

С 341.26

В-818

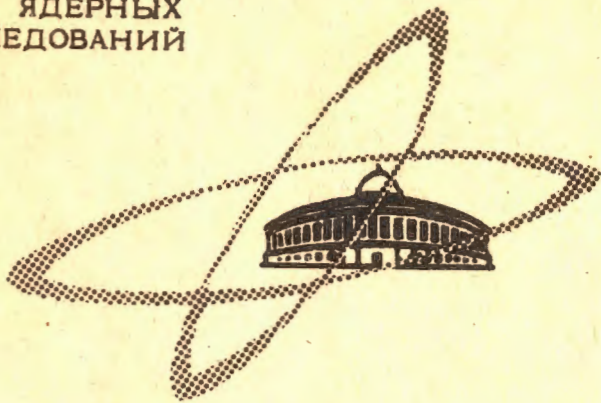
Изв. АН СССР, сер. физ., 1967, 191/18

Т. 31, № 1, с. 604-625

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2820



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Я. Врзал, К.Я. Громов, Я. Липтак, Ф. Молнар,
В.А. Морозов, Я. Урбанец, В.Г. Чумки

СИСТЕМА КОЛЛЕКТИВНЫХ УРОВНЕЙ
ТИПА $I_{\pi K} = 0^0$
В ЯДРЕ ^{164}Er

1966

P - 2820

Я. Врезал, К.Я. Громов, Я. Липтак, Ф. Молнар,
В.А. Морозов, Я. Урбанец, В.Г. Чумин

СИСТЕМА КОЛЛЕКТИВНЫХ УРОВНЕЙ
ТИПА $I_{\pi K} = 0^{\circ}0$
В ЯДРЕ ^{184}Er

4451 / 1 нр.

ОТДЕЛ РАДИОФИЗИКИ И СПЕКТРОСКОПИИ
ИОННО-АТОМНОГО ПОТОКА
ИОННО-АТОМНОГО ПОТОКА

В ОИЯИ в Дубне в течение ряда лет производилось исследование распада ^{164}Ti в цепочке $^{164}\text{Yb} \rightarrow ^{164}\text{Ti} \rightarrow ^{164}\text{Er}$ /1-9/.

Были изучены спектры позитронов и конверсионных электронов с помощью магнитных спектрометров и спектрографов, спектр γ -лучей на сцинтилляционном спектрометре, $e-\gamma$ совпадения (L91,4) ϕ на магнитном β -спектрометре. В результате этих исследований было достоверно установлено массовое число $A = 164$ 75-минутной активности Yb , период полураспада ^{164}Ti $T_{1/2} = (2,0 \pm 0,5)$ мин, интенсивности конверсионных электронов, позитронов и некоторых γ -лучей, определено число $\beta_{0,1}^+ / \beta_0^+ = 0,34$ позитронов, идущих на уровень 81,4 кэв, доказано, что уровень 1245 кэв является β -вибрационным типа 0^+ . Подтверждение массового числа и периода полураспада ^{164}Ti было получено в результате реакции на обогащенных изотопах $\text{Er}(p,n)\text{Ti}$ в работе Вильсона и др. /10/. В настоящей работе было продолжено изучение γ -переходов, возникающих при распаде ^{164}Ti . Получение новых данных стало возможным благодаря использованию в изучении γ -спектра полупроводниковых $\text{Ge}(\text{Li})$ детекторов.

Квантовые характеристики основного состояния ^{164}Ti $1\pi K=1+1$ представляют благоприятные возможности для обнаружения при распаде ^{164}Ti возбужденных состояний типа $1\pi K=0^+0$ в ядре ^{164}Er . Состояния такого типа, представляющие большой интерес с точки зрения изучения структуры сильнодеформированных четных ядер, были рассчитаны в работе Соловьева /11/.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

1. Получение источника

Изучение распада ^{164}Ti в равновесии с ^{164}Yb производилось на препаратах Yb , полученных в результате хроматографического разделения редкоземельных элементов, образующихся при бомбардировке танталовой мишени протонами с энергией 860 Мэв на синхротроне ОИЯИ. Длительность облучения танталовой мишени протонами составляла 2 часа, длительность химических операций — около полутора часов. Измерения γ -спектра препаратов начинались через 20 минут после выделения препарата Yb . В большинстве опытов производилась повторная очистка препарата Yb с целью исключения

дочерних изотопов, возникающих при распаде короткоживущих изотопов ^{235}U и возможных загрязнений изотопами соседних редкоземельных элементов - Lu и Tm ,

2. Аппаратура

а) Магнитный β -спектрометр

Нами были проведены измерения участка конверсионного спектра в районе от 1180 до 1285 кэВ на магнитном β -спектрометре с двойной двухкратной фокусировкой на угол $2\pi\sqrt{Z}/12$. Спектрометр данного типа обладает очень малым фоном при разрешении до 0,2% и позволяет проводить измерения малоинтенсивных конверсионных линий. Измерения магнитного поля в приборе производились методом протонного резонанса. Применение этого метода позволило проводить с большой точностью определение энергий конверсионных линий.

Источник приготавливался методом электролитического осаждения на алюминиевую фольгу толщиной 100 микрон. Процедура приготовления источника занимала около получаса, после чего начинались измерения.

б) γ -спектрометр

В качестве γ -спектрометра применялся полупроводниковый Ge(Li) детектор коаксиального типа. Чувствительный объем детектора - $7,5 \text{ см}^3$ при диаметре германиевого кристалла 20 мм, высоте 28 мм и толщине дрейфа 7 мм. Детектор имел разрешение 8 кэВ на линии ^{60}Co с энергией 1332 кэВ. Часть результатов была получена с коаксиальным детектором такого же типа с чувствительным объемом 5 см^3 и разрешением 4,3 кэВ на линии 1332 кэВ. Электронная аппаратура, применяемая вместе с детектором, состояла из 2048 - канального амплитудного анализатора, усилителя и малошумящего предусилителя, построенного на лампах E810 F.

Для калибровки детектора по энергиям применялись источники ^{137}Cs , ^{60}Co и ^{226}Ra . Кривая эффективности детектора определялась с помощью ^{226}Ra и в области низких энергий - с помощью ^{169}Yb , для которых относительные интенсивности γ -лучей известны с точностью, лучшей чем 10%^{/13,14/}. Определение эффективности счета в аннигиляционном пике в использованной нами геометрии проводилось при помощи источника ^{22}Na .

РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Спектр конверсионных электронов ^{184}Tu

В данной работе изучение конверсионных электронов производилось в цепочке $^{184}\text{Yb} \rightarrow ^{184}\text{Tu} \rightarrow ^{184}\text{Er}$, как и в работах [8,9]. Так как в нашем препарате, кроме цепочки с массовым числом $A = 184$, присутствовала также цепочка $^{186}\text{Yb} \rightarrow ^{186}\text{Tu} \rightarrow ^{186}\text{Er}$, то для точной калибровки прибора по энергиям использовались конверсионные линии переходов с энергией 1176,3; 1273,1; 1374 кэВ ^{186}Tu , энергии которых были измерены в работе [16] с точностью до 0,08%. Наши измерения позволили уточнить энергию ЕО-перехода [8] $E_{\text{EO}} = 1245,5 \pm 1,2$ кэВ и обнаружить четыре новых перехода в районе 1300 кэВ (рис. 1, таблица 1).

K -линии перехода с энергией 1294,2 кэВ совпадает с

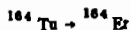
L -линией ЕО-перехода с энергией 1245,5 кэВ. Интенсивность

K -линии была найдена после вычитания из суммарной интенсивности вклада от L -линии, которая находилась по известному отношению K/L для ЕО-переходов [18],

В таблице 1 приведены данные работ [8,9,52] и наши измерения. В работе [8] измерения спектра конверсионных электронов производились на магнитных β -спектрометрах с однородным магнитным полем и спектрометре типа $\pi\sqrt{2}$. В работе [9,52] измерения производились при помощи β -спектрографа с постоянным магнитным полем при разрешении около 0,06% и при точности определения энергии конверсионных линий не хуже 0,1%. Принадлежность приведенных в таблице конверсионных линий цепочке распада, начинающейся ^{184}Yb установлена по периоду полураспада этих линий. Идентификация соответствующих переходов производилась по K - и L - линиям. Ошибки в определении интенсивностей конверсионных линий, измеренных на магнитных спектрометрах, не превышают 10 - 30%. Большие по интенсивности L -линии у переходов с энергиями 1766,1 и 2170,5 кэВ свидетельствуют, скорее всего, о том, что эти линии сложные, состоящие из L -линий уже названных переходов и K -линий переходов с энергиями 1819 и 2222,5 кэВ. Остановимся на вопросе приписания переходов распада $^{184}\text{Tu} \rightarrow ^{184}\text{Er}$. Предсказания ΔM разности масс ядер ^{184}Yb и ^{184}Tu по различным расчетам [17-19] колеблются от 1040 до 1301 кэВ. Наиболее точными, по-видимому, следует считать расчеты [19] $\Delta M = 1040$ кэВ. Поэтому можно ожидать, что при распаде $^{184}\text{Yb} \rightarrow ^{184}\text{Tu}$ могут возникать γ - переходы с энергией до 1000 кэВ. Переходы, отмеченные в таблице 1 как (b), нельзя однозначно приписать распаду $^{184}\text{Tu} \rightarrow ^{184}\text{Er}$, не исключено, что часть из них принадлежит распаду $^{184}\text{Yb} \rightarrow ^{184}\text{Tu}$. Что касается остальных переходов, то их приписание распаду $^{184}\text{Tu} \rightarrow ^{184}\text{Er}$ производится на основании точного определения разности K и L конверсионных линий, опытов по $e-\gamma$ - совпадениям или по энергии, превышающей разность масс $^{184}\text{Yb} \rightarrow ^{184}\text{Tu}$.

Таблица 1

Энергии γ -переходов и относительные интенсивности линий конверсионных электронов, возникающих при распаде



E_{γ} , кэВ	Относительные интенсивности (a)			
	K	ΣL	M	N
I 91,40	-(7600)	28(10750)	10 (1600)	- (400)
2 201,5	-(1,7)	-	- -	- -
3 208,0	0,3 (70)	0,16 (23)	0,02 (4)	- (1,5)
4 216,4 ^x (B)	-			
5 217,7 ^x (B)	-			
6 315,3 ^x	- (0,7)			
7 330,3 ^x (B)	-			
8 355,1 ^x (B)	0,01			
9 443,7 ^x (B)	< 0,026			
10 473,9 ^x (B)	-			
11 540,7 ^x (B)	0,007			
12 544,1 ^x (B)	-			
13 635,5 ^x (B)	-			
14 672,9 ^x (B)	0,018			
15 769,1 ^x	0,014			
16 860,6 ^x	0,011			
17 907,5	0,005			
18 929,5	0,008			
19 1157,0	0,008			
20 1166,6	0,0045			
21 1225,7	0,014			

E _γ , кэВ	Относительные интенсивности (а)			
	K	ΣL	M	N
22 1245,5 (с)	0,015	0,0021		
23 1294,2 (с)	0,0017			
24 1311,1 (с)	0,0016			
25 1313,7 (с)	0,0014			
25 1322,5 (с)	0,0029			
27 1676,8	0,0035			
28 1698,2	0,0045			
29 1742,7	0,003			
30 1766,1	0,010	0,0035		
31 (1819)	0,0021			
32 (1861)	0,0025			
33 2079,5	0,0013			
34 2170,5	0,007	0,003		
35 2185,0	0,004			

Примечание: ж/ Значения энергии переходов даны по работе ^{152/}. (а) Интенсивности конверсионных линий, приведенные без скобок, относятся к измерениям на магнитных β-спектрометрах ^{16/}, а в скобках - к измерениям на магнитном β-спектрографе ^{16,52/} (интенсивности линий даны в относительных единицах). Переходы, у которых интенсивности линий не проставлены, идентифицированы в работе ^{16,52/} как "слабые" или "очень слабые". Для получения интенсивности линии в % на распад необходимо значение интенсивности, приведенное без скобок, разделить на коэффициент 1,57.

