\text{Er}$) 40-50%, уменьшается в области значительно деформированных изотопов до 14-15%. На примере изотопов ядра ^{161}Er ($N = 93$) также видно характерное разделение величин значений квадрупольных моментов Q_2 и деформаций ϵ_2 на две группы /рис.2/. С увеличением числа протонов Z значения квадрупольных ϵ_2 и гексадекапольных ϵ_4 деформаций имеют тенденцию к уменьшению.

В рамках используемых моделей мы можем проводить расчеты только с одними значениями параметров квадрупольной и гексадекапольной деформаций. Поэтому возникает некоторая неоднозначность в выборе значений для проведения дальнейших расчетов. В связи с этим мы используем усредненные значения параметров деформаций в области, соответствующей основной группе орбиталей. Следует

заметить, что из-за различия равновесных значений параметров деформаций одноквазичастичных состояний следует ожидать плохого описания в рамках модели независимых квазичастиц тех состояний, равновесная деформация которых резко отличается от выбранных нами значений. В основном это состояния $11/2^- [505]$, $3/2^+ [402]$ и $1/2^+ [400]$ из восходящей группы орбиталей.

3. РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ И СТРУКТУРЫ НЕРОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Энергии и структуру неротационных состояний исследуемых изотопов эрбия мы рассчитывали в рамках модели независимых квазичастиц /МНК/ и квазичастично-фононной модели /КФМ/. Энергии и волновые функции одночастичных состояний в аксиально-симметричном потенциале Саксона-Вудса вычислялись по методу, предложенному в работе Гареева и др. /29/. Параметры потенциала выбирались таким образом, чтобы по возможности хорошо описать низколежащие состояния всей группы исследуемых изотопов эрбия. Выбранные значения параметров потенциала, квадрупольной β_{20} и гексадекапольной β_{40} деформаций приведены в табл.1. Мы рассчитали одночастичный базис, используя равновесные значения параметров деформации для каждого изотопа индивидуально. Результаты расчетов для некоторых неротационных состояний исследуемых изотопов эрбия приведены в табл.2-7. Анализ результатов показывает, что в рамках МНК можно получить удовлетворительное согласие с экспериментом, как правило, лишь для части низколежащих состояний. Состояния $11/2^- [505]$, $3/2^+ [402]$ и $1/2^+ [400]$ из восходящей группы орбиталей /рис.1/, как и ожидалось, в рамках МНК в большей части случаев описываются плохо.

Таблица 1

Используемые значения параметров потенциала Саксона-Вудса

	$V_0 / \text{МэВ}$	$R_0 / \text{Фм}$	$a / \text{Фм}^{-1}$	$\kappa / \text{Фм}^2$	β_{20}	β_{40}
^{159}Er			1,59	0,36	0,23	0,03
^{161}Er			1,59	0,36	0,26	0,03
^{163}Er	48,8	1,24	1,59	0,36	0,27	0,03
^{165}Er			1,65	0,41	0,285	0,03
^{167}Er			1,65	0,44	0,295	0,01

Таблица 2. Энергии и структура неротационных состояний изотопа ^{159}Er при $G_N = 0, 1290 \text{ МэВ} / \text{В}$ табл.2-7 означает номер решения сепаратного уравнения КФМ в случае, когда приведено по два решения/.

$\Gamma^\pi (i)$	E(МэВ)			Структура (в %)	
	эксп.	МНК	КФМ		
$3/2^-$	0	0	0	93,3[521]†	4,3([521]† + q(22))
$1/2^-$	-	998	501	48,4[521]†	32,9([521]† + q(22)) + 17,1([523]† + q(22))
$1/2^-$	-	906	774	74,0[530]†	23,2([532]† + q(22))
$3/2^-(1)$	-	715	679	85,0[532]†	13,3([530]† + q(22))
$3/2^-(2)$	-		1022	0,2[532]†	99,8([521]† + q(20))
$5/2^-$	220,2	170	196	93,0[523]†	5,2([521]† + q(22))
$5/2^-(1)$	-	1300	1026	63,1[512]†	27,9([523]† + q(20))
$5/2^-(2)$	-		1289	23,4[512]†	72,0([523]† + q(20))
$7/2^-(1)$	566,5	2000	1035	([514]†)	100,0([521]† + q(22))
$7/2^-(2)$	-		1788	17,2[511]†	80,2([505]† + q(22)) + 1,3([512]† + q(22))
$9/2^-$	-	2648	1277	0,2[511]†	99,8([523]† + q(22))
$11/2^-$	428,8	1160	1281	99,0[505]†	0,3([503]† + q(22))
$1/2^+$	-	-9	-30	93,2[660]†	2,6([651]† + q(22)) + 2,3([642]† + q(22))
$1/2^+(1)$	-	2076	982	0,2[400]†	99,7([660]† + q(20))
$1/2^+(2)$	-		1337	59,0[400]†	32,8([402]† + q(22)) + 4,2([402]† + q(22))
$3/2^+$	-	95	85	92,1[651]†	4,4([660]† + q(22)) + 1,5([633]† + q(22))
$3/2^+$	348,1	1867	996	([402]†)	99,9([660]† + q(22))
$5/2^+$	-	665	532	71,0[642]†	24,8([660]† + q(22))
$7/2^+$	-	1668	993	18,6[633]†	79,8([651]† + q(22))
$9/2^+$	-	2934	1638	5,5[624]†	94,0([642]† + q(22))

Таблица 3. Энергии и структура неротационных состояний изотопа ^{161}Er при $G_N = 0, 1250 \text{ МэВ}$

$\Gamma^\pi (i)$	E(МэВ)			Структура (в %)	
	эксп.	МНК	КФМ		
$3/2^-$	0	0	0	95,4[521]†	2,8([521]† + q(22))
$1/2^-$	-	764	490	60,1[521]†	21,0([521]† + q(22)) + 17,9([523]† + q(22))
$1/2^-$	-	1522	1010	0,6[530]†	99,2([521]† + q(22))
$3/2^-(1)$	724,8	1307	1049	1,6[532]†	98,2([521]† + q(20))
$3/2^-(2)$	-		1224	79,9[532]†	11,7([530]† + q(22))
$5/2^-$	172,6	50	90	95,5[523]†	3,8([521]† + q(22))
$5/2^-(1)$	843,6	1517	1110	18,2[512]†	79,3([523]† + q(20))
$5/2^-(2)$	-		1308	66,5[512]†	20,6([523]† + q(20))
$7/2^-$	-	2329	1013	([514]†)	100,0([521]† + q(22))
$9/2^-$	-	2567	1109	0,2[514]†	99,8([523]† + q(22))
$11/2^-$	396,4	455	526	99,0[505]†	0,5([503]† + q(22))
$1/2^+$	-	351	334	93,1[660]†	5,1([651]† + q(22))
$1/2^+$	481,0	1478	843	62,8[400]†	31,5([402]† + q(22)) + 3,9([402]† + q(22))
$3/2^+$	-	52	73	96,2[651]†	2,0([660]† + q(22))
$3/2^+$	463,2	1210	784	73,6[402]†	22,2([400]† + q(22)) + 2,7([404]† + q(22))
$5/2^+$	-	251	315	98,2[642]†	0,5([624]† + q(22))
$7/2^+$	-	1369	939	15,8[633]†	82,4([651]† + q(22))
$9/2^+$	-	2930	1266	2,3[624]†	97,5([642]† + q(22))

Таблица 4

Энергии и структура неротационных состояний изотопа ^{161}Er при $G_N = 0,1250$ МэВ с учетом диагональных матричных элементов квадрупольного оператора \hat{Q}_{20}

$I^\pi (t)$	E (кэВ)			Структура (в %)	
	эксп.	МНК	КФМ		
$3/2^-$	0	0	0	95,6[521]†	2,8([521]† + q(22))
$1/2^-$	-	764	451	61,0[521]†	18,8([521]† + q(22)) + 16,2([523]† + q(22))
$1/2^-(1)$	-	1522	996	7,2[530]†	89,6([521]† + q(22)) + 1,8([531]† + q(32))
$1/2^-(2)$	-		1080	51,4[530]†	15,0([530]† + q(20)) + 12,7([523]† + q(22))
$3/2^-$	724,8	1307	982	64,7[532]†	16,7([532]† + q(20)) + 10,2([521]† + q(20))
$5/2^-$	172,0	50	77	94,6[523]†	3,6([521]† + q(22))
$5/2^-(1)$			1110	15,1[512]†	82,9([523]† + q(20))
$5/2^-(2)$	843,0	1517	1319	69,6[512]†	17,0([523]† + q(20)) + 4,9([510]† + q(22))
$7/2^-(1)$	-	2329	1006	([514]†)	100,0([521]† + q(22))
$7/2^-(2)$	-		2243	85,0[514]†	5,5([512]† + q(22))
$9/2^-(1)$	-	2567	1104	0,2[514]†	99,8([523]† + q(22))
$9/2^-(2)$	-		2591	70,8[514]†	22,9([512]† + q(22))
$11/2^-$	396,4	455	358	84,0[505]†	15,0([505]† + q(20))
$1/2^+$	-	351	150	80,2[660]†	15,6([660]† + q(20)) + 2,8([651]† + q(22))
$1/2^+$	481,0	1478	772	62,5[400]†	27,0([402]† + q(22)) + 5,6([400]† + q(20))
$3/2^+$	-	52	70	95,3[651]†	2,0([660]† + q(22))
$3/2^+$	463,2	1210	689	70,6[402]†	18,2([400]† + q(22)) + 7,7([402]† + q(20))
$5/2^+$	-	251	164	86,9[642]†	11,6([642]† + q(20))
$7/2^+(1)$	-	1369	919	19,9[633]†	76,8([651]† + q(22))
$7/2^+(2)$	-		1299	54,2[633]†	22,4([651]† + q(22)) + 15,9([521]† + q(32))
$9/2^+(1)$	-	2930	1256	2,2[624]†	97,7([642]† + q(22))
$9/2^+(2)$	-		2712	58,3[624]†	35,5([512]† + q(32))

Учет квазичастично-фононного взаимодействия значительно изменяет спектр квазичастичных возбуждений, рассчитанный в МНК. В низколежащей части спектра /до 3000 кэВ/ энергетические уровни сдвигаются на величину, достигающую 50-60 кэВ. Высоколежащие состояния / ≤ 1 МэВ/, как правило, опускаются на величину, достигающую 200-500 кэВ. Анализ структуры неротационных состояний показывает, что они не являются чисто одноквазичастичными или однофононными. Лишь низколежащие и некоторые высоколежащие состояния имеют значительный одноквазичастичный компонент. Большинство же состояний являются коллективизированными и связаны в основном с гамма-вибрациями в четно-четном остове. Для некоторых состояний, например $5/2^- [512]$, $3/2^- [532]$ в изотопах $^{159}, ^{161}\text{Er}$ и $3/2^- [532]$ в изотопах $^{163}, ^{165}, ^{167}\text{Er}$ имеются значительные бета-вибрационные компоненты.

Обычно расчеты в рамках КФМ проводятся без учета диагональных матричных элементов квадрупольного оператора, что позволяет исключить так называемые духовые состояния, связанные с лишними

решениями для 0^+ -состояний в четно-четном остове. С другой стороны, такие расчеты, очевидно, недостаточно точно будут определять структуру неротационных состояний исследуемых изотопов. Это связано с тем, что бета-вибрационные состояния в соседних четно-четных ядрах располагаются достаточно низко /800-900 кэВ/, и в волновой функции неротационных состояний можно ожидать заметных бета-вибрационных компонентов. В табл.4 приведены результаты расчета для изотопа ^{161}Er с учетом диагональных членов квадрупольного оператора. Видно, что энергии и структура некоторых состояний ($11/2^- [505]$, $5/2^+ [642]$, $1/2^+ [660]$) изменяются достаточно заметно. Интересно проанализировать решения, получаемые для состояний $I^\pi = 3/2^+$. В экспериментах наблюдаются состояния $3/2^+$ с энергиями 534,6 кэВ и 853,5 кэВ. Первое состояние интерпретируют как $3/2^+ [402] / 8-11,13,15/$, второе в некоторых работах /9,10/ - как $3/2^+ [651]$. Сравнение же решений КФМ /573 кэВ для $3/2^+ [651]$ и 1012 кэВ для $3/2^+ [402]$ / с экспериментальными значениями в принципе допускает возможность противоположной интерпретации. Если учесть, что характеристики основного состояния $^{165}\text{Tm} 1/2^+ [411]$, то это предположение согласуется с разрешенным характером β^+ -перехода / $lgft = 6,8/$ на уровень $3/2^+ / 853,5$ кэВ/, который, согласно /35/, можно идентифицировать как $ah\Delta N = 0$ /разрешенный задержанный β -переход/. Бета-переход на уровень $3/2^+ / 534,5$ кэВ характеризуется $lgft = 8,0$, что соответствует классификации $ah\Delta N = 2$. Аналогичная ситуация, по-видимому, имеет место и при распаде $^{163}\text{Tm} \rightarrow ^{163}\text{Er}$.