(в) Переходы нельзя однозначно приписать распаду ¹⁶⁴Tu → ¹⁶⁴Er.

(с) Энергии и относительные интенсивности линий измерены в настоящей работе.

2. Спектр γ-лучей ¹⁶⁴Tu

Спектр γ-лучей ¹⁶⁴Tu, снятый на полупроводниковых Ge(Li) детекторах, приведен на рис. 2 и 3. Спектр на рис. 2 снят с целью определения интенсивности позитронов ¹⁶⁴Tu относительно интенсивностей γ-лучей. Поэтому источник помещался между поглотителями из углерода и находился на некотором удалении от детектора. В этих условиях $N_{\beta^+} = N_{\gamma} \pm 1,63$, Спектр на рис. 3 снят на другом пре-

парате. При обработке спектра принималось во внимание присутствие в препаратах ¹⁶⁶Tu.

Таблица 2
Интенсивности γ -лучей ¹⁶⁴Tu в % на распад

E_{γ} , кэв	I (a), в % на распад	E_{γ} , кэв	I (a), в % на распад	E_{γ} , кэв	I (a), в % на распад
1	2	3	4	5	6
546	0,14±0,05	1340	~ 0,07	2064	0,25±0,08
570	0,12±0,05	1362	0,37±0,07	2080	1,14±0,12
637	0,34±0,07	1388	0,75±0,08	2094	0,21±0,07
676	0,34±0,07	1421	0,21±0,05	2108	0,25±0,08
718	0,12±0,05	1434	0,31±0,07	2126	~ 0,06
738	0,15±0,05	1445	0,14±0,05	2147	0,12±0,05
769	1,86±0,19	1489	1,27±0,13	2171	< 0,15
798	0,56±0,07	(б) 1582	0,12±0,05	2185	< 0,11
(б)845	1,08±0,11	1614	1,36±0,13	2272	0,15±0,05
860	1,87	1625	0,36±0,07	2293	~ 0,06
908	0,84±0,09	1656	0,14±0,05	2319	~ 0,06
917	0,29±0,07	1677	1,55±0,15	2345	0,25±0,08
930	< 0,15	1689	~ 0,07	2360	0,11±0,06
936	0,42±0,08				
1062	0,32±0,07	1698	0,40±0,08	2377	0,55±0,10
1081	0,23±0,06	1717	0,16±0,05	2390	~ 0,07
1094	0,30±0,07	1744	0,27±0,06	2420	~ 0,06
1136	0,45±0,08	1785	~ 0,07	2442	0,11±0,06
1157	2,84±0,28	1822	0,70±0,08	2475	0,26±0,08
1166	1,46±0,15	1864	0,81±0,08	2514	0,12±0,06
1187	0,34±0,07	1878	0,40±0,08	2532	0,11±0,06
1197	0,27±0,06	1896	0,10±0,05		

1	2	3	4	5	6
I216	$0,26 \pm 0,06$	I908	$0,13 \pm 0,05$		
I224	$0,71 \pm 0,08$	I920	$0,12 \pm 0,12$		
I242	$0,10 \pm 0,05$	I937	$0,38 \pm 0,08$		
I252	$\sim 0,08$	I955	$0,19 \pm 0,06$		
I297	$1,54 \pm 0,15$	I978	$0,31 \pm 0,07$		
I314	$1,32 \pm 0,13$	2033	$0,22 \pm 0,06$		
I326	$0,88 \pm 0,09$	2035	$0,26 \pm 0,07$		

(а) Указанные ошибки не включают погрешность, связанную с энергетической зависимостью эффективности регистрации γ -лучей, неопределенность в определении которой может достигать 10%.

Знак \sim означает, что величина интенсивности γ -лучей может отличаться в два раза от приведенной величины.

(б) Группа линий.

С этой целью были проведены тщательные измерения γ -спектра ^{166}Tl /20/, начиная с 500 и до 2200 кэВ. Выше энергии 2200 кэВ γ -спектр ^{166}Tl практически не мешал изучению высокоэнергетической части γ -спектра ^{164}Tl . Результаты наших измерений γ -спектра ^{164}Tl приведены в таблице 2. Необходимо отметить сложный характер γ -спектра, так как при распаде ^{164}Tl возникают γ -лучи с энергией выше 3000 кэВ. Поэтому в спектре наблюдаются, кроме фотопиков, пики, связанные с эффектом образования пар.

3. Определение мультипольностей переходов

Определять коэффициенты конверсии для переходов с энергией 672,8 – 2185,0 кэВ можно, сделав предположение о мультипольности одного из переходов. В случае ^{164}Tl можно взять за основу переход с энергией 860,6 кэВ. Действительно, в работах /21,22/ уровню 860,6 кэВ приписаны характеристики $I_{\gamma K} = 2 + 2$ (γ -вибрационный уровень) и переход с энергией 860,6 кэВ в основное состояние четно-четного ядра должен быть типа E2. Принимая $a_K(680,6) = 0,00376$ по Сляву и Банд /23/, мы находим коэффициенты конверсии, приведенные в таблице 3. Из таблицы 3 видно, что основная часть переходов – типа E2, затем обращает на себя внимание группа переходов с очень большими коэффициентами конверсии, которые соответствуют мультипольности $\geq M5$.

Как это будет показано в дальнейшем, — это переходы типа ЕО. Часть переходов имеет коэффициенты конверсии, близкие по абсолютной величине α_k при мультипольности М2. Возможно, что они связаны с переходами между уровнями с разной четностью, но не исключено также, что высокий коэффициент конверсии связан со значительной примесью ЕО к переходам типа Е2.

4. Схема распада ^{164}Tl

Составление полной схемы распада ^{164}Tl представляет определенные трудности ввиду недостаточно полных сведений о конверсионных электронах и отсутствия достаточно полных исследований по $e-\gamma$ и $\gamma-\gamma$ совпадениям. На основе всех имеющихся данных мы предлагаем схему распада ^{164}Tl , представленную на рис. 4. Ротационная полоса основного состояния включает уровни со спинами $I = 2^+$ и 4^+ . Уровень со спином $I = 6^+$ введен в работе /9/ на основании хорошего совпадения по энергии перехода $E_\gamma = 315,5$ кэВ с переходом $E_\gamma = 315$ кэВ, идущего с уровня 6^+ на уровень 4^+ ротационной полосы основного состояния /21/.

Уровень 860,6 кэВ с $I = 2^+$ введен вследствие наличия переходов с него на уровни ротационной полосы основного состояния со спинами 2^+ и 0^+ /6,7/. Этот уровень подтвержден также в опытах по кулоновскому возбуждению коллективных уровней в ^{164}Er /21/. Переход с энергией 1245,5 кэВ, согласно предположению, высказанному в работе /6/, определяет положение уровня 1245,5 кэВ. Наличие совпадений (L 91,4) (γ 1160) подтверждает это предположение. Полученный на опыте коэффициент внутренней конверсии для этого перехода указывает на то, что либо уровень с энергией 1245,5 кэВ имеет очень высокий спин $I > 5$, либо, наоборот, $I = 0^+$ и переход 1245,5 кэВ принадлежит к $0^+ - 0^+$ переходам. Если бы спин был очень велик, то не существовало бы прямого перехода $I \rightarrow 0^+$ и весь распад шел бы на уровни 2^+ , 4^+ и т.д.; кроме того, трудно себе представить, как мог бы заселяться уровень с большим I при распаде ^{164}Tl , который имеет характеристики $I = 1^+$, $K = 1$. Поэтому более естественным кажется второе объяснение: $0^+ - 0^+$ переход. Тогда переход с энергией 1157,0 кэВ, идущий с уровня 1245,5 кэВ на первый возбужденный уровень ротационной полосы основного состояния, должен быть типа Е2, что подтверждается экспериментальными данными (таблица 3).

Аналогичные рассуждения позволяют идентифицировать еще четыре уровня с характеристиками 0^+ : 1698,2; 1766,1; 2170,5 и 2185,0 кэВ. Уровень 1698,2 кэВ введен на основании энергетического баланса для некоторых γ -переходов. Попытки размещения перехода с энергией 1698,2 кэВ выше встречают определенные трудности. Уровень 1766,1 кэВ введен на основании энергетического баланса для каскадных переходов с энергией (860,6 + 907,5) кэВ = 1768,1 кэВ (91,4 + 1676,8) кэВ = 1768,2 кэВ и прямого

Таблица 3

Коэффициенты внутренней конверсии на K -оболочке для некоторых переходов в ядре ^{184}Lu

$E_{\gamma, \text{кэВ}}$	K	Относительная интенсивность в % на распад K -линии	Интенсивность γ -лучей на распад	a_K эксп.	Теоретические значения a_K по [28]								Мультипольность вытекающая из a_K
					E1	E2	E3	E4	M1	M2	M3	M4	
672,9	0,018	0,34	$3,37 \pm 0,75$ (-2)	2,50(-3)	6,40(-3)	1,50(-2)	3,30(-2)	1,40(-2)	3,70(-2)	8,50(-2)	1,80(-1)	E3, M2	
769,1	0,014	1,86	$4,79 \pm 0,68$ (#3)	1,90(-3)	4,80(-3)	1,08(-2)	2,30(-2)	1,00(-2)	2,50(-2)	5,60(-2)	1,17(-1)	E2	
860,6	0,011	1,87	3,75(-3)	1,55(-3)	3,75(-3)	8,20(-3)	1,70(-2)	7,40(-3)	1,87(-2)	3,90(-2)	7,80(-2)	Принято E2	
907,5	0,005	0,84	$3,78 \pm 0,85$ (-3)	1,40(-3)	3,40(-3)	7,20(-3)	1,50(-2)	6,50(-3)	1,64(-2)	3,30(-2)	6,60(-2)	E2	
929,5	0,008	< 0,15	> 3,40 (-2)	1,35(-3)	3,25(-3)	7,00(-3)	1,40(-2)	6,20(-3)	1,55(-2)	3,10(-2)	6,20(-2)	> M3 - E0	
1157,0	0,008	2,84	$1,80 \pm 0,25$ (-3)	9,00(-4)	2,10(-3)	4,20(-3)	8,10(-3)	3,65(-3)	8,80(-3)	1,65(-2)	3,00(-2)	E2	
1166,6	0,0045	1,46	$1,96 \pm 0,44$ (-3)	3,90(-4)	2,05(-3)	4,15(-3)	8,00(-3)	3,55(-3)	8,50(-3)	1,60(-2)	2,95(-2)	E2	
1225,7	0,014	-0,71	$1,25 \pm 0,23$ (-2)	8,20(-4)	1,90(-3)	3,75(-3)	7,10(-3)	3,20(-3)	7,60(-3)	1,40(-2)	2,54(-2)	M3	
1245,5	0,015	< 0,10	> 1,00(-2)	7,90(-4)	1,82(-3)	3,60(-3)	6,80(-3)	3,10(-3)	7,20(-3)	1,33(-2)	2,40(-2)	> M5 - E0	
1294,2	0,0017	1,54	$7,02 \pm 1,57$ (-4)	7,40(-4)	1,71(-3)	3,29(-3)	6,34(-3)	2,80(-3)	6,60(-3)	1,20(-2)	2,10(-2)	E1	
1311,1	0,0016	1,32	> 7,73(-4)	7,30(-4)	1,66(-3)	3,30(-3)	6,11(-3)	2,70(-3)	6,40(-3)	1,15(-2)	2,00(-2)	> E1	
1313,7	0,0014		> 6,76(-4)	7,20(-4)	1,65(-3)	3,20(-3)	6,00(-3)	2,70(-3)	6,40(-3)	1,15(-2)	2,00(-2)	> E1	
1322,5	0,0029	0,88	$2,10 \pm 0,47$ (-3)	7,11(-4)	1,62(-3)	3,20(-3)	5,90(-3)	2,65(-3)	6,30(-3)	1,15(-2)	2,00(-2)	E2, M1	
1676,8	0,0085	1,55	$1,44 \pm 0,32$ (-3)	4,70(-4)	1,02(-3)	1,94(-3)	3,36(-3)	1,51(-3)	3,45(-3)	6,00(-3)	9,80(-3)	E2, M1	
1698,2	0,0045	0,40	$7,15 \pm 2,28$ (-3)	4,60(-4)	9,90(-4)	1,89(-3)	3,26(-3)	1,47(-3)	3,35(-3)	5,80(-3)	9,54(-3)	M3, M4 - E0	
1742,7	0,003	0,27	$7,10 \pm 2,26$ (-3)	4,47(-4)	9,70(-4)	1,82(-3)	3,15(-3)	1,40(-3)	3,20(-3)	5,50(-3)	9,00(-3)	M3, M4	
1766,1	0,01	< 0,15	> 4,16(-2)	4,35(-4)	9,30(-4)	1,75(-3)	3,00(-3)	1,35(-3)	3,05(-3)	5,30(-3)	8,50(-3)	> M5 - E0	
1819	0,0021	0,70	$1,91 \pm 0,48$ (-3)	4,10(-4)	8,83(-4)	1,63(-3)	2,85(-3)	1,26(-3)	2,85(-3)	4,90(-3)	7,90(-3)	E3, M2	
1861	0,0025	0,81	$1,97 \pm 0,44$ (-3)	3,95(-4)	8,40(-4)	1,55(-3)	2,66(-3)	1,18(-3)	2,65(-3)	4,50(-3)	7,20(-3)	E3, M2	
2079,5	0,0013	1,14	$7,25 \pm 1,62$ (-4)	3,30(-4)	6,80(-4)	1,25(-3)	2,08(-3)	9,20(-4)	2,05(-3)	3,45(-3)	5,40(-3)	E2, M1	
2170,5	0,007	< 0,15	> 2,92(-2)	3,10(-4)	6,20(-4)	1,15(-3)	1,90(-3)	8,40(-4)	1,85(-3)	3,10(-3)	4,80(-3)	> M5 - E0	
2185,0	0,004	< 0,11	> 2,35(-2)	3,10(-4)	6,10(-4)	1,15(-3)	1,87(-3)	8,20(-4)	1,83(-3)	3,00(-3)	4,70(-3)	> M5 - E0	

*/ Энергии γ -переходов приписаны по измерениям на магнитных спектрометрах.

перехода с энергией 1766,1 кэв. Опыты по $e-\gamma$ -совпадениям подтверждают наличие совпадений (L 91,4) (γ 1700)^{/7/}. Мультипольность переходов 907,5 и 1676,8 кэв, определенная как E2, не противоречит приписанию уровню 1766 кэв спина $I = 0^+$. Уровень 2170,5 кэв также введен на основании выполнения энергетического баланса для четырех каскадов с точностью лучше чем 0,1%. Мультипольность перехода с энергией 2079,5 кэв, определенная как E2, не противоречит приписанию уровню 2170,5 кэв спина $I = 0^+$. Переход с энергией 929,5 кэв, для которого по коэффициенту внутренней конверсии получается мультипольность $\geq M3$, очевидно, следует считать переходом типа E0 и разместить его между уровнями 2170,5 и 1245,5 кэв. Переход с энергией 2185,0 кэв, который обладает большим коэффициентом конверсии, очевидно, также определяет положение уровня 0^+ , так как в спектре конверсионных электронов и в γ -спектре наблюдаются γ -переходы с энергией 1322,5 и 2094 кэв, хорошо подтверждающие по энергетическому балансу существование нового уровня $0^+ - (860,6 + 1322,5)$ кэв = 2183,1 кэв и (91,4 + 2094) кэв = 2185,4 кэв.

На основе наших измерений можно уточнить положение уровня 1400 кэв, введенного в работе^{/8/} на основании совпадений (L 91,4) (γ 1310). Как показали последние измерения (таблицы 1 и 2) в районе с энергией 1310 кэв находится четыре γ -перехода, которые не разрешаются на синцитиляционном спектрометре. В измерениях на Ge(Li) детекторе γ -переходы с энергией 1311,1 и 1313,7 кэв тоже не разрешаются.

Сравнение отношений в спектре совпадений:

$$\frac{(L 91,4) (\gamma 1310)}{(L 91,4) (\gamma 769,1)} = 1,3 \pm 0,4 \quad (8)$$

и в γ -спектре:

$$\frac{\gamma(1294,2 + 1311,1 + 1313,7 + 1322,5)}{\gamma 769,1} = 2,0 \pm 0,4$$

указывает на то, что совпадений для некоторых переходов в районе 1310 кэв с (L 91,4) либо нет, либо они ослаблены разветвлениями. Однако допустить возможность прямых переходов с энергией, близкой к 1310 кэв, в основное состояние нельзя, так как или не обнаруживаются переходы на уровень 91,4 кэв, или мультипольности возможных переходов заставляют отвергнуть этот вариант. Очевидно, уровень в районе 1400 кэв будет определяться самым интенсивным переходом в районе 1310 кэв, который дает совпадения с L 91,4 кэв. Таким переходом является переход с энергией 1294,2 кэв, а остальные переходы с энергией, близкой к 1310 кэв, скорее всего идут с более высоких уровней и ослабляются разветвлениями на уровне 860,6 кэв. Если эти переходы идут на

вышележащие уровни типа 0^+ , то коэффициенты разветвления можно не принимать во внимание. Таким образом, переход с энергией 1294,2 кэв должен идти с уровня 1386 кэв на уровень 81,4 кэв, а относительно остальных переходов предположим, что они идут через уровень 860,6 кэв - прямо или через посредство каких-то других каскадных переходов. Тогда число совпадений должно быть равно

$$\frac{(L91,4) (\gamma 1294) + a(\gamma 1311,1 + \gamma 1313,7 + \gamma 1322,5)}{(L91,4) (\gamma 769,1)} = 1,4 \pm 0,3,$$

что хорошо согласуется с экспериментальным значением $1,3 \pm 0,4$ (a - коэффициент разветвления для уровня 860,6 кэв, равный 0,5). Мультипольность перехода $E_\gamma = 1294,2$ кэв - E1, поэтому спин уровня 1386 кэв будет $I = 1$ или 2 отрицательной четности. В дальнейшем мы покажем, что можно однозначно определить характеристику уровня 1386 кэв как $I = 1^-$.

Наконец, рассмотрим уровни, положение и квантовые характеристики которых установлены с меньшей очевидностью. Наблюдение в γ -спектре слабых γ -лучей с энергией 1242 и 1340 кэв, возможно, определяет положение первого ротационного уровня 1334 кэв со спином $I = 2^+$ на β -вибрационном уровне 1245,5 кэв.

Уровень 1789 кэв, возможно, является первым ротационным уровнем 2^+ на состоянии 0^+ с энергией 1698 кэв. Его положение определяют четыре перехода с энергией 544,1; 1489; 1698 и 1785 кэв.

Введение уровня 2027 кэв можно обосновать следующим образом. Рассмотрение отношений γ -лучей в γ -спектре и в спектре $e-\gamma$ совпадений

$$\frac{(L91,4) (\gamma 1157,0 + \gamma 1166,6)}{(L91,4) (\gamma 769,1)} = 1,2 \pm 0,3, \quad (8)$$

$$\frac{\gamma 1157,0 + \gamma 1166,6}{\gamma 769,1} = 2,3 \pm 0,3$$

заставляет предположить, что переход $E_\gamma = 1166,6$ кэв или вообще не дает совпадений с L 81,4 кэв, или совпадения сильно ослаблены коэффициентом разветвления на уровне 860,6 кэв. Допущение первой возможности означает введение уровня 1166,6 кэв со спином $I = 2^+$. Но его приходится отвергнуть; так как с этого уровня не наблюдается перехода на уровень 81,4 кэв, а также другие возможные переходы не подтверждают его существование. Поэтому мы принимаем второе предположение - о том, что переход $E_\gamma = 1166,6$ кэв идет с уровня 2027 кэв на уровень 860,6 кэв. Для уровня 2027 кэв нельзя по мультипольности перехода с энергией 1166,6 кэв - E2 однозначно сказать о спине этого состояния $I < 4$. Что касается четности этого состояния, то она будет положительной.

Б. Определение интенсивностей переходов в ^{164}Er в %

на распад

Для определения полного числа распадов ^{164}Ti воспользуемся результатами измерений интенсивностей γ -лучей от 0 до 511 кэВ $^{10}/$, интенсивностей конверсионных электронов и позитронов $^{8}/$ от 0 до 2185 кэВ и нашими измерениями интенсивностей γ -лучей и конверсионных электронов (таблицы 1, 2). В работе Вильсона и Пула $^{10}/$, где были определены интенсивности КХ, 91 и 511 кэВ γ -лучей на сцинтилляционном спектрометре, представлена схема распада. В этой схеме распад ^{164}Ti идет на уровень 91 кэВ и в основное состояние ^{164}Er , причем отношение электронного захвата к β^+ -распаду $\epsilon/\beta^+ = 1,0$. Очевидно, значение ϵ/β^+ занижено, так как мы наблюдаем большое количество возбужденных уровней (рис. 4), куда должен идти электронный захват.