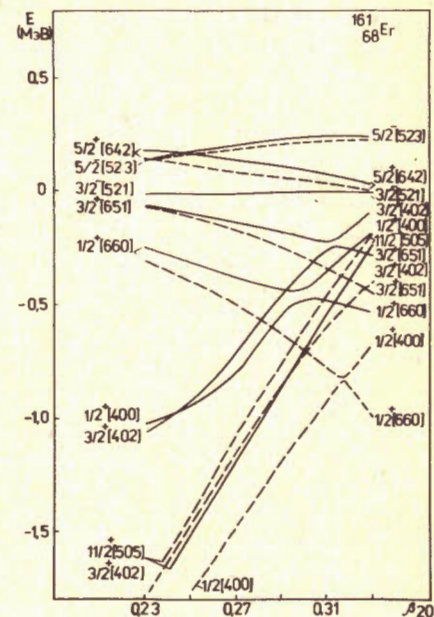


Рис.3. Зависимость энергий одноквазичастичных и квазичастично-фононных состояний от величины параметра квадрупольной деформации β_{20} для изотопа ^{161}Er . Сплошные линии относятся к квазичастично-фононным состояниям, пунктирные - к одноквазичастичным состояниям. Знак минус соответствует энергиям дырочных состояний.

Таблица 5. Энергии и структура неротационных состояний изотопа ^{163}Er при $G_N = 0,1300$ МэВ

$\Gamma^{\pi}(i)$	E(кэВ)			Структура (в %)	
	эксп.	МКК	КММ		
$5/2^-$	0	0	0	95,6[523] \dagger	2,0([521] \dagger + q(22))
$1/2^-$	345,7	404	337	85,4[521] \dagger	7,9([523] \dagger + q(22)) + 4,0([521] \dagger + q(22))
$1/2^-$	683,8	1715	1034	1,5[530] \dagger	58,4([523] \dagger + q(22)) + 38,7([521] \dagger + q(22))
$3/2^-$	104,3	150	94	95,8[521] \dagger	1,3([521] \dagger + q(22))
$3/2^-(1)$	-	1542	1222	20,2[532] \dagger	72,1([521] \dagger + q(20)) + 3,8([651] \dagger + q(30))
$3/2^-(2)$	-	1306	1306	45,7[532] \dagger	27,6([521] \dagger + q(20)) + 16,4([651] \dagger + q(30))
$5/2^-$	609	954	614	84,8[512] \dagger	5,6([510] \dagger + q(22)) + 2,4([642] \dagger + q(30))
$7/2^-$	-	1597	1420	88,6[514] \dagger	5,2([512] \dagger + q(22)) + 3,6([633] \dagger + q(30))
$11/2^-$	443,8	1063	1089	99,0[505] \dagger	0,3([503] \dagger + q(22))
$1/2^+$	(540,5)	503	235	88,5[660] \dagger	7,4([651] \dagger + q(22))
$1/2^+$	(540,5)	2031	1073	([400] \dagger)	99,4([651] \dagger + q(22))
$3/2^+$	(735,3)	177	15	93,3[651] \dagger	3,3([660] \dagger + q(22))
$3/2^+$	(462,5)	1806	1215	43,8[402] \dagger	37,2([651] \dagger + q(20)) + 13,9([400] \dagger + q(22))
$5/2^+$	69,2	41	2	97,3[642] \dagger	0,5([624] \dagger + q(22))
$7/2^+$	-	926	801	76,9[633] \dagger	18,2([651] \dagger + q(22))
$9/2^+$	-	2327	1058	4,6[624] \dagger	94,8([642] \dagger + q(22))

Таблица 6. Энергии и структура неротационных состояний изотопа ^{165}Er при $G_N = 0,1328$ МэВ

$\Gamma^{\pi}(i)$	E(кэВ)			Структура (в %)	
	эксп.	МКК	КММ		
$5/2^-$	0	0	0	95,2[523] \dagger	2,0([521] \dagger + q(22))
$1/2^-$	297,4	339	328	1,0[512] \dagger	7,6([523] \dagger + q(22)) + 1,1([521] \dagger + q(22))
$1/2^-$	920,7	2910	982	42,9[510] \dagger	34,4([512] \dagger + q(22)) + 8,8([523] \dagger + q(22))
$1/2^-$	-	2006	1432	6,8[521] \dagger	34,1([642] \dagger + q(32)) + 9,8([532] \dagger + q(22))
$3/2^-$	242,9	312	244	95,1[521] \dagger	0,9([651] \dagger + q(30))
$3/2^-(1)$	-	1751	1371	3,7[532] \dagger	94,5([521] \dagger + q(22))
$3/2^-(2)$	-	1426	1426	49,8[532] \dagger	28,7([521] \dagger + q(20))
$5/2^-$	477,8	656	564	86,2[512] \dagger	5,3([510] \dagger + q(22)) + 2,0([624] \dagger + q(32))
$7/2^-$	-	1717	1468	1,6[523] \dagger	73,7([514] \dagger + q(30)) + 4,5([512] \dagger + q(22))
$11/2^-$	551,0	1566	1605	98,8[505] \dagger	0,3([303] \dagger + q(22))
$1/2^+$	(507,4)	1311	655	52,4[660] \dagger	32,2([642] \dagger + q(22)) + 11,5([651] \dagger + q(22))
$1/2^+$	(746,0)	1925	1082	57,4[400] \dagger	33,4([402] \dagger + q(22)) + 3,5([402] \dagger + q(22))
$3/2^+$	(853,5)	892	573	84,5[651] \dagger	8,3([660] \dagger + q(22)) + 2,1([521] \dagger + q(30))
$3/2^+$	(534,6)	1566	1012	71,2[402] \dagger	21,7([400] \dagger + q(22)) + 2,8([404] \dagger + q(22))
$5/2^+$	47,2	171	47	94,5[642] \dagger	2,5([660] \dagger + q(22))
$7/2^+$	465	247	208	97,2[633] \dagger	0,8([512] \dagger + q(31))
$9/2^+$	-	1573	1401	71,9[624] \dagger	9,7([512] \dagger + q(32)) + 9,1([642] \dagger + q(22))

* - в эксперименте уровни полосы $1/2^+$ 530 наблюдаются начиная с $\Gamma^{\pi}=3/2^-(1039$ кэВ)/11/

Таблица 7

Энергии и структура неротационных состояний изотопа ^{167}Er при $G_N = 0,1285$ МэВ

$\Gamma^{\pi}(i)$	E(кэВ)			Структура (в %)	
	эксп.	МКК	КММ		
$1/2^-$	207,8	179	213	97,9[521] \dagger	0,5([512] \dagger + q(22)) + 0,5([523] \dagger + q(22))
$1/2^-$	763,5	2810	1209	20,8[510] \dagger	74,0([512] \dagger + q(22)) + 1,7([523] \dagger + q(22))
$3/2^-$	752,8	787	729	93,7[521] \dagger	2,2([521] \dagger + q(22)) + 1,6([633] \dagger + q(32))
$5/2^-$	346,6	668	477	86,4[512] \dagger	4,1([510] \dagger + q(22)) + 1,9([624] \dagger + q(32))
$5/2^-$	667,9	271	273	6,0[523] \dagger	92,3([523] \dagger + q(22))
$7/2^-$	-	1743	1548	5,0[512] \dagger	0,6([521] \dagger + q(22))
$11/2^-$	-	1890	1927	77,3[514] \dagger	16,5([633] \dagger + q(30)) + 4,3([512] \dagger + q(22))
$1/2^+$	(1135)	1899	1074	98,3[505] \dagger	1,1([633] \dagger + q(32))
$1/2^+$	(1135)	1933	1204	37,2[660] \dagger	49,5([642] \dagger + q(22)) + 8,9([651] \dagger + q(22))
$1/2^+$	(1135)	1933	1204	1,9[400] \dagger	52,0[400] \dagger + 35,2([402] \dagger + q(22)) + 5,4([651] \dagger + q(22))
$3/2^+$	(531,5)	1518	788	1,0[660] \dagger	27,5[651] \dagger + 46,4([633] \dagger + q(22)) + 6,3([400] \dagger + q(22))
$3/2^+$	(1084)	1564	1037	14,2[402] \dagger	41,6[402] \dagger + 39,8([633] \dagger + q(22)) + 11,4([400] \dagger + q(22))
$5/2^+$	812,5	810	682	1,7[651] \dagger	93,1[642] \dagger + 4,1([660] \dagger + q(22))
$7/2^+$	0	0	0	98,1[633] \dagger	0,6([651] \dagger + q(22))
$9/2^+$	-	973	897	93,0[624] \dagger	5,2([512] \dagger + q(32))
$11/2^+$	-	2839	933	0,4[615] \dagger	99,6([633] \dagger + q(22))

На рис. 3 показана зависимость энергии одноквaziчастичных и квазичастично-фононных возбуждений изотопа ^{161}Er от значения параметра квадрупольной деформации. Анализ этой зависимости показывает, что квазичастично-фононное взаимодействие расширяет интервал, в котором наблюдается $|\Delta N| = 2$ взаимодействие орбиталей $3/2^+[651]$ и $3/2^+[402]$, $1/2^+[660]$ и $1/2^+[400]$, а также смещает этот интервал в область более малых значений параметров квадрупольной деформации.

В исследуемых изотопах эрбия имеются состояния $1/2^+$ и $3/2^+$, волновые функции которых содержат смесь компонент с $N=4$ и 6. При использовании потенциала Саксона-Вудса область $|\Delta N|=2$ -смешивания состояний $1/2^+[660]$ с $1/2^+[400]$ и $3/2^+[651]$ с $3/2^+[402]$ в модели независимых квазичастиц наблюдается в области больших значений квадрупольной деформации / $\beta_{20} \sim 0,32/$. Поэтому расчеты состояний положительной четности с учетом $|\Delta N| = 2$ -взаимодействия в рамках вращательной модели проводились в области высоких деформаций / $\beta_{20} = 0,324/^{27,28/}$. При таком выборе деформации β_{20} , далекой от равновесного значения, состояния с отрицательной чет-

ностью будут описываться плохо. Учет же квазичастично-фононного взаимодействия позволит учитывать влияние $|\Delta N| = 2$ -смешивания уже при деформациях, близких к равновесным значениям.

4. РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ И СТРУКТУРЫ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Энергии и амплитуды кориолисова смешивания ротационных состояний исследуемых изотопов эрбия мы рассчитывали в рамках неадиабатической вращательной модели /НВМ/ [27,28] путем прямой диагонализации матрицы взаимодействия Кориолиса в ограниченном базисе состояний одной четности. В качестве свободных параметров в модели используются коллективные параметры четно-четного остова $A = \frac{\hbar}{2J}$, ϵ_R и Q_0 , а также величина энергетической щели Δ . Величина Δ в расчетах обычно получается значительно меньше величины щели для соседнего четно-четного ядра. Это можно объяснить антиспаривательным характером взаимодействия Кориолиса. От выбора параметра щели сильно зависят плотность квази-

Таблица 8

Энергии и структура уровней вращательных полос отрицательной четности в ^{159}Er / $\lambda = -8,0$ МэВ, $\Lambda = 0,78$ МэВ, $\Lambda = 15,6$ кэВ/.

$\Gamma^{\pi}(Nn_z \Lambda)$	E(кэВ)		Амплитуды смешивания C_{JK}									
	эксп.	теор.	11/2 [505]	9/2 [514]	7/2 [514]	5/2 [523]	3/2 [512]	3/2 [532]	3/2 [521]	1/2 [530]	1/2 [521]	
3/2 ⁺ 3/2 [521]	0	0	-	-	-	-	-	0,002	0,997	0,076	0,020	
5/2 ⁺	59,2	61	-	-	-	0,115	0,088	0,017	0,982	0,119	0,016	
7/2 ⁺	144,1	145	-	-	0,059	0,196	0,130	0,038	0,956	0,157	0,043	
9/2 ⁺	258,1	255	-	0,000	0,119	0,286	0,162	0,070	0,916	0,186	0,010	
11/2 ⁺	-	388	0,001	0,001	0,177	0,363	0,183	0,097	0,865	0,206	0,051	
13/2 ⁺	-	548	0,002	0,001	0,237	0,439	0,196	0,135	0,804	0,220	-0,007	
15/2 ⁺	-	734	0,002	0,001	0,276	0,478	0,207	0,154	0,758	0,228	0,049	
5/2 ⁺ 5/2 [523]	220,2	220	-	-	-	0,985	-0,012	0,124	-0,115	-0,010	-0,017	
7/2 ⁺	307,0	278	-	-	0,377	0,888	-0,025	0,159	-0,202	-0,029	-0,030	
9/2 ⁺	-	372	-	0,001	0,442	0,820	-0,050	0,178	-0,307	-0,052	-0,034	
11/2 ⁺	-	500	-0,003	0,001	0,462	0,760	-0,077	0,189	-0,394	-0,088	-0,060	
13/2 ⁺	-	664	-0,009	0,001	0,459	0,697	-0,112	0,189	-0,489	-0,118	-0,043	
11/2 ⁺ 11/2 [505]	428,8	429	0,999	0,054	0,001	0,001	-0,000	0,000	-0,002	-0,000	-0,000	
13/2 ⁺	-	624	0,997	0,079	0,005	0,005	-0,001	0,001	-0,006	-0,001	-0,000	
15/2 ⁺	-	848	0,980	0,099	0,078	0,111	-0,024	0,033	-0,093	-0,027	-0,015	
7/2 ⁺ 7/2 [514]	566,5	567	-	-	0,921	-0,361	0,026	-0,129	0,017	-0,003	0,059	
9/2 ⁺	-	731	-	0,002	0,679	-0,277	0,033	-0,267	0,029	-0,114	0,613	
11/2 ⁺	-	932	-0,001	0,003	-0,774	-0,355	0,034	-0,329	-0,005	0,003	0,406	