В работе Громова и др. $^{8}/$ интенсивности конверсионных линий перехода с энергией 91,4 кэВ сравниваются с интенсивностью позитронов (в единицах таблицы 1 интенсивность $\beta^+ = 100$). Если мы приравняем полную интенсивность перехода $E_\gamma = 91,4$ кэВ к значению, полученному в работе $^{10}/$, то окажется, что по сравнению с работой $^{10}/$ интенсивность β^+ возрастет по отношению к электронному захвату $\epsilon/\beta^+ = 0,82$. Ни одно из значений ϵ/β^+ , полученное в работах $^{8},^{10}/$, не объясняет возбуждения уровней, кроме уровня 91,4 кэВ в ^{164}Er . Очевидно, неточности нахождения ϵ/β^+ связаны: 1) в работе $^{10}/$ с трудностью определения с хорошей точностью интенсивностей мягких γ -лучей - КХ и 91 кэВ - со сравнительно жесткими γ -лучами $E_\gamma = 511$ кэВ; 2) в работе $^{8}/$ - с трудностью сравнения интенсивностей конверсионных электронов с интенсивностью позитронов, так как в измерениях последних могут быть допущены значительные ошибки из-за искажения β^+ -спектра в низкоэнергетической области.

Чтобы избежать возможных ошибок при сравнении интенсивностей КХ-, β^+ - и γ -лучей мы проводили их сопоставление следующим образом: из работы $^{10}/$ были взяты интенсивности КХ- и γ -лучей с энергией 91,4 кэВ, из таблицы 1 использованы интенсивности конверсионных электронов для переходов с энергией от 91 до 2185 кэВ и из таблицы 2 взяты интенсивности γ -лучей с энергией от 500 до 2600 кэВ.

Об определении числа позитронов по аннигиляционному излучению в наших измерениях было сказано ранее.

Взяв за основу мультипольность $E2$ для перехода с энергией 860,8 кэВ, мы получили интенсивность γ -переходов $E_\gamma = 91,4$ кэВ и $E_\gamma = 208$ кэВ в единицах таблицы 2 (при расчете было учтено, что мультипольность этих переходов - $E2$). Затем, приравняв полученную интенсивность перехода $E_\gamma = 91,4$ кэВ интенсивности того же

перехода у Вильсона ^{/10/}, мы получили интенсивность КХ -лучей в тех же единицах. Произведя учет конверсии на К -подоболочке для перехода $E_{\gamma} = 91,4$ кэв ^{/23/}, выходя флуоресценции и L -захвата ^{/24/}, мы по интенсивности КХ -лучей определили полное число захватов при распаде ¹⁸⁴Tu. Полное число распадов ¹⁸⁴Tu будет давать сумма N -захватов и N_{β^+} - распадов. Данные об интенсивностях конверсионных электронов и γ -лучей в процентах на распад можно получить из таблиц 1,2 после деления на соответствующий коэффициент, а также из таблицы 4.

Таблица 4

Полные интенсивности некоторых γ -переходов и ветвей распада в % на распад:

Переход	N захв.	N_{β^+}	81,4 ^{x/} кэв	208 ^{x/} кэв	860,6 ^{x/} кэв
Интенсивность в % на распад	61	39	43,6	1,76	1,87

^{x/} Интенсивности вычислены в предположении чистого E2-перехода.

6. Значения $\log fr$

При вычислении вероятностей β -распада на возбужденные состояния ¹⁸⁴Er мы воспользовались значением периода полураспада ¹⁸⁴Tu $T_{1/2} = (2,04 \pm 0,10)$ мин ^{/10/}, значением разности масс ¹⁸⁴Tu \rightarrow ¹⁸⁴Er, определенным по энергии β^+ -распада $\Delta M = (3940 \pm 20)$ кэв ^{/2/}, и нашими данными по определению процентных разветвлений β^+ -распада и К -захвата на возбужденные уровни ¹⁸⁴Er, полученными из баланса интенсивностей (рис. 4). Значения $\log fr$, полученные по номограммам Мошковского ^{/25/}, приведены также на рис. 4. В большинстве случаев мы можем указать только нижнее значение $\log fr$ вследствие недостаточного значения схемы распада ¹⁸⁴Tu.

ОБСУЖДЕНИЕ

Изучение возбужденных уровней ¹⁸⁴Er производилось также в ряде работ методом кулоновского возбуждения ^{/21,26/} и методом ядерных реакций (p, 2n) ^{/22,27/}. Наиболее полно возбужденные состояния ¹⁸⁴Er изучены Грэпером и др. ^{/22/}. Были обнаружены три ротационные полосы, связанные

- 1) с основным состоянием 0^+ (прослежены уровни до спина $I = 10^+$);
- 2) с γ -вибрационным уровнем 858 кэв, $I = 2^+$ (прослежены уровни до спина $I = 10^+$);
- 3) с коллективным или двухквaziчастичным уровнем 1238 кэв, $I = 0^+$ (прослежены уровни до спина $I = 6^+$).

В отличие от этих методов изучение распада ^{164}Tu , обладающего спином $I = 1^+$, позволяет надеяться на проявление большого количества коллективных или двухквантовых уровней с малыми спинами.

Рассмотрим этот вопрос более подробно.

1. Основное состояние ^{164}Tu

Экспериментальные данные о разрешенном характере β^+ -спектра ^{164}Tu , уточненные значения $\log ft$ при β^+ -распаде ^{164}Tu на уровни с $I = 0^+$ и 2^+ , полосы основного состояния, равные $4,9 \pm 0,1$ и $5,2 \pm 0,1$ соответственно (рис. 3), свидетельствуют о том, что спин основного состояния ^{164}Tu должен быть $I = 1^+$. Сравнение приведенных вероятностей β -переходов на уровни 0 и $91,4$ кэВ с расчетами по работе $^{28/}$ показывает, что квантовое число K основного состояния ^{164}Tu $K = 1^{7/}$.

В рамках модели Нильссона спин основного состояния ^{164}Tu $I = 1^+$ можно получить следующим образом: $I = |\Omega_p \pm \Omega_n|$, где Ω_p и Ω_n — спины нечетного 69 протона и 95 нейтрона. 95 нейтрон в ядре ^{163}Er и 97 нейтрон ^{165}Er имеют орбиталь $5/2 - [523]$, относящуюся к основному состоянию этих ядер. Поэтому можно считать, что 95 нейтрон в ядре ^{164}Er имеет орбиталь $5/2 - [523]$. 69 протон в ядрах Tu от $A = 163$ до $A = 173$ в основном состоянии имеет орбиталь $1/2 + [411]$. Эти две орбитали должны были бы привести согласно правилу Галлахера-Мошковского $^{29/}$ к спину

$I = 3^-$. Но такое заключение противоречит опыту. Ближайшая орбиталь $7/2 - [523]$ для 69 протона, которая дает $I = 1^+$, очевидно, объясняет основное состояние ^{164}Tu , так как для нее, начиная с ^{173}Tu , наблюдается уменьшение энергии с 425 до 293 кэВ у ^{167}Tu . И если допустить плавное уменьшение энергии с уменьшением A , то орбиталь $7/2 - [523]$ для 69 протона может соответствовать основному состоянию в ядре ^{164}Tu . Такое предположение, что в основном состоянии ^{164}Tu спин $I = 1^+$ обусловлен состояниями $p[523]$ и $n[523]$, было сделано в работе Галлахера и Соловьева $^{30/}$.

2. Основное состояние ^{164}Er

Одной из основных характеристик деформированного ядра является β_0 -параметр деформации, от которого зависят, например, вероятности переходов, энергии уровней.

По измеренному времени жизни одного из уровней ротационной полосы основного состояния или вероятности $E2$ -переходов с этих уровней можно определить внутренний квадрупольный момент ядра Q_0 и параметр деформации β_0 . Из всех работ по измерению времени жизни уровня $I = 2^+$ $91,4$ кэВ $^{31,32/}$ или приведенной вероятности

в $(E2, 0 \rightarrow 2)$ -перехода для этого уровня $^{27/}$ наиболее точное определение време-

ни жизни уровня 91,4 кэВ дает работа Фоссана и др. ^{/32/}; $T_{1/2} = (1,43 \pm 0,05) \cdot 10^{-9}$ сек.

Воспользовавшись этими данными, находим, что внутренний квадрупольный момент основного состояния ¹⁸⁴Er $Q_0 = (7,87 \pm 0,35)$ барн, а параметр деформации $\beta_0 = 0,33 \pm 0,02$. Ротационная полоса основного состояния ¹⁸⁴Er, возбуждаемая при распаде ¹⁸⁴Tm, прослеживается до спина $I = 6^+$, если считать, что переход с энергией 316,5 кэВ (табл. 1) идет с уровня 614,7 кэВ ($I = 6^+$) на уровень 299,4 кэВ ($I = 4^+$); в работе Грапера и др. ^{/22/} переход с уровня $I = 6^+$ на уровень с $I = 4^+$ имеет энергию 314,6 кэВ. Использование теории возмущения позволяет представить энергию возбуждения ядра в зависимости от спина состояния в виде ряда:

$$E(I) = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2 + CI^3(I+1)^3.$$

Значения инерциальных параметров в формуле для энергии уровней ротационной полосы основного состояния рассчитаны в работе ^{/9/} для $E_2 = 91,4$ кэВ; $E_4 = 299,4$ кэВ;

$E_6 = 614,7$ кэВ (точность определения энергии уровней не хуже $\pm 0,1\%$). В этом случае A (кэВ) = $15,36 \pm 0,04$; B (эВ) = $-(21,7 \pm 4,8)$; C (эВ) = $(0,28 \pm 0,10)$. Проведем сравнение энергий уровней ротационной полосы со значениями, которые предсказывает простая модель аксиально-симметричного ядра, и модель, развиваемая Давыдовым и др. ^{/33-37/}. Параметрами теории неаксиально-симметричного ядра Давыдова является параметр неадиабатичности - μ и параметр неаксиальности - Γ , которые можно определить по положению двух уровней, если брать отношения их энергии к энергии первого уровня со спином 2^+ . В ядре ¹⁸⁴Er можно выделить четыре варианта для определения μ и Γ (рис. 5). При вычислении μ и Γ мы пользовались расчетами Маллмана и др. ^{/38/}, где приведены отношения энергии возбужденных состояний к энергии первого уровня 2^+ в зависимости от значений μ и Γ .

Расчеты показывают, что в зависимости от того, какие уровни мы берем за основу для ядра ¹⁸⁴Er, получаются различные значения μ и Γ , которые при вычислении положения уровней от $I = 6^+$ до $I = 12^+$ приводят или к очень хорошему согласию (вариант "а" - рис. 5, таблица 5), или к точности вычисления (вариант "г") не лучше, чем для аксиально-симметричного ядра - $\mu = 0$, $\Gamma = 0$ (в этом случае энергии возбужденных состояний основной полосы удовлетворяют простому правилу интервалов (1:10/3:7:12 и т.д.). Довольно хорошее согласие с вариантом "б" соответствует тому, что у аксиально-симметричных ядер и ядер неаксиально-симметричных по мере увеличения Γ должен увеличиваться вклад состояний с $K = 2$ в основной ротационной полосе с $K = 0$.