Таблица 9

Энергии и структура уровней вращательных полос положительной четности в ^{159}Er / $\lambda = -7,96$ МэВ, $\Delta = 0,79$ МэВ, $A = 18,6$ кэВ/

$\Gamma^{\pi}(Nn_z \Lambda)$	E(кэВ)		Амплитуды смешивания C_{JK}									
	эксп.	теор.	13/2 [606]	11/2 [615]	9/2 [624]	7/2 [633]	5/2 [642]	3/2 [651]	3/2 [402]	1/2 [660]	1/2 [400]	
(1 _{13/2})												
9/2 ⁺	182,5	183	-	-	0,015	0,100	0,365	0,727	0,008	0,573	-0,007	
13/2 ⁺	226,0	237	0,000	0,004	0,033	0,139	0,388	0,683	0,007	0,603	-0,007	
5/2 ⁺	271,2	269	-	-	-	-	0,284	0,820	0,011	0,469	-0,006	
7/2 ⁺	302,8	342	-	-	-	0,102	0,455	0,845	0,009	0,262	-0,003	
11/2 ⁺	-	412	-	0,004	0,046	0,203	0,542	0,771	0,007	0,262	-0,003	
17/2 ⁺	434,5	435	0,001	0,008	0,048	0,163	0,398	0,657	0,006	0,618	-0,007	
15/2 ⁺	-	619	0,001	0,013	0,083	0,269	0,579	0,721	0,006	0,255	-0,002	
21/2 ⁺	784,4	781	0,001	0,012	0,059	0,179	0,403	0,640	0,006	0,626	-0,007	
19/2 ⁺	-	967	0,003	0,023	0,115	0,316	0,597	0,685	0,006	0,247	-0,002	
25/2 ⁺	1248,5	1275	0,002	0,015	0,068	0,192	0,406	0,628	0,006	0,631	-0,007	
23/2 ⁺	-	1459	0,004	0,033	0,141	0,350	0,607	0,656	0,006	0,239	-0,002	
3/2 ⁺ 3/2 [402]	348,1	348	-	-	-	-	-	0,009	0,998	0,005	0,055	
5/2 ⁺	-	439	-	-	-	-	-0,002	-0,012	0,996	-0,001	0,092	
7/2 ⁺	-	566	-	-	-	-0,001	-0,003	-0,010	0,993	0,001	0,121	
9/2 ⁺	-	729	-	-	0,000	-0,002	-0,004	-0,010	0,988	0,004	0,157	
3/2 ⁺ 3/2 [651]	-	396	-	-	-	-	-	0,976	-0,010	0,217	-0,004	
1/2 ⁺ 1/2 [400]	-	725	-	-	-	-	-	-	-	-0,010	1,000	
3/2 ⁺ 1/2 [400]	-	788	-	-	-	-	-	0,002	-0,055	0,006	0,998	
1/2 ⁺ 1/2 [660]	-	836	-	-	-	-	-	-	-	-1,000	0,010	

частичных возбуждений вблизи поверхности Ферми и структура ротационных полос, определяемая взаимным расположением взаимодействующих состояний и поляризационными факторами.

Результаты расчетов вращательных спектров $^{159,161,163}\text{Er}$ приведены в табл.8-13. Видно, что в рамках НВМ в целом можно получить хорошее согласие энергий теоретических уровней с экспериментальными. Анализ структуры ротационных полос показывает, что наиболее сильное смешивание наблюдается для состояний из подболочки $1i_{13/2}$, особенно для орбиталей $5/2^+[642]$, $3/2^+[651]$ и $1/2^+[660]$, близких к поверхности Ферми в изотопах $^{159,161}\text{Er}$ и связанных значительным кориолисовым взаимодействием /матричные элементы порядка $6,5/\hbar$. В результате этого ротационная полоса, построенная на состояниях из подболочки $1i_{13/2}$, имеет аномальный характер и образует ирраст-полосу, состояния которой включают в основном компоненты $5/2^+[642]$, $3/2^+[651]$ и $1/2^+[660]$. В изотопе ^{163}Er состояния смешанной вращательной полосы, лидирующий компонент которых $5/2^+[642]$, содержат уже заметную примесь компонента $7/2^+[633]$. Состояние $1/2^+[660]$ в случае ^{163}Er значи-

Таблица 10

Энергии и структура уровней вращательных полос отрицательной четности ^{161}Er / $\lambda = -7,75$ МэВ, $\Delta = 0,71$ МэВ, $A = 15,1$ кэВ/

$\Gamma^{\pi}(N\pi_2\Lambda)$	E(кэВ)		Амплитуды смешивания C_{ij}									
	эксп.	теор.	11/2 ⁺ [505]	9/2 ⁺ [514]	7/2 ⁺ [514]	5/2 ⁺ [523]	5/2 ⁺ [512]	3/2 ⁺ [532]	3/2 ⁺ [521]	1/2 ⁺ [530]	1/2 ⁺ [521]	
3/2 ⁺ 3/2 ⁺ [521]	0	0	-	-	-	-	-	0,002	0,998	0,063	-0,018	
5/2 ⁺	59,5	60	-	-	-	0,161	0,084	0,020	0,978	0,099	-0,018	
7/2 ⁺	143,9	144	-	-	0,033	0,247	0,123	0,043	0,950	0,133	-0,038	
9/2 ⁺	249,8	254	-	0,000	0,063	0,324	0,153	0,073	0,915	0,157	-0,015	
11/2 ⁺	388,5	387	0,003	0,001	0,092	0,380	0,176	0,098	0,878	0,182	-0,048	
13/2 ⁺	530,9	548	0,003	0,001	0,124	0,440	0,193	0,132	0,836	0,196	-0,003	
15/2 ⁺	748,6	733	0,003	0,001	0,147	0,467	0,206	0,151	0,804	0,216	-0,051	
17/2 ⁺	923,2	949	0,004	0,002	0,176	0,510	0,214	0,183	0,761	0,223	0,012	
19/2 ⁺	-	1189	0,004	0,002	0,191	0,516	0,223	0,193	0,742	0,238	-0,050	
5/2 ⁺ 5/2 ⁺ [523]	172,0	172	-	-	-	0,986	-0,016	0,111	-0,161	-0,013	0,013	
7/2 ⁺	266,5	257	-	-	0,136	0,944	-0,034	0,160	-0,247	-0,030	0,028	
9/2 ⁺	388,5	370	-	0,001	0,189	0,901	-0,057	0,194	-0,329	-0,046	0,035	
11/2 ⁺	540,0	505	-0,001	0,001	0,224	0,859	-0,079	0,218	-0,386	-0,071	0,057	
13/2 ⁺	-	678	-0,003	0,001	0,247	0,810	-0,107	0,232	-0,454	-0,069	0,053	
11/2 ⁺ 11/2 ⁺ [505]	396,4	396	0,997	0,083	0,001	0,000	-0,001	0,000	-0,003	-0,001	0,000	
13/2 ⁺	578,5	581	0,993	0,122	0,001	0,001	-0,001	0,000	-0,004	-0,001	0,000	
15/2 ⁺	782,6	794	0,988	0,153	0,003	0,003	-0,001	0,001	-0,006	-0,001	0,001	
17/2 ⁺	1007,4	1035	0,984	0,180	0,004	0,005	-0,002	0,001	-0,009	-0,002	0,000	
19/2 ⁺	1248,6	1306	0,978	0,206	0,008	0,012	-0,004	0,004	-0,014	-0,004	0,002	
21/2 ⁺	(1508,1)	1605	0,973	0,229	0,012	0,019	-0,007	0,007	-0,023	-0,007	0,002	
3/2 ⁺ 3/2 ⁺ [532]	724,8	724	-	-	-	-	0,994	-0,008	0,084	-0,063		
5/2 ⁺	-	807	-	-	-	-0,111	0,001	0,981	-0,016	0,115	-0,114	
7/2 ⁺	-	910	-	-	-0,470	-0,073	-0,215	0,829	-0,002	0,170	-0,104	
5/2 ⁺ 5/2 ⁺ [512]	843	843	-	-	-	0,002	0,996	0,002	-0,002	-0,034	-0,000	
7/2 ⁺	-	947	-	-	0,502	-0,144	0,719	0,411	-0,102	0,045	-0,063	
9/2 ⁺	-	1096	-	0,002	0,214	-0,148	0,811	0,497	-0,111	0,012	-0,085	

тельно ниже поверхности Ферми, но вклад его в волновую функцию состояний смешанной полосы достаточно заметен.

При проведении расчетов энергий состояний положительной четности, особенно сильно возмущенных кориолисовым взаимодействием, подбирают химический потенциал таким образом, чтобы воспроизвести уровни смешанной полосы. В случае значительного различия полученного в расчетах по НВМ химического потенциала от значения, даваемого МНК, мы проводили коррекцию параметров потенциала Саксона-Вудса таким образом, чтобы свести до минимума это различие. В итоге это позволило более корректно рассчитывать поправки R_γ , связанные с учетом влияния парных корреляций на E1-переходы.

Таблица 11

Энергии и структура уровней вращательных полос положительной четности ^{161}Er / $\lambda = -7,64$ МэВ, $\Delta = 0,75$ МэВ, $A = 13,8$ кэВ/

$\Gamma^{\pi}(N\pi_2\Lambda)$	E(кэВ)		Амплитуды смешивания C_{ij}									
	эксп.	теор.	13/2 ⁺ [506]	11/2 ⁺ [515]	9/2 ⁺ [524]	7/2 ⁺ [533]	5/2 ⁺ [542]	3/2 ⁺ [551]	3/2 ⁺ [402]	1/2 ⁺ [560]	1/2 ⁺ [400]	
($i_{13/2}$)												
9/2 ⁺	189,5	190	-	-	0,024	0,158	0,532	0,701	0,013	0,447	-0,016	
5/2 ⁺	212,9	210	-	-	-	-	0,538	0,769	0,010	0,346	-0,015	
7/2 ⁺	217,3	231	-	-	-	0,153	0,652	0,718	0,011	0,191	-0,007	
13/2 ⁺	267,5	278	0,000	0,004	0,048	0,195	0,506	0,668	0,014	0,507	-0,016	
11/2 ⁺	296,7	310	-	0,004	0,057	0,256	0,664	0,670	0,012	0,204	-0,007	
12/2 ⁺	466,1	473	0,000	0,008	0,064	0,213	0,485	0,646	0,014	0,545	-0,016	
15/2 ⁺	508,7	498	0,000	0,011	0,096	0,317	0,664	0,638	0,012	0,208	-0,006	
21/2 ⁺	784,6	776	0,001	0,012	0,075	0,223	0,470	0,631	0,014	0,570	-0,017	
19/2 ⁺	848,7	794	0,001	0,019	0,128	0,358	0,660	0,613	0,012	0,209	-0,006	
25/2 ⁺	1209,7	1188	0,001	0,015	0,083	0,229	0,457	0,620	0,014	0,588	-0,017	
23/2 ⁺	1308,1	1199	0,002	0,028	0,154	0,388	0,655	0,594	0,012	0,208	-0,006	
3/2 ⁺ 3/2 ⁺ [402]	463,2	463	-	-	-	-	-	-0,002	0,974	0,009	0,224	
5/2 ⁺	496,3	526	-	-	-	-	-0,018	-0,004	0,937	0,023	0,348	
7/2 ⁺	590,0	618	-	-	-	-0,042	-0,083	0,063	0,913	0,043	0,389	
9/2 ⁺	-	733	-	-	-0,001	-0,004	-0,004	-0,014	0,877	0,021	0,479	
1/2 ⁺ 1/2 ⁺ [400]	481	481	-	-	-	-	-	-	-	-0,009	1,000	
3/2 ⁺	-	528	-	-	-	-	-	0,010	-0,224	0,009	0,974	
5/2 ⁺	-	599	-	-	-	-	-0,019	0,036	-0,348	0,000	0,936	
3/2 ⁺ 3/2 ⁺ [551]	-	298	-	-	-	-	-	0,983	0,003	0,186	-0,011	
5/2 ⁺ 5/2 ⁺ [542]	-	459	-	-	-	-	0,824	-0,332	0,011	-0,408	0,005	
1/2 ⁺ 1/2 ⁺ [560]	-	681	-	-	-	-	-	-	-	1,000	0,009	
3/2 ⁺ 1/2 ⁺ [560]	-	959	-	-	-	-	-	-0,186	-0,007	0,983	0,009	

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы показывают, что при соответствующем выборе параметров среднего поля и использовании теоретических равновесных значений параметров деформаций можно достаточно хорошо описать спектр неротационных возбуждений в рамках квазичастично-фононной модели и вращательные спектры в рамках неадиабатической вращательной модели.