В таблице 7 приведены также значения энергии уровней, рассчитанные по теории возмущений с применением параметров A, B, C. Видно, что применение теории возмущений для расчета вращательных состояний ядер совершенно недопустимо.

Сравнение экспериментальных и теоретических значений энергии уровней ротационной полосы основного состояния ^{164}Er

I	Эксперимент			Энергия уровня (кэВ)			Расчет /38/			Расчет /35/ Расчет /8/		
	/9/	/22/	"a"	"0"	"b"	"г"	"0"	"b"	"г"	"0"	"b"	"г"
2^+	91,4	91,3	91,4*	91,4*	91,4*	91,4*	91,4*	91,4*	91,4*	91,4*	91,4*	91,4*
4^+	299,4	299,2	299,4*	299,4*	299,4*	299,4*	299,4*	299,4*	294 (-1,7)	304 (+1,5)	299,4*	299,4*
6^+	614,9	613,8	614,9*	621 (+1,0)	603 (-1,9)	594 (-3,4)	614,9*	614,9*	594 (-3,4)	640 (+4,1)	614,9*	614,9*
8^+	1024	1023 (-0,1)**	1024,9*	1050 (+2,5)	995 (-2,8)	950 (-6,4)	1024,9*	1024,9*	950 (-6,4)	1097 (+7,1)	1093 (+6,7)	1093 (+6,7)
10^+	1594	1526 (-0,5)	1526,9*	1572 (+2,5)	1453 (-3,1)	1388 (-9,5)	1526,9*	1526,9*	1388 (-9,5)	1676 (+9,3)	1773 (+15,6)	1773 (+15,6)
12^+	2083	2120 (+1,8)	2120,9*	2195 (+5,4)	1975 (-5,2)	1845 (-11,4)	2120,9*	2120,9*	1845 (-11,4)	2380 (+14,4)	2854 (+37,0)	2854 (+37,0)

*) Значения энергии уровней использованы как параметры расчетов.

**) В скобках даны отклонения в % расчетных значений энергии уровней от экспериментальных значений, приведенных в работах /8,22,33/.

3. Гамма-вибрационный уровень 860,6 кэВ

Уровень 860,6 кэВ с характеристиками $I = 2^+$, $K=2$ в рамках обобщенной модели ядра соответствует коллективным возбуждениям, связанным с поперечными поверхностными колебаниями аксиально-симметричного деформированного ядра, и носит название γ -вибрационного ($\lambda = 2, \nu = 2$). При распаде ^{164}Tu не удается пронаблюдать ротационную полосу, связанную с этим состоянием, скорее всего, это связано с тем, что распад на уровни с $I = 3,4$ и т.д. с $K\pi = 2^+$ запрещен, а возможные каналы заселения с верхних уровней недостаточно интенсивны. Экспериментальные отношения разветвления γ -лучей 789,1 и 860,6 кэВ с γ -вибрационного уровня на полосу основного состояния, плохо согласуются с правилами интенсивности /28/ (таблица 6), рассматривающими отношение приведенных вероятностей квадрупольного излучения с чистой полосой с $K = 2$ на полосу с $K = 0$. Однако это отношение может быть согласовано с предположением определенной смеси двух полос /38/, которая характеризуется параметром Z_2 .

$$V(E_2, I_1, K=2 \rightarrow I_1, K=0) = V(E_2)_0 [1 - Z_2 f_2(I_1, I_1)]^2,$$

где

$$f_2(I_1, I_1) = 1 + [I_1(I_1+1)]^{1/2} < I_1, 2 | I_1, 2 > < I_1, 0 | I_1, 2 >^{-1}.$$

В нашем случае значение $Z_2 = 0,032 \pm 0,005$ хорошо согласуется со значением

$$Z_2 = 0,04 \pm 0,01, \text{ полученным в работе /22/.}$$

Параметр Z_2 характеризует вращательно-колебательное взаимодействие, которое приводит к понижению энергии ротационных уровней полосы основного состояния. Можно подсчитать влияние параметра Z_2 на полосу основного состояния через амплитуду смеси ϵ_2 .

$$Z_2 = \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \epsilon_2 Q_0 < 2^+ | M(E_2, 2) | 0^+ >^{-1},$$

где

$$V(E_2, 0 \rightarrow 2^+) = < 2^+ | M(E_2, 2) | 0^+ >^2,$$

$$V(E_2, 0 \rightarrow 2^+) = 0,18 \pm 0,05 \left(e^2 10^{-48} \text{ см}^4 \right) / 20, \quad Q_0 = (7,67 \pm 0,35) 10^{-24} \text{ см}^2,$$

$Z_2 = 0,032 \pm 0,005$. В этом случае $\epsilon_2 = 1,14 \cdot 10^{-3}$ и соответствующая поправка к расчетным значениям энергий ротационных уровней основного состояния

$$\delta E_2 = -2\epsilon_2^2 (E_2' - E_0) \{ I^2 (I+1)^2 - 2I(I+1) \}.$$

Вклад в инерционный параметр B будет равен $-2,25$ эв, таким образом, экспериментальное значение $B = -21,7$ эв нельзя полностью объяснить только влиянием γ -вибрационной полосы.

В работе Давыдова и др. /35/ было изучено влияние деформации четно-четных атомных ядер на вероятности $E2$ -переходов между коллективными возбужденными состояниями квадрупольного типа K , в частности, между аномальной вращательной полосой (так в теории Давыдова называется γ -вибрационная полоса с $K\pi = 2^+$) и полосой основного состояния. В таблице 6 приведено значение отношения приведенных вероят-

ностей $\frac{V(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)}{V(E2, 2^+ \rightarrow 2^+)}$ для переходов с уровня 860,8 кэВ для $\mu = 0,10$ и $\Gamma = 12,5^\circ$ (вариант "б", учитывает положение уровней ротационной полосы основного состояния, и γ -вибрационный уровень).

Таблица 6

Отношение приведенных вероятностей $\frac{V(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)}{V(E2, 2^+ \rightarrow 2^+)}$ для переходов с уровня 860,8 кэВ

E _γ , кэВ	I ₁	I ₂	$\frac{V(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)}{V(E2, 2^+ \rightarrow 2^+)}$			Z ₂ [*]	Z ₂ ^[22]
			Алага /28/	Давыдов /35/	Эксперимент */		
860,6	2	0	0,7	0,44	0,58±0,08	0,032±	0,04±
769,1	2	2	1,0	1,0	1,0	+0,005-	+0,01-

*/ Данные получены в настоящей работе.

Расчет показал улучшение согласия с экспериментом по сравнению с данными Алага. Необходимо отметить, что это отношение практически не зависит от μ в пределах от 0,1 до 0,3 и в то же время наблюдается плавная зависимость от Γ (при

$\Gamma = 0^\circ \frac{V(E2, 2 \rightarrow 0)}{V(E2, 2 \rightarrow 2)} = 0,7$, при $\Gamma = 25^\circ \frac{V(E2, 2 \rightarrow 0)}{V(E2, 2 \rightarrow 2)} = 0,05$). Полное согласие с экспериментом должно наблюдаться при $\Gamma = 8,5^\circ$. Это значение не соответствует ни одному из вариантов ("б", "г" - рис. 5), где Γ , определенное из энергетических соотношений в положении уровней, включающих также интересующий нас γ -вибрационный уровень, принимает значения $\Gamma = 12,5^\circ$ (б, г).

Рассмотрение γ -вибрационных уровней в сверхтекучей модели ядра /40/ основано на учете взаимодействий независимых частиц, приводящих к парным корреляциям такого же типа, как и в теории сверхпроводимости, а также квадруполь-квадрупольных взаимодействий. Расчеты /40/ положения уровня с $K\pi = 2^+$ показывают хорошее согласие с экспериментом: (870 кэВ) -расчет, (860,8 кэВ) - эксперимент. Так же хорошо предсказывается приведенная вероятность электромагнитных переходов с этого уровня: $V(E2)_{\text{экс}} = 6,7 \pm 1,9$ /20/ и $V(E2)_{\text{расчет}} = 5,7$ (в одночастичных оценках), значение которой свидетельствует о коллективном характере уровня. Волновые функции коллективных неротационных состояний являются суперпозицией двухквaziчастичных состояний, поэтому вероятность β -переходов на коллективные состояния должна быть меньше вероятностей переходов между квазичастичными состояниями, так как в процессе β -

распада принимает участие только часть двухквантовых состояний. Проведенный нами анализ баланса интенсивностей для уровня 860,6 кэв показал, что ни K -захват, ни β -распад не идут на этот уровень. Учитывая нашу точность определения интенсивностей γ -лучей, мы можем дать верхнюю границу заселения уровня 860,6 кэв за счет K -захвата не более 0,08% на распад. Экспериментальное значение $\log fr > 7,4$ говорит о значительной задержке распада на уровень 860,6 кэв по сравнению с распадом на основное состояние. Вычисление вклада от различных конфигураций в коллективное состояние было проделано в работах /41,42/. Наибольший вклад в коллективное состояние 2^+ имеют конфигурации

$\pi\pi$ [512] \dagger	-	[510]	50%	,
$\rho\rho$ [411] \dagger	-	[411]	18%	,
$\rho\rho$ [413] \dagger	-	[411]	9%	,

β -переходы на которые запрещены вследствие F -запрета. Единственная конфигурация, на которую будет разрешен β -распад $\rho\rho$ [523] \dagger - [541] имеет низкий статистический вес (0,1%). При β -распаде, очевидно, осуществляется переход типа

ρ [541] $\dagger \rightarrow \pi$ [523] \dagger , запрещенный по асимптотическим числам π и Λ . На опыте переход такого типа не наблюдался. Но переходы с подобного рода запретами имеют $\log fr = 5,8 \div 6,8$ /43/. Принимая эту величину при β -распаде на уровень 860,6 кэв и учитывая вклад конфигурации $\rho\rho$ [523] \dagger - [541] \dagger - 0,1%, получаем $\log fr = 9 \div 10$. Экспериментальное значение $\log fr > 7,4$ не противоречит ожидаемому значению.

4. Система коллективных β -вибрационных уровней

Так называемый β -вибрационный уровень в обобщенной модели ядра соответствует коллективным возбуждениям, обусловленным продольными поверхностными колебаниями аксиально-симметричного деформированного ядра. Возбуждение в четно-четных деформированных ядрах β -вибрационных уровней с $I\pi K = 0^+0$ представляет благоприятные возможности для наблюдения ЕО-переходов между возбужденным уровнем и основным состоянием ядра. Кроме переходов между состояниями $0^+ - 0^+$, электрические монополярные переходы возможны также между состояниями одного и того же спина и четности. Вероятность ЕО-переходов определяется изменением радиального распределения электрического заряда внутри ядра, поэтому изучение переходов может быть эффективным средством изучения природы ядерных возбужденных состояний. Теория ЕО-переходов была рассмотрена в различных ядерных моделях /16,44-48/. Для сравнения теоретических и экспериментальных данных относительно переходов типа ЕО

можно воспользоваться безразмерным параметром, введенным Расмуссеном^{/45/},

$$\chi \frac{(E0, i \rightarrow f)}{(E2, i \rightarrow f)} = \frac{B(E0, i \rightarrow f)}{B(E2, i \rightarrow f)},$$

где $B(E0, i \rightarrow f) = e^2 R^4 \rho^2(i \rightarrow f)$ — так называемая "ядерная вероятность" монопольного электрического перехода, а $B(E2, i \rightarrow f)$ — приведенная вероятность E2-перехода. Данные относительно некоторых переходов типа E0 в ядре ^{184}Er приведены в таблице 7.