Учет квазичастично-фононного взаимодействия в общем улучшает согласие теоретического энергетического спектра с экспериментальным по сравнению со спектром, получаемым в рамках модели независимых квазичастиц. Заметно расширяется и смещается в область меньших квадрупольных деформаций интервал, где наблюдается $|\Delta N| = 2$ -смешивание состояний $3/2^+[651]$ с $3/2^+[402]$ и $1/2^+[660]$ с $1/2^+[400]$.

При расчете характеристик вращательных спектров основные трудности возникают при определении уровней смешанной вращательной полосы положительной четности, построенной на состояниях из подболочки $1i_{13/2}$. Это объясняется сильным взаимодействием Кориолиса между состояниями из подболочки $1i_{13/2}$, близкими к поверхности Ферми.

Таблица 12.

Энергии и структура уровней вращательных полос отрицательной четности $^{163}\text{Er} / \lambda = -7,85 \text{ МэВ}, \Delta = 0,62 \text{ МэВ}, A = 14,0 \text{ кэВ/}$

$\Gamma^{\pi}(Nn_{\pi}\Lambda)$	E(мэВ)		Амплитуды смешивания C_{JK}									
	эсп.	теор.	11/2 ⁻ [505]	9/2 ⁻ [514]	7/2 ⁻ [514]	5/2 ⁻ [523]	5/2 ⁻ [512]	3/2 ⁻ [532]	3/2 ⁻ [521]	1/2 ⁻ [530]	1/2 ⁻ [521]	1/2 ⁻ [510]
5/2 ⁻ [523]	0	0	-	-	-	0,994	0,006	0,060	0,102	0,014	0,002	-0,002
7/2 ⁻	84,0	84	-	-	0,054	0,980	0,021	0,092	0,162	0,030	-0,002	-0,005
9/2 ⁻	190,0	193	-	0,000	0,080	0,964	0,036	0,119	0,216	0,049	0,011	-0,009
11/2 ⁻	319,7	326	0,000	0,000	0,100	0,942	0,055	0,142	0,273	0,074	-0,009	-0,013
13/2 ⁻	-	483	0,000	0,000	0,117	0,918	0,073	0,164	0,319	0,096	0,025	-0,019
3/2 ⁻ [521]												
3/2 ⁻	104,3	104	-	-	-	-	0,001	0,996	0,087	-0,030	-0,017	
5/2 ⁻	164,4	162	-	-	-	-0,103	0,105	-0,003	0,980	0,133	-0,015	-0,023
7/2 ⁻	249,5	241	-	-	-0,009	-0,165	0,152	-0,012	0,954	0,181	-0,075	-0,040
9/2 ⁻	360,6	350	-	-0,000	-0,018	-0,223	0,189	-0,020	0,932	0,208	-0,006	-0,038
11/2 ⁻	495,0	476	0,000	-0,000	-0,029	-0,283	0,210	-0,037	0,882	0,246	-0,116	-0,062
13/2 ⁻	-	641	0,001	-0,000	-0,041	-0,335	0,235	-0,046	0,872	0,258	0,006	-0,080
1/2 ⁻ [521]												
1/2 ⁻	345,7	346	-	-	-	-	-	-	0,022	0,999	-0,038	
3/2 ⁻	404,1	400	-	-	-	-	0,016	0,034	-0,039	0,996	0,074	
5/2 ⁻	439,6	438	-	-	-	-0,006	0,001	0,029	0,003	0,064	0,992	-0,104
7/2 ⁻	571,6	565	-	-	-0,000	-0,014	0,046	0,033	0,085	-0,058	0,983	0,144
9/2 ⁻	636	634	-	-0,000	-0,002	-0,018	-0,011	0,047	-0,022	0,093	0,981	-0,163
11/2 ⁻ [505]												
11/2 ⁻	443,8	444	0,999	0,043	0,000	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	0,000	0,000
13/2 ⁻	614,6	620	0,998	0,064	0,000	-0,000	-0,000	-0,000	-0,001	-0,000	-0,000	0,000
15/2 ⁻	808,5	824	0,997	0,081	0,000	-0,002	0,001	-0,000	0,003	0,001	-0,001	-0,000
17/2 ⁻	(1094,0)	1084	0,995	0,097	0,000	-0,003	0,001	-0,001	0,004	0,001	0,000	0,000
19/2 ⁻	(1289,9)	1320	0,994	0,111	0,001	-0,002	0,000	-0,001	0,001	0,000	-0,000	-0,000
5/2 ⁻ [512]												
5/2 ⁻	609	609	-	-	-	0,003	0,994	0,000	-0,102	-0,033	0,002	0,004
7/2 ⁻	699	713	-	-	0,021	0,004	0,986	-0,003	-0,147	-0,086	-0,037	0,002
9/2 ⁻	806	845	-	0,000	0,032	0,006	0,979	-0,003	-0,174	-0,099	0,018	0,009
1/2 ⁻ [530]												
1/2 ⁻	816,4	816	-	-	-	-	-	-	1,000	-0,022	0,001	
3/2 ⁻	855,9	887	-	-	-	-	-	0,048	-0,085	0,994	0,040	0,016
5/2 ⁻	874,1	945	-	-	-	-0,004	0,019	0,074	-0,137	0,985	-0,082	0,032
7/2 ⁻	973	1040	-	-	-0,000	-0,010	0,040	0,107	-0,184	0,973	0,089	0,080
1/2 ⁻ [510]												
1/2 ⁻	1072	1072	-	-	-	-	-	-	-0,001	0,036	0,999	
3/2 ⁻	1098	1108	-	-	-	-	-	-0,007	0,016	-0,011	-0,075	0,997
5/2 ⁻	1183	1199	-	-	-	-0,001	-0,002	0,010	0,038	-0,022	0,106	0,994
7/2 ⁻	1244	1282	-	-	0,002	0,003	-0,006	-0,034	0,029	-0,041	-0,149	0,987
9/2 ⁻	1396	1446	-	-0,000	-0,011	-0,003	-0,009	0,017	0,067	-0,067	0,170	0,981

Таблица 13

Энергии и структура уровней вращательных полос положительной четности $^{163}\text{Er} / \lambda = -7,56 \text{ МэВ}, \Delta = 0,67 \text{ МэВ}, A = 13,8 \text{ кэВ/}$