Таблица 7

E0-переходы в ^{184}Er между состояниями со спином 0

E0-переход (кэв)	Т е о р и я						Эксперимент
	/37/		/45/				
	$\rho(O_{\beta} \rightarrow 0)$	$\rho(O_{\gamma} \rightarrow 0)$	$\frac{E0,0_{\beta} \rightarrow 0}{E2,0_{\beta} \rightarrow 20}$	$\frac{E0,0_{\gamma} \rightarrow 0}{E2,0_{\gamma} \rightarrow 20}$	$\frac{E0,0 \rightarrow 0}{E2,0 \rightarrow 2}$	$\frac{E0,0 \rightarrow 0}{E2,0 \rightarrow 2}$	
1245,5	0,67	-0,35	0,48	3,43	0,44 (а) 0,99 (б)	0,15±0,03	
1698,2						0,39±0,06	
1766,1						0,78±0,11	
2170,5						1,76±0,25	
2185,0						5,56±1,84	

В таблице 7 экспериментальные данные сравниваются с расчетами Расмуссена^{/45/} и Давыдова^{/34/}. Расчеты Расмуссена проделаны для сферического ядра для случая (а) квадрупольных поверхностных колебаний при постоянном объеме равномерно заряженного сфероида при равновесной деформации β_0 . В этих расчетах отношение $\chi \left(\frac{E0,0 \rightarrow 0}{E2,0 \rightarrow 2} \right) = 4\beta_0^2$ (где β_0 — параметр деформации, мы принимаем $\beta_0 = 0,33$), оказывается, не зависит от Z , от массового параметра B , от коэффициента жесткости C . Это просто означает, что зависимость вероятностей E0- и E2-переходов от амплитуды вибраций одинакова. Другой подход (б), учитывающий индивидуальные возбуждения легко поляризуемых протонов вблизи поверхности Ферми, приводит к значению $\chi \left(\frac{E0,0 \rightarrow 0}{E2,0 \rightarrow 2} \right) = 9\beta_0^2$. Как мы видим, с экспериментом лучше согласуется вариант (а) (сравнение, очевидно, необходимо проводить для E0-перехода с энергией 1245 кэв).

Из теории Давыдова^{/37/} следует, что среди возбужденных уровней четно-четного ядра должны существовать 2 уровня с $I = 0^+$, относящиеся к системе так называемых β - и γ -колебательных полос. Их энергии в грубом приближении определяются из соотношений $q(0\beta) = \frac{1}{\mu^2}$ и $\epsilon(0\gamma) = \frac{1}{\Gamma^2}$ (в единицах энергии первого ротационного перехода полосы основного состояния). Для $\Gamma = 8^\circ$, $\Gamma = 12,5^\circ$ и $\Gamma = 13,8^\circ$ (варианты "в", "б", "г", "а") уровень 0^+ γ -колебательной полосы должен находиться в районе с энергией 4660; 2030 и 1570 кэВ соответственно. Отношения приведенных вероятностей ЕО-и Е2-переходов для переходов с $0^+\beta$ и $0^+\gamma$ на полосу основного состояния находятся из следующих выражений:

$$X\left(\frac{E_{0,0\beta \rightarrow 0}}{E_{2,0\beta \rightarrow 20}}\right) = 4\beta_0^2 \left(1 + \frac{1}{S}\right),$$

$$X\left(\frac{E_{0,0\gamma \rightarrow 0}}{E_{2,0\gamma \rightarrow 20}}\right) = 3\beta_0^2 \left(1 - \frac{q^2}{S^2}\right)^{-2},$$

где β_0 -параметр деформации, а $v = \frac{\epsilon(22)}{\epsilon(20)}$ и $q = \frac{\epsilon(0\beta)}{\epsilon(20)}$ - отношения энергий первого уровня аномальной полосы 2^+ и β -вибрационного уровня 0^+ к уровню 2^+ ротационной полосы основного состояния. В таблице 7 приведены также значения ядерных матричных элементов электрического монополя. Как мы видим, значения ρ и X сильно различаются для переходов $0\beta \rightarrow 0$, $0\gamma \rightarrow 0$. Таким образом, изучение ЕО-переходов должно было бы давать явное указание на характер возбужденного состояния. Из сравнения с экспериментом видно, что $X(\beta) = 0,482$ в три раза больше соответствующей экспериментальной величины $X\left(\frac{E_{0,0}}{E_2}\right) = 0,15$ для β -вибрационного уровня 1245,5 кэВ. Порядок величины указан правильно, но идентификация среди остальных приведенных уровней уровня 0^+ представляется затруднительной. По расчету уровень 0^+ должен иметь энергию 1570; 2030 или 4660 кэВ. В ядре ^{164}Er в районе 1570 кэВ, действительно, есть два уровня: 1698,2 и 1766,1 кэВ, но величина X в первом случае отличается почти на порядок (в 4,5 раз). В районе 2030 кэВ также имеются два уровня: 2170,5 и 2185,0 кэВ. Хорошее согласие по энергии и по величине X с расчетом (отличие по X не более чем в два раза для того и другого уровня) и значительное расхождение в значениях X по сравнению со значением для уровня 1245,5 кэВ, возможно, свидетельствует о различной природе уровней 1245,5 кэВ и 2170,5 ; 2185,0 кэВ. Хотя необходимо отметить, что, не имея критерия для выбора того или иного значения параметра Γ для расчета уровня 0^+ γ , делать подобное заключение преждевременно.

В сверхтекучей модели ядра β -вибрационные уровни оказались возможным описать при учете квадруполь-квадрупольных взаимодействий с $\lambda = 2$ и $\nu = 0$. В работе^{/30/} возбужденные состояния с $K\pi = 0^+$ рассматривались как двухквaziчастич-

ные, причем обе квазичастицы считались расположенными на одних и тех же уровнях среднего поля. В таком случае вероятности β -переходов в основное состояние и в двухквазичастичные состояния должны быть близки между собой, а переходы на другие состояния с $K\pi = 0^+$ должны быть F -запрещенными.

В работе Соловьева^{/11,40/} рассмотрен вопрос о возможности коллективного характера состояний с $K\pi = 0^+$. Правильность данной трактовки была бы подтверждена, если бы были найдены быстрые β -переходы по крайней мере на три возбужденных состояния с $I\pi K = 0^+$ в одном ядре. Проведем сравнение наших данных с расчетами Соловьева^{/11,40/} (см. таблицу 8).

Таблица 8

Энергии возбужденных состояний с $I\pi K = 0^+$ в ядре ^{164}Er и вероятности бета-переходов на эти состояния

Эксперимент		Соловьев /11,40/		
Энергия уровня (кэВ)	$\log fr$	Энергия уровня (кэВ)	$\log fr$	Тип перехода
0 (осн. сост.)	$4,9 \pm 0,1$	0 (осн. сост.)	$5,0^*$	Au
1245,5	$\geq 5,4$	1230	4,6	
1698,2	$\geq 5,6$	1600	6,5	
1766,1	$\geq 5,4$	1900	5,9	
2170,5	$\geq 5,4$	2100	5,1	
2185,0	$\geq 5,6$			

* Это значение $\log fr = 5,0$ было использовано при вычислении остальных значений $\log fr$ для бета-распада в возбужденные состояния ^{164}Er .

Обращает на себя внимание хорошее согласие вычисленных значений энергий уровней с экспериментальными. Интересно также отметить, что теория правильно предсказывает опускание энергий $K\pi = 2^+$ -состояний ниже энергий $K\pi = 0^+$ -состояний в ^{164}Er .

Как уже отмечалось, на данном этапе изучения схемы распада ^{164}Tl получение точных значений вероятностей бета-переходов на возбужденные состояния ^{164}Er затруднительно. Но отклонения от приведенных значений не могут быть очень большими, так как в предлагаемой схеме распада (рис. 4) учтены почти все наиболее интенсивные γ -переходы. В таком случае нужно отметить также хорошее согласие с рас-

четом значений $\log ft$. Разрешенный характер бета-переходов на возбужденные состояния с $I\pi K = 0^+0$ с несомненностью свидетельствует о коллективной природе этих состояний. Возможно, об этом же говорит плавный ход зависимости $\chi\left(\frac{E_{0,0 \rightarrow 0}}{E_{2,0 \rightarrow 2}}\right)$ от энергии ЕО-перехода (рис. 6). Отклонение от общего хода кривой значения, соответствующего энергии 2185,0 кэв, возможно, связано со структурой состояния. Таким образом, коллективный характер состояний с $I\pi K = 0^+0$ говорит о том, что в ^{164}Er наряду с парными взаимодействиями существенную роль играют квадруполь-квадрупольные взаимодействия.

В схеме распада ^{164}Tm представлены два уровня - 1334 и 1789 кэв, - которые можно рассматривать как первые ротационные уровни с $I = 2^+$ над состояниями с энергией 1245,5 и 1698,2 кэв с $I = 0^+$. Уровень 1334 кэв вводится на основании энергетического баланса с точностью 0,4% двух γ -переходов с энергией 91,4 + 1242 = 1333 кэв и 1340 кэв. Если предположить, что это переходы типа E2, то приведенные вероятности переходов $\frac{B(E2, 2 \rightarrow 2)}{B(E2, 2 \rightarrow 2)_{28/}} = 0,5$, что довольно хорошо согласуется со значением 0,7, приведенным в работе ^{28/}, для переходов с полосы $I\pi K = 2^+0$ на основное состояние с $I\pi K = 0^+0$.

Уровень 1788 кэв вводится по энергетическому балансу четырех γ -переходов (точность не хуже 0,06%). В предположении мультипольности E2 для переходов 1489; 1699 и 1788 кэв мы получаем отношения приведенных вероятностей (6,2 : 1 : 0,14) соответственно. Значения отношений по работе ^{28/} (1,80 : 1 : 0,7) в предположении, что переходы идут с полосы $K\pi = 0^+$, лучше согласуются с экспериментом, чем для полос с $K = 1$ или $K = 2$. Однако при подобном анализе необходимо иметь в виду, что смешивание полос с различными K может привести к значительному изменению отношений приведенных вероятностей переходов.

5. Октуольный уровень 1386 кэв

Кроме коллективных возбуждений, соответствующих квадрупольным деформациям поверхности ядра и имеющих всегда положительную четность, в четно-четных ядрах наблюдаются коллективные возбужденные состояния отрицательной четности, по-видимому, они соответствуют октуольным колебаниям поверхности ядра. В деформированных ядрах в отличие от сферических ядер октуольные состояния с $\lambda = 3$ должны расщепиться на компоненты с $\nu = 0, 1, 2, 3$. Соловьевым и др. ^{40,42,51/} были рассчитаны положения октуольных состояний с $K\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$, т.е. с $\lambda = 3$ и $\nu = 0, 1, 2$ и 3. Уровень 1386 кэв отрицательной четности со спином $I = 1$ или 2 мы рассматриваем как октуольное состояние с $I\pi K = 1^-0$. Из расчетов Соловьева ^{11/} следует, что в ^{164}Er самым низким из уровней с отрицательной четностью будет уровень с $I = 1^-$ и

$K = 0$, т.е. октупольное состояние с $\lambda = 3$ и $\nu = 0$. Нужно отметить хорошее согласие в значениях энергии уровня, полученных в опыте и в расчете (см. таблицу 9). В таблице также даны отношения приведенных вероятностей переходов с уровня 1386 кэВ на полосу основного состояния. Сравнение экспериментальных данных со значениями, полученными Алага, свидетельствует в пользу приписания уровню 1386 кэВ $K = 0$, что подтверждает наш вывод об октупольной природе этого состояния.

Таблица 9

Сравнение энергии уровня с $I\pi K = 1^-0$ и отношения приведенных вероятностей переходов на полосу основного состояния

Ядро	$E(I^-)$ эксп.,	$E(I^-)$ теор.,	$V(EI, I^- \rightarrow 0^+) / V(EI, I^- \rightarrow 2^+)$		
	кэВ	кэВ	эксп.	$K=0$ теор. /28/	$K=1$ теор. /28/
^{164}Er	1386	1430	$0,35 \pm 0,05$	0,5	2,0

Состояния с $K\pi = 0^-$, как отмечается в работе /11/, наиболее сильно коллективизированы из всех октупольных состояний. В работе /41/ приведены три двухквaziчастичных состояния, которые дают наибольший вклад в октупольное состояние с $K\pi = 0^-$:

$\pi h[642] \uparrow$	-	$[523] \downarrow$	49%
$\pi h[651] \uparrow$	-	$[521] \uparrow$	14%
$\pi h[660] \uparrow$	-	$[770] \uparrow$	9%

Мы видим, что нейтронная конфигурация, $\pi h[642] \uparrow - [523] \downarrow$ в которой есть нейтрон, идентичный с конфигурацией основного состояния ^{164}Ti , имеет очень большой вес в коллективном состоянии. Поэтому распад на октупольное состояние, вероятно, идет в основном посредством перехода первого порядка запрещения, задержанного

$1 h - \pi 7/2^- [523] \rightarrow \pi 3/2^+ [642]$. Другие двухквaziчастичные конфигурации не должны вносить вклада в вероятность перехода вследствие F-запрета. Как установлено в работе /49/ переход типа $\pi 7/2^- [523] \rightarrow \pi 3/2^+ [642]$ при распаде $^{161}\text{Ho} \rightarrow ^{161}\text{Dy}$ имеет значение $\log ft = 8,7$. Принимая эту величину при распаде $^{164}\text{Tu} \rightarrow ^{164}\text{Er}$ и учитывая вклад конфигурации $\pi h[642] \uparrow - [523] \downarrow$ в коллективное состояние - 49%, получаем $\log ft = 7,0$. Экспериментальное значение $\log ft \geq 5,5$ (рис. 4) не противоречит этому выводу и, возможно, свидетельствует о том, что мы не учитываем некоторые γ -переходы, которые идут с вышележащих уровней на октупольное состояние.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное сравнение экспериментальных результатов с неаксиальной моделью ядра, развиваемой Давыдовым /34-37,44,47,50/, позволяет указать на хорошее согласие в

ряде случаев в описании коллективных эффектов в ядре: положение ротационных уровней, отношения приведенных вероятностей переходов, происходящих в ротационных полосах или между различными полосами. Однако параметры неадиабатичности μ и неаксиальности Γ для данного ядра, вычисленные по различным комбинациям уровней, отличаются друг от друга. Это, возможно, свидетельствует о том, что различные возбужденные состояния имеют различную деформацию. Но в таком случае ценность параметров μ и Γ уменьшается, если мы, например, попытаемся предсказать с хорошей точностью положение того или другого уровня, исходя из значений μ и Γ .

Сверхтекучая модель ядра, развиваемая Соловьевым и др. /11,40,30,51/, отличается большей последовательностью в интерпретации возбужденных состояний четно-четных ядер. Сверхтекучая модель ядра позволяет получить единое описание как двухквaziчастичных, так и коллективных неротационных состояний четных деформированных ядер.

При распаде ^{184}Tl удалось идентифицировать систему коллективных состояний с $I\pi K = 0^+0$ и октупольное состояние с $I\pi K = 1^-0$, энергия и структура которых хорошо согласуются с расчетными. Это указывает на то, что в сверхтекучей модели ядра, учитывающей, кроме парных взаимодействий, мультипольные взаимодействия, удалось правильно описать ту часть остаточных взаимодействий между нуклонами, которая играет наиболее существенную роль в ядре при сравнительно небольших энергиях возбуждения.

Авторы благодарны Н.И. Пятову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. А.В. Калямин, И.Ю. Левенберг, В.А. Яковлев. Атомная энергия, 5, 582, № 5 (1959).
2. А.А. Абдуразаков, К.Я. Громоз, Б.С. Джелепов, Ю.В. Норсеев, Г.Я. Умаров, В.Г. Чумин. Препринт ОИЯИ, Р-475, Дубна, 1959.
3. Б. Далхсурен, И.Ю. Левенберг, А.Н. Мурия, Ю.В. Норсеев, В.Н. Покровский, И.Ю. Ютландов. Изв. АН СССР, сер. физ., 24, 1105 (1960).
4. А.А. Абдуразаков, К.Я. Громоз, Б. Далхсурен, Б.С. Джелепов, И.Ю. Левенберг, А.Н. Мурия, Ю.В. Норсеев, В.Н. Покровский, В.Г. Чумин, И.А. Ютландов. Препринт ОИЯИ, Р-493, Дубна, 1960; ,Nucl. Phys., 21, 164 (1960).
5. К.Я. Громоз, Б.С. Джелепов, Зыонг Чонг Бай, В.А. Халкин, В.Г. Чумин. Препринт ОИЯИ, Р-613, Дубна, 1960.
6. К.Я. Громоз, Ж.Т. Желев, Л.Н. Никитюк, В.Г. Чумин. Программа и тезисы докладов 12 ежегодного совещания по ядерной спектроскопии. Ленинград. Изд. АН СССР, 42 (1962).
7. А.С. Басина, К.Я. Громоз, Б.С. Джелепов, Ку За Хек, В.А. Морозов. Препринт ОИЯИ, Р-1361, Дубна, 1963.
8. А.С. Басина, Т. Бэдикэ, К.Я. Громоз, Б.С. Джелепов, В.А. Морозов, А.Ф. Новгородов. ЯФ, 2, вып. 2, 204 (1965).

9. А.А. Абдуразаков, А.А. Абдумаликов, В. Глатович, К.Я. Громов, Б.С. Джелепов. Изв. АН Узб. ССР, № 6, 56 (1966).
10. R.G. Wilson, M.L. Pool. Phys Rev, 128, 1827 (1960).
11. В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р-1811, Дубна, 1964; .Nucl Phys , 69,1, (1965).
12. J.Adam, V.G.Chumin, Yu.N.Densov, M.Finger, K.Ya.Gromov, M.Ya.Kuznesova, Lu Si-ting. Препринт ОИЯИ, Е-2494, Дубна, 1965.
13. P.Alexander, F.Boehm. Nucl Phys, 46,108 (1963).
14. G.T.Ewan, A.J.Tavendale. Canad.J.Phys., 42,2286 (1964).
15. И. Адам, К. Громов, М. Кузнецова, Лу Си-тинь, М. Флягер, В. Чумня, Программа и тезисы докладов 15 ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, 62, Минск, Изд. "Наука", 1966.
16. E.L.Church, L.J.Weneser. Phys.Rev., 103,1035 (1956).
17. J.Riddel. CPR-654, 1957.
18. A.G.Cameron. CPR-690, 1957.
19. Г.Ф. Дражицына. Препринт ОИЯИ, Р-959, Дубна, 1962.
20. П. Бедроян, В. Врзал, Я. Липтак, Ф. Молнар, В.А. Морозов, Я. Урбанец. Программа и тезисы докладов 16 ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, 61, Изд. "Наука", Москва, 1966.
21. Y.Yoshizawa, B.Elben, B.Herskind, M.Olesen. Nucl. Phys., 73,273 (1965)
22. R. Graetzer, G.B.Hagemann, K.A.Hagemann, B.Elbeke. Nucl.Phys., 76,1 (1966).
23. Гамма-лучи, 318, Изд. АН СССР, 1961.
24. А.Х. Вапстра, Г.И. Них, Р. Вак Липут. Таблицы по ядерной спектроскопии. Атомиздат, 1960.
25. S.A.Moszkowski. Phys. Rev., 82,35 (1951).
26. B.Elbeke, M.C.Olesen, O.Skildbreid. Nucl. Phys., 40,670 (1963).
27. G.B. Hansen, B.Elbeke, K.A.Hagemann, W.F.Hornjak. Nucl.Phys., 47,529 (1963).
28. G.Alaga. Kgl Dan Vid Selsk Mat-Fys Medd, 29, N9 (1955).
29. C.J.Gallagher, S.A.Moszkowski. Phys. Rev., 111,11282, (1958).
30. C.J.Gallagher, V.G.Soloviev. Math. Fys. Skr. Dan Vid. Selsk. 2, N2 (1962).
31. H.Brown, R.Becker. Phys. Rev., 96,1372 (1954).
32. D.B.Fossan, B.Herskind. Nucl. Phys., 40,24 (1963).
33. A.Bohr, B.R.Mottelson. Kgl Dan Vid. Selsk Mat-Fys Medd, 27, N16 (1953).
34. А.С. Давыдов, В.И. Овчаренко. ДАН СССР, 163, 329 (1965).
35. А.С. Давыдов, В.И. Овчаренко. Доклад на 16 ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. Москва, 1966.
36. А.С. Давыдов. Изв. АН. СССР, сер. физ., 28, 1578 (1964).
37. A.S.Davydov, V.S.Rostovsky. Nucl. Phys., 60,529 (1964).
38. C.A.Malliman, P.P.Day, E.D.Klema. ANL-6220 (1960).
39. A.Bohr, B.R.Mottelson. Lecture on Nuclear Structure and Energy Spectra (1962).