$K^{\pi}(Nn_{\pi}\Lambda)$	E(мэВ)		Амплитуды смешивания C_{JK}								
	эсп.	теор.	13/2 ⁺ [505]	11/2 ⁺ [618]	9/2 ⁺ [624]	7/2 ⁺ [633]	5/2 ⁺ [642]	3/2 ⁺ [651]	3/2 ⁺ [402]	1/2 ⁺ [660]	1/2 ⁺ [400]
5/2 ⁺ [642]											
5/2 ⁺	89,2	89	-	-	-	-	0,964	0,284	0,005	0,098	-0,003
7/2 ⁺	91,8	96	-	-	-	0,183	0,912	0,368	0,006	0,085	-0,002
9/2 ⁺	120,3	120	-	-	0,044	0,230	0,822	0,451	0,008	0,256	-0,007
11/2 ⁺	199,2	205	-	0,004	0,078	0,293	0,637	0,438	0,008	0,125	-0,003
13/2 ⁺	246,9	245	0,000	0,006	0,082	0,272	0,718	0,516	0,009	0,371	-0,009
15/2 ⁺	412,1	412	0,000	0,010	0,124	0,350	0,788	0,469	0,009	0,146	-0,004
17/2 ⁺	464,5	463	0,000	0,010	0,101	0,282	0,645	0,543	0,010	0,446	-0,011
19/2 ⁺	736,0	722	0,001	0,017	0,189	0,387	0,764	0,481	0,009	0,158	-0,004
21/2 ⁺	776,2	784	0,001	0,013	0,111	0,283	0,594	0,555	0,011	0,496	-0,012
23/2 ⁺	1164,1	1138	0,002	0,024	0,185	0,412	0,729	0,486	0,009	0,166	-0,004
25/2 ⁺	1186,4	1210	0,001	0,016	0,117	0,280	0,558	0,561	0,011	0,530	-0,012
27/2 ⁺	-	1662	0,002	0,031	0,206	0,431	0,710	0,488	0,009	0,171	-0,004
3/2 ⁺ [651]											
3/2 ⁺	462,5	463	-	-	-	-	-	0,965	0,004	0,260	-0,015
3/2 ⁺ [402]											
3/2 ⁺	735,3	736	-	-	-	-	-	-0,010	0,928	0,002	-0,373
1/2 ⁺ [660]											
1/2 ⁺	540,5	541	-	-	-	-	-	-	-	-0,013	1,000

Очевидно, что улучшения согласия теоретического вращательного спектра с экспериментальным можно добиться, если учитывать динамические эффекты, связанные с зависимостью коллективных параметров от углового момента, например, зависимость момента инерции от спина. Результаты работ [27,28] показывают, что для улучшения описания смешанной вращательной полосы положительной четности желательно учитывать $|\Delta N| = 2$ -взаимодействие орбиталей $3/2^+ [661]$ с $3/2^+ [402]$ и $1/2^+ [660]$ с $1/2^+ [400]$. Следует ожидать, что перенормировка одночастичных матричных элементов, связанная с квазичастично-фононным взаимодействием, также может улучшить описание вращательных спектров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harmatz B. et al. Phys.Rev., 1962, 128, p.1186.
2. Baznat M.I. et al. JINR, E6-8303, Dubna, 1974.
3. Andreitscheff W. et al. Nucl.Phys., 1974, A220, p.438.
4. Aguer P. et al. C.R.Acad.Sc.Paris, 1975, 281B, p.509.

5. Адам И. и др. ОИЯИ, 6-8658, Дубна, 1975.
6. Абдуразаков А.А. и др. ОИЯИ, 6-9622, Дубна, 1976.
7. Абдуразаков А.А. и др. ОИЯИ, Р6-80-459, Дубна, 1980.
8. Абдуразаков А.А. и др. ОИЯИ, Р6-80-460, Дубна, 1980.
9. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, 6-81-462, Дубна, 1981.
10. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, 6-81 551, Дубна, 1981.
11. Tjom P.A., Elbek B. Mat.Fys.Medd. Dan.Vid. Selsk., 1969, 37. No.7.
12. Hagemann K.A. et al. Phys.Lett., 1969, 28B, p.661.
13. Hjorth S.A. et al. Nucl.Phys., 1970, A144, p.513.
14. Leigh J.R. et al. UCRL-20426, 1970, p.18.
15. Lovhoiden G. et al. Nucl.Phys., 1972, A194, p.463.
16. Grosse E. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.840.
17. Song H.S. et al. Phys.Rev., 1977, C16, p.1363.
18. Jaskola M. Phys. Scripta, 1979, 20, p.125.
19. Berg V. et al. Nucl.Phys., 1983, A399, p.119.
20. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-11-655, Дубна, 1978.
21. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-12-220, Дубна, 1979.
22. Кузнецов В.В. и др. ОИЯИ, Р6-12-810, Дубна, 1979.
23. Ekstrom C. and Lamm I.L. Phys.Scripta, 1973, 7, p.31.
24. Lederer C.M. and Shirley V.S. Table of Isotopes, 7-th ed., J.Willey and Sons, New-York, 1978.
25. Dairiki I.M. et al. Nucl.Data Sheets, 1980, 29, p.653.
26. Винтер Г. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.895.
27. Базнат М.И. и др. В кн.: Квантовая теория систем многих частиц. "Штиинца", Кишинев, 1973, с.27.
28. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.941.
29. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.357.
30. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
31. Soloviev V.G. Phys.Lett., 1966, 21, p.311.
32. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1967, A95, p.420.
33. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1968, A122, p.1.
34. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, 4-83-535, Дубна, 1983.
35. Громов К.Я. и др. ЭЧАЯ, 1975, т.6, с.971.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 марта 1984 года

Аликов Б.А. и др.

Р6-84-207

Исследование характеристик возбужденных состояний
нечетных изотопов эрбия с $A = 159-167$

В рамках модели независимых квазичастиц и квазичастично-фононной модели атомного ядра проведен расчет энергий и структуры основного и возбужденных состояний неротационного типа в нечетно-нейтронных изотопах эрбия с $A = 159-167$. В рамках неадиабатической вращательной модели рассчитаны энергии и амплитуды кориолисова смешивания вращательных состояний полос положительной и отрицательной четности в изотопах $^{159}, ^{161}, ^{163}\text{Er}$. Результаты расчетов сравниваются с известными экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Alikov B.A. et al.

Р6-84-207

Investigation of Excited State Characteristics
in Odd-A Erbium Isotopes with $A = 159-167$

The energies and ground excited non-rotational state structure in odd-A erbium isotopes with $A = 159-167$ are calculated in terms of independent quasiparticle and quasiparticle-phonon nuclear models. Rotational energies and Coriolis mixing amplitudes of rotational even- and odd-parity states in $^{159}, ^{161}, ^{163}\text{Er}$ are calculated in terms of nonadiabatic rotor model.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984