40. В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р-1973, Дубна, 1965.
41. Н.И. Пятов, В.Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1817 (1964).
42. К.М. Железнова, А.А. Корнейчук, В.Г. Соловьев, Г.Юнгклауссен. Препринт ОИЯИ, Д-2157, Дубна, 1965.
43. Б.Н. Захарьев, Н.И. Пятов, В.И. Фурман. ЖЭТФ, 41, 1889 (1961).
44. В.С. Ростовский. ЖЭТФ, 39, 854 (1960).
45. J.O.Rasmussen. Nucl. Phys., 19, 85 (1960).
46. A.S.Reiner, Nucl. Phys., 27, 682 (1961).
47. A.S.Davydov, V.S.Rostovsky, A.A.Chaban. Nucl. Phys., 27, 134 (1961).
48. К.Нара. Nucl. Phys., 46, 385 (1963).
49. А.А. Абдуразаков и др. 1, 851 (1965).
50. А.С. Давыдов. УФН, 87, 599 (1965).
51. А.А. Корнейчук, В.Г. Соловьев, П. Фогель. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1599 (1964).
52. А.А. Абдумаликов, А.А. Абдуразаков, К.Я. Громов. Доклад на IX совещании по исслед. нейтронодеф. изотопов в Дубна в июне 1966 г.
53. R.W.Bercaw, S.Jha. VAPS 1 1, 391 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июня 1966 г.

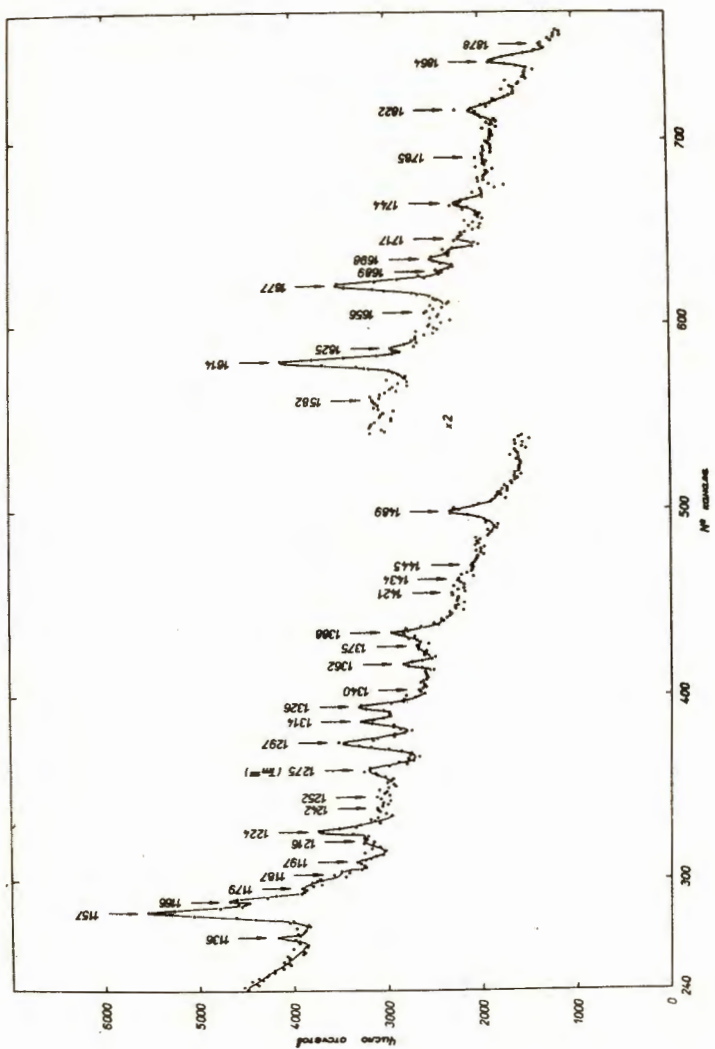


Рис. 8а. Спектр γ -лучей ^{164}Tl , снятый на полупроводниковом $\text{Ge}(\text{Li})$ детекторе с чувствительным объемом $7,5 \text{ см}^3$.

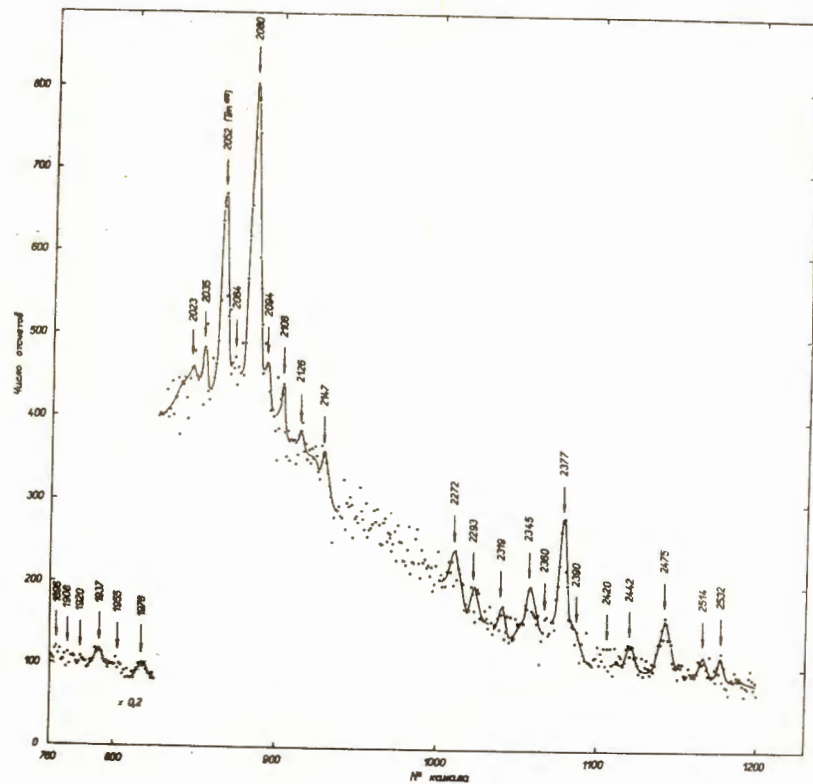


Рис. 8б. Спектр γ -лучей ^{164}Tl , снятый на полупроводниковом $\text{Ge}(\text{Li})$ детекторе с чувствительным объемом $7,5 \text{ см}^3$.

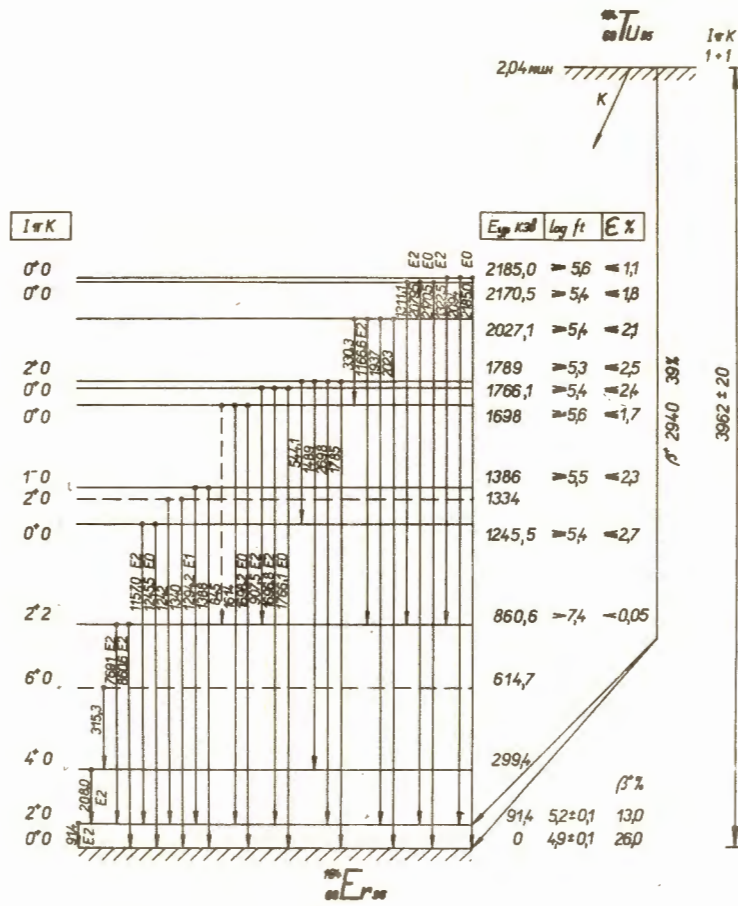


Рис. 4. Схема распада ^{164}Tm .

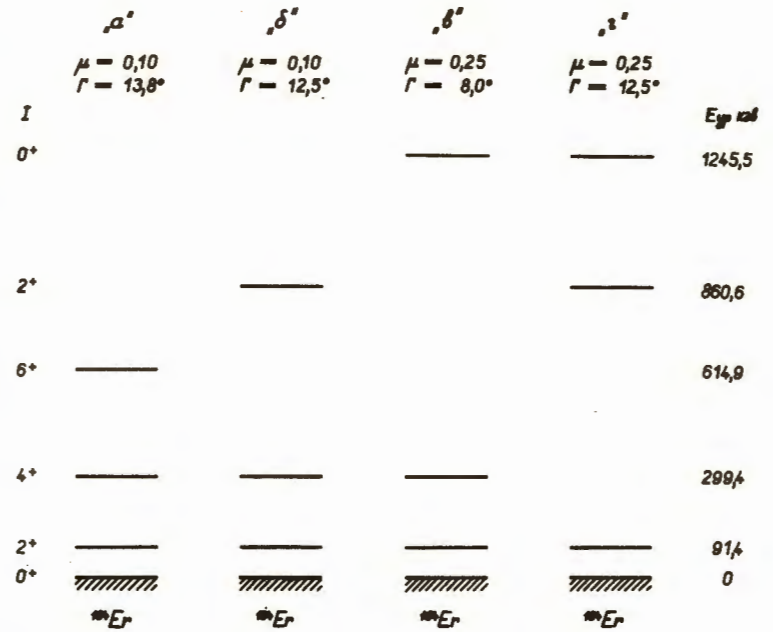


Рис. 5. Системы уровней, использованные для подсчета параметров μ и Γ по Давыдову.

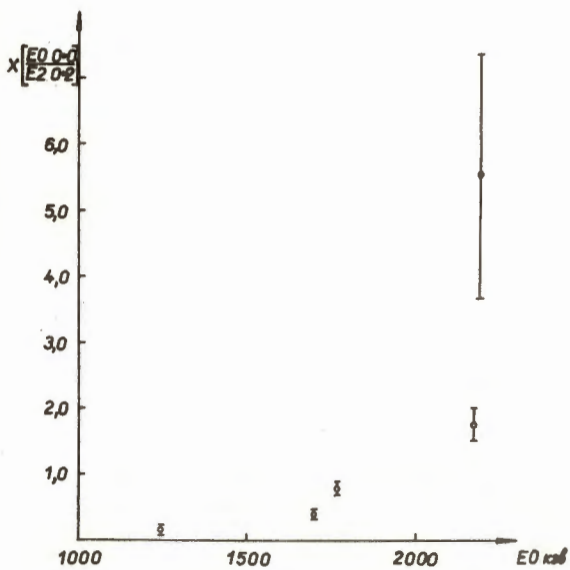


Рис. 6. Значения параметра $X \left(\frac{E0,0 \rightarrow 0}{E2,0 \rightarrow 2} \right)$ в зависимости от энергии E0-перехода